



НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»



ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ
имени А.И. АЛИХАНОВА

**НАУЧНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
И РАЗРАБОТКИ
НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ**

СБОРНИК СТАТЕЙ

Москва 2019

УДК 621.039+621.38+539.1+521/524
ББК 22.3я43
Н34

НАУЧНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И РАЗРАБОТКИ НИЦ «Курчатовский институт» - ИТЭФ.
Сборник статей. – М.: Издательство «Перо», 2019. – 668 с.

Ответственный редактор А.М. Козодаев.

Редакционная коллегия: В.Ю. Егорычев, Ю.Ф. Козлов, Е.В. Артамонова,
В.В. Васильев, А.А. Голубев, В.И. Захаров.

Рекомендовано к печати Учёным советом НИЦ «Курчатовский институт» - ИТЭФ.

Сборник статей приурочен к 75-летию Института теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт» и посвящён наиболее значимым достижениям в исследованиях и разработках, которые проводились в институте с момента его образования в 1945 году. Тематика статей охватывает физику и технику атомных реакторов и ускорителей заряженных частиц, теоретическую физику, ядерную физику, физику элементарных частиц, фундаментальные взаимодействия при высоких энергиях, астрофизику, физическую химию, радиационную физику конденсированных сред, медицинскую физику, физику высокой плотности энергии в веществе и другие сферы. Приведены описания открытий, сделанных в институте, и перечень книг, написанных его сотрудниками.

RESEARCH AND DEVELOPMENT OF THE NRC «Kurchatov Institute» - ITEP.
Book of articles. – М.: Publishing house «Pero», 2019. – 668 p.

Executive editor A.M. Kozodaev.

Editorial Board: V.Yu. Egorychev, Yu.F. Kozlov, E.V. Artamonova,
V.V. Vasiliev, A.A. Golubev, V.I. Zakharov.

Recommended for publication by the Scientific Council of the NRC «Kurchatov Institute» - ITEP.

The book of articles is dedicated to the 75th anniversary of the Alikhanov Institute of theoretical and experimental physics of the National research center «Kurchatov Institute» and is devoted to the most significant achievements in research and development, which have been carried out at the Institute since its formation in 1945. The articles cover physics and technique of nuclear reactors and charged particle accelerators, theoretical physics, nuclear physics, elementary particle physics, fundamental interactions at high energies, astrophysics, physical chemistry, radiation physics of condensed matter, medical physics, physics of high energy density in matter and other fields. The descriptions of the discoveries made at the Institute and the list of books written by its employees are given.

Рис. – 369, лит. – 1182 наим.

© НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ, 2019

I. Становление и деятельность института

В едином строю

В напряжённое для нашей страны время Великой Отечественной войны на плечи И.В. Курчатова, А.И. Алиханова и других тогда уже известных физиков легла огромная ответственность за выполнение задачи Атомного проекта СССР — создания ядерного оружия в противовес энергичному продвижению американцев в этом направлении. В соответствии с распоряжением Государственного комитета обороны (ГКО) для этого в 1943 году была создана Лаборатория № 2 АН СССР во главе с И.В. Курчатовым (рис. 1).



Рис. 1. Игорь Васильевич Курчатов, академик, трижды Герой Соцтруда, лауреат Ленинской и 4-х Сталинских премий, кавалер многих орденов.

Фактически работы начались еще в 1942 году, когда А.Ф. Иоффе во исполнение приказа И.В. Сталина организовал в Казани первую советскую атомную лабораторию — Лабораторию № 1, в которую входили И.В. Курчатов (заведующий), А.И. Алиханов, С.Я. Никитин, М.С. Козодаев и др. Практически вся эта группа учёных вошла в состав Лаборатории № 2, а трое последних впоследствии образовали ядро новой научной организации — Лаборатории № 3, перенеся туда из Лаборатории № 2 атмосферу напряжённого поиска путей решения важнейшей государственной задачи.

Перспективных для выполнения названной задачи материалов — урана-235, плутония, урана-233, тория — в достаточных количествах в стране не было. Продвижение Атомного проекта требовало незамедлительного решения ряда вопросов как фундаментально-физического и инженерно-технического, так и организационного характера. На заседаниях Техсовета Спецкомитета ГКО (учёным секретарем которого в августе 1945 года был назначен А.И. Алиханов) активно обсуждались проблемы получения ядерных активных веществ и вариантов ядерных реакторов для их производства. Основные вопросы, обсуждавшиеся И.В. Курчатовым, А.П. Александровым, А.И. Алихановым, Г.Н. Флёрвым и другими учёными, — какой реактор перспективнее: на графите или тяжёлой воде? Какой цикл эффективнее: уран-плутониевый или уран-ториевый? Сталкивались различные точки зрения, но цель у всех была одна — скорейшее решение атомной проблемы.

В сентябре 1945 года Техсовет, заслушав доклады И.В. Курчатова, Г.Н. Флёрова и А.И. Алиханова, принял решение о том, чтобы после сооружения реакторов «уран–графит» и «уран–тяжёлая вода» начать работы по направлениям: «уран–плутоний–простая вода», «уран–тяжёлая вода» в комбинации с «ураном и простой водой», «торий–плутоний–простая вода» для переработки тория в уран-233 [1]. На основе этого решения были развёрнуты работы по ториевому циклу, причём главной целью работ на первом этапе было получение урана-233 в качестве ядерной взрывчатки.

И.В. Курчатов отмечал [2], что *«котлы с тяжёлой водой имеют важное преимущество; было бы неправильным идти только в направлении уран–графитовых котлов»*. В совместной докладной записке И.В. Курчатова, А.И. Алиханова и А.П. Александрова на имя Л.П. Берии [3] отмечались выгодные особенности ториевого режима и целесообразность проведения работ по торию.

1 декабря 1945 года в соответствии с постановлением Совнаркома СССР (рис. 2) была создана Лаборатория № 3 во главе с А.И. Алихановым. Главной задачей лаборатории было проведение физических исследований систем ДК (дейтериевый котел) и ТК (ториевый котел). Перед Алихановым была поставлена первоочередная задача создания тяжеловодного ядерного реактора для производства делящихся ядерных материалов и исследовательских целей.

Стимулирующая творческая атмосфера, созданная в Лаборатории № 3, привлекла сюда многих выдающихся учёных. В период становления института наибольшая нагрузка легла на А.И. Алиханова, В.В. Владимирского и И.Я. Померанчука (рис. 3).

Сюда из Лаборатории № 2 кроме Алиханова и Померанчука перешли: ученик И.В. Курчатова и А.И. Алиханова С.Я. Никитин, основатель одной из школ программирования А.С. Кронрод (приглашен Алихановым по совету Курчатова и Ландау), один из лидеров развития экспериментальных методов в ядерной физике М.С. Козодаев.



Абрам Исаакович
Алиханов,
академик, Герой
Соцтруда, трижды
лауреат Сталинской
премии, кавалер многих
орденов.



Василий Васильевич
Владимирский,
член-корреспондент,
лауреат Ленинской и
Сталинской премий,
кавалер многих
орденов.



Исаак Яковлевич
Померанчук,
академик,
дважды лауреат
Сталинской премии,
кавалер многих
орденов.

Рис. 3. Учёные, внесшие наибольший вклад в становление и развитие
Лаборатории № 3.



Рис. 4. Бывшая усадьба «Черёмушки», парадный двор.

приходилось считаться и с тем, что в стране в те годы отсутствовало промышленное производство большого количества тяжёлой воды. Все это послужило основанием для письма Курчатова Берии [4], в котором автор, ссылаясь на свои обсуждения с Алихановым и Александровым и признавая некоторые преимущества тяжеловодных реакторов, приходит к выводу, что *«получение плутония методом уран–графитового котла себя оправдало»* и

«необходимость в таком направлении по котлам с тяжёлой водой теперь отпала».

Это был исторический выбор. Уран-графитовое направление оказалось более реализуемым и уже работало, хотя тяжеловодное — по некоторым показателям было эффективнее. Отечественным физикам удалось не только в кратчайший срок решить атомную проблему, но и «прощупать» варианты решения других задач и экспериментально получить ряд ценных научных сведений.

Лаборатория № 3 в 1949 г. была переименована в Теплотехническую лабораторию, а в 1958 г. — в Институт теоретической и экспериментальной физики. Здесь продолжались физические исследования и разработки в области атомного ядра, его структуры и возможностей использования свойств микроматерии на службе человечеству.

На ТВР впервые в стране были получены поляризованные пучки нейтронов. Разработан и впервые в мире использован метод ядерно-магнитного резонанса на поляризованных β -активных ядрах для изучения свойств короткоживущих дефектов в кристаллах. На реакторе открыто слабое, не сохраняющее чётность нуклон-нуклонное взаимодействие в атомных ядрах.

В июне 1949 г. в институте начал работать циклотрон, способный ускорять протоны, дейтроны и α -частицы. На пучках циклотрона проводились экспериментальные работы по измерению реакторных констант и чисто физические эксперименты.

В 1958 году в ИТЭФ началось сооружение протонного синхротрона У-7 с принципиальной новой жёсткой фокусировкой, позволявшей получать интенсивный пучок при уменьшенных габаритах установки. В 1961 году ускоритель вступил в строй и ускорял протонный пучок до энергии 7 ГэВ. После введения в эксплуатацию нового инжектора — линейного ускорителя с жёсткой фокусировкой И-2 на энергию 25 МэВ в 1967 году — и реконструкции протонного синхротрона в 1973 г. максимальная выходная энергия синхротрона составляла 10 ГэВ, а его интенсивность достигала $1,5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Физики-экспериментаторы получили новый мощный инструмент.

Примерно в те же годы в институте были разработаны физические проекты протонного синхротрона У-70 и его инжектора — линейного ускорителя И-100, которые были сооружены в Институте физики высоких энергий (ИФВЭ, Протвино).

В 1969 году началось использование протонного пучка для протонно-лучевой терапии. Энергия пучка индивидуально подбиралась для пациентов в пределах от 70 до 200 МэВ, что позволяло облучать как наружные опухоли, так и расположенные глубоко в теле больного. В общей сложности в ИТЭФ с выраженным положительным эффектом лечение прошли около 4,5 тысяч больных.

Для моделирования и исследования процессов, происходящих в тяжеловодных решётках ядерных реакторов, в 1977 г. в институте был создан критический стенд МАКЕТ нулевой мощности, на котором обрабатывались безопасность и эффективность промышленных тяжеловодных установок широкого класса. Под научным руководством ИТЭФ созданы тяжеловодные реакторы ОК-180, ОК-190, ОК-190М, ЛФ-2 и другие. Накоплен опыт разработки экспериментальной электроядерной системы на базе симбиоза тяжеловодного подкритического бланкета и линейного ускорителя протонов.

В середине прошлого века физики института впервые в стране приступили к разработке и использованию водородных, пропановых и ксеноновых пузырьковых камер. Очень важные эксперименты были проведены на 700-литровой ксеноновой пузырьковой камере ДИАНА.

Созданы основы теории работы ядерных реакторов, выполнены основополагающие работы в области физики адронных взаимодействий при высоких энергиях и физики слабых взаимодействий. ИТЭФ внёс большой вклад в развитие квантовой хромодинамики и целого ряда других разделов современной физики. Круг исследований теоретиков института продолжает оставаться чрезвычайно широким: исследования непертурбативных эффектов в КХД, суперкомпьютерные вычисления в решёточных калибровочных теориях, теория малочастичных адронных и ядерных систем, исследование следствий стандартной модели и её обобщений, исследования в области математической физики и математики, теории струн и интегрируемых систем. Значительное внимание уделяется проблемам астрофизики и космологии.

С 1967 г. в институте ведутся ультрамикроскопические исследования, создано и развито самостоятельное направление — автоионная микроскопия радиационных эффектов на поверхности и в объёме твёрдых тел, освоены новые, современные методы ультрамикроскопии — сканирующая туннельная и атомно-силовая. Указанные методы весьма востребованы в процессе разработки новых конструкционных материалов активной зоны ядерных реакторов.

В ИТЭФ (в соавторстве с ИФВЭ) предложена ускоряющая ионы структура с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой (английская аббревиатура RFQ), которая совершила переворот в физике и технике ускорения ионов при малых скоростях частиц и получила широкое распространение и общее признание в ускорительных центрах мира.

В 2003 году на базе имевшихся ускорительных установок был создан уникальный тераваттный накопитель ускоренных ионов ТВН-ИТЭФ. Комплекс ускорял как протоны до энергий $0,1 \div 9,3$ ГэВ, так и ионы от углерода до серебра в диапазоне выходных энергий от 0,1 до 4 ГэВ/н. В кольцевой камере могли накапливаться ядра тяжёлых элементов вплоть до железа в диапазоне энергий $200 \div 300$ МэВ/н с фактором увеличения интенсивности пучка до 70. Ускорительный комплекс ИТЭФ не имел отечественных

аналогов, находился в ряду ведущих ускорителей мира, обеспечивал экспериментаторов ускоренным пучком более чем по 4000 часов в году. На выведенных пучках проводились исследования в широком спектре фундаментальных и прикладных задач.

Физики института принимают активное участие в подготовке и проведении экспериментов в международных научных центрах: CERN (Швейцария), DESY (Германия), FNAL (США), KEK (Япония), FAIR (Германия) и других. ИТЭФ — один из первых в России институтов, начавших сотрудничать с CERN.

Очень весом вклад сотрудников института в такие крупные международные эксперименты на Большом адронном коллайдере в CERN, как ATLAS, CMS, LHCb, ALICE. В экспериментах ATLAS и CMS в 2012–2013 г. обнаружен бозон Хиггса. В фокусе научных интересов мегапроекта LHCb находится изучение рождения тяжёлых (прелестных и очарованных) кварков и свойств адронов, содержащих тяжёлые кварки. В 2014–2015 г. в этом эксперименте открыты два пентакварка, а в 2019 г. — новое состояние чармония. Исследованию физики кварк-глюонной плазмы с целью объяснения происхождения и эволюции барионной материи посвящён эксперимент ALICE.

Физики института активно участвовали или участвуют в международных экспериментах CHARM, CHARM2, CHORUS, OPERA, L3, ARGUS, H1, CLAS, HERA-B, GERDA, MAJORANA, BELLE, COHERENT, CDF, D0, CBM, PANDA и других.

Выполнен обширный цикл исследований в эксперименте ARGUS, позволивший впервые определить фундаментальные параметры современной теории элементарных частиц, связывающие кварки первого и третьего поколений. Это привело к появлению целого направления исследований — изучению различия свойств материи и антиматерии в распадах прелестных частиц. Важное направление составляют работы по поиску тёмной материи, изучению двойного бета-распада, эксперименты по исследованию внеземных нейтрино.

В порядке подготовки к экспериментам по физике высокой плотности энергии в веществе в рамках международного проекта FAIR учеными института в содружестве со специалистами GSI (Германия) и LANL (США) разрабатывается высокоточная протоно-радиографическая установка PRIOR и уже создан её прототип.

Во исполнение Указа Президента РФ распоряжением Правительства РФ № 2412-р от 28 декабря 2011 г. ИТЭФ был включён в состав Национального исследовательского центра «Курчатовский институт». В настоящее время институт носит название «Федеральное государственное бюджетное учреждение Институт теоретической и экспериментальной физики имени

А.И. Алиханова Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”». Сокращённо — НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ.

Учёными НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ (совместно с ОИЯИ) проводятся успешные эксперименты по использованию предложенных ими оригинальных детекторов антинейтрино для дистанционной диагностики работы реактора Калининской АЭС. Приоритет в подобных исследованиях принадлежит сотрудникам Курчатовского института, которые получили первые положительные результаты по дистанционной диагностике в середине 80-х годов прошлого века на Ровенской АЭС.

В институте создаётся первый в мире эмиссионный двухфазный детектор на жидком ксеноне, способный с рекордной чувствительностью регистрировать процесс упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре. Заложенные в детектор решения актуальны для исследования тёмной материи.

Встречая своё 75-летие, НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ представляет собой физический центр, в котором ведутся широкопрофильные исследования и разработки по направлениям:

- экспериментальные исследования фундаментальных свойств материи при высоких энергиях;
- экспериментальные исследования в области ядерной физики, адронных взаимодействий и резонансных систем;
- теоретические исследования фундаментальных проблем строения материи и процессов работы ядерных реакторов;
- исследования в сфере астрофизики, космологии и математической физики;
- разработка методов ускорения ионных пучков, прикладное использование пучков ионов;
- разработка методов протонной онкотерапии и позитрон-эмиссионной диагностики;
- фундаментальные исследования в области физики и химии конденсированных сред;
- развитие методов ультрамикроскопии и их применение в радиационном материаловедении;
- исследования по физике высокой плотности энергии в веществе и тяжелоионному термоядерному синтезу;
- научное курирование отечественных тяжеловодных атомных реакторов, исследование вопросов безопасности и возможностей электроядерных технологий в ядерной энергетике;
- разработка методов прикладного использования явлений физики элементарных частиц.

В институте большое внимание уделяется воспитанию творческой молодежи. В нём работают базовые кафедры ведущих университетов:

– кафедра физики экстремальных состояний вещества факультета экспериментальной и теоретической физики НИЯУ «МИФИ»;

– кафедра теоретической астрофизики и квантовой теории поля МФТИ ГУ;

– кафедра физики элементарных частиц МФТИ ГУ, за 50 лет работы которой подготовлена когорта физиков, из которых более 50 стали докторами наук, а 6 человек — членами РАН.

Аспирантура института готовит кадры высокой квалификации по направлениям:

– физика и астрономия,

– ядерная, тепловая и возобновляемая энергетика и сопутствующие технологии.

Ряд студентов, аспирантов и молодых кандидатов наук участвует в реализации международного проекта FAIR. Для этого в институте совместно с GSI в 2007 г. был создан Исследовательский центр FAIR–Россия (ИЦФР).

Огромную роль в подготовке специалистов играют ежегодно проводимые в институте, начиная с 1973 г., «Зимние школы физики», получившие международный статус.

За последние 5 лет сотрудниками НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ опубликовано более 3000 статей в журналах, индексируемых в базе данных Web of Science.

В настоящее время в составе института 5 членов-корреспондентов РАН, 86 докторов и 204 кандидата наук. Ряд крупных результатов его научных исследований вошёл в золотой фонд достижений российской и мировой науки. Учёными института сделано 11 открытий, 8 сотрудников стали лауреатами Ленинских премий, 29 человек — лауреатами Сталинских и Государственных премий. Результаты учёных увенчаны международными научными премиями, премиями и медалями РАН, среди которых золотая медаль РАН им. А.Д. Сахарова и золотая медаль РАН им. Л.Д. Ландау.

Сегодня институт выступает в едином строю с другими научными организациями в составе НИЦ «Курчатовский институт».

Литература

1. Протокол № 2 заседания Технического совета Специального комитета при Совнаркомe СССР от 5, 6, 10, 16, 24 сентября 1945 г. Сборник «Атомный проект СССР. Документы и материалы, т. 2. Атомная бомба. 1945–1954», кн. 4, под общ. ред. Л.Д. Рябева. М., Физматлит, 2003, с. 11.

2. Доклад И.В. Курчатова об основных научно-исследовательских, проектных и практических работах по атомной энергии, выполненных в 1947 г. Февраль 1948 г.

Сборник «Атомный проект СССР. Документы и материалы, т. 2. Атомная бомба. 1945–1954», кн. 3, под общ. ред. Л.Д. Рябева. М., Физматлит, 2002, с. 763.

3. Записка И.В. Курчатова, А.И. Алиханова и А.П. Александрова на имя Л.П. Берии об использовании тория от 27 октября 1948 г. Сборник «Атомный проект СССР. Документы и материалы, т. 2. Атомная бомба. 1945–1954», кн. 4, под общ. ред. Л.Д. Рябева. М., Физматлит, 2003, с. 558.

4. Письмо И.В. Курчатова Л.П. Берии о котлах с тяжёлой водой от 4.11.1948 г. Сборник «Атомный проект СССР. Документы и материалы, т. 2. Атомная бомба. 1945–1954», кн. 4, под общ. ред. Л.Д. Рябева. М., Физматлит, 2003, с. 554.

II. Разработка тяжеловодных атомных реакторов

Разработка тяжеловодных ядерных реакторных установок

Б.П. Кочуров, В.В. Селиверстов

Введение

Одной из основных задач института при его основании было проведение физических исследований ядерных систем для производства делящихся ядерных материалов и энергетических целей. Главное направление этих исследований и разработок находилось в области тяжеловодных ядерных реакторных установок. Основные работы института в этом направлении:

- разработка теории, методов и программ расчёта реакторных установок;

- научное руководство, экспериментальное обоснование, авторское сопровождение, анализ и совершенствование режимов эксплуатации тяжеловодных промышленных реакторов;

- разработка тяжеловодного энергетического газоохлаждаемого реактора, характеризующегося высокими топливными характеристиками, предельной ядерной безопасностью и высоким уровнем технической безопасности, надёжности и экономичности;

- разработка концепции тяжеловодного изотопного ядерного реактора нового поколения с улучшенными физическими, физико-химическими, эксплуатационными и продуктивными характеристиками;

- эксперименты в обоснование электроядерных установок;

- исследование многокомпонентных топливных циклов в условиях открытого и замкнутого ядерного топливного цикла с получением энергии, трансмутацией и захоронением долгоживущих радиоактивных отходов;

- учёт и контроль ядерных материалов;

- вопросы лицензирования строящихся и действующих установок.

Созданием тяжеловодного направления руководили академики А.И. Алиханов и И.Я. Померанчук, член-корреспондент В.В. Владимирский, член-корреспондент Б.Л. Иоффе, П.А. Петров, С.Я. Никитин, Н.А. Бургов, А.Д. Галанин.

Под научным руководством ИТЭФ разработаны и реализованы следующие тяжеловодные реакторы:

1949 г. — исследовательский реактор ТВР,
1951 г. — промышленный реактор ОК-180,
1955 г. — промышленный реактор ОК-190,
1958 г. — исследовательский реактор в Китае,
1959 г. — исследовательский реактор в Югославии,
1966 г. — промышленный реактор ОК-190 М,
1972 г. — энергетический газоохлаждаемый реактор в Чехословакии,
1977 г. — реактор нулевой мощности – критический стенд МАКЕТ,
1987 г. — промышленный реактор ЛФ-2.

В последующие годы работами руководили И.В. Чувило, Г.Н. Караваяев, П.И. Христенко, О.В. Шведов, Б.П. Кочуров.

В настоящее время научное руководство эксплуатацией тяжеловодного промышленного реактора ЛФ-2, разработку принципов перспективных тяжеловодных ядерных установок и программ их расчёта осуществляют В.В. Селиверстов и М.М. Игумнов.

1. Теория и методы расчёта реакторов

Теория и методы расчёта ядерных реакторов представляют научную дисциплину со своей историей развития. Работы, выполненные в ИТЭФ, внесли заметный вклад в эту область физики и прикладной математики.

Первые годы с момента открытия деления ядер урана характеризовались созданием основ физики ядерных систем и развитием аналитических методов. Было сформулировано общее уравнение переноса нейтронов, создана теория диффузии и замедления нейтронов, введены элементарные параметры, определяющие критичность ядерных реакторов, разработаны основы кинетики реакторов и т.д.

В 1946–1947 годах А.И. Ахиезером и И.Я. Померанчуком была написана одна из первых в мире книг по теории ядерных реакторов «Введение в теорию мультиплицирующих систем (реакторов)». Книга была секретной и рассекречена только в 1960-ые годы. По инициативе Б.Л. Иоффе книга была опубликована в 2002 г. [1]. Этот труд представляет несомненный исторический интерес и отличается применением в решении задач сложных математических методов на уровне, заметно превышающем уровень публикаций зарубежных авторов того же и даже более позднего периода.

Одним из основоположников общей теории ядерных реакторов является А.Д. Галанин. Стиль его работы отличался исключительно высоким теоретическим уровнем и умением формулировать и решать задачи таким образом, чтобы максимально учитывались все тонкости явлений, а решение носило законченный характер, пригодный к непосредственному применению в прикладных вопросах. В 1957 г. была издана его монография «Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах» [2]. В 1971 г. — монография

«Теория гетерогенных реакторов» [3], а в 1984 г. — монография «Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах» [4], переизданная в 1990 г. [5]. С момента издания и по сегодняшний день эти книги являются настольными для специалистов в области физики тепловых реакторов как в России, так и за рубежом.

Широкой мировой общественности имя А.Д. Галанина как одного из ведущих специалистов по теории ядерных реакторов стало известно после представления серии его докладов на Первой международной конференции в Женеве по мирному использованию атомной энергии в 1955 г.

В теории гетерогенных реакторов, известной как теория Галанина–Фейнберга, А.Д. Галаниным были предложены принципиально новые аналитические подходы, позволяющие эффективно решать ряд практических задач. В частности, было показано, что миграция нейтронов в регулярных решётках может быть вычислена путем учёта первой азимутальной гармоники нейтронного потока около блоков.

К трудностям практического применения гетерогенной теории на первом этапе её разработки относилась матричная форма уравнений, подразумевающая квадратичный рост размерности решаемой системы уравнений с числом рассматриваемых элементов реактора. Это ограничивало возможность создания эффективных расчётных программ даже для высокопроизводительных компьютеров. Помимо этого возникали проблемы с учётом резонансного поглощения при применении возрастной теории замедления.

Решение этих проблем было предложено Б.П. Кочуровым. В работе [6] сформулированы общие малогрупповые гетерогенные уравнения и найден подход к преобразованию двумерных гетерогенных уравнений от матричной к разностной форме. В работе [7] двумерные уравнения распространены на трёхмерные системы путём представления аксиальных зависимостей потока нейтронов рядами Фурье. В работе [8] разработана теория эффективных граничных условий на поверхности ячейки.

Работы Галанина и Кочурова легли в основу разработки эффективных вычислительных программ для трёхмерного пространственно-временного гетерогенного расчёта широкого класса ядерных реакторов сложной конфигурации. Программы находят применение при решении физических задач для реакторов различных типов, при изучении перспективных топливных циклов, основанных на использовании тория и искусственного делящегося изотопа — урана-233, при оценке параметров подкритических реакторов с внешним источником нейтронов и при изучении вопросов трансмутации долго живущих отходов ядерной энергетики.

Сотрудниками института разработаны:

– теория резонансного поглощения в урановых блоках, содержащих замедлитель, и теория оптимизации процессов в ядерных реакторах на основе принципа максимума Понтрягина (А.П. Рудик, А.С. Герасимов);

– теория глубокого выгорания горючего в ядерных реакторах атомных электростанций (Б.Л. Иоффе, Л.Б. Окунь);

– теории устойчивости ядерных реакторов с учётом регуляторов и датчиков, что позволило исследовать вопросы устойчивости таких реакторов как РБМК и ВВЭР (Б.З. Торлин);

– методы решения уравнений переноса нейтронов применительно к расчёту защиты реакторов (Б.Р. Бергельсон).

В развитие теории подкритических реакторов с внешним источником нейтронов предложен новый параметр эффективности системы — ценность нейтронов внешнего источника и разработан новый метод расчёта каскадных подкритических систем — метод связанных зон [9]. Работа открывает новые возможности для разработки эффективных методов и программ оптимизации такого рода установок.

Для оценки эффективности трансмутационных установок предложен ряд новых параметров, впервые учитывающих скорость нейтронных реакций на трансурановых изотопах, что является критически важным для оценки реальной эффективности трансмутационных систем [10]. Параметры дают возможность наглядно сравнивать между собой эффективность трансмутации как в подкритических, так и в критических системах с различным спектром нейтронов, в том числе и в быстрых энергетических реакторах. Это позволяет по-новому подойти к оценке многолетних и до сегодняшнего дня фактически безрезультатных дискуссий о преимуществах альтернативной трансмутации минорных актинидов как в тепловом, так и в быстром спектре нейтронов. Отмечается, что для определения перспективности способа трансмутации целесообразно детальное рассмотрение процесса с одновременным применением на разных его этапах установок как с быстрым, так и с тепловым спектром нейтронов.

В развитие теории переноса нейтронов В.В. Селиверстовым предложен принципиально новый подход к расчёту нейтронофизических характеристик реактора, определённый как интегрально-дифференциальный метод [11]. Баланс нейтронов внутри единичной сферы описывается кинетическим законом Фика, представляющим кинетически точную связь между разностным током в точке по некоторому направлению и производной скалярного потока в той же точке по тому же направлению. Для каждой расчётной зоны рассматриваемой системы составляется кинетически точный нейтронный баланс, включающий утечку или поступление нейтронов в соответствии с кинетическим законом Фика, поглощение нейтронов, определяемое средним потоком и сечением поглощения, а также поступление нейтронов от внешнего источника. Совокупность балансов всех расчётных

зон формирует систему уравнений, по структуре совпадающую с системой уравнений в элементарной теории диффузии, которая решается одним из традиционных диффузионных методов. Уникальной особенностью метода является возможность представления формы пространственного распределения скалярного потока внутри расчётных зон рядом Тейлора третьей степени, что существенно повышает точность расчёта, особенно в случае многомерных геометрий.

Работы первого поколения сотрудников ИТЭФ — основоположников теории ядерных реакторов — признаны классическими во всём мире. Современное поколение стремится продолжать традиции своих учителей.

2. Экспериментальные тяжеловодные реакторы

Основной задачей работ по системам «ДК» (дейтериевые котлы) было создание тяжеловодных ядерных реакторов для производства плутония-239 (промышленные реакторы). С точки зрения наработки делящихся материалов для атомной бомбы такие реакторы с тяжеловодным замедлителем и охладителем обеспечивают наибольшую эффективность. Они имеют меньшие габариты, более надёжны и просты в обслуживании, дают в 2,5 раза больший выход плутония-239 — до 15% от содержания ^{235}U в урановых блочках. Тяжеловодные реакторы используют природный уран более эффективно, поскольку при производстве плутония обеспечивают заметно большее выгорание ^{235}U при заданном уровне накопления вредного ^{240}Pu .

3. Опытный тяжеловодный реактор ТВР

В 1947 г. вышло постановление СМ СССР о строительстве на территории Лаборатории № 3 установки № 7 — опытного тяжеловодного реактора ТВР, предназначенного для экспериментальной проверки расчётных данных промышленного реактора № 7 (будущего тяжеловодного реактора ОК-180).

Реализация постановления потребовала решения проблемы получения тяжёлой воды: необходимое количество её (~ 4 т) в стране отсутствовало, и требовалось быстро организовать её расширенное производство. Получить тяжёлую воду в больших количествах значительно труднее, чем выделить уран из руды. Поскольку содержание D_2O в обычной воде составляет около 0,017%, то для получения тяжёлой воды с концентрацией 99,5% необходимо обычную воду обогатить примерно в 6000 раз.

Физический пуск реактора ТВР был осуществлен 26 апреля 1949 г. Реактор был выведен на проектную мощность в строгом соответствии с теоретическими расчётами. Для реактора ТВР был изготовлен герметичный алюминиевый бак, внутри которого на верхней плите были подвешены технологические каналы из алюминиевого сплава для загрузки в них блочков

из природного урана в алюминиевых оболочках. Изменение конфигурации стержней в активной зоне, т.е. организацию различных «решёток», можно было осуществлять за счёт поворота плиты. Через весь объём реактора прокачивалась тяжёлая вода для отвода тепла, выделяющегося при делении ядер урана-235. Образующаяся при работе реактора гремучая смесь удалялась за счёт продувки объёма над тяжёлой водой гелием. Была предусмотрена система регулировки реактора с помощью четырёх кадмиевых стержней с дистанционными приводами, позволяющими при прецизионных измерениях реактивности отслеживать положение стержней с точностью до 0,1 мм.

Бак был окружён боковым графитовым отражателем, сверху он закрывался свинцовой крышкой и герметичной крышкой из нержавеющей стали с щелевыми затворами для замены любого уранового стержня без разборки верхней защиты.

Из активной зоны реактора были выведены вертикальные и горизонтальные экспериментальные каналы для проведения исследований. Горизонтальные каналы предназначались для пучков нейтронов и γ -излучения. Вертикальные каналы служили для облучения образцов и получения радиоактивных изотопов. В боковой защите размещалась горизонтальная графитовая колонка для проведения экспериментов, в том числе — на холодных нейтронах.

В 1955 г. была проведена реконструкция ТВР, схема которого приведена на рис. 1, где приняты следующие обозначения:

- | | |
|--|--|
| 1 — бетонная защита, | 9 — защитная пробка, |
| 2 — внешний корпус, | 10 — внутренний корпус, |
| 3 — тепловая колонна, | 11 — графитовый отражатель, |
| 4 — вертикальные экспериментальные каналы, | 12 — топливный канал, |
| 5 — водная защита, | 13 — тяжёлая вода, |
| 6 — чугунная плита, | 14 — горизонтальный экспериментальный канал, |
| 7 — монтажная плита, | 15 — трубопроводы |
| 8 — гелиевый контур, | 1-го контура. |

Вместо природного урана был использован уран с 2-процентным обогащением. По окончании реконструкции в 1957 г. ТВР имел следующие параметры: мощность — 2,5 МВт, поток тепловых нейтронов в центре — $1,5 \cdot 10^{13}$ н/см²сек. После перевода ТВР в 1963 г. на уран с 90-процентным обогащением этот поток увеличился до $4 \cdot 10^{13}$ н/см²сек. Реактор ТВР был первым тяжеловодным реактором на Азиатско-Европейском континенте.

Под научным руководством ИТЭФ практически однотипные исследовательские реакторы (рис. 2) были введены в эксплуатацию в Китае (1958 г.) и в Югославии (1959 г.).

В 1979–1983 годах под руководством В.В. Владимирского, Г.Н. Караваева, О.В. Шведова и др. был разработан проект высокопоточного

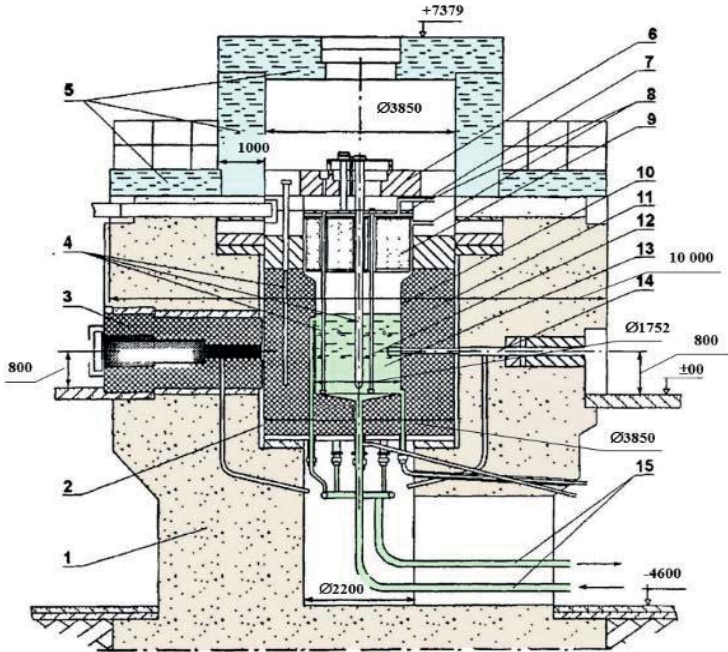
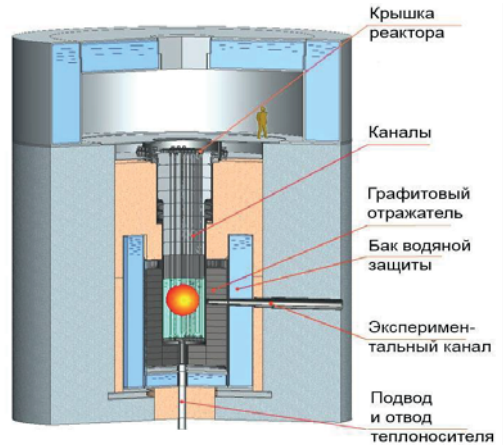


Рис. 1. Схема реконструированного тяжеловодного реактора ТВР.

Рис. 2. Схема исследовательского реактора, разработанного под научным руководством ИТЭФ.



исследовательского реактора ТВР-М (плотность потока $2,2 \cdot 10^{13}$ н/см²·сек/МВт) мощностью 25 МВт с максимальной загрузкой 6,3 кг по ²³³U (90%). Реактор предназначался для замены ТВР с целью оптимизации конструкции активной зоны и размещения экспериментальных устройств внутри отражателя и предусматривал проведение фундаментальных исследований и петлевых

экспериментов, а также производство изотопов высокой удельной активности. Физические свойства и размеры активной зоны, использование тяжелой воды (теплоноситель, замедлитель и отражатель) и высокообогащенного урана должны были обеспечить максимальную избыточную реактивность, что позволяло иметь в реакторе 15 экспериментальных каналов и 50 облучательных каналов и объемов.

4. Тяжеловодные реакторы нулевой мощности

К концу 1960 года сложилась ситуация, когда действующие расчётные программы не обеспечивали необходимой точности в расчётах тяжеловодных гетерогенных решёток с большими градиентами нейтронных полей, обусловленными наличием в составе полиячеек активной зоны топливных и поглощающих каналов с большими «весами» по реактивности.

Неудовлетворительная точность расчётов создавала серьёзные проблемы при эксплуатации промышленных реакторов, не позволяла надёжно рассчитывать основные нейтроно-физические параметры и переносить их надёжную оценку на стадию физического пуска и эксперименты, предшествующие началу очередной кампании реактора.

Поэтому было решено создать реактор нулевой мощности (критический стенд) относительно небольших размеров, используя имеющиеся в ИТЭФ ресурсы, а также полученные во временное пользование ядерное топливо и тяжёлую воду.

К началу 1971 г. был сооружён критический стенд МАКЕТ-1 с объёмом активной зоны $\sim 5 \text{ м}^3$, на котором была реализована обширная экспериментальная программа с тяжеловодными решётками и высокообогащённым урановым топливом. Экспериментально полученные прецизионные данные позволили достаточно полно протестировать результаты проводимых в ИТЭФ расчётов и обеспечить их надёжность и необходимую точность.

В 1973 г. конструкторская группа приступила к проектированию критического стенда МАКЕТ (рис. 3) на основе технического задания, подготовленного экспериментаторами и эксплуатационным персоналом критического стенда МАКЕТ-1. При проектировании стенда МАКЕТ был использован опыт стенда МАКЕТ-1, тяжеловодного реактора нулевой мощности ТР-0 (ЧССР) и реактора ТВР ИТЭФ.

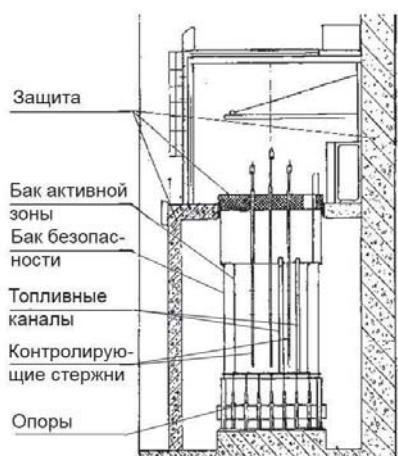


Рис. 3. Схема активной зоны стенда МАКЕТ.

Его строительство началось в 1975 г. В 1977 г. стенд был введён в эксплуатацию. На нём были получены уникальные экспериментальные данные о нейтроно-физических и эксплуатационных параметрах, а также о методах обеспечения ядерной безопасности тяжеловодных решёток с высокообогащённым ураном.

Первоначальный опыт работы стенда МАКЕТ позволил определить ряд особенностей его эксплуатации и сформулировать требования к реконструкции отдельных его технологических систем. Основной задачей реконструкции явилось повышение эксплуатационных возможностей и ядерной безопасности путем:

- увеличения количества каналов СУЗ, обладающих повышенной надёжностью и стабильностью за счёт применения современной элементной базы;
- исключения возможности незапланированного введения положительной реактивности за счёт увеличения количества элементов контроля, блокировок и запретов;
- введения метрологической поверки всех элементов систем, обеспечивающих ядерную безопасность;
- модернизации гидросистемы с целью сокращения числа избыточных элементов и магистралей, а также герметизации её элементов;
- обеспечения полной гидроизоляции пола стендового зала и создания системы сигнализации о появлении влаги в различных точках стендового зала.

В течение 1982–1983 г. реконструкция стенда МАКЕТ была завершена. В период с 1986 по 1987 годы на стенде проводились предпусковые эксперименты с моделями решёток промышленного реактора ЛФ-2. В ходе экспериментов была апробирована нестандартная методика набора критической массы, обоснована её ядерная безопасность, подтверждена высокая чувствительность специальной системы контроля за нейтронными полями к локальным неоднородностям в решётках.

С 1986 по 1994 годы проводились экспериментальные исследования новых перспективных режимов работы установки ЛФ-2 с целью:

- оптимизации наработки изотопной продукции ^{60}Co , ^{192}Ir ;
- изучения прозрачности «частотола» поглотителей, расположенных на периферии активной зоны;
- изучения совмещённых каналов;
- изучения интерференции каналов, имеющих неоднородность загрузки в аксиальном направлении;
- изучения особенностей решёток с зонами повышенного потока.

Полученная информация была сведена в большой банк прецизионных экспериментальных данных, точность и надёжность которых даёт возможность использовать их для тестирования расчётных ЭВМ программ.

В 1995 г. на стенде МАКЕТ были выполнены экспериментальные исследования нейтронофизических характеристик тяжеловодных растворов актинидов. Были исследованы размножающие решётки с тяжеловодными растворами ^{237}Np и ^{232}Th . Полученные экспериментальные данные позволили определить:

- эффективный резонансный интеграл тяжеловодного раствора ^{237}Np ;
- пространственно-энергетические распределения нейтронных полей в объёмах с тяжеловодными растворами ^{232}Th разной концентрации;
- пустотные эффекты реактивности объёмов с тяжеловодными растворами ^{232}Th .

На основании полученных экспериментальных данных были сделаны оценки радиационной токсичности U–Th топливного цикла для гомогенных реакторных установок.

В 1997 г. были выполнены экспериментальные исследования нейтронофизических параметров тяжеловодных U–Th решёток. В результате был создан банк прецизионных экспериментальных данных для тестирования расчётных комплексов, используемых для моделирования физических процессов, протекающих в активных зонах реакторов, реализующих идею вовлечения в топливный цикл ^{233}U .

В 2000 г. на стенде МАКЕТ было проведено изучение возможности использования неразмножающих бланкетов для наработки изотопной продукции. Были определены нейтронофизические параметры нескольких модификаций регулярных тяжеловодных решёток с поглощающими элементами. В качестве внешнего источника нейтронов использовался импульсный D–T генератор нейтронов с энергией нейтронов 4 МэВ, установленный в центре бланкета. В результате исследований были получены динамические характеристики нейтронного поля в бланкете, что позволило сформировать банк прецизионных экспериментальных данных для верификации и тестирования расчётных комплексов и получить оценки производительности таких систем.

В 2000–2001 годах выполнены экспериментальные исследования нейтронофизических параметров решёток с микромоделами солевого бланкета. Для этого в центре размножающего бланкета были установлены две модификации экспериментальных устройств, что позволило определить нейтронофизические характеристики микромодел соли в нейтронном поле с разной жёсткостью спектра. Состав соли в микромоделе солевого бланкета — $\text{NaF}+\text{ZrF}_4$. Соль такого состава планировалась для использования в энергетических электроядерных установках, и информация о нейтроно-физических параметрах решёток, содержащих такую соль, отсутствовала.

В 2002–2003 г. выполнены критические эксперименты с целью наработки прецизионных данных для тестирования методом Монте-Карло и

гетерогенных программ расчёта нейтронофизических параметров U и U-Th тяжеловодных решёток.

С 2004 г. по настоящее время на стенде МАКЕТ проводятся экспериментальные исследования по изучению новых перспективных режимов работы промышленных реакторов.

5. Промышленные тяжеловодные реакторы

Строительство первого промышленного тяжеловодного реактора ОК-180 на комбинате «Маяк» было начато 6 июня 1949 г. и завершено 23 сентября 1951 г. Реактор с обслуживающими системами был размещён в здании, имеющем подземное исполнение, с относительно небольшим заглублением. Основным узлом являлся герметичный корпус из алюминиевого сплава диаметром 2,8 м и высотой 3,4 м с верхней защитной крышкой, через которую производилась установка и извлечение технологических каналов, а также их загрузка рабочими блоками. Выгрузка рабочих блоков осуществлялась вниз с последующей их передачей в транспортную галерею для выдержки перед отправкой на радиохимический завод. Первоначальная тепловая мощность реактора — 100 МВт. Охлаждение рабочих блоков в окончательной конструкции осуществлялось по двухконтурной системе: нагретая тяжёлая вода (30 тонн), циркулирующая по замкнутому контуру, отдавала тепло озерной воде в теплообменниках.

В режиме производства кондиционного плутония реактор ОК-180 с загрузкой природного урана эксплуатировался до июля 1953 г. В 1954 г. он был переведён в ториевый режим, а спустя некоторое время — в тритиевый. Освоение ториевого режима в промышленном масштабе было осуществлено впервые в мире. Эксплуатация ОК-180 продолжалась до 1965 г., после чего он был демонтирован. В результате пуска и 14-летней работы этого реактора накоплен ценный опыт, который был использован при разработке других промышленных тяжеловодных реакторов.

Сравнение характеристик ОК-180 и уже работавших на комбинате уран-графитовых реакторов продемонстрировало преимущества тяжеловодных аппаратов. Относительно более мягкий спектр нейтронов в них приводил к меньшему радиационному захвату нейтронов плутонием и большему накоплению кондиционного продукта. Более высокий запас реактивности позволял использовать обеднённый уран или дополнительно производить коммерческие изотопы. Наконец, тяжеловодный реактор, не имеющий положительного мощностного коэффициента, был легче в управлении и поэтому безопаснее. Однако высокая стоимость тяжёлой воды перевесила все эти преимущества, и было принято решение: для производства плутония такие аппараты не сооружать.

Следующий промышленный агрегат с тяжёлой водой был спроектирован как конвертор для получения изотопов и работал на обогащённом уране.

20 мая 1949 г. СМ СССР принял решение о строительстве второго промышленного тяжеловодного реактора (ОК-190), который отличался от реактора ОК-180 тем, что диаметр и высота корпуса были на 0,5 м больше. Он был размещён в подземном здании, примыкавшем к зданию реактора ОК-180, что удешевляло эксплуатацию установок за счёт использования общих вспомогательных систем. 27 декабря 1955 г. реактор был введён в эксплуатацию и проработал до октября 1965 г. в режиме накопления плутония, трития и различных изотопов.

За реактором ОК-190 в 1966–1986 годы последовали другие промышленные тяжеловодные установки различного назначения, в том числе — аппарат ЛФ-2, заменивший реактор ОК-190. Пуск установки ЛФ-2, ориентированной на производство изотопов, был осуществлён в 1988 г. Аппарат эксплуатируется до настоящего времени.

6. Основы концепции тяжеловодного газоохлаждаемого реактора

Преимущества тяжёлой воды как замедлителя нейтронов в ядерных реакторах были осознаны с самого начала работ по цепным реакциям деления. Тяжёлая вода, являясь хорошим замедлителем, обладает исключительно низким поглощением нейтронов. Это позволяет применить в качестве ядерного топлива уран естественного обогащения с возможностью достижения в открытом цикле высокой (~1%) эффективности использования природного урана. Наиболее эффективное деление основных делящихся изотопов происходит при низкой температуре спектра нейтронов, что обуславливает целесообразность применения низкотемпературного тяжеловодного замедлителя. Но для эффективного использования тепловой энергии деления необходимы высокие температуры теплового цикла. Это определяет целесообразность применения в тяжеловодных энергетических реакторах двух основных контуров — низкотемпературного контура тяжеловодного замедлителя и высокотемпературного контура теплоносителя. Приведённые соображения свидетельствуют о целесообразности канальной компоновки активной зоны, где в объёме низкотемпературной тяжёлой воды размещены каналы, содержащие ТВС, охлаждаемые высокотемпературным теплоносителем. В качестве теплоносителя предпочтительным представляется применение газа: гелия или двуокиси углерода.

Газовый теплоноситель практически не поглощает и не замедляет нейтроны. Это обеспечивает:

- 1) повышение нейтронного баланса за счёт отсутствия паразитного поглощения теплоносителя;
- 2) повышение устойчивости реактора за счёт отсутствия реактивных эффектов при изменении температуры и плотности теплоносителя;

3) исключение ввода положительной реактивности при авариях с потерей теплоносителя.

Кроме этого, газовый теплоноситель, охлаждающий топливные стержни в ТВС, не замедляет быстрые нейтроны деления. Это для нейтронов деления увеличивает вероятность инициирования новых делений до выхода из ТВС, что заметно повышает размножение на быстрых нейтронах и, соответственно, улучшает нейтронный баланс реактора и эффективность использования топлива. Отсутствие фазовых переходов снижает скорость выхода накопленной в газовом теплоносителе энергии при разгерметизации контура теплоносителя, что повышает безопасность реактора.

Сравнение чисто канальной (трубной) компоновки реактора, когда давление теплоносителя несут каналы ТВС, а замедлитель находится при низком давлении, с корпусно-канальной компоновкой, когда контуры высокотемпературного газового теплоносителя и низкотемпературного тяжеловодного замедлителя объединены по давлению, которое несёт корпус реактора, свидетельствует о предпочтительности корпусно-канальной компоновки. В этом случае перепад давления между теплоносителем и замедлителем обусловлен перепадом давления теплоносителя на ТВС и является относительно малым. Это позволяет существенно снизить толщину каналов и паразитное поглощение в них, что заметно улучшает нейтронный баланс реактора. Кроме этого, нарушение герметичности одного из каналов не инициирует нарушения герметичности других, в отличие от трубной компоновки, где вследствие большой разницы давлений газового теплоносителя и тяжеловодного замедлителя нарушение герметичности одного из каналов может приводить к разрушению других (так называемый эффект Киркилевича).

Сама природа тяжеловодного газоохлаждаемого реактора в корпусно-канальной компоновке обеспечивает высокую эффективность использования ядерного топлива, наивысшую из всех существующих и проектируемых типов тепловых реакторов. Кроме этого, в концепции изначально заложена потенциальная возможность достижения (за счёт только внутренне присущих свойств) предельной безопасности, т.е. исключения выхода радиоактивности в окружающую среду сверх допустимых пределов при всех возможных условиях и событиях.

Именно эта концепция была принята в ИТЭФ с самого начала работ по тяжеловодным энергетическим реакторам, её разработка продолжается до настоящего времени. Концепция использовалась при научном руководстве созданием и эксплуатацией АЭС-1 с реактором КС-150, работавшей в ЧССР с 1972 по 1977 годы, а также — в разработке до стадии расширенного технического предложения энергоблока с реактором предельной безопасности ТР-1000ПБ.

7. Научное руководство разработкой и созданием реактора КС-150

Идея и первоначальная схема энергетического тяжеловодного реактора с газовым охлаждением были разработаны П.И. Христенко в 1946 г. Первый вариант проекта был выпущен в 1948 г. В июле 1948 г. проект был рассмотрен НТС ПГУ (И.В. Курчатов, А.А. Бочвар, А.И. Алиханов, А.П. Завенягин, Б.Л. Ванников, М.Г. Цуртухин, Е.П. Славский, В.С. Емельянов и др.) и одобрен к дальнейшей проработке. В июле 1949 г. вышло постановление Правительства «О разработке проектного задания на тяжеловодный энергетический реактор с газовым охлаждением» под научным руководством ИТЭФ. В конце 1954 – начале 1955 годов во ВНИПИЭТ были разработаны эскизные проекты корпусного и трубного вариантов реактора.

18 февраля 1956 года вышло постановление Правительства СССР «О помощи ЧССР в развитии атомной энергетики». Чехословацкой стороне были предложены проекты реакторов типа ВВЭР, РБМК, а также реакторов типа КС. Правительством ЧССР был выбран проект корпусного реактора КС-150.

Проектирование тяжеловодного корпусного реактора по предложению ИТЭФ было поручено организации «Техбюроэнергоблок». Конструктивная схема реактора была радикально переработана на основании предложений ИТЭФ, и в окончательной редакции технический проект был закончен в 1959 г.

В разработке проекта реактора КС-150 принимала участие большая группа чехословацких специалистов завода «Шкода» (г. Шпень). Научное руководство осуществлялось А.И. Алихановым. Помимо специалистов, указанных в начале статьи, в работах активно участвовали Н.Н. Николаев, Б.А. Меджибовский, В.А. Митрополевский, Б.И. Ильичев, Б.З. Торлин, И.И. Кобзарев, Б.Р. Бергельсон, Г.А. Зорикоев и многие другие.

Физические расчёты реактора были выполнены и экспериментально проверены на реакторе ИТЭФ и специальном критстенде в ПО «Маяк». В 1970 году был выполнен уточнённый расчёт кинетики реактора, который показал возможность достижения среднего выгорания топлива ~ 2800 МВт·сут./т и максимального — 5100 МВт·сут./т. При эксплуатации реактора КС-150 была показана возможность получения выгораний топлива, значительно превосходящих проектные данные. Следует отметить, что ещё в 1956 г. Б.Л. Иоффе и Л.Б. Окунем была выполнена важная теоретическая работа «О выгорании горючего в ядерных реакторах».

Физический пуск реактора проводился под руководством Н.А. Бургова Г.Н. Караваевым, О.В. Шведовым, В.Ф. Белкиным и др. Часть экспериментов была проведена совместно с чехословацкими специалистами. Пуск состоялся 28 октября 1972 г. АЭС получила условное название А-1. Станция вышла на энергетическую мощность 1-го этапа эксплуатации и выдала первый ток в сеть 25 декабря 1972 года. Ввод АЭС на 2-ом этапе

состоялся 20 февраля 1973 года. Тепловая мощность достигла 265 МВт (50 % от номинала), электрическая — составила 55 МВт.

8. Опыт эксплуатации АЭС А-1 и перспективы концепции

АЭС А-1 проработала с 25 декабря 1972 г. до 22 июля 1977 г. За это время было выработано $1,48 \cdot 10^6$ МВт·час электроэнергии. Всего было облучено 108 т. урана в 544 ТВС и достигнуто среднее выгорание в выгружаемом топливе ~ 4500 МВт·сут./т. Одним из основных результатов массового облучения ТВЭЛ является подтверждение возможности достижения в топливе из металлического урана в Mg-Be покрытии максимальной глубины выгорания ~ 20 ГВт·сут./т. В оптимально спроектированных активных зонах большего по сравнению с КС-150 объёма возможно снижение неравномерности энерговыделения в ~ 2 раза (с ~ 4 в КС-150 до ~ 2), что означает возможность достижения среднего выгорания ~ 10 ГВт·сут./т.

Несмотря на некоторые осложнения и сбои в работе станции, можно утверждать, что при эксплуатации АЭС А-1 были подтверждены ожидаемые характеристики тяжеловодного газоохлаждаемого реактора в корпусно-канальной компоновке, получена высокая эффективность использования природного урана, показана возможность достижения высокого уровня экологической безопасности и относительно низкой стоимости производства электроэнергии. Причины, приведшие к прекращению эксплуатации станции, ни в коей мере не связаны с самой концепцией и обусловлены, главным образом, недостаточно продуманной конструкцией некоторых основных систем и элементов, использованием философии и технологических систем, ориентированных на уровень 1950–1960 годов, а также, в определенной степени, ошибками персонала.

9. Разработка тяжеловодного газоохлаждаемого реактора предельной безопасности ТР-1000 ПБ

Опыт, в том числе и отрицательный, эксплуатации АЭС А-1 с реактором КС-150, который по праву можно считать прототипом тяжеловодного газоохлаждаемого реактора, представляет чрезвычайно полезный материал для дальнейшей разработки концепции. Он был в полной мере учтён при разработке ТР-1000ПБ (рис. 4) — тяжеловодного газоохлаждаемого реактора предельной безопасности, основанного на концепции, в которой риск разделяется на финансовый (разрушение реактора и топлива вплоть до степени, исключающей возможность восстановления энергоблока) и публичный (выход радиоактивности в окружающую среду сверх допустимых пределов). Под реактором предельной безопасности при этом понимается реактор, в котором публичный риск полностью и совершенно прозрачным образом исключён за счёт естественных процессов, а финансовый сведён к

необходимому минимальному уровню. Ключевым моментом является прозрачность обоснования исключения публичного риска. Это достигается тем, что крайне маловероятная тяжёлая авария с полным разрушением и расплавлением топлива принимается в обосновании такого исключения как исходное событие и дальнейший невыход радиоактивности обеспечивается за счёт естественных процессов без вмешательства активных систем и персонала. Сравнительная простота такого обоснования, не требующая применения сложных алгоритмов и громоздких расчётных программ, делает обоснование понятным не только для специалистов, но и для широкой общественности, что может сыграть заметную роль в преодолении негативного отношения общественности к широкомасштабному развитию ядерной энергетики.

В ТР-1000ПБ введены принципиальные изменения в конструкцию и компоновку энергоблока, заметно повышающие экономичность, надёжность и безопасность установки [13–16]:

- 1) применение корпуса с использованием напряжённого бетона в качестве передающей среды от металлоконструкций собственно корпуса к вынесенным наружу силовым нагружающим элементам, что исключает возможность разрушения корпуса во всех эксплуатационных режимах;
- 2) интегральная компоновка всего оборудования реакторной установки;
- 3) разделение тяжеловодного и газового контуров с полной разгрузкой тяжеловодного бака в любых возможных ситуациях;
- 4) применение прямоточных парогенераторов;
- 5) применение турбокомпрессоров с паровым приводом, что наряду с улучшением экономических показателей даёт возможность повысить безопасность установки за счёт использования остаточного энерговыделения для отвода самого остаточного энерговыделения.

К настоящему времени проект ТР-1000ПБ разработан до стадии расширенного технического предложения.

По оценке МАГАТЭ [14], проект реактора ТР-1000ПБ следует рассматривать как один из наиболее перспективных проектов тяжеловодных энергетических реакторов XXI века.

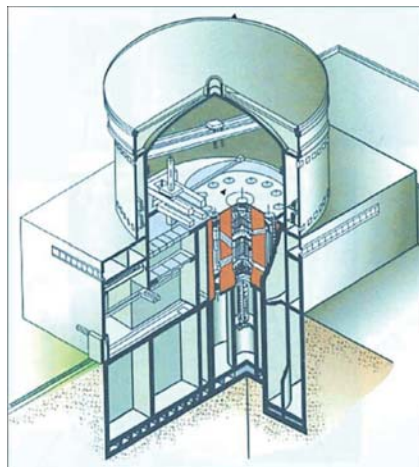


Рис. 4. Общий вид реактора ТР-1000ПБ.

Литература

1. Ахиезер А.И., Померанчук И.А. Введение в теорию нейтронных мультиплицирующих систем (реакторов). Под ред. Б.Л. Иоффе и А.С. Герасимова. М., ИздАТ, 2002.
2. Галанин А.Д. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М., Атомиздат, 1957.
3. Галанин А.Д. Теория гетерогенного реактора. М., Атомиздат, 1971.
4. Галанин А.Д. Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М., Энергоатомиздат, 1984.
5. Галанин А.Д. Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. 2 изд. перераб. и доп. М., Энергоатомиздат, 1990.
6. Kochurov V.P. et al. *Annals of Nuclear Energy*, 1977, v. 4. p. 53.
7. Кварацхели А.Ю., Кочуров Б.П. АЭ, 1985, т. 58, в. 2., с. 452.
8. Kochurov V.P. *JAERI-Review*, 1994, 94-002.
9. Селиверстов В.В. АЭ, 1996, т. 85, в. 3, с. 378.
10. Селиверстов В.В. АЭ, 2011, т. 111, в. 4, с. 224.
11. Селиверстов В.В. АЭ, 2016, т. 120, в. 3, с. 123.
12. Селиверстов В.В. АЭ, 2013, т. 114, в. 6, с. 308.
13. Ильичёв Б.И., Охлопков М.Л., Селиверстов В.В. Тр. конф. «Усовершенствованные тяжеловодные реакторы». М., ИТЭФ, 1998, с. 45.
14. Pliychev B., Okhlopkov M., Seliverstov V. In «HWR — Status and Projected Development», IAEA, Vienna, 2002, p. 617.
15. Селиверстов В.В. М., ИТЭФ, 2001, препринт № 30.
16. Pliychev B., Okhlopkov M., Seliverstov V. *Nuclear Engineering international*, 2002, v. 48, № 582, p. 5.

История реализации ториевого режима в советском Атомном проекте

Г.В. Киселев, В.Н. Конев

Введение

В течение всего времени существования атомной энергетики внимание российских и зарубежных исследователей постоянно привлекал ториевый ядерный топливный цикл в качестве резервного направления при исчерпании дешёвого урана. В начальный период работ по Атомному проекту результаты исследований Лаборатории № 3 послужили основой для осуществления ториевого режима впервые в мире в тяжеловодном реакторе № 7 (ОК-180) комбината № 817 (ныне ПО «Маяк») в начале 50-х годов прошлого века под научным руководством академика А.И. Алиханова. Однако о работах по ториевому режиму в СССР до настоящего времени мало известно.

В приводимых далее выдержках из архивных документов условные названия, которыми пользовались в то время: активное вещество, Б-9, нулевые точки, продукт 180 — заменены на соответствующие им общепринятые: ядерное топливо, торий, нейтроны, тяжёлая вода.

1. Физические особенности ториевого режима в ядерном реакторе

Торий (Th-232) является фертильным элементом, при облучении которого в потоке нейтронов образуется новый делящийся элемент уран-233. Использование урана-233 в качестве ядерного топлива позволяет обеспечить расширенное воспроизводство, чего нельзя осуществить в случае урана-235. Образующийся из тория уран-233 имеет благоприятные ядерные характеристики: выгодное соотношение сечений деления и захвата, самый высокий выход нейтронов на акт поглощения (по сравнению с ураном-235 и плутонием). Выше для него и значение выхода нейтронов на акт деления по сравнению с ураном-235. Уран-233 имеет бóльший потенциал по нейтронам и позволяет более эффективно их использовать. Отсюда вытекают следующие возможности:

- 1) снижение критической массы, т.е. уменьшение топливной загрузки;
- 2) увеличение коэффициента конверсии и осуществление расширенного воспроизводства;
- 3) удлинение срока службы топлива;

4) уменьшение количества долгоживущих младших актинидов.

Системы на тепловых нейтронах с использованием ториевого топливного цикла дают возможность увеличить удельную мощность до 1 МВт (электрич.) на 1 кг делящегося вещества, что в два–четыре раза превышает удельную мощность реакторов на быстрых нейтронах.

Даже частичное применение тория в существующих энергетических реакторах позволяет усовершенствовать их характеристики. Торий-232 несколько сильнее, чем уран-238, поглощает тепловые нейтроны. Поэтому он может служить добавкой, поглощающей избыточные нейтроны в начале кампании и обеспечивающей выравнивание нейтронного потока в активной зоне. В отличие от применяемых для этих целей «выгорающих добавок» (редкоземельных элементов), неблагоприятно сказывающихся на балансе нейтронов, ториевая добавка, поглощающая нейтроны, обладает так называемой фертильной способностью — способностью порождать новый делящийся материал (сам торий-232 практически не делится под действием тепловых нейтронов). Постепенно, по мере накопления в реакторе урана-233, ториевая добавка из поглощающей становится активно действующей. Ядра урана-233 включаются в общий процесс, внося дополнительный вклад в тепловую энергию, выделяемую в активной зоне.

Указанные ядерно-физические свойства урана-233 позволяют разработать новые типы энергетических реакторов:

1) конвертеры с выгоранием образующегося урана-233 в исключительно длительной кампании (около 10 лет между перегрузками топлива);

2) конвертеры с вторичным использованием образующегося урана-233 с очень высоким коэффициентом конверсии и воспроизводством на обычной воде.

Учитывая сказанное и имея в виду ограниченность запасов уранового топлива, следует считать ториевый режим весьма перспективным топливным циклом для атомной энергетики.

2. Концептуальные подходы к ториевой проблеме в период Атомного проекта

Официально назначенный правительством в 1943 г. научный руководитель работ по урану И.В. Курчатов, а впоследствии, по существу, научный руководитель Атомного проекта, сформулировал первоочередную задачу по производству ядерных материалов — получение плутония и урана-235 для первой атомной бомбы. Одновременно с этим получение урана-233 было определено в качестве резервного направления работ.

В сентябре 1945 г. состоялось заседание Технического совета Спецкомитета СНК СССР, на котором обсуждался вопрос «О состоянии научно-исследовательских и практических работ Лаборатории № 2 в области использования внутриатомной энергии». Были заслушаны доклад

И.В. Курчатова и Г.Н. Флерова и содоклад А.И. Алиханова. В решении Совета было указано [1]: *«приступить после сооружения и пуска котлов “уран-графит” и “уран-тяжёлая вода” к использованию следующих методов:*

а) метода котёл “уран-плутоний-простая вода”;

б) метода котёл “уран-тяжёлая вода” в комбинации с ураном и простой водой;

в) метода котёл “торий-плутоний-простая вода” для переработки тория в уран-233».

Это решение Техсовета послужило основой для развёртывания работ по ториевому циклу, причём главной целью на первом этапе было максимальное получение урана-233 в качестве ядерной взрывчатки.

Однако по мере углубления в проблему у советских исследователей появилось понимание принципиальной возможности расширенного воспроизводства и использования урана-233 в качестве ядерного топлива для получения энергии. Появилась идея двухцелевого использования ядерных реакторов в ториевом режиме: для производства электроэнергии и попутного получения урана-233. Одновременно с этим были показаны принципиальные преимущества ториевых реакторов с промежуточным спектром нейтронов, позволяющие повысить коэффициент воспроизводства нового ядерного топлива. В течение почти 10-ти лет в качестве важной государственной задачи велись научно-исследовательские, проектно-конструкторские и практические работы по освоению ториевого режима для получения урана-233.

В Лаборатории № 3 были экспериментально установлены важные особенности ториевого режима:

– отсутствие опасных долгоживущих изотопов плутония, америция и юрия, которые образуются в уран-плутониевом цикле;

– уменьшенное содержание продуктов деления урана-233, сильно поглощающих нейтроны, например, ксенона-135;

– возможность расширенного воспроизводства урана-233 в качестве ядерного топлива с коэффициентом воспроизводства близким к единице и др.

Подводя итоги работ по атомной энергии, выполненных в 1947 г., И.В. Курчатова отмечал [2]: *«Оказывается, в отношении использования сырья уран-графитовый котёл даёт худшие результаты, чем диффузионный и электромагнитный методы и чем котёл “уран-тяжёлая вода”. Котлы с тяжёлой водой, хотя и обладают рядом существенных недостатков, зато имеют важное преимущество, так как позволяют использовать торий. Таким образом, было бы неправильным идти только в направлении уран-графитовых котлов».*

Первая записка об использовании тория на имя Л.П. Берии [3] была написана И.В. Курчатовым, А.И. Алихановым и А.П. Александровым 27 октября 1948 г.: *«В соответствии с Вашим поручением сообщаем сообщения об использовании тория и о потребности тория на 1949, 1950 и*

1951 годы. В отличие от урана природный торий имеет только один изотоп с массой 232, ядерные свойства которого аналогичны урану-238. При облучении тория нейтронами он частично превращается после двух радиоактивных переходов в активное вещество уран-233, по своим свойствам аналогичное урану-235 и плутонию.

Таким образом, становится возможным использование тория как вторичного ядерного вещества наравне с ураном следующими двумя путями:

1) облучением тория нейтронами в атомных котлах до превращения $1/70$ его части в уран-233;

2) добавлением к природному торью чистых ядерных активных веществ урана-235 и плутония в количестве примерно $1/70$ от количества тория.

Расчеты показывают, что в некоторых атомных котлах из тория, содержащего в нужной концентрации уран-233, не только поддерживается цепная ядерная реакция, но и увеличивается общее содержание активного вещества урана-233 по сравнению с исходным. Такое размножение активного вещества получается как в дейтонном, так и в графитовом котлах. Вместо одного килограмма расщепившегося урана-233 в дейтонном котле получается $1,2 \div 1,25$ килограмма нового урана-233, а в графитовом котле — $1,15 \div 1,17$ килограмма нового урана-233.

Для осуществления одного ториевого котла необходимо в случае реактора с тяжёлой водой иметь, по крайней мере, $25 \div 30$ кг чистого активного вещества, а в случае графитового реактора — по крайней мере, 100 кг вещества. Отсюда видно, что широкое применение тория в атомных реакторах возможно только при развитой атомной промышленности, способной выделить достаточно большие количества ценных активных веществ для ториевых реакторов».

Учёные понятным языком объясняли «начальнику», который должен был принимать решения на правительственном уровне, особенности ториевого режима и необходимость развития атомной промышленности.

3. Хроника основных событий

Лаборатория № 3 являлась научным руководителем тяжеловодного направления в отечественном реакторостроении и научным лидером по ториевому топливному циклу.

Ниже приводятся основные этапы деятельности по ториевому режиму.

1946–1949 г. — разработка, сооружение и пуск в Лаборатории № 3 опытного тяжеловодного реактора (установка № 7, ТВР).

1946–1951 г. — разработка, сооружение и пуск первого промышленного тяжеловодного реактора № 7 (ОК-180) комбината № 817.

1946–1955 г. — расчётно-экспериментальные и проектные работы в Лаборатории № 3 (ТТЛ), в научных институтах и конструкторских бюро по обоснованию ториевых режимов в тяжеловодных реакторах различного типа.

1946–1955 г. — проведение научно-исследовательских работ в обоснование плутониевого и ториевого режимов промышленных тяжеловодных реакторов № 7 (ОК-180) и № 7А (ОК-190) комбината № 817, включая эксперименты на установке № 7 в Лаборатории № 3 (ТТЛ).

1 августа 1953 г. — перевод реактора ОК-180 в ториевый режим работы.

1948–1955 г. — разработка тяжеловодного реактора типа КС с гелиевым (позже с углекислотным) теплоносителем, пуск в Чехословакии в 1972 г. энергетического реактора КС-150 с рассмотрением ториевого режима в качестве одного из вариантов.

1955–1966 г. — разработка, сооружение и пуск (апрель 1966 г.) промышленного тяжеловодного реактора ОК-190М комбината № 817 с рассмотрением ториевого режима в качестве одного из вариантов.

4. Обсуждения ториевой проблемы на НТС ПГУ

В период Атомного проекта практически все научно-технические вопросы обсуждались на Научно-техническом совете (НТС) Первого главного управления (ПГУ) при Совнаркомe СССР, причём его решения являлись обязательными для всех организаций. Их выполнению активно содействовали высшие руководители страны. На НТС рассматривались, с принятием решений, и вопросы ториевой проблемы.

29.04.1946 г. НТС поручил Курчатову и Завенягину произвести подсчёт возможных потребностей в тории при различных вариантах развития работ.

06.05.1946 г. НТС принял в основном расчёт потребностей в тории, предложенный Курчатовым. Эта потребность определялась к 1950 г. в количестве 50 т металла и 150 т оксида.

09.08.1946 г. НТС рассмотрел вопрос об организации производства тория, исходя из имеющегося запаса монацита (500÷800 т) и поручил Алиханову представить технические условия на торий и его оксид.

20.01.1947 г. НТС одобрил программу работ по торию, положенную Алихановым и предусматривавшую:

а) в 1947–1949 г. — исследование тория для получения физических постоянных и осуществления агрегата с тяжёлой водой;

б) в 1947 г. — инженерные и технические изыскания для конструирования агрегатов на тории;

20.12.1948 г. НТС рассмотрел состояние научно-исследовательских работ по торию в Лаборатории № 3, Гиредмете, ИОНХ и других организациях и одобрил работы по торию.

27.10.1952 г. НТС рассмотрел отчёт ТТЛ о выполнении научно-исследовательских работ в 1950–1952 годах, в том числе по ториевой

проблеме. НТС отмечал: «В 1950 г. получены первые макроскопические количества урана-233 из облученного тория. Определено, что в тонне тория содержится урана около 4 грамм. За два года выделено около 150 грамм урана-233 из тория, облученного на аппарате «А» (уран-графитовый реактор, запущенный в 1948 г. на комбинате № 817). Измерены физические константы тория и урана-233, а также определено количество продуктов деления в уране-233 и сечение радиационного захвата урана-233 на тепловых нейтронах. Разработана методика расчёта реактора с воспроизводством на уране-233».

НТС подтвердил необходимость дальнейшего развития в ТТЛ работ по применению тяжеловодных реакторов с использованием урана-233. Алиханову было поручено представить в ПГУ предложения по ускорению работ в связи с подготовкой перевода реактора № 7 в режим производства урана-233.

Из приведенной информации видна высокая интенсивность обсуждения на заседаниях НТС ПГУ различных научно-технических и организационных вопросов использования тория, в частности, в качестве фертильного материала для получения урана-233. После 1953 г. продолжалось обсуждение ториевого режима для предлагаемых ТТЛ различных энергетических реакторов.

5. Основные научно-технические задачи по ториевому режиму

В процессе изучения и освоения ториевого режима специалистам ТТЛ и других институтов пришлось решать следующие проблемы.

1. Вариантные физические расчёты различных типов тяжеловодных реакторов с определением основных характеристик, включая коэффициент воспроизводства.

2. Определение ядерных констант тория и урана-233.

3. Исследование физико-химических свойств тория и урана-233.

4. Исследование коррозионных свойств тория и его соединений.

5. Исследования по технологии производства тяжёлой воды, образованию гремучей смеси и её сжиганию, топливным композициям, фертильным и конструкционным материалам, надёжности ядерного топлива и покрытий под облучением, радиохимической переработке облучённого тория, извлечению урана-233 и т.д.

6. Основные организационные решения

13 мая 1946 г. НТС ПГУ заслушал доклад А.И. Алиханова «О работах по агрегатам типа № 2» (термин «агрегаты типа № 2» использовался для обозначения тяжеловодных реакторов), в котором обосновывалась необходимость сооружения промышленных тяжеловодных реакторов для получения оружейного плутония [5]. В докладе отмечалось, что

«преимущество тяжёлой воды заключается в том, что она быстрее замедляет нейтроны (значит, для замедления необходимо меньше замедлителя), а замедлившись нейтроны реже бесполезно поглощаются, чем в графите. Эти причины приводят к тому, что размеры ДК значительно меньше размеров графитового котла».

Алиханов предложил в первую очередь разрабатывать промышленный реактор с охлаждением тяжёлой водой и с загрузкой тория в периферийную часть активной зоны. Он считал, что использование ториевого экрана для улавливания нейтронов утечки, составляющей 14 % от общего количества нейтронов в реакторе, позволяет реализовать принцип воспроизводства ядерного топлива в реакторах на тепловых нейтронах. По тем временам это была революционная идея. Доклад Алиханова послужил основой для принятия в последующем решения о переводе промышленного тяжеловодного реактора № 7 в ториевый режим.

30 сентября 1947 г. было принято постановление СМ СССР № 3430-1125сс/оп, которым Лаборатория № 3 (т. Алиханов), Минтяжмаш (т. Казаков), ГСПИ-11 (т. Гутов), ОКБ «Гидропресс» (т. Шолкович), ПГУ (т. Ванников) и ЦКТИ (т. Шубенко-Шубин) обязывались выполнить проектное задание на строительство реактора № 7 и установки № 7. Научное руководство проектированием возлагалось на академика Алиханова. Проектное задание на строительство установки № 7 поручалось представить в СМ СССР к 1 января 1948 г. К тому же сроку Ванников, Первухин, Курчатов, Алиханов и Борисов обязаны были представить предложения о месте расположения и сроках строительства этой установки.

9 августа 1948 г. НТС ПГУ, обсудив доклад А.И. Алиханова о результатах расчётов плутониевого и ториевого режимов работы проектируемого реактора № 7, подтвердил необходимость строительства этого тяжеловодного реактора для производства плутония.

Однако И.В. Курчатов предложил не утверждать протокол НТС у руководства ПГУ до обсуждения этого вопроса на комбинате № 817. Возникло весьма серьёзное препятствие в виде возражения научного руководителя Атомного проекта И.В. Курчатова против строительства промышленного тяжеловодного реактора.

4 ноября 1948 г. Курчатов направил Берии письмо [6] следующего содержания: *«По Вашему поручению я совместно с т. Алихановым А.И. и т. Александровым А.П. рассмотрел вопрос о котлах с тяжёлой водой. Пуск в 1948 году аппарата «А» и первые месяцы его эксплуатации приводят к заключению, что получение плутония методом уран-графитового котла себя оправдало... , есть основания считать, что проблема получения плутония должна решаться при помощи уран-графитовых котлов, дальнейшее строительство которых должно форсироваться».*

До сих пор котлы с тяжёлой водой разрабатывались для получения плутония. Это объяснялось необходимостью иметь в резерве другой метод получения плутония, чем уран-графитовый. Необходимость в таком направлении по котлам с тяжёлой водой теперь отпала.

Можно было бы параллельно развивать котлы с тяжёлой водой и графитовые котлы, но прямой надобности в этом нет. Котлы с тяжёлой водой имеют перед уран-графитовыми котлами то преимущество, что позволяют глубже выработать уран-235, но вместе с тем, они требуют несравненно качественного изготовления.

Разработка котлов с тяжёлой водой актуальна в направлении решения проблемы тория, где они имеют преимущества по сравнению с уран-графитовыми. Однако в разработанном Лаб. № 3 и ГСПИ-11 проекте котла с тяжёлой водой на мощность в 120000 кВт из смеси тория и урана-233 будет производиться до 100 г плутония и до 20 г урана-233 в сутки. Такая малая производительность по урану-233 не позволит ему стать прототипом ториевого котла для промышленного получения урана-233. Мне представляется поэтому, что не следует строить запроектированный котёл, несмотря на то, что он удачно разработан и принят к осуществлению Техсоветом ПГУ.

В Лаборатории № 3, наряду с рассматриваемым аппаратом, велась проектная работа по котлу с тяжёлой водой и охлаждением потоком гелия. При тех же размерах аппарата, согласно расчётам ГСПИ-11 и Лаб. № 3, возможно снять в 4 раза большее количество тепла и довести производительность котла по плутонию до 400 г в сутки, а по урану-233 — до 80 г в сутки. Такой аппарат уже мог бы быть прототипом промышленных ториевых котлов, и поэтому именно такой котёл должен быть построен. До сих пор работа в этих направлениях ограничивалась расчётами, поэтому необходимо в ближайшее время создать крупные опытные установки для проверки основных исходных данных ...

В связи с изложенным прошу Вас рассмотреть и утвердить следующие предложения.

1. Переключить работу Лаборатории № 3 и ГСПИ-11 по котлам с тяжёлой водой на проектирование котла с гелиевым охлаждением вместо водяного, на мощность не менее 40 000 кВт.

2. Поручить ПГУ и комбинату № 817 накопить в 1948 году 200÷300 граммов урана-233 облучением тория в аппарате “А”».

Указанные обстоятельства заставили Алиханова 15 ноября 1948 г. выступить на секции № 1 НТС ПГУ с докладом [7], в котором он привёл контрсоображения, отметив, что «в реакторе № 7... охлаждение рабочих блоков будет осуществляться по замкнутому контуру с объёмом тяжёлой воды 25 т; введение замкнутого первого и промежуточного теплопередающих контуров является новым техническим решением в

реакторной технике, т.к. позволяет исключить сброс радиоактивной воды в природный водоём».

В решении, подписанном председателем секции № 1 М.Г. Первухиным, было указано: *«Принять предложение Лаборатории № 3, ГСПИ-11 и комбината № 817 о строительстве агрегата № 7 на территории комбината № 817 и утвердить мощность 100 усл. ед. и производительность 85 ед. в сутки»* (100 усл. ед. обозначало 100 МВт, 85 ед. — 85 г.).

В тот же день НТС ПГУ заслушал приведённую выше записку Курчатова и ответное сообщение Алиханова, который сказал: *«Если бы в настоящий момент наши знания и опыт по газовому охлаждению были также продвинуты, как это имеет место в отношении охлаждения водой, то вывод Курчатова в отношении агрегата с тяжёлой водой и гелиевым охлаждением не вызывал бы возражений. Считаю, что агрегат № 7 с охлаждением тяжёлой водой, хотя он, может быть, не будет прототипом будущего агрегата, следует построить. Агрегат № 7:*

1) позволит получать $8 \div 10$ г урана-233 в сутки, что невозможно в агрегате “А”;

2) даст опыт для работы агрегата № 7 с газовым охлаждением;

3) впоследствии его можно переключить на превращение обогащённого урана или некондиционного плутония в уран-233».

По этой дискуссии НТС ПГУ принял «соломоново» решение:

«1. Учитывая, что первый промышленный агрегат с природным ураном и тяжёлой водой необходим для проверки систем этого типа, а также систем с применением тория и тяжёлой воды, являющимися перспективными системами, что подтверждается академиком Курчатовым, принять предложение академика Алиханова о строительстве первого промышленного агрегата с природным ураном и тяжёлой водой с размещением агрегата № 7 на площадке комбината № 817.

2. В связи с тем, что использование тория в качестве исходного материала в ядерных реакторах значительно расширяет сырьевую базу, принять предложение академика Курчатова о необходимости усилить научно-исследовательские, экспериментальные и проектные работы, связанные с разработкой и проектированием систем ядерных реакторов с торием, тяжёлой водой и гелиевым охлаждением.

3. Считая, что проблема использования тория в настоящее время является основной среди других задач научно-исследовательских и инженерных разработок, подтвердить Лаборатории № 3 АН СССР, что научно-исследовательские и экспериментальные работы, связанные с использованием тория в ядерных реакторах, являются важными и должны выполняться лабораторией в первоочередном порядке».

Реактор № 7 (ОК-180) был создан и запущен в 1951 г., он проработал в режиме производства плутония до июля 1953 г.

В 1952 г. руководители ПГУ направили Берии письмо с предложением перевести реактор № 7 в ториевый режим производства урана-233, указав, что при возникновении повышенной потребности в тритии для обеспечения испытаний водородной бомбы РДС-6 реактор может быть переведён в тритиевый режим без каких-либо переделок. Предложение было согласовано с Алихановым. На основании этого письма 16 мая 1952 г. СМ СССР принял постановление, которое предписывало перевести реактор № 7 комбината № 817 на производство урана-233 и представить в СМ предложение об осуществлении опытной установки для проверки возможности постройки ториевого реактора с производством урана-233 в нём, а также предложения о программе производства урана-233 на 1953–1955 годы.

Спустя всего лишь три месяца вышло постановление СМ СССР [8], в котором указывалось:

«1. Принять предложение ПГУ при СМ СССР (тт. Ванникова, Завенягина, Славского и Алиханова) о строительстве на комбинате № 817 агрегата 7А мощностью 200÷250 условных единиц с тяжёлой водой и 2 % обогащённым ураном... Проектирование агрегата вести с расчётом получения в нём урана-233, предусмотрев возможность перевода его на производство трития или плутония.

2. Утвердить научным руководителем проекта агрегата 7А академика Алиханова А.И. и его заместителем к.ф.-м.н. Владимирского В.В.».

Были даны сжатые сроки выполнения проекта. По документации ОКБМ — главного конструктора этого реактора — он назывался ОК-190 и размещался в здании существовавшего реактора № 7 (ОК-180).

Следует отметить, что указанные выше постановления свидетельствовали о серьёзности намерений руководства Атомного проекта расширять работы по ториевому режиму.

Весьма примечательна докладная записка Славского и Алиханова на имя Берии по ториевой проблеме от 12.12.1952 г. [9], в которой отмечалось, что:

– в качестве основной цели следует иметь производство энергии, а не получение урана-233, который ранее рассматривался в качестве одного из видов ядерной взрывчатки;

– ториевый режим в реакторах с промежуточным спектром нейтронов обладает рядом преимуществ по сравнению с реакторами на тепловых нейтронах;

– нецелесообразно сооружение опытного реактора на тепловых нейтронах для изучения воспроизводства урана-233.

Е.П. Славский и А.И. Алиханов писали: *«Можно ожидать, что реактор торий–уран-233–тяжёлая вода, работающий на нейтронах промежуточных энергий в интервале 1÷1000 электронвольт, будет иметь следующие преимущества перед агрегатами на тепловых нейтронах: более широкий выбор конструкционных материалов, возможность более высокого*

накопления продукции. Планом работы ТТЛ на 1953 г. по решению проблемы урана-233 предусмотрены измерения сечений, определение физических констант урана-233 и свойств новых конструкционных материалов (магния, циркония) в области промежуточных энергий нейтронов. Эти измерения и теоретические расчёты должны быть закончены в 1953 г. составлением эскизного проекта опытного агрегата на тории и ориентировочным расчётом промышленного агрегата».

Из докладной видно, что произошло изменение позиции Алиханова относительно перспектив поисковых работ по ториевому режиму.

Резолюция Берии на докладной гласила: «*т.т. Ванникову Б.Л., Курчатову И.В. Придайте этому вопросу серьезное значение. Всесторонне обсудите эти вопросы еще раз на НТС и представьте заключение по затронутым вопросам*».

Доклад Алиханова по этой записке был заслушан на заседании НТС ПГУ 25 февраля 1953 г. при весьма представительном составе участников. Присутствовали члены НТС: И.В. Курчатов, Д.И. Блохинцев, В.С. Емельянов, А.П. Александров, И.И. Новиков, И.К. Кикоин, А.А. Бочвар, Е.П. Славский, А.П. Виноградов, Н.А. Доллежал, Б.С. Поздняков, Б.Л. Ванников; были приглашены А.И. Лейпунский, И.Н. Головин, И.И. Гуревич, С.М. Фейнберг.

После обсуждения доклада НТС принял развернутое решение, в котором отмечались следующие весьма существенные моменты:

«1. Признать, что проведённые расчётно-теоретические и исследовательские работы в Теплотехнической лаборатории, Лаборатории измерительных приборов Академии наук и Лаборатории «В» (ныне Физико-энергетический институт — ФЭИ) указывают на целесообразность дальнейшего развития работ по урану-233:

а) уран-233 имеет коэффициент воспроизводства больше единицы на тепловых нейтронах в отличие от других активных материалов;

б) торий является дополнительным источником сырья;

в) затраты на химию и металлургию производства урана-233 должны быть меньше, чем затраты на производство плутония.

2. Ближайшей задачей в области развития ториевой проблемы является накопление урана-233 в количестве 10±20 кг. Следующей задачей является осуществление опытного энергетического агрегата с расширенным воспроизводством урана-233...

3. Признать, что наиболее перспективным является использование процесса уран-233–торий для энергетических целей в сочетании с производством небольшого дополнительного количества активных веществ.

4. Считать необходимым осуществление опытного реактора с расширенным воспроизводством на уране-233–торий мощностью 30–50 тыс. кВт (в 1954–1955 г.) для определения эксплуатационных и физических характеристик процесса уран-233–торий с производством

урана-233 и выработкой электроэнергии. Поручить т. Алиханову А.И. разработать задание на проектирование указанного реактора и представить это задание и его обоснования на рассмотрение НТС в 3-м квартале 1953 г.

5. Поручить т. Алиханову А.И., с привлечением Института физических проблем, Лаборатории «В» и ЛИПАН, в месячный срок подготовить и представить на рассмотрение секции № 1 план проведения экспериментальных работ по реактору с газовым охлаждением на уране-233 и тории».

Из приведённого решения видно, что научная общественность поддержала предложения ТТЛ и А.И. Алиханова о развёртывании работ по ториевому циклу. НТС одобрил создание энергетического гомогенного реактора на тории и уране-233. Однако надо иметь в виду, что до этого в ТТЛ уже была проведена большая расчётная и экспериментальная работа по ториевому режиму.

7. Расчётное обоснование ториевых режимов тяжеловодных реакторов

Решения НТС ПГУ и планы ПГУ на 1948–1953 г. были основанием для проведения в ТТЛ расчётно-экспериментальных исследований по обоснованию ториевого режима тяжеловодных реакторов различного типа, в первую очередь — промышленного реактора № 7.

15 мая 1946 г. А.И. Алиханов и М.А. Андреев (уполномоченный СНК СССР при Лаборатории № 3) направили Л.П. Берии докладную записку, в которой говорилось: «*Научная работа над проблемой ДК (дейтериевый котел) начата два месяца тому назад. Работа ведётся в направлениях:*

1) *выработки исходных данных для проектирования ДК физического и ДК промышленного (Алиханов, Владимирский); в настоящий момент возникла необходимость создания конструкторской группы для проектирования физического ДК и эскизного проектирования промышленного ДК;*

2) *создания теории ДК, каковой в настоящее время не существует; основные расчётные трудности преодолены; есть основания считать, что такая теория будет создана (Ландау, Померанчук);*

3) *создания теории действия промышленного изделия (Ландау, Померанчук)».*

7.1. Концептуальные исследования ториевых режимов. На основании расчётных исследований академик Л.Д. Ландау, работавший в Лаборатории № 3 по совместительству, в докладе на заседании НТС ПГУ в феврале 1947 г. отмечал: «*В обычных реакторах рабочее вещество используется крайне неэффективно. Происходит это вследствие того, что количество плутония, возникающего в результате реакции, оказывается меньше, чем затрата исходного полезного вещества урана-235. Принципиально возможно не только*

полное использование урана-235, но даже использование всего урана. Поэтому эта проблема является одной из основных, стоящих перед исследователями. Большой интерес представляют реакторы, предназначенные для переработки тория в уран-233, поскольку проблема регенерации для таких реакторов может быть легче разрешена».

Разработка теории гетерогенных реакторов, выполненная в Лаборатории № 3 в течение 1946–1947 г., позволила провести концептуальные исследования различных реакторных систем с торием. Уже к маю 1947 г. учёные пришли к заключению о возможности расширенного воспроизводства урана-233 в тяжеловодном реакторе. С этой целью В.В. Владимирский и А.Д. Галанин провели расчёт системы торий–уран-233–тяжёлая вода с ядерным топливом в виде проволоки диаметром 5÷6 мм, «обёрнутой» алюминием толщиной 0,5 мм.

На основании выполненных расчётов было сделано заключение, что *«при работе котла из активированного тория, т.е. при системе торий–уран-233–замедлитель, можно создать условия, при которых реакция будет идти не только до полного использования тория, но, кроме того, будет получаться на 20±22 % больше активного урана-233, чем его убыло за то же время»* [10].

В отчёте Алиханова о работе Лаборатории № 3 за первую половину 1948 г. [11] указывалось: *«В задачи Лаборатории № 3 входят:*

а) разработка научных вопросов, связанных с осуществлением промышленных установок типа уран–тяжёлая вода;

б) разработка научных вопросов, связанных с использованием тория...

По второй задаче проведены следующие работы.

1. Рассмотрена принципиальная возможность осуществления систем с воспроизводством активного вещества и выяснено, что в системах уран–графит, уран–тяжёлая вода воспроизводство невозможно, а в системах торий–уран-233 с тяжёлой водой или графитом — возможно.

2. Теоретически найдены условия работы агрегата с воспроизводством и показано, что в системе торий–уран-233 с тяжёлой водой воспроизводство может достигать 122 %, а в системе торий–уран-233 с графитом — 115 %.

3. Измерено поглощение нейтронов в тории с энергией до 0,03 эВ, с энергией несколько электронвольт и с энергией около 1 миллиона электронвольт и получены данные, необходимые для предварительного расчёта систем с торием.

4. Выработаны требования на чистоту тория, по которым промышленность начала выпускать металлический торий.

5. Произведено исследование состава продуктов распада урана-233, вредно сказывающихся на воспроизводстве активного вещества. Предварительные опыты показали, что вредного, отравляющего продукта в уране-233 получается меньше, чем в уране-235».

7.2. Ториевый режим в промышленных тяжеловодных реакторах № 7 и № 7А. В течение 1948 г. было проведено интенсивное изучение ториевых режимов промышленного тяжеловодного реактора № 7, а впоследствии — реактора № 7А комбината № 817. Главными результатами были следующие.

1. Расчёт промышленного аппарата с воспроизводством урана-233 (отчёт Владимирского и Галанина). В этом расчёте учтены известные нам факторы, которые при работе аппарата на большой мощности могут отрицательно сказаться на коэффициенте воспроизводства и размерах системы. Сообщались результаты расчётов для системы с тяжёлой водой: коэффициент воспроизводства — 1,28 и начальное количество урана-233 — 18 кг.

2. Расчёт промышленного аппарата с воспроизводством при графитовом замедлителе (отчет Берестецкого). Расчёт аналогичный первому. Результаты: коэффициент воспроизводства — 1,15; количество урана-233 — 120 кг.

3. Ориентировочный расчёт систем торий–уран-233–Ве с тяжёлой водой (отчет Галанина). Для реактора, имеющего те же размеры, как агрегат № 7, и при смешении тория с равным по весу количеством Ве коэффициент воспроизводства будет равен 1,20; количество урана-233 — 23 кг.

4. Расчёт опытного аппарата с чистым ураном-233 и тяжёлой водой (отчет Владимирского и Галанина) показал, что для такого аппарата нужно 300 г урана-233, но коэффициент воспроизводства будет равен нулю. При 370 граммах он будет равен 1,17.

Выполненные в Лаборатории № 3 расчёты показали, что при использовании урана 2%-го обогащения возможно накопление урана-233 в количестве 15 кг за полгода работы реактора. Впоследствии был проведён физический расчёт тяжеловодного реактора для производства урана-233, загруженного обогащённым до 75 % ураном. Для этого режима расчётное отношение количества образовавшегося урана-233 к количеству сгоревшего урана-235 может составить $0,795 \div 0,888$ [12].

При рассмотрении на НТС в марте 1953 г. технического проекта реактора № 7А были утверждены его следующие характеристики: тепловая мощность — 255 МВт, количество технологических каналов — 644, каналов для загрузки тория — 418, начальная загрузка урана 2%-ного обогащения — 8,15 т и тория — 16 т, продолжительность кампании — 165 суток, выработка плутония и урана-233 — 33 и 46 кг в год, объём тяжёлой воды в реакторе — 82,5 т, температура воды на входе в реактор — 20 °С, на выходе — 65 °С [13]. Однако впоследствии реактор № 7А не был запущен в ториевом режиме из-за отсутствия достаточного количества обогащённого урана.

8. Тяжеловодные реакторы с газовым охлаждением

Лаборатория № 3 и ГСПИ-11 вели активную работу по реактору с газовым (гелий) теплоносителем и тяжеловодным замедлителем. Эта установка получила название реактор КС (котел селеновый).

В течение 1949 г. и первой половины 1950 г. были проведены предварительные физические расчёты первых двух режимов работы указанного реактора. Эксплуатацию реактора в ториевом режиме предполагалось осуществить следующим образом: в первый период реактор работает с загрузкой в активную зону обогащённого урана и тория, (накопление урана-233 происходит также в экране), а после накопления достаточного количества урана-233 реактор загружается сплавом тория и урана-233. Эти расчёты позволили подготовить в первой половине 1950 г. техническое задание на выполнение ГСПИ-11 проектного задания.

Был рассмотрен режим торий–уран-233, для обеспечения которого, согласно расчётам, требовалось 103 кг урана-233. Чтобы получить такое количество урана-233 при загрузке природным ураном и торием потребовалось бы 7 лет. Поэтому была проанализирована работа реактора с обогащённым ураном (твэлы Ø 2 мм), торием и бериллием в качестве оболочки топлива тепловой и электрической мощностью 560 и 120 МВт соответственно. Оказалось, что можно получать в год 37,5 кг урана-233 при начальной загрузке в реактор 6,66 т тонн тория и 90÷130 кг урана-235. Температура газа (гелия) на входе в реактор принималась равной 50 °С, на выходе — 500 °С. Годовая выработка электроэнергии оценивалась величиной 730 ГВт·ч, её стоимость — 73 млн. руб., а себестоимость произведенного урана-233 — 305 тыс. руб. за 1 кг [10]. По официальным данным ПГУ, себестоимость плутония, вырабатываемого на комбинате № 817 в 1951 г., равнялась 15 152 тыс. руб. за 1 кг и по плану на 1952 г. — 9 600 тыс. руб. [15]. Не подвергая критическому анализу методику расчёта себестоимости урана-233 тех времен, можно утверждать, что стоимость получения урана-233 не превышала себестоимости плутония из промышленных уран-графитовых реакторов комбината № 817.

Позднее эта установка была преобразована в энергетический реактор КС с углекислотным охлаждением и природным ураном в качестве ядерного топлива.

9. Энергетические тяжеловодные реакторы в ториевом цикле

В результате многолетних поисковых работ специалисты ТТЛ пришли к заключению о принципиальных преимуществах энергетического гомогенного реактора для получения энергии и урана-233. Эти результаты А.И. Алиханов обобщил в докладе [16], направленном ученому секретарю НТС Министерства среднего машиностроения (МСМ) Б.С. Позднякову. В докладе предлагались для последующей разработки следующие типы энергетических установок:

1) гомогенный реактор на тепловых нейтронах с оксидом урана-233 в качестве ядерного топлива в виде взвеси, находящейся в тяжёлой воде, и торием в качестве фертильного материала;

2) гетерогенный тяжеловодный реактор на промежуточных нейтронах с ураном-233 в качестве ядерного топлива и торием в качестве фертильного материала, размещённом в отражателе;

3) гетерогенный тяжеловодный реактор на тепловых нейтронах с природным ураном;

4) тяжеловодный реактор с газовым теплоносителем, работающий на природном уране, без производства урана-233.

На приоритетные места Алиханов поставил гомогенный реактор на тепловых нейтронах и гетерогенный реактор на нейтронах промежуточных энергий с тяжёлой водой в качестве теплоносителя и замедлителя.

В докладе рассматривалось два варианта энергетического гомогенного реактора с тяжеловодным отражателем и оксидом урана-233 в виде взвеси: промышленный мощностью 250 МВт и опытный мощностью 50 МВт, электрической мощностью 50 МВт и 5 МВт соответственно. Начальная загрузка урана-233 составляла 26 и 15 кг соответственно и оксида тория 10 т в виде взвеси в отражателе каждого из вариантов. Коэффициент воспроизводства оценивался величиной $1,18 \div 1,22$ для обоих вариантов. При мощности реактора 250 МВт расход урана-233 составлял 100 кг в год, производительность — до 120 кг нового урана-233 в год с концентрацией около 2 кг/т. Реактор мог представлять собой бак цилиндрической или сферической формы, изготовленный из листового циркония и заполненный взвесью урана-233. Вокруг этого бака должен быть отражатель в виде прочной, плотной оболочки, заполненной тяжёлой водой с растворённой в ней взвесью тория. Всё это должно быть помещено в стальной корпус, выдерживающий давление, возникающее в случае прекращения циркуляции пароводяной смеси. Регулирование реактора должно осуществляться изменением концентрации урана-233. Согласно расчётам, реактор характеризовался устойчивостью в работе и саморегулированием вследствие большого температурного коэффициента реактивности.

Помимо предложений ТТЛ в НТС МСМ поступили предложения по различным типам энергетических реакторов от ЛИПАН и Лаборатории «В». Поэтому была создана специальная авторитетная комиссия, которая рекомендовала построить опытный гомогенный тяжеловодный реактор тепловой и электрической мощностью 50 и 5 МВт соответственно (1-е предложение ТТЛ) и принять к дальнейшей разработке, наряду с другими типами реакторов, реактор типа КС с тяжеловодным замедлителем и гелиевым теплоносителем (4-е предложение ТТЛ). Однако гетерогенный реактор (2-е и 3-е предложения ТТЛ) комиссия не рекомендовала к дальнейшей разработке.

10. Сырьевая база тория

Первое упоминание о планах добычи и производства тория содержится в письме руководителей Спецкомитета и ПГУ И.В. Сталину от 20 февраля

1947 г. [17], в котором указывалось, что производство тория в стране в 1946 г. отсутствовало, и предлагалось принять меры к выпуску в 1947 г. 1,5 т металлического тория. Были интенсифицированы работы по поиску ториевых месторождений и вводу в эксплуатацию в 1948 г. завода «А», способного выпускать 50 т солей тория и 20 т металлического тория в год. За первые 7 месяцев 1947 г. было выпущено 445 кг металлического тория. Принятая технология обеспечивает получение металла, соответствующего техническим условиям Лаборатории № 3 (содержание тория не менее 99,3 %). Суммарное количество произведенного в 1946–1950 г. металлического тория составило 53,9 т, а разведанные запасы тория в недрах в пересчёте на металл оценивались величиной 45430 т.

Приведённые сведения говорят об особой важности, которую придавало высшее руководство страны ториевой проблеме.

11. Экспериментальные работы в обоснование характеристик реактора

Кроме физических расчётов в Лаборатории № 3 и ИФХ АН СССР были проведены многочисленные исследования ядерных свойств тория и урана-233, их физико-химических свойств, коррозионного поведения топливных и конструкционных материалов для ториевого режима реактора как в простой, так и в тяжёлой воде и т.д.

11.1. Изучение ядерных свойств тория и урана-233. Измерения ядерных констант тория и урана-233 предусматривались в планах НИР ПГУ и являлись приоритетными для Лаборатории № 3. Одна из важных величин, от которой зависит значение коэффициента воспроизводства, — количество вторичных нейтронов на один захваченный нейтрон (в расчетах 1947–1948 г. это значение принималось равным 2,43). Для экспериментального уточнения величины Алиханов предложил методику, которая в настоящее время известна под названием «метод осциллятора». Методика основана на измерении реактивности реактора при введении в активную зону урана-233 массой в несколько грамм. Изменение реактивности будет компенсироваться бором. Галанин рассчитал значения погрешности и условия, при которых следует производить этот эксперимент на опытном реакторе № 7. Оказалось, что для измерения интересующей величины нет необходимости точно знать параметры реактора.

Вторая важная величина — количество вторичных нейтронов на один акт деления урана-233. Алиханов предложил опыт для измерения и этой величины. Он писал: *«При облучении образца урана-233 в реакторе чистый уран-233 будет делиться на осколки, а некоторая часть его, захватив нейтрон, перейдет в уран-234. Расчеты, которые выполнил Л.Л. Гольдин, показали, что сравнительно малое количество сильно облучённого урана-233*

(несколько сотен микрограмм) можно проанализировать по α -излучению и установить наличие в нём образовавшегося урана-234. По соотношению между числом α -частиц урана-233 и α -частиц урана-234 можно измерить коэффициент вредного поглощения нейтронов без последующего деления. Из первого опыта можно знать коэффициент воспроизведения, из второго — относительное вредное поглощение, а из этих данных вычисляется число вторичных нейтронов на один акт деления урана-233. Этот опыт требует разработки α -спектрометра с сильным магнитным полем. Облучение образцов урана-233 планировалось осуществить в реакторе “А”.

Третий опыт — измерение сечения поглощения нейтронов в уране-233 и тории в зависимости от энергии нейтронов как в области тепловых энергий, так и в области резонансных. Эти измерения будут произведены на нейтронном спектрометре с кристаллом на пучке нейтронов, выпущенных из установки № 7 через специальное отверстие в защите.

Четвертая задача — выяснение количества осколков, поглощающих нейтроны. При делении урана-233 будут образовываться осколки, которые, накапливаясь в металле, могут увеличить вредное поглощение и, соответственно, уменьшить коэффициент воспроизводства. От этого может зависеть коэффициент воспроизводства и время, в течение которого можно уран-233 оставлять в реакторе без очистки от осколков. Самый известный из осколков, поглощающих нейтроны, — Хе.

Оказалось возможным сделать необходимые оценки, хотя и грубо, с имеющимися малыми количествами урана-233 и урана-235, пользуясь предложенным мною методом. Эти опыты были проведены на установке Лаборатории № 2, и было обнаружено, что осколков Хе в уране-233 образуется меньше, чем в уране-235. Во всех наших расчётах коэффициента воспроизводства количество осколков Хе принималось в уране-233 равным их количеству в уране-235».

По поручению НТС ПГУ специальная комиссия в составе Алиханова, Гуревича, Фейнберга, Лейпунского и Гладкова 25 февраля 1953 г. рассмотрела экспериментальные данные по ядерным константам урана-233, полученные при измерениях в ТТЛ и ЛИПАН, и предложила в дальнейшем использовать в расчётах полученные значения:

- сечения захвата в области тепловых нейтронов,
- количества вторичных нейтронов на один захваченный тепловой нейтрон,
- отношения сечения захвата нейтронов надтепловых энергий к сечению захвата для тепловых нейтронов,
- количества вторичных нейтронов на один захваченный нейтрон надтепловой области энергий,
- долей запаздывающих нейтронов и др.

Так в начале 50-х годов прошлого века начала создаваться база констант для ториевого режима.

11.2. Изучение коррозионных свойств тория и проблема покрытия.

Из физических расчётов следовало, что ториевые блочки без алюминиевой оболочки позволяют существенно улучшить характеристики реактора. Поэтому была поставлена задача изучения коррозионного поведения тория и его возможных сплавов в воде. Алиханов писал [18]: *«Один из возможных путей увеличения коррозионной устойчивости тория в воде был выдвинут мною при обсуждении этого вопроса с проф. Сажиним. По некоторым данным, переплавленный металл чрезвычайно плохо растворим, даже в концентрированных горячих кислотах, в таком случае оплавлением поверхности блочка на небольшую глубину можно будет, возможно, резко увеличить коррозионную стойкость тория. Коррозионные работы следует в настоящее время вести не с чистым торием, а со сплавами тория, урана и бериллия, т.к. в реальных условиях в реакторе с торием будут находиться именно такие системы. Необходимо поставить исследование коррозии тория в потоке инертного газа для систем с газовым охлаждением».*

Для ториевого режима предлагалось использовать сплав торий–уран(1,5%)–бериллий. Одновременно с этим изучался тройной сплав торий–уран–алюминий. В течение 1950 г. сотрудники Лаборатории № 3 Б.В. Эршлер и М.А. Аникина исследовали коррозионную стойкость этого сплава без оболочки и с оболочкой из алюминия. Было показано, что указанный сплав без оболочки не является коррозионно-устойчивым.

Руководители Лаборатории № 3 хорошо понимали, что при использовании незащищённого металла в охлаждающую воду могут вымываться с поверхности блочков уран-233 и продукты деления.

В 1950–1951 г. исследования коррозионных и электрохимических свойств тория и его сплавов с ураном и алюминием в обычной и тяжёлой воде при высокой температуре и под облучением по заданию ТТЛ проводились в ИФХ АН СССР. Там же исследовались коррозионные свойства вольфрама в контакте с алюминием, алюминия и алюминиево-магниевого сплавов, отыскивались способы обработки поверхности тория с целью её пассивации.

В этих работах было показано, что коррозия тория в условиях, соответствующих промышленным, происходит с заметной скоростью, что исключает возможность использования незащищенных поверхностей ториевых блочков. Делалась попытка разработать метод обработки поверхности тория, при котором металл становится пассивным и не корродирует в условиях производства. Работа имела целью исключить применение оболочек для тория, поскольку наличие оболочек ухудшает характеристики реактора. На основании проведённого изучения было сделано заключение о невозможности использования блочков из тория без оболочки.

Результаты исследований были использованы при разработках технологии герметизации ториевых блоков. В июне 1951 г. на московском заводе «А» началось освоение этой технологии для наладки массового выпуска ториевых блоков.

12. Пуск и эксплуатация первого промышленного тяжеловодного реактора

Промышленный тяжеловодный реактор № 7 (ОК-180) был пущен в эксплуатацию 18 октября 1951 г. Славский, Музруков, Алиханов и Мишенков направили Берии докладную записку [19] о результатах пуска реактора № 7, в которой было сказано: *«Завод № 3 (условное название реактора № 7) пущен в эксплуатацию и с 29.10.1951 г. работает на проектной мощности. За этот период агрегат работал нормально и спокойно. Особенностью агрегата по сравнению с находящимся в эксплуатации агрегатом типа “А” состоит в следующем:*

1. Общая загрузка металла (природный уран) в этом агрегате составила 14,4 т против 115÷120 т на агрегатах типа “А” на такую же мощность.

2. В агрегате № 7 можно более глубоко вырабатывать уран-235 из природного урана, тем самым удельный расход урана будет меньшим, чем в агрегате типа “А”.

3. Проектом агрегата № 7 предусмотрена возможность работы на других процессах: по получению урана-233 или трития при работе на обогащённом металле...».

В конце докладной записки сообщалось: *«Научное руководство пуско-наладочными работами и в первый период эксплуатации обеспечивала группа квалифицированных работников ТТЛ во главе с академиком А.И. Алихановым: Владимирский В.В., Никитин С.Я., Галанин А.Д., Зинченко А.В., Бургов Н.А., Петров П.А. и Гаврилов С.А....».*

В записке также было указано, что в течение 1952 г. реактор продолжит работать в режиме производства плутония (при производительности 28 кг плутония в год) с загрузкой природного урана, а затем он будет переведён на обогащённый уран для получения трития или урана-233.

Показательна справка директора комбината № 817 Музрукова о производстве урана-233, направленная Ванникову 14.12.1953 г., которая является документальным свидетельством реализации ториевого режима на промышленном тяжеловодном реакторе № 7. Приведем выдержку из этой справки [20]: *«Во исполнение распоряжения СМ СССР от 8.4.1953 г. в период май-июль 1953 г. произведена реконструкция завода № 3, связанная с переводом агрегата № 7 на производство урана-233. Промышленное*

производство урана-233 в агрегате № 7 начато с августа 1953 г. На 1.09.1953 г. в бассейне выдержки находится около 850 грамм урана-233»

В начале 1957 г. реактор № 7 был переведен в плутониевый, а впоследствии — в тритиевый режим, поскольку уран-233 не имел ощутимых преимуществ по сравнению с оружейным плутонием, а атомная энергетика ещё не была готова к освоению торий–уран-233 топливного цикла.

13. Перспективы

17 октября 1953 г. И.В. Курчатов направил министру среднего машиностроения В.А. Малышеву следующее письмо по проблеме тория [21], текст которого ранее не публиковался.

«Торий в проблеме атомной энергии.

В настоящее время открыты два пути получения атомной энергии: первый — деление тяжёлых элементов; второй — термоядерные реакции лёгких элементов. Только в двух природных тяжёлых элементах наблюдаются явления деления при энергии нейтронов не свыше $2\div 3$ миллионов электронвольт — в уране и тории.

Естественный уран представляет собой смесь двух изотопов — урана-238 и урана-235. Естественный торий имеет только один изотоп 232. Уран-238 и торий делятся только быстрыми нейтронами. Уран-235 делится как быстрыми, так и тепловыми нейтронами, благодаря чему он нашёл широкое применение в атомной энергетике в первую очередь.

Наличие больших запасов тория и сравнительная легкость его добычи привлекли внимание к его использованию. Начиная с 1945 года, у нас ведутся научно-исследовательские работы, имеющие целью выяснить перспективы и пути применения тория для получения атомной энергии. Установлена принципиальная возможность использования тория как для производства делящегося ядерного горючего — урана-233, так и для получения энергии.

Хотя принципиальная возможность получения атомной энергии при использовании одного тория не вызывает сомнений, однако техническая и экономическая целесообразность и рентабельность этого пути получения энергии не является доказанной. Наоборот, итоги научно-исследовательской и инженерной разработок свидетельствуют о том, что использование урана-238 для тех же целей может оказаться более простым и целесообразным.

Торий может быть использован в трёх главных направлениях:

- 1) для изготовления урана-233 как атомного взрывчатого вещества;*
- 2) для расширенного воспроизводства урана-233 в так называемом ториевом цикле;*
- 3) для развития ядерной энергетики на базе ториевого цикла.*

Перспективы использования урана-233 как атомной взрывчатки.

Уран-233 изготавливается в атомных котлах, которые для этого загружаются ураном, обогащённым изотопом 235. При сжигании урана-235 нейтронов образуется больше, чем нужно для поддержания цепной реакции. Избыточные нейтроны поглощаются торием-232, расположенным внутри и на поверхности атомного котла. При захвате нейтронов в тории образуется уран-233. Для получения одного килограмма урана-233 надо израсходовать от полутора до двух килограммов урана-235. Расход урана-235 в количестве большем, нежели количество получаемого урана-233, объясняется неизбежными потерями части нейтронов в атомном котле. Кроме того, требуется дальнейшее химическое извлечение урана-233 из тория. Поэтому уран-233 оказывается более дорогостоящим, нежели уран-235, и сравнимым по стоимости с плутонием-239.

Применение урана-233 в разработанных конструкциях атомных бомб не даёт преимуществ по сравнению с плутонием. Можно предположить, что будут найдены способы использования урана-233 в атомных бомбах специального назначения, где он будет иметь преимущество перед плутонием и ураном-235, но тогда потребные масштабы добычи тория будут весьма невелики. Если будет производиться 500 кг урана-233 в год, годовой расход тория не превысит 25 тонн. При этом во всех атомных котлах будет находиться в обороте около 500 тонн тория.

Расширенное воспроизводство урана-233 в ториевом цикле.

Для расширенного воспроизводства урана-233 необходим атомный котёл, загруженный вместо обогащённого урана порцией урана-233. В этот котёл помещается торий, располагаемый внутри поверхности котла. В таком котле при сжигании урана-233 за счёт избыточных для цепного процесса нейтронов можно накапливать новые порции урана-233, образующегося в результате захвата нейтронов торием.

Научно-исследовательские работы и расчёты показывают теоретическую возможность не только восстановить всё израсходованное количество урана-233, но и увеличить его количество при сжигании первоначальной порции.

Потери при производстве урана-233 могут сильно уменьшить коэффициент воспроизводства против приведённых выше оценок в $10\div 30\%$. Практически достижимый коэффициент воспроизводства можно установить, только построив опытный котёл и химическую установку, необходимую для очистки урана-233 от осколков деления. НТС Министерства среднего машиностроения признал целесообразным выполнить разработку такого опытного атомного котла в ТТЛ АН СССР, применив в качестве замедлителя тяжёлую воду.

Развитие ядерной энергетики на базе ториевого цикла.

Ториевый цикл позволяет решить задачу получения электрической энергии, используя в конечном итоге один только торий.

В этом случае достаточно иметь коэффициент воспроизводства равным единице в цикле атомный котёл–химическая установка, что будет достигнуто в предложенном ТТЛ типе атомного котла. При этих условиях выгоревший в котле уран-233 будет полностью замещаться новым ураном-233, накапливающимся в тории. Расход тория на получение 1 миллиарда киловатт-часов электроэнергии составит, вероятно, около 1000 кг (теоретический расход составляет 200 кг).

Для устройства описанной выше атомной энергохимической установки необходимо накопить уран-233 для первоначальной закладки в атомные котлы. Для электрических установок общей мощностью в 1 миллион киловатт при КПД = 20 % потребная тепловая мощность ториевых котлов составит около 5 миллионов киловатт.

По предварительным данным ТТЛ, первоначальная закладка урана-233 в котлах такой мощности должна составить около 2000 кг. Если перевести на производство урана-233 всю нашу плутониевую промышленность, то для накопления такого количества урана-233 потребуется около 8 лет. Стоимость этой первоначальной закладки урана-233 составит около 10 миллиардов рублей.

Отсюда видно, что развитие сколь-нибудь крупной атомной энергетики на ториевом цикле требует большого времени и рентабельность такой энергетики не доказана.

С другой стороны, следует отметить, что использование уранового котла как для целей получения электрической энергии, так и для расширенного воспроизводства ядерного горючего также вполне возможно. По имеющимся данным, урановый цикл атомной энергетики пока представляется более простым и рентабельным. Атомная промышленность накопила значительные отходы урана-238, достигающие более 10 тысяч тонн. Эти отходы могут быть непосредственно использованы как сырьё для уранового цикла и обеспечат последний на много лет вперёд.

Выводы:

- 1) применение тория для получения атомной энергии вполне возможно;
- 2) техническая целесообразность и экономическая рентабельность широкого использования тория в настоящее время не доказаны;
- 3) если даже откроются новые пути более целесообразного применения тория, то потребность в тории будет нарастать медленно. Имеющиеся запасы тория в количестве около 300 тонн при самых благоприятных перспективах обеспечат развитие ториевой проблемы на ближайшее пятилетие;

4) для определения практического коэффициента расширенного воспроизводства в ториевом цикле необходимо построить по заданию ТТЛ опытный котёл с химической установкой.

Академик И.В. Курчатов».

Из приведенной записки видно, что отношение Курчатова к ториевой проблеме стало более сдержанным по сравнению с предыдущим периодом, хотя он и сделал заключение о том, что ею следует продолжать заниматься.

В 1967 г. заместитель начальника НТУ Минсредмаша О.С. Лупандин обратился к министру Е.П. Славскому с большой запиской [22], в которой давал обзор состояния работ по исследованию возможностей использования тория в ядерных реакторах у нас и за рубежом и писал: *«Ториевый реактор даже при коэффициенте воспроизводства равном 1 и сохранении умеренно низкой стоимости переработки и регенерации ТВЭЛ может выгодно работать при цене урана 88 доллар/кг. У нас уже имеются достаточные количества необлученного и облученного тория для развёртывания опытных работ: на складах министерства имеется около 20 т тория (в металле), 200 т тория (в оксиде) и несколько десятков тонн облученного тория (в блоках)».*

В записке были сформулированы предложения по разработке реакторов, работающих в ториевом цикле. Однако развития работ по ториевой проблеме не произошло, анализ причин этого является предметом другой статьи.

Заключение

Промышленная эксплуатация тяжеловодного реактора № 7 (ОК-180) на комбинате № 817 в ториевом режиме, который был освоен на этом реакторе впервые в мире, продолжалась до 1 января 1956 г. При этом был получен уникальный научно-технический и организационно-практический опыт освоения перспективного ториевого цикла тяжеловодных реакторов.

Литература

1. Протокол № 2 заседания Технического совета Специального комитета при Совнаркомоме Союза ССР от 5, 6, 10, 16, 24 сентября 1945 г. Сборник «Атомный проект СССР. Документы и материалы. Т. 2. Атомная бомба. 1945–1954», кн. 4, под общ. ред. Л.Д. Рябева. М., Физматлит, 2003, с. 11.

2. Доклад И.В. Курчатова об основных научно-исследовательских, проектных и практических работах по атомной энергии, выполненных в 1947 г. Февраль 1948 г. Сборник «Атомный проект СССР. Документы и материалы. Т. 2. Атомная бомба. 1945–1954», кн. 3, под общ. ред. Л.Д. Рябева. М., Физматлит, 2002, с. 763.

3. Записка И.В. Курчатова, А.И. Алиханова, А.П. Александрова на имя Л.П. Берия об использовании тория от 27 октября 1948 г. Сборник «Атомный проект СССР. Документы и материалы. Т. 2. Атомная бомба. 1945–1954», кн. 4, под общ. ред. Л.Д. Рябева. М., Физматлит, 2003, с. 558.

4. Постановление СНК СССР № 3010-895сс «Об организации Лаборатории № 3 при Академии наук СССР» от 01.12.1945 г. Сборник «Атомный проект СССР. Документы и материалы. Т. 2. Атомная бомба. 1945–1954», кн. 3, под общ. ред. Л.Д. Рябева. М., Физматлит, 2002, с. 74.

5. Протокол № 7 заседания НТС ПГУ от 13.05.1946 г. Архив Росатома, ф. 2, оп. 2, дело 7.

6. Письмо Курчатова Берии о котлах с тяжелой водой от 4.11.1948 г. Сб. «Атомный проект СССР. Документы и материалы Т. 2. Атомная бомба. 1945–1954», кн. 4, под общ. ред. Л.Д. Рябева, М., Физматлит, 2003, с. 554.

7. Доклад А.И. Алиханова на секции № 1 НТС ПГУ «О выборе места и о характеристике агрегата № 7» и решение секции № 1 НТС. Протокол № 133 заседания НТС ПГУ от 15.11.1948 г. Архив Росатома, ф. 2, оп. 2, дело 133.

8. Постановление СМ СССР № 3976-1584сс/оп «О строительстве на комбинате № 817 Первого главного управления при Совете Министров СССР второго кристаллизатора с конденсатом» от 02.09.1952 г. Там же, с. 473.

9. Славский Е.П., Алиханов А.И., докладная записка Л.П. Берии по селеновой проблеме, исх. 2216/сс-оп от 12.12.1952 г. Архив Росатома, ф. 2, дело 58307.

10. Письмо А.И. Алиханова Б.С. Позднякову об использовании Б-9, исх. 449сс/оп от 5.05.1947 г. Архив ИТЭФ, ф. 1, оп. 1с/нт, дело 2 (рассекречено).

11. Отчет А.И. Алиханова о работе Лаборатории № 3. Сборник «Атомный проект СССР. Документы и материалы. Т. 2. Атомная бомба. 1945–1954», кн. 4, под общ. ред. Л.Д. Рябева. М., Физматлит, 2003, с. 467.

12. Иоффе Б.Л., Рудик А.П., Кронрод А.С. и др. Отчет «Расчёт аппарата для получения урана-233». 1952 г. Архив ИТЭФ, ф. 1, опись 1с/нт, дело 97 (рассекречен).

13. Протокол № Н-3 заседания НТС ПГУ от 25.03.1953 г. Архив Росатома, ф. 2, оп. 9, дело 39.

14. Христенко П.И. Основные положения по ТЭЦ, сооружаемой на базе тепла, отводимого от установки с газовым охлаждением. 1950 г. Архив ИТЭФ, ф. 1, опись 1с/нт, дело 79 (рассекречен).

15. Справка о себестоимости продукции (не позднее 26.03.1951 г.). Сб. «Атомный проект СССР. Документы и материалы Т. 2. Атомная бомба. 1945–1954», кн. 5, под общ. ред. Л.Д. Рябева. М., Физматлит, 2005, с. 660.

16. Алиханов. Доклад о новых типах энергетических кристаллизаторов, исх. 5сс/оп от 13.01.1954 г. Архив Росатома, ф. 2, дело 50381, с. 1.

17. Письмо Л.П. Берии, Н.А. Вознесенского, Г.М. Маленкова, М.Г. Первухина, И.В. Курчатова, А.П. Завенягина И.В. Сталину «О плане специальных работ на 1947 год» от 20.02.1947 г. Сборник «Атомный проект СССР. Документы и материалы. Т. 2. Атомная бомба. 1945–1954», кн. 3, од общ. ред. Л.Д. Рябева. М., Физматлит, 2002, с. 130.

18. Алиханов А.И. Отчет о работе ТТЛ за 1950–1951 гг. Часть 1. Работы по промышленным агрегатам № 7 и № 7а и агрегату КС. Архив ИТЭФ, ф. 1, оп. 1с/нт, дело 61 (рассекречено).

19. Докладная записка Е.П. Славского, Б.Г. Музрукова, А.И. Алиханова, Л.П. Берии о пуске завода № 3, исх. 1083 оп от 4.11.51 г. Архив Росатома, ф. 24, дело 61416, с. 76.

20. Справка Музрукова Ванникову о производстве селена-77, исх. ХМ-720Асс/оп от 14.12.1953 г. Архив Росатома, ф. 24. оп. 18, дело 13, с. 66.

21. Курчатов И.В. Малышеву В.А. Торий в проблеме атомной энергии. Архив Росатома, ф. 2, дело 50381, исх. 343сс/оп от 19.10.1953 г., с. 91.

22. Лупандин О.С. Славскому Е.П. Предложения по ториевой проблеме, исх. ЭН-747сс от 25.2.1967 г. Архив Росатома, ф. 2. оп. 24в, дело 191.

*Приведён сокращённый вариант статьи в журнале
«Успехи физических наук», 2007, № 12, с. 1361.*

III. Теоретические исследования

Теоретическая физика в ИТЭФ — достижения

Б.Л. Иоффе

1. Направления деятельности Лаборатории № 3

Задачи, которые были поставлены перед Лабораторией № 3 (ИТЭФ) при её организации, были таковы:

- проведение физических исследований, разработка и конструирование ядерного уранового реактора с тяжёлой водой в качестве замедлителя;
- проведение физических исследований систем торий-тяжёлая вода и торий-уран-тяжёлая вода для производства урана-233;
- проведение физических исследований β -радиоактивности;
- физические исследования ядерных частиц высокой энергии и космических лучей.

Теоретики ИТЭФ участвовали в исследовании всех этих проблем, но в действительности область их интересов была гораздо шире. В первой половине 1946 г. теоретические работы в институте возглавлял Л.Д. Ландау, затем его место занял И.Я. Померанчук, однако Ландау продолжал работать в институте вплоть до 1958 года.

2. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах

Теория ядерных реакторов восходит к знаменитым статьям Зельдовича и Харитона, опубликованным в 1940 году [2]. Эти авторы ввели коэффициент размножения k , который определяется как отношение числа нейтронов, образованных при делении ядра, к числу нейтронов, поглощённых в бесконечной системе, для которой можно пренебречь потерей нейтронов за счёт их вылета из системы. Для k была получена следующая формула:

$$k = \nu' \varphi \vartheta \varepsilon, \quad \text{где} \quad (1)$$

$$\nu' = \nu \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_c}. \quad (2)$$

Здесь ν — число нейтронов, образующихся в процессе деления при поглощении тепловых нейтронов; σ_f — сечение реакции деления; σ_c — сечение поглощения нейтронов без деления (все сечения относятся к тепловым нейтронам; рассматриваются только изотопы, которые могут делиться под

действием нейтронов). В уравнении (1) φ — вероятность того, что быстрый нейтрон в процессе замедления замедлится до тепловой энергии, избегнув при этом поглощения в ядрах; ϑ — вероятность поглощения теплового нейтрона делящимся ядром (для определённости рассмотрим ядро ^{238}U), а не другим ядром; ε — вероятность того, что быстрый нейтрон приведёт к дополнительному расщеплению того же самого ядра урана (множитель ε отсутствовал в (2), он был позднее введён Г. Флёровым).

Необходимое условие для возникновения цепной реакции имеет вид:

$$k > 1 . \quad (3)$$

Легко найти условие того, что реактор является бридером, т.е. приводит к образованию большего количества делящегося материала, чем его сгорает. Пусть при делении образуется ν' нейтронов. Для того чтобы иметь цепную реакцию один из этих нейтронов должен поглотиться ядром деления. Для того чтобы восстановить число делящихся ядер один нейтрон должен поглотиться тем же самым веществом (^{238}U или Th). Поэтому необходимое условие работы реактора в режиме бридера имеет вид:

$$\nu' > 2 . \quad (4)$$

Это условие выполняется для быстрых нейтронов в цикле $^{238}\text{U} - \text{Pu}$ ($\nu' \approx 2,9$) и для тепловых нейтронов в цикле Th – ^{233}U ($\nu' \approx 2,3$).

Наиболее сложная проблема при вычислении коэффициента размножения k заключается в вычислении коэффициента φ , который определяет вероятность того, что нейтрон избегнет резонансного захвата в процессе замедления. Эта задача была решена Гуревичем и Померанчуком [3] в 1943 г. Основные положения их исследования следующие. Рассмотрим изолированный резонанс при малой энергии нейтрона (например, первый уровень ^{238}U при $E_r = 6,68$ эВ с шириной $\Gamma = 25 \cdot 10^{-3}$ эВ и сечением в пике $\sigma_0 = 22 \cdot 10^3$ барн). Определим «ширину опасной зоны» ΔE_r [3] равенством:

$$\sigma_a \left(E_r + \frac{1}{2} \Delta E_r \right) \rho \bar{l} = 1 , \quad (5)$$

где σ_a — сечение поглощения нейтрона, E — энергия нейтрона, ρ — плотность поглощающих ядер, \bar{l} — средний путь нейтрона в блоке.

Предположим, что в окрестности резонанса $\sigma_a(E)$ может быть описано формулой Брейта-Вигнера:

$$\sigma_a(E) = \sigma_a(E_r) \sqrt{\frac{E_r}{E}} (1 + x^2)^{-1}, x = \frac{2}{\Gamma} (E - E_r) . \quad (6)$$

Подстановка (6) в (5) даёт

$$\Delta E_r = \Gamma \sqrt{a}, a = \sigma_a(E_r) \rho \bar{l} . \quad (7)$$

Для первого, наиболее важного уровня ^{238}U $a \gg 1$ и $\Delta E_r \gg \Gamma$. Это означает,

что основное поглощение нейтронов происходит не в центральной части резонанса, а на крыльях резонансной кривой. Так как сечение в центре резонанса очень велико, поглощение имеет место на периферии образца, сильно экранируя его центральную часть. Если разделить резонансные уровни на две группы: низкоэнергетические и высокоэнергетические резонансы, то вышеприведённое обсуждение применимо для первой группы резонансов. Для последней группы резонансов поглощение просто пропорционально числу поглощающих ядер. Используя формулу Брейта-Вигнера для сечения поглощения нейтронов в резонансной области, можно показать, что для первой группы уровней резонансное поглощение пропорционально $\pi r^2/\sqrt{\Gamma}$, где r — радиус блока, a^2 — площадь ячейки блоков. Результирующая формула для резонансного поглощения, найденная в [3], имеет вид:

$$-\ln \varphi = \frac{\lambda_s \alpha d^{3/2} + \beta d^2}{\xi a^2 - \pi d^2 / 4}, \quad (8)$$

$$\alpha = \frac{\pi}{4} 0.975 \sqrt{\pi \rho} \sum_i \frac{\sqrt{\sigma_{ai}(E_i^r) \Gamma_i^r}}{E_i^r}, \quad \beta = \frac{\pi}{4} \rho \int_{E_{th}}^{E_f} \sigma(E) \frac{dE}{E}, \quad (9)$$

где λ_s — длина рассеяния в замедлителе; ξ — средняя логарифмическая потеря энергии в замедлителе; $1/\xi \approx A/2 + 1/3$; d — диаметр блока. При выводе формулы (8) предполагалось, что рождение резонансных нейтронов в замедлителе однородно в пространстве и изотропно по скоростям. Результат (8) справедлив для малых блоков, где $\bar{l} < \lambda_s$.

В США резонансное поглощение нейтронов рассматривалось Е. Вигнером, который предложил интерполяционную формулу:

$$-\ln \varphi = \frac{\lambda_s Ad + Bd^2}{\xi a^2 - \pi d^2 / 4}. \quad (10)$$

На первом этапе атомных проектов в США и СССР, когда параметры резонансных уровней ^{238}U не были достаточно хорошо известны, константы в уравнениях (8) и (10) определялись эмпирически из подгонки данных. Фит был удовлетворительным с использованием формул как (8), так и (10). Но даже и в этом случае уравнение (8) имеет преимущество по сравнению с (10), поскольку, во-первых, оно приводит к доплеровскому уширению, что позволяет предсказать температурную зависимость; во-вторых, используя зависимость (10), можно рассмотреть случай, когда блок внутри себя содержит замедлитель, т.е. когда блок имеет форму трубы с замедлителем внутри (такое вычисление было проделано А. Рудиком [4]).

В 1947 г. Ахиезер и Померанчук написали книгу «Введение в теорию нейтронных мультиплицирующих систем (реакторов)» [5], где было приведено детальное изложение теории реакторов. Помимо теории резонансного поглощения они рассмотрели определение критического размера реактора,

а также некоторые аспекты теории гетерогенных реакторов, кинетику реакторов и температурный коэффициент. Было найдено граничное условие на плоской границе между вакуумом и веществом (из решения уравнения Больцмана методом Хопфа-Вигнера). Эта книга была засекречена и опубликована только в 2002 г. Теория гетерогенных реакторов была основана на предположении, сформулированном Ландау: каждый блок характеризуется константой η , которая равна отношению потока тепловых нейтронов к плотности нейтронов на его поверхности. Это была первая книга по теории ядерных реакторов в мировой литературе, аналогичная книга в США появилась много позднее.

Значительный вклад в теорию ядерных реакторов внесли и другие сотрудники института: А.Д. Галанин построил теорию гетерогенных реакторов [6, 7], он же и Б.Л. Иоффе выполнили вычисления цикла $\text{Th} - {}^{233}\text{U}$ в реакторах на тяжёлой воде и продемонстрировали принципиальную возможность реализации режима бридера в этих реакторах [8], Б.Л. Иоффе и Л.Б. Окунь рассчитали глубокое выгорание топлива в реакторах на тяжёлой воде для атомных электростанций [9]. В работе [9] было показано (следуя предложению А.И. Алиханова), что систематическая перегрузка урановых каналов реакторов даёт большое преимущество по сравнению с одновременной выгрузкой всех каналов — выгорание топлива увеличивается в полтора раза, что крайне существенно для атомных электростанций.

В результате этих теоретических исследований первый советский исследовательский реактор на естественном уране с тяжёлой водой в качестве замедлителя и охладителя был построен в 1949 г. в Лаборатории № 3 (ИТЭФ). Критические опыты, выполненные при запуске реактора, продемонстрировали очень хорошее согласие теории и эксперимента. В 1955 г. реактор был модернизирован, и натуральный уран был заменён обогащённым.

Исследовательские реакторы такого типа были построены при участии ИТЭФ в Китае и Югославии. Под научным и инженерным руководством наших специалистов несколько реакторов с замедлением и охлаждением тяжёлой водой для производства плутония и изотопов были построены в СССР. В 1972 г. первая атомная станция, использующая топливо в виде натурального урана, с замедлителем в виде тяжёлой воды и газовым охлаждением, была запущена в Чехословакии. Научное руководство проектом осуществлялось сотрудниками ИТЭФ, физические расчёты были выполнены Б.Л. Иоффе и Б.П. Ильичёвым. Хотя при создании станции выявились определённые технические трудности, эксперименты, проведённые на реакторе, продемонстрировали прекрасное согласие теории и экспериментальных данных [10].

3. Проекты водородной бомбы: **«Труба» в СССР и «Classical Super» в США**

Существуют две реакции слияния ядер, которые могут быть использованы для производства водородной бомбы:



При малых энергиях сечение второй реакции почти на два порядка величины больше сечения первой и реакция (12) протекает при более низких температурах. Но тритий нестабилен (его $T_{1/2}$ составляет 12 лет), он не существует в природе в свободном состоянии и может быть получен в малых количествах только в ядерных реакторах.

В 1941 г. Ферми в беседе с Теллером выдвинул идею, как реакция (11) может быть использована для реализации H-бомбы. Рассмотрим длинную трубу, наполненную жидким дейтерием. На одном конце трубы расположен запал — атомная бомба. Когда атомная бомба взрывается, ударная волна распространяется вдоль трубы, сжимая дейтерий и сильно увеличивая его температуру. В результате начинается термоядерная реакция. Следует подчеркнуть, что длина трубы не ограничена. Поэтому мощность бомбы также не ограничена. Теллера эта идея вдохновила, и он со своей группой начал работать над её реализацией. В Советском Союзе аналогичный проект был предложен Гуревичем, Зельдовичем, Харитоновым и Померанчуком 17 декабря 1945 г. [11–13].

Возможность реализации проекта определяется энергетическим балансом: если он положителен, т.е. энергия, выделяющаяся при ядерной реакции, больше потери энергии, связанной с вытеканием энергии через поверхность трубы, то ударная волна будет распространяться вдоль трубы, и водородная бомба взорвётся. В противном случае реакция заглохнет. Основной причиной потери энергии в системе являются γ -кванты, образованные при тормозном излучении электронов; γ -кванты могут также комптоновски рассеиваться на электронах. Так как спектр γ -квантов, образованных при тормозном излучении, мягче спектра электронов, комптоновское рассеяние γ -квантов в среднем увеличивает их энергию в противоположность обычному комптоновскому рассеянию на электронах в покое. Этот процесс можно назвать обратным комптон-эффектом. В результате обратного комптон-эффекта потеря энергии в системе увеличивается.

До 1949 г. в СССР не было выполнено никаких дальнейших вычислений в рамках этого проекта, который получил жаргонное название «Труба» (официальное название — РДС-Т), поскольку в СССР тогда не было атомной бомбы-запала, необходимого для его реализации. В 1949 г. появились первые

расчёты. Они были выполнены группой Зельдовича в Арзамасе-16 (теперь Саров). Целью этих расчётов было исследование энергетического баланса. Для этого необходимо было знать «коэффициент комптонизации», определяемый как отношение энергии, уносимой γ -квантами из трубы после многократного обратного комптоновского рассеяния, к энергии тормозного излучения. В результате расчётов было обнаружено, что полный баланс равен нулю. Однако, точность вычислений была небольшая: расчёт эффекта комптонизации был выполнен с точностью до коэффициента 1,5 или даже 2 (в расчётах, например, использовалось комптоновское сечение, проинтегрированное по углам, в то время как сечение существенно зависит от углов). Для того чтобы получить погрешность в 10% необходимо было выполнить гораздо более сложные расчёты: учесть релятивистские эффекты, анизотропию излучения и т.д.

В это время (в 1951 г.) в соответствии с решением, принятым на высшем уровне, И.Я. Померанчук работал в Арзамасе-16. Однако, то было время быстрого прогресса квантовой электродинамики, и Померанчук хотел в нём участвовать, но это было невозможно в Арзамасе-16. Поэтому Исаак Яковлевич предложил выполнить расчёты с точностью до 10% при условии, что ему и его группе разрешат вернуться в ИТЭФ. У него были все основания для такой позиции: физики ИТЭФ были знакомы с фейнмановской техникой, необходимой для релятивистских вычислений, и в ИТЭФ существовала сильная математическая группа, возглавляемая А.С. Кронродом — математиком высокого класса, который любил численные вычисления, необходимые для решения этой задачи. Предложение Померанчука было одобрено, он вернулся в Москву и начал формировать группу.

Я вычислил сечение обратного комптоновского эффекта на произвольно движущихся электронах и проинтегрировал это сечение по максвелловскому спектру электронов при данной температуре [14]. Кронрод придумал эффективный метод численного расчёта, который заключался в решении уравнения Пайерлса вдоль линии распространения γ -лучей. Работа была организована следующим образом: группа Зельдовича выполняла термодинамические расчёты и представляла нам распределения фотонов, электронов и тяжёлых частиц. Мы вычисляли энергетические потери в каждой точке и отсылали наши результаты обратно. Группа Зельдовича выполняла новые термодинамические вычисления и т.д. После 7-ми итераций процесс сошёлся. Полученный результат для энергетического баланса оказался отрицательным: если принять за единицу энергию, высвобождающуюся в ядерной реакции, то энергия, уходящая из трубы, равнялась 1,2. Система не работала: такая Н-бомба не могла быть реализована. Позднее стало известно, что Теллер пришёл к аналогичному заключению для «Classical Super».

Человечеству повезло, или, может быть, бог оказался милосердным. Поскольку энергетический баланс был только немного отрицателен,

необходимо было проверить влияние малых эффектов, которыми пренебрегалось при вычислениях. Среди них было влияние поляризации фотонов. Все вычисления были выполнены с использованием комптоновских сечений, усреднённых по поляризациям начальных и конечных фотонов. Эффект поляризации, однако, мог быть значительным. В томпсоновском пределе (низкоэнергетическом пределе комптоновского рассеяния), если начальный фотон не поляризован, конечный фотон может иметь значительную поляризацию. В этом же пределе, если начальный фотон полностью поляризован, возникает большая азимутальная асимметрия в угловом распределении конечных фотонов. Поляризация не влияет на коэффициент комптонизации для малых систем (меньших, чем длина рассеяния фотонов), так как поляризация может влиять на угловые распределения только в том случае, когда имеет место два или несколько столкновений.

С другой стороны, эффектом поляризации можно пренебречь в диффузионном приближении, т.е. для больших систем (это утверждение было доказано в [15]). Поэтому можно было ожидать, что в промежуточном случае эффект поляризации также мал. Поляризацию фотонов нельзя рассматривать в рамках классической теории, решая уравнения Больцмана или Пайерлса. Поляризация может иметь только два значения, поскольку она является проявлением квантового эффекта.

Исходя из приведённых соображений, и следует рассматривать 2×2 матрицу плотности. Это было сделано в работе [15], в которой было получено следующее уравнение для матрицы плотности:

$$\frac{\partial J(\mathbf{k}, r)}{\partial t} = n \nabla J_{\mu\nu}(\mathbf{k}, r) + \frac{J_{\mu\nu}(\mathbf{k}, r)}{l(k)} = \int d\mathbf{k}' d\mathbf{p}_1 n(\mathbf{p}_1) W_{\mu\nu, \lambda\sigma}(k', k, p_1, p_2) J_{\lambda\sigma}(\mathbf{k}', r) \delta(k' + E_{p_1} - k - E_{p_2}) \quad , \quad (13)$$

где $J_{\mu\nu}(\mathbf{k}, r)$ — релятивистское обобщение матрицы плотности фотонов, излучённых за единицу времени (\mathbf{k} — 3-вектор импульса γ -кванта, $n = \mathbf{k}/k$, $n(\mathbf{p})$ — максвелловское распределение электронов), $F_{\mu\nu}$ — тормозной источник для фотонов:

$$F_{\mu\nu}(\mathbf{k}, r) = \frac{1}{2} Q(\mathbf{k}, r) \delta_{\mu\nu}^{\perp} \quad . \quad (14)$$

Здесь $Q(k, r)$ — полное число фотонов, испущенных в единицу времени; $\delta_{\mu\nu}^{\perp}$ — единичный тензор с ненулевыми компонентами в направлении, перпендикулярном \mathbf{k} ; $l(k) = 1/w(k)$.

В пределе $k/me \ll 1$ и выражение $W_{\mu\nu, \lambda\sigma}(k', k, p_1, p_2)$ для ядра равно

$$W_{\mu\nu, \lambda\sigma}(k', k, p_1, p_2) = \frac{e^2}{E_1 E_2} \frac{1}{kk'} \left\{ \delta_{\mu\lambda} - \frac{1}{(p_1 k')} [p_{1\lambda} k'_{\mu} + p_{1\mu} k'_{\lambda}] + \frac{kk'}{(p_1 k')^2} p_{1\mu} p_{1\lambda} \right\} \times \left\{ \delta_{\sigma\nu} - \frac{1}{(p_1 k')} [p_{1\sigma} k'_{\nu} + p_{1\nu} k'_{\sigma}] + \frac{kk'}{(p_1 k')^2} p_{1\nu} p_{1\sigma} \right\} + (\mu \rightarrow \nu, \lambda \rightarrow \sigma) \quad . \quad (15)$$

Точное выражение для $W_{\mu\nu,\lambda\sigma}(k', k, p_1, p_2)$ приведено в [15]. Уравнение (13) было решено в работе [15] в томпсоновском пределе для случая пластины толщиной $2\div 3$ длины рассеяния. Было найдено, что учёт поляризации для 2-х столкновений уменьшает выход фотонов на $(1\div 2)$ %. Это означает, что при учёте эффектов поляризации число комптоновских рассеяний увеличивается.

Заключение было таково: учёт поляризации даёт поправку порядка нескольких процентов к коэффициенту комптонизации и, возможно, приводит к его увеличению. Этот вывод подчёркивает общее заключение о невозможности реализации такой бомбы. С теоретической точки зрения, в работе [15] впервые были выписаны и решены уравнения Больцмана для квантовых систем.

Помимо решения проблемы «Труба» В. Берестецкий, И. Померанчук и я выполнили в 1951 г. другое вычисление, заказанное Зельдовичем: вычисление теплопроводности полностью ионизированного газа при высокой температуре [17]. Это вычисление также требовало релятивистского рассмотрения: уравнение Больцмана для функции распределения электронов должно быть записано в релятивистской форме. Помимо градиента температуры необходимо было учитывать внешнее электрическое поле E , которое возникает в результате перераспределения зарядов в газе, появляющегося до выравнивания температур. Значение E определяется из условия исчезновения полного электрического тока.

Основная идея вычисления основывалась на известном факте [18], что большие перпендикулярные к направлению столкновения расстояния в случае кулоновского взаимодействия играют главную роль в газокINETических процессах. Большие прицельные параметры отвечают малым переданным импульсам в электрон-ионных столкновениях. Результаты были получены после громоздких численных вычислений. Я не буду приводить здесь полный ответ и ограничусь результатом для теплопроводности k в ультрарелятивистском случае $k \gg mc^2$:

$$k = 0.25 \frac{1}{L} \left(\frac{T}{e^2}\right)^2 c, \text{ где} \quad (16)$$

$$L = \frac{r_{max}}{r_{min}} \approx 1. \quad (17)$$

В выражении (17) r_{max} и r_{min} — максимальное и минимальное значения прицельного параметра.

4. Теория излучения

В 1939 г. Померанчук начал исследование излучения, испущенного электроном в магнитном поле. Он показал, что из-за этого излучения энергия электронов в космических лучах, достигающих поверхности Земли, ограничена и что, в частности, если электроны двигаются вертикально в

плоскости магнитного экватора, то эта энергия не может превышать $4 \cdot 10^{17}$ эВ [19]. Та же идея была использована в работе [20], где было показано, что в бетатроне энергия электронов, вращающихся на круговой орбите и ускоренных переменным магнитным полем внутри орбиты, ограничена выражением

$$E_0 = mc^2 \sqrt{\frac{3e}{2c} \frac{R_0}{r_0^2 H^2} \left| \frac{dH}{dt} \right|}, \quad (18)$$

где R_0 — радиус орбиты, а $r_0 = e^2/mc^2$.

Угловое распределение излучения рассматривалось в [21], где было показано, что излучение сконцентрировано в маленькой области углов относительно плоскости орбиты. Спектр излучения является практически постоянным с точностью до членов порядка $(E_0/mc^2)^3 \omega_0$, где ω_0 — орбитальная частота, и представлен эквидистантными линиями. Это излучение, названное синхротронным, в настоящее время интенсивно используется во многих областях: атомной и молекулярной физике, физике конденсированных сред, биофизике и др. Особенный интерес представляет случай, когда электроны двигаются в периодически меняющемся вдоль орбиты магнитном поле (ондулятор). Когда электроны концентрируются в банчах и число электронов в банче достаточно велико, возникает возможность построить «лазер на свободных электронах» (ондулятор, окружённый оптическим отражателем), который может производить лазерные оптические пучки с частотами от инфракрасных до ультрафиолетовых. Создание лазера на свободных электронах открывает широкое поле новых исследований в физике и технологии.

Существует сходство между происхождением синхротронного излучения и отклонением спектра тормозного излучения в веществе от спектра, описываемого формулой Бете-Гайтлера (эффект Ландау-Померанчука). Синхротронное излучение возникает из-за кривизны траектории электрона в магнитном поле, приводящей к ускорению электрона. Когда электрон проходит через вещество, он претерпевает многократное рассеяние, которое приводит к ускорению в направлении, перпендикулярном направлению его движения. Это ускорение является причиной излучения, которое интерферирует с тормозным излучением и приводит к изменению его спектра. Следуя Ландау и Померанчуку, рассмотрим случай, когда энергия ω тормозного излучения много меньше энергии электрона E , $\omega \ll E$. В этом случае применима классическая теория излучения.

Введём длину когерентности l_c , которая по порядку величины определяет продольное расстояние (вдоль импульса электрона), на котором образуется тормозной фотон:

$$l_c = \frac{E^2}{m^2 \omega}. \quad (19)$$

При больших энергиях электрона фотон испускается под малым углом:

$$\theta \sim \frac{m}{e} \quad (20)$$

Средний квадрат угла многократного рассеяния электрона, проходящего расстояние L в аморфном веществе, равен

$$\langle \vartheta^2 \rangle_L^2 = \frac{E_S^2 L}{E^2 L_R} \quad (21)$$

где $E_S^2 = 4\pi m^2/e^2$; а L_R — длина, на которой происходит излучение.

$$L_R^{-1} = \frac{4Z^2 e^6 n}{m^2} \ln(183Z^{-1/2}) \quad (22)$$

В выражении (22) n — количество атомов на кубический сантиметр; Z — атомное число. Положим $L_R = l_c$. Если $\langle \vartheta^2 \rangle_L$ превышает θ^2 , влияние многократного рассеяния на тормозное излучение становится существенным. Для случая $\langle \vartheta^2 \rangle_L \gg \theta^2$, который эквивалентен условию $\omega \ll E^2/E_0$, $E_0 = L_S^2$, Ландау и Померанчук [22] получили формулу для интенсивности тормозного излучения, испущенного электроном в веществе за единицу времени:

$$\frac{dI}{d\omega} = 2 \sqrt{\frac{\omega m^2 e^2}{\pi E^2 L_R}} \quad (23)$$

В действительности, Ландау и Померанчук выполнили вычисления, справедливые по порядку величины. Формула (23) была получена Мигдалом [23], которому удалось решить проблему точно [24]. Число квантов, испущенных в интервале частот $d\omega$, равно

$$dN = 2 \frac{d\omega}{\sqrt{\omega}} \sqrt{\frac{m^2 e^2}{\pi E^2 L_R}} \quad (24)$$

Так как условие $\omega \ll E^2/E_0^2$ выполнено при малых ω , уравнение (24) означает отсутствие инфракрасной катастрофы в веществе: полное число испущенных квантов является конечным.

5. Физика низких температур

Наиболее известная работа в области низких температур, выполненная в ИТЭФ, — исследование Померанчука свойств ${}^3\text{He}$ [25]. При низких температурах ${}^4\text{He}$ сверхтекучий, что обусловлено Бозе-Эйнштейновской статистикой атомов ${}^4\text{He}$. Ядра ${}^3\text{He}$ имеют ядерный спин 1/2, так что ${}^3\text{He}$ удовлетворяет статистике Ферми-Дирака, и аргументы, справедливые для ${}^4\text{He}$, неприменимы для ${}^3\text{He}$. Подход Померанчука заключался в следующем. При низких температурах, когда длина волны атомов ${}^3\text{He}$ — порядка расстояния между ними, взаимодействие между двумя атомами ${}^3\text{He}$ зависит от ориентации их ядерных спинов и обменные эффекты существенны. В результате этих

эффектов антипараллельная ориентация двух соседних ядерных спинов оказывается предпочтительной. Действительно, в случае антипараллельной ориентации координатная волновая функция отвечает s -волне, в то время как в случае параллельной ориентации (полный спин равен 1) волновая функция отвечает p -волне. В первом случае расстояние между двумя ядрами ${}^3\text{He}$ меньше и взаимодействие притяжения сильнее.

Сравним значения энтропии в твёрдой (кристалл) и жидкой фазах ${}^3\text{He}$. В твёрдой фазе, как было показано Померанчуком, амплитуды нулевых мод осцилляций много меньше расстояний между атомами. Кристаллическая фаза реализуется при высоком давлении. Поэтому спины атомов не коррелированы и энтропия есть константа, равная $s_{cr} = \ln 2$. При очень низкой температуре T_0 энтропия кристалла начинает стремиться к нулю. Померанчук оценил T_0 как $T_0 \sim 10^{-7}$ К; современные оценки дают $T_0 \sim 10^{-3}$ К. В жидкой фазе, где спины коррелированы, при уменьшении температуры энтропия стремится к нулю пропорционально T :

$$s_{liq} = (T/T_F)\ln 2. \tag{25}$$

Зависимость энтропии от температуры показана на рис. 1.

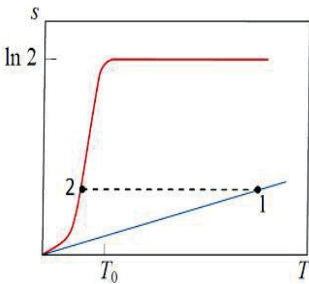


Рис. 1. Зависимость энтропии от температуры. Красная и штриховая линии отражают зависимости энтропии от температуры в твёрдой и жидкой фазах соответственно при адиабатическом охлаждении вдоль кривой плавления. Синяя линия соответствует уравнению (25).

При $T_0 < T < T_F$ энтропия твёрдой фазы больше энтропии жидкой фазы — ситуация противоположна стандартной. При изотермическом плавлении теплота выделяется, а не поглощается, как обычно. Чтобы найти зависимость давления от температуры вдоль кривой фазового перехода, запишем соотношение Клаузевица-Клайперона:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{s_{liq} - s_{cr}}{v_{liq} - v_{cr}}, \tag{26}$$

где v_{liq} и v_{cr} — атомные объёмы на частицу в жидкой и кристаллической фазах соответственно (разность $v_{liq} - v_{cr}$ всегда положительна).

Зависимость $P(T)$ показана на рис. 2, где пунктирная линия относится к поляризованным атомам ${}^3\text{He}$. В точке T_m , определяемой как $s_{liq}(T_m) = s_{cr}(T_m)$, кривая $P(T)$ имеет минимум. Экспериментально получено $T_m = 0,32$ К;

$P_m = 29$ бар. Согласно теории Померанчука, возможно охладить ${}^3\text{He}$ до очень низких температур. Процесс охлаждения происходит следующим образом. В начале тем или иным методом достигается точка P_m, T_m . Затем при увеличении давления ${}^3\text{He}$ адиабатически кристаллизуется. Этот процесс протекает вдоль пунктирной линии на рис. 1 и сплошной линии на рис. 2. При этом ${}^3\text{He}$ вначале кристаллизуется, а затем снова плавится.

В действительности, как было позднее обнаружено, аргументы Померанчука были не совсем правильны [26, 27]. Предположение о том, что расстояния между атомами ${}^3\text{He}$ очень малы, оказалось неправильным; в туннельных переходах принимают участие три или даже более атомов ${}^3\text{He}$. Как следствие, орбитальная часть волновой функции пары ${}^3\text{He}$ атомов отвечает p -волне, и спин пары равен 1. Но все остальные выводы Померанчука, в частности, вывод о поведении энтропии в твёрдой и жидкой фазах, остаются справедливыми и в этом случае. Единственная разница заключается в том, что теперь надо иметь в виду существование 3-х сверхтекучих фаз [27].

Используя метод Померанчука, Ошеров, Ричардсон и Ли открыли сверхтекучесть ${}^3\text{He}$ (Нобелевская премия, 1996 г.) [28]. Они обнаружили, что ниже 3 мК жидкий ${}^3\text{He}$ имеет 3 сверхтекучие фазы. Все три являются магнитными и имеют анизотропный характер.

В статье [25] Померанчук нашёл также температурные зависимости специфической теплоты ${}^3\text{He}$, его вязкость и теплопроводность. Эти результаты были подтверждены позднее теорией ферми-жидкости Ландау и экспериментальными данными.

Кроме изучения ${}^3\text{He}$ Померанчук исследовал влияние малых примесей на свойства жидкого гелия [29, 30].

6. Квантовая электродинамика и квантовая теория поля

Изучение нового подхода к квантовой электродинамике (КЭД) — метода Фейнмана, Швингера, Дайсона — началось в ИТЭФ в 1950 г. Но и задолго до этого, используя старую технику Дирака-Гайтлера, было получено несколько важных результатов. Во-первых, Берестецким была доказана фундаментальная теорема о том, что чётность позитрона — противоположность чётности электрона [31]. Теперь это утверждение является тривиальным, его можно найти в любом учебнике по КЭД. Но из-за своей тривиальности ссылки на оригинальную статью Берестецкого, где впервые была доказана эта теорема, как правило, отсутствуют, и только несколько физиков на Западе знают, кто и

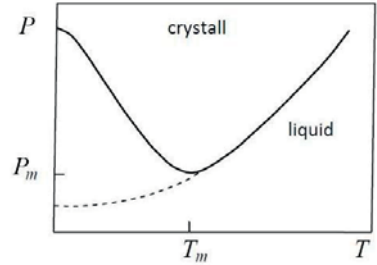


Рис. 2. Зависимость давления от температуры при фазовом переходе.

когда впервые сформулировал эту теорему. Берестецкий и Померанчук вычислили сечение аннигиляции пары e^+e^- в $\mu^+\mu^-$ -пару [32]. В настоящее время это сечение представляет стандартную теоретическую величину, на которую нормируются сечения различных $e^+e^- \rightarrow X$ процессов.

Померанчук сформулировал правила отбора для e^+e^- аннигиляции в фотоны [33]. Он показал, что e^+e^- -система с полным спином $S = 1$ не может аннигилировать в два фотона, и что для такой системы возможна только аннигиляция в три фотона. Это означает, что время жизни ортопозитрония намного больше (примерно в 700 раз), чем время жизни парапозитрония, для которого возможна двухфотонная аннигиляция. Эти правила отбора были позднее обобщены в знаменитой теореме Ландау-Янга, которая утверждает, что состояние двух фотонов с противоположными импульсами не может иметь полный момент, равный 1. Следует также отметить формулировку электрон-позитронного взаимодействия с точностью до членов порядка v^2/c^2 с учётом обменного взаимодействия (Берестецкий, Ландау [34]). Я показал, рассматривая точный лагранжиан в квантовой электродинамике при постоянном внешнем поле, что ряд теории возмущений расходится, но суммируем [35].

В начале 1950 годов только несколько человек в Москве изучали новое развитие квантовой теории поля: перенормировку масс и зарядов, фейнмановскую диаграммную технику и т.д. Ландау скептически относился к этому подходу и не разрешал обсуждение нового развития квантовой теории поля на своём семинаре. Поэтому Померанчук организовал свой собственный семинар, посвящённый квантовой теории поля. Я был секретарём этого семинара и на первом заседании рассказал о статье Дайсона.

В ИТЭФ мы больше интересовались мезонными теориями. В то время единственным экспериментально обнаруженным мезоном был пион, и было известно, что пион-нуклонная константа связи велика и потому теория возмущений не применима к πN рассеянию. Это свойство теории было продемонстрировано в работе [36] путём сравнения псевдоскалярной мезонной теории с псевдоскалярной и псевдовекторной константами связи с экспериментальными данными. Идея заключалась в том, чтобы записать систему бесконечного числа уравнений для двух-, трёх-, четырёх-, и т.д. точечных функций Грина и выполнить в такой системе перенормировку массы и заряда. Надежда была на то, что после перенормировки все бесконечности должны были исчезнуть. Далее предполагалось обрезать систему: рассмотреть, скажем, только первые две функции Грина и найти решение, пренебрегая высшими функциями Грина, после этого включить в рассмотрение трехточечную функцию Грина.

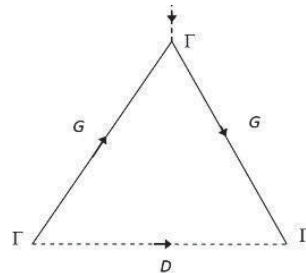
При этом надеялись, что такая процедура будет сходиться. Мне удалось написать бесконечную систему связанных уравнений для функций Грина, используя функциональное уравнение Швингера [37] и разлагая функции

Грина, зависящие от внешнего источника, в виде функциональных рядов, содержащих степени этого внешнего источника. Но полученные таким образом уравнения не годились для перенормировки массы и заряда. Тогда Галанин, Померанчук и я [38], используя другую форму швингеровских функциональных уравнений, получили другой бесконечный набор связанных уравнений для многочастичных функций Грина. В этом подходе уже было возможно выполнить перенормировку массы и заряда. Однако оказалось невозможно обрезать систему: в уравнениях появлялся множитель Z_1 , соответствующий перенормировке вершинных функций в явном виде. Чтобы вычислить этот множитель, необходимо было учесть новые функции Грина помимо тех, которые уже были учтены. В противном случае бесконечности не сокращались. Таким образом, метод должен был быть отвергнут или модифицирован.

В рамках КЭД Галанин и я вычислили первые два члена теории возмущений для поляризационных операторов фотона и электрона и для вершинной функции. В первом порядке по e^2 мы обнаружили появление членов $\sim e^2 \ln(|p^2|/m^2)$, где p — любой из внешних импульсов, которые в наших вычислениях имели один и тот же порядок, и $p^2 < 0$. Во втором порядке появились члены $\sim (e^2 \ln(|p^2|/m^2))^2$. Очень поучительной для нас оказалась статья Эдвардса, который построил лестничное уравнение для вершинной функции и обнаружил, что в n -м порядке теории возмущений возникают члены $\sim (e^2 \ln(|p^2|/m^2))^n$. Очевидно, эти члены наиболее важны при больших $|p^2|$.

В 50-х годах Ландау приезжал в ИТЭФ каждую неделю по средам на экспериментальный семинар Алиханова. После семинара он заходил в комнату теоретиков для обсуждений, которые продолжались 1÷2 часа. Во время одного из таких обсуждений Галанин и я рассказали ему о наших вычислениях и о результате Эдвардса. В следующую среду Ландау рассказал нам о своей новой идее: точечное взаимодействие в КЭД нужно заменить размазанным взаимодействием, которое характеризуется некоторым радиусом a (или в импульсном пространстве — параметром обрезания Λ). При вычислениях с размазанным взаимодействием нужно учитывать все наиболее важные члены порядка $(e^2 \ln(|p^2|/m^2))^n$. В подходе Ландау уравнение для вершинной функции соответствует диаграмме, приведённой на рис. 3.

Рис. 3. Уравнение Ландау для вершинной функции Γ . G и D — точные электронный и фотонный пропагаторы.



Уравнения для точных пропагаторов G и D электрона и фотона совпадают с уравнениями, предложенными Швингером и Дайсоном. Ландау ожидал, что после реализации этой программы, то есть после определения G , D и Γ , можно будет перейти к пределу $\Lambda \rightarrow \infty$ и бесконечности исчезнут. Таким образом, он ожидал, что теория должна быть асимптотически свободной (и даже более чем асимптотически свободной, поскольку в асимптотически свободных теориях бесконечности вообще не появляются: они могут быть просто перенормированы). Это ожидание Ландау ясно видно из названия первой статьи Ландау, Абрикосова и Халатникова «К устранению расходимостей в квантовой электродинамике». 4 статьи Ландау и других были опубликованы в «Докладах Академии наук» [39]. Первая статья была опубликована ещё до того, как все вычисления были закончены, Ландау не владел фейнмановской техникой, поэтому все вычисления были выполнены Абрикосовым и Халатниковым. Но основные идеи: выбор калибровки, поворот контура интегрирования на мнимую ось и т.д. — были сформулированы Ландау.

Здесь уместно сказать несколько слов о личности Ландау. Он был необыкновенным физиком, хорошо знал всю теоретическую физику. Таких физиков не было раньше и не будет в будущем: физика стала слишком большой. Есть пословица, приписываемая Эйнштейну: «Бог выполняет интегрирование в уме». В этом отношении Ландау не был богом, но его способность выполнять вычисления была поразительна.

Основной результат вычислений Ландау, Абрикосова и Халатникова был представлен в виде эффективного заряда электрона $e^2(\Lambda)$, определённого на шкале обрезания Λ . Когда вычисления были закончены, Ландау представил нам их результат:

$$e^2(\Lambda) = \frac{e^2}{1 + \frac{e^2}{3\pi} \ln \frac{\Lambda^2}{m^2}}, \quad (27)$$

где e^2 — физический заряд. Поведение $e^2(\Lambda)$ согласуется с ожиданием Ландау: $e^2(\Lambda)$ стремится к нулю, когда Λ стремится к бесконечности. Мы с Галаниным решили проверить этот результат. Это было легко сделать, поскольку Ландау, Абрикосов и Халатников показали, что в калибровке Ландау, в которой пропагатор фотона поперечен, оператор поляризации электрона и вершинная функция не содержат членов $\sim e^2 \ln(p^2/\Lambda^2)$, и что такие члены возникают только из фотонного поляризационного оператора. Мы вычислили его и обнаружили, что в уравнении (27) знак в знаменателе неправильный.

Правильное уравнение имеет вид:

$$e^2(\Lambda) = \frac{e^2}{1 - \frac{e^2}{3\pi} \ln \frac{\Lambda^2}{m^2}}. \quad (28)$$

Эффективный заряд электрона увеличивается с ростом импульса и стремится к бесконечности, когда $\frac{e^2}{3\pi} \ln \frac{\Lambda^2}{m^2} = 1$. Правильное уравнение (28), выражающее физический заряд в терминах голого заряда, имеет вид:

$$e^2 = \frac{e^2(\Lambda)}{1 + \frac{e^2(\Lambda)}{3\pi} \ln \frac{\Lambda^2}{m^2}} . \quad (29)$$

Таким образом, при произвольных $e^2(\Lambda)$, когда $\Lambda^2 \rightarrow \infty$, физический заряд стремится к нулю. Теория становится противоречивой. Эта проблема сейчас известна как проблема зануления физического заряда. В следующую среду мы сказали Ландау об ошибке. Он проверил наши вычисления и согласился с нами. Как рассказывал С. Герштейн, который тогда работал в теоретическом отделе Ландау в Институте физпроблем Капицы, Ландау вернулся из ИТЭФ со словами «Галанин и Иоффе спасли меня от позора!»

Физическая интерпретация уравнения (28) следующая: уравнения Ландау, определённые вкладом диаграмм рис. 3, справедливы для таких виртуальностей p^2 фотона и электрона, для которых

$$1 - \frac{e^2}{3\pi} \ln \left(\frac{|p^2|}{m^2} \right) < e^2 . \quad (30)$$

При бóльших p^2 вклад диаграмм, не показанных на рис. 3, становится существенным. Такая же ситуация возникает в юкавских мезонных теориях, как это было продемонстрировано в работах [40, 41]. Последняя из них была выполнена с использованием подхода [38], в котором перенормировка была выполнена вначале, до выполнения вычислений. Ландау и Померанчук показали, что в теории трудности возникают не только из дефекта уравнений Ландау, но имеют более общую природу. Единица в знаменателе уравнения (29) соответствует вкладу свободного члена в лагранжиане. Если этот член при больших значениях $(e^2(\Lambda)/3\pi) \ln(\Lambda^2/m^2)$ даёт малый вклад в (29) и может быть отброшен, то есть ещё более веские основания пренебречь этим членом, когда взаимодействие в КЭД становится сильным, т.е. когда второй член в знаменателе становится очень большим. Мы приходим, таким образом, к заключению, что квантовая электродинамика является противоречивой теорией. Аналогичный вывод был получен для мезонных теорий. В мезонных теориях, где константа связи $g^2/4$ велика, противоречие возникает уже при энергиях порядка 1 ГэВ. Поэтому такие теории должны быть отвергнуты.

Как теперь хорошо известно, эта проблема была решена с открытием неабелевых калибровочных теорий, которые обладают свойством асимптотической свободы.

Важный вклад в КЭД был сделан Судаковым [42]. Он обнаружил, что в формфакторе электрона при больших передачах импульса $q = p_2 - p_1$ появляются члены, пропорциональные квадрату $\ln q^2$, например, в n -ом порядке теории возмущений появляются члены, пропорциональные

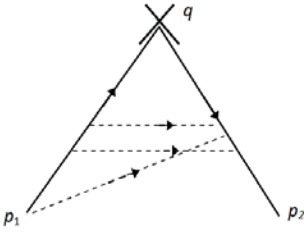


Рис. 4. Пример диаграмм.

петлями не приводят к появлению членов порядка $(e^2 \ln^2 q^2 / m^2)^n$. Предполагается, что $|q|^2 \gg p_1^2, p_2^2$. Такое приближение называется двойным логарифмическим приближением. Если p_1 и p_2 лежат на массовой поверхности, $p_1^2 = p_2^2 = m^2$, то вклад дважды логарифмических членов отвечает (при $q^2 < 0$) формфактору электрона и вершинной функции $\Gamma(p_1^2, p_2^2, q^2)$. Появление двойных логарифмов можно легко увидеть, используя судаковское разложение импульса фотона k для любой фотонной линии в диаграмме типа показанной на рис. 4:

$$k = u(p_1 - \alpha_1 p_2) + v(p_2 - \alpha_2 p_1) + k_{\perp} \quad , \quad (31)$$

где k_{\perp} — 4-вектор, ортогональный p_1 и p_2 :

$$k_{\perp} p_1 = k_{\perp} p_2 = 0 \quad . \quad (32)$$

Условия

$$(p_1 - \alpha_1 p_2)^2 = (p_2 - \alpha_2 p_1)^2 = 0 \quad (33)$$

накладываются на параметры α_1 и α_2 , которые определяются из этих условий однозначно.

Рассматривая простейшую диаграмму типа диаграммы, показанной на рис. 4, и диаграмму рис. 3, где G и D — свободные пропагаторы и $\Gamma_{\mu} = \gamma_{\mu}$, можно показать, что интегрирование по k_{\perp} не приводит к появлению логарифмических членов. Дважды логарифмические члены возникают в результате интегрирования по u и v , эти члены пропорциональны $\ln(q^2/p_2^2)$ и $\ln(q^2/p_1^2)$ соответственно. Более сложные диаграммы могут быть рассмотрены аналогичным образом. В n -м порядке теории возмущений вклады диаграмм, которые различаются одна от другой перестановками начальных и конечных фотонных вершин, равны. Окончательный результат при $q^2 < 0$, $p_1^2 < 0$, $p_2^2 < 0$ имеет вид:

$$\Gamma_{\mu}(p_1, p_2, q) = \gamma_{\mu} \exp \left[-\frac{\alpha}{2\pi} \ln \left(\frac{q^2}{p_1^2} \right) \ln \left(\frac{q^2}{p_2^2} \right) \right] \quad . \quad (34)$$

Этот результат справедлив, если

$$\ln \frac{q^2}{p_1^2} \gg 1, \quad \text{aln} \left(\frac{q^2}{p_1^2} \right) \ll 1, \quad \text{aln}^2 \left(\frac{q^2}{p_1^2} \right) \leq 1. \quad (35)$$

В случае электрона на массовой поверхности (электронный формфактор) p_1^2 и p_2^2 следует заменить на m^2 , а q^2 — на $|q^2|$.

Аналогичная техника была использована для вычисления двойных логарифмических асимптотик во многих других процессах. Например, в случае упругого рассеяния электронов внешним электромагнитным полем, когда следует учитывать испускание мягких фотонов, соответствующая формула для сечения имеет вид [43–46]:

$$d\sigma = d\sigma_0 \exp \left[-\frac{2\alpha}{\pi} \ln \frac{|q^2|}{m^2} \ln \frac{E}{\Delta E} \right], \quad (36)$$

где σ_0 — сечение в борновском приближении, E — энергия электрона и ΔE — экспериментальное разрешение, внутри которого мягкие фотоны не регистрируются (или имеет место неопределённость в определении конечной энергии электрона). Дважды логарифмические члены играют важную роль в образовании узких резонансов V в e^+e^- -аннигиляции:

$$e^+e^- \rightarrow V, \quad (37)$$

где резонанс может быть образован не только когда энергия пары e^+e^- равна порядка 1 МэВ (в этом случае необходимо учитывать двойные логарифмы), но и при немного более высокой энергии, когда e^+ и e^- испускают мягкие фотоны до аннигиляции [48].

Следует отметить книгу «Квантовая электродинамика», написанную А. Ахиезером и В. Берестецким [49]. По моему мнению, это лучшая книга по КЭД. Я рекомендую эту книгу студентам и научным сотрудникам. В. Берестецкий был также соавтором одного тома знаменитого курса теоретической физики Ландау и Лифшица [50].

7. Нарушение чётности в слабых взаимодействиях.

Теория β -распада и других слабых распадов

В 1955–56 годах все физики были возбуждены θ - τ загадкой. Распады K -мезона на 2 и 3 пиона были обнаружены экспериментально. Если чётность в распадах сохраняется, что молчаливо подразумевалось, то один и тот же каон не может одновременно распадаться на 2 и 3 пиона. По этой причине большинство физиков верило, что θ , распадающийся на 2 пиона, и τ , распадающийся на 3 пиона, в действительности являются разными частицами. Однако, с увеличением точности эксперимента стало ясно, что их массы совпадают. В это время, весной 1956 г., Ли и Янг опубликовали свою революционную работу, в которой они предложили гипотезу несохранения

чётности (P) в слабых взаимодействиях, что объясняло θ - τ загадку. Более того, Ли и Янг вычислили несохраняющие чётность эффекты в β -распаде и $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ распаде [51].

Ландау решительно отвергал возможность несохранения P-чётности. Он говорил: «Пространство не может быть асимметричным». Померанчука гипотеза существования вырожденного по чётности дублета странных частиц привлекала гораздо больше. А. Рудик и я решили вычислить другие эффекты, основанные на предположении несохранения чётности в слабых взаимодействиях, отличные от тех, которые вычислили Ли и Янг. Мы выбрали β - γ корреляцию. Я сделал предварительную оценку и обнаружил, что соответствующий эффект должен быть большим. Рудик приступил к детальным вычислениям. Через некоторое время он мне сказал: «Послушай, Борис, эффект зануляется». Я ответил: «Этого не может быть». Мы начали проверку вычислений и вскоре я заметил, что Рудик, будучи хорошо образованным физиком-теоретиком, наложил в своих вычислениях условие зарядовой (C) инвариантности лагранжиана слабых взаимодействий. В результате константы связи, на которые умножаются не сохраняющие чётность члены, оказались чисто мнимыми. Константы в работе Ли и Янга были произвольными комплексными числами. Если предположить, что эти константы чисто мнимые, то все нарушающие чётность эффекты исчезают.

Таким образом, возник вопрос о связи C- и P-инвариантности. Когда мы обсуждали эту проблему с В. Судаковым, мы вспомнили об одной работе Паули, имеющей отношение к этой теме и опубликованной год тому назад [52]. Хотя я читал эту статью, но забыл о ней. Причина отчасти заключалась в том, что Ландау скептически относился к этой статье, хотя с большим уважением относился к Паули: он полагал, что CPT теорема (T означает обращение времени) является тривиальным соотношением, которому удовлетворяет любой лагранжиан, и что она не может приводить ни к каким физическим следствиям. Я заметил, что в своей статье Ли и Янг совсем не упоминали CPT теорему и не обсуждали вопрос о связи C-, P- и T-инвариантности. Я снова прочёл статью Паули, на этот раз с гораздо большим вниманием, и мне стало ясно, что если P нарушается ($P \neq 1$), то C или T, или обе эти инвариантности определённо должны нарушаться.

Тогда возникла следующая идея. Существование двух K^0 -мезонов с сильно различающимися временами жизни было доказано Гелл-Манном и Пайсом в предположении C-инвариантности лагранжиана слабых взаимодействий. Аналогичное доказательство можно сделать, предполагая T-инвариантность. Если C- и T-инвариантности нарушаются обе сравнительно сильно, то K_s и K_L будут иметь сравнимые времена жизни. Экспериментально установлено, что их времена жизни различаются на два порядка величины. Отсюда следует, что один из двух законов сохранения, C или T, должен выполняться, по крайней мере, приближённо. Рудик и я рассмотрели

различные эффекты и обнаружили, что P-нечётные корреляции спина и момента (члены σp) появляются, если C нарушается, а T сохраняется. В противоположном случае такие члены отсутствуют. (В моей последующей работе [53] доказана эта теорема в общем виде и найдены P-нечётные члены, отвечающие T-нарушению). Мы написали статью, и я рассказал о ней Л. Окуню. Окунь сделал очень полезное замечание, что подобные эффекты, которые однозначно отличают C-инвариантные теории от T-инвариантных, появляются также в K^0 -распадах. Мы включили его замечание в статью, и я предложил Окуню стать соавтором. Он вначале отказался, сказав, что такое замечание заслуживает только благодарности, но позднее я его убедил.

После этого я рассказал о наших результатах Померанчуку. Померанчук решил, что мы должны сообщить о наших результатах Ландау. Однако Ландау вначале не захотел нас выслушать: «Я не хочу ничего слушать о несохранении чётности. Это чушь!» — «Дау, потерпи 15 минут, — уговаривал его Чук. — Послушай, что скажут молодые люди».

Дау нехотя согласился. Я говорил примерно полчаса. Ландау молчал, а затем ушёл. На следующее утро мне позвонил Померанчук: «Дау решил проблему несохранения чётности! Мы должны прийти к нему немедленно». К этому времени обе статьи Ландау: о сохранении комбинированной чётности (сохранение CP) и о двухкомпонентном нейтрино были написаны и готовы к опубликованию. В первой статье Ландау выразил нам благодарность: «Я хотел бы выразить глубокую благодарность Б. Иоффе, Л. Окуню и А. Рудика за обсуждение, в результате которого возникла идея этой статьи».

Работа Б.Л. Иоффе, Л.Б. Окуня и А.П. Рудика была зарегистрирована как открытие СССР с формулировкой: «*Теоретически установлена неизвестная ранее закономерность нарушения дискретных симметрий в слабых взаимодействиях элементарных частиц, заключающаяся в том, что нарушение зеркальной симметрии, приводящее к пространственно-нечётным парным корреляциям спинов и импульсов, сопровождается нарушением зарядовой симметрии*».

Наша статья [54], в которой была обнаружена асимметрия вылета электронов в распаде поляризованных ядер (т.е. корреляция между спином ядра и импульсом электрона), и статьи Ландау [55, 56] были посланы в печать до статьи Ву и др. [57]. Наши результаты также означали, что C-чётность не сохраняется в β -распаде. Это утверждение было добавлено в нашу статью при её корректуре. Аналогичное утверждение было сделано в статье Ву и др. [57], которые в свою очередь сослались на статью Ли, Оме и Янга [58], опубликованную после нашей статьи. В своих нобелевских лекциях Ли и Янг подчеркнули наш приоритет в решении этой проблемы.

В работе Берестецкого и др. [60] была построена общая теория β -распада, включающая все 5 вариантов взаимодействия с нарушением чётности, и были учтены кулоновские эффекты и эффекты конечного размера

ядра. Сохранение CP-чётности не предполагалось. Были получены результаты для разрешённых переходов, для запрещённых в первом порядке переходов для промежуточных и тяжёлых ядер (кулоновские переходы) и для переходов с $[\Delta j=2]$ (yes) и $(0-0)$ (yes). Угловые распределения электронов и нейтрино (эквивалентные угловым распределениям ядер отдачи) были вычислены для неполяризованных и поляризованных начальных ядер. Была вычислена также степень поляризации электронов в β -распаде. Было, в частности, показано, что эффект CP нарушения приводит к появлению в угловом распределении члена, пропорционального $\mathbf{n}_j[\mathbf{n}_e, \mathbf{n}_\nu]$, где \mathbf{n}_j — направление ядерного спина, \mathbf{n}_e и \mathbf{n}_ν — импульсы электрона и нейтрино. Окунь и Понтекорво показали [61], что если бы существовало слабое взаимодействие с изменением странности на 2 единицы и константой связи порядка фермиевской константы, то разность масс $m_{K_1} - m_{K_2}$ была бы на много порядков больше экспериментального значения. Тем самым было показано, что $G(\Delta S=2) \ll G_F$.

В 1958 году Фейнман и Гелл-Манн [62], а также Маршак и Сударшан [63] предложили универсальную форму слабого $V-A$ взаимодействия. Согласно [62] векторный ток, который входит в слабое взаимодействие, принадлежит тому же самому изотопическому триплету, что и векторная часть электромагнитного тока. Ранее эта же гипотеза была сформулирована Герштейном и Зельдовичем [64]. Она получила название гипотезы о сохраняющемся векторном токе — CVC. В качестве проверки гипотезы CVC Гелл-Манн предложил [65] измерить слабый магнетизм – поправку к нейтрон-протонному слабому векторному формфактору, которая однозначно была вычислена в [65] с использованием гипотезы CVC. Другой метод проверки был предложен Ваксом и Иоффе [66]. Основываясь на этой гипотезе, они вычислили отношение ширины распада через векторный ток к ширине $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ распада и предсказали спектр электронов в распаде. Обе проверки подтвердились на эксперименте, и в настоящее время CVC является краеугольным камнем Стандартной модели слабых взаимодействий.

8. Сильные взаимодействия и ядерная физика

В 50-е годы К.А. Тер-Мартirosян выполнил две очень хорошие работы в области ядерной физики. В первой из них [67] он вычислил возбуждение ядер электрическим кулоновским полем заряженной частицы, пролетающей мимо ядра. Во второй [68] он совместно со Скорняковым решил проблему трёх тел в квантовой механике в случае потенциалов нулевого радиуса. Эта проблема имеет прямое отношение к взаимодействию трёх нуклонов при малых энергиях: образованию связанных состояний, рассеянию и т.д. В работе [68] уравнения для системы трёх тел были сформулированы в дифференциальной форме. Позднее они были переформулированы Фадеевым в интегральной форме, которая более удобна для численных расчётов.

Большое внимание было уделено дифракционному рождению частиц в p - p и p -ядерных взаимодействиях [69, 70]. Главная идея заключалась в том, что минимальный импульс, переданный от протона к ядру в реакции, скажем, образовании пионов в pA -столкновениях, равен $q = t\mu/E$ (где t и μ — массы протона и пиона, E — энергия протона) и становится очень малым с ростом энергии. Если $1/q \gg R$, где R — ядерный радиус, то процесс рождения пионов происходит вне ядра, и характеристики такого процесса могут быть вычислены феноменологически без использования теории возмущений.

Используя такой подход, были вычислены сечения ряда процессов: упругого дифракционного сечения в pp - и pA -столкновениях, рождения фотонов, мезонов и мезонных пар в pA -столкновениях, а также дифракционные эффекты в дейтрон-ядерном рассеянии, рождение фотонов в столкновении мезонов с ядрами и т.д. Когда Померанчук доложил результаты этих вычислений на семинаре в ФИАН, академик Скобельцин спросил: «Как процесс образования может происходить вне ядра?» Померанчук объяснил, что волновая функция налетающей частицы перекрывается с теневой областью ядра, что приводит к искажению волновой функции и к процессам рождения. После этого он продолжил свой доклад. Некоторое время спустя Скобельцин повторил свой вопрос, Померанчук дал то же самое объяснение, только более детально. Спустя некоторое время Скобельцин задал свой вопрос в третий раз. Померанчук ответил: «Если хотите, можете рассматривать этот эффект как непорочное зачатие».

Померанчук развил статистический подход к множественному рождению частиц в столкновениях при высокой энергии, первоначально предложенный Ферми [71]. Ферми предположил, что в столкновениях при высокой энергии полная энергия сталкивающихся частиц (например, ядер) концентрируется в небольшом, лоренцево сжатом объёме:

$$\Omega = \Omega_0 \frac{2Mc^2}{W} = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{\hbar}{\mu c} \right)^3 \frac{2Mc^2}{W}, \quad (38)$$

где M и μ — массы ядра и пиона соответственно, а W — полная энергия в системе центра масс. В этом объёме устанавливается статистическое равновесие, в результате чего вероятности различных состояний оказываются пропорциональными их статистическим весам. Померанчук заметил [72], что в таком малом объёме рождённые частицы сильно взаимодействуют друг с другом, что приводит к рождению новых частиц и раздуванию фajerболов. Эти процессы продолжаются до тех пор, пока расстояния между частицами не станут порядка $\hbar/\mu c$. Из замечания Померанчука следует, что средняя множественность \bar{N} рождённых при высокой энергии частиц пропорциональна W :

$$\bar{N} = \frac{W}{\varepsilon}, \quad (39)$$

где ε — величина порядка нескольких сотен мегаэлектронвольт, что следует сравнить с предсказанием Ферми $\bar{N} \sim \sqrt{W}$. Подход Померанчука к множественному рождению частиц был использован Ландау в его гидродинамической модели столкновений при высокой энергии [73], которая потом широко использовалась для описания столкновения тяжёлых ионов.

Когда были открыты заряженные пионы, а π^0 ещё не был открыт, физическое сообщество разделилось на две группы: одна из них верила, что π^0 существует и вскоре будет обнаружен, а другая — не верила в существование такой частицы. Ландау не верил и часто повторял: «Бог не разрешит существование дифотона». Позднее, когда π^0 был открыт, люди, которые ему возражали, часто повторяли в беседе с ним: «Но, Дау, бог всё-таки разрешил существование дифотона».

После открытия π^+ , π^- и π^0 несколько статей, написанных в ИТЭФ, были посвящены определению их спина и чётности. Спин 0 π^0 -мезона следует непосредственно из его распада на 2γ . Было естественно предположить, что спины π^\pm также равны нулю. Отрицательная чётность π^- (и π^+) следует из наблюдения реакции



(для медленных π^- , захваченных из S состояния [74]). Для того чтобы определить чётность π^0 были выполнены вычисления следующих реакций [75]:



где π^- захватываются из S -состояния атома дейтерия. Вычисления были проделаны в теории возмущений. С современной точки зрения это правильный подход, поскольку пион-нуклонное взаимодействие стремится к нулю при малых импульсах. Два теоретических трюка были использованы в этих вычислениях:

- 1) применение нерелятивистского разложения операторного гамильтониана;
- 2) использование теоремы полноты для определения полной вероятности реакции (41).

Было обнаружено сильное подавление реакции (42) по сравнению с (41) для случая отрицательной чётности π^0 . Такое подавление было обнаружено экспериментально. Вывод заключался в том, что значение спина-чётности $\pi^{\mp,0}$ равно $J^P = 0^-$. Позднее Померанчук показал, что это же заключение может быть получено в феноменологическом подходе без использования теории возмущений [76]. Он доказал, что при высоких энергиях сечения аннигиляции антипротона с протоном и нейтроном равны [77]. Окунь и Померанчук показали равенство при высоких энергиях полных сечений π^+, π^- и π^0

рассеяния на протоне [78]. Основываясь на утверждении о том, что амплитуды рассеяния при больших угловых моментах определяются обменом легчайшей частицей — пионом, Окунь и Померанчук сформулировали метод вычисления таких амплитуд [79]. Наиболее известный результат в исследовании сильных взаимодействий в ИТЭФ в рассматриваемый период была знаменитая теорема Померанчука [80]. Эта теорема утверждает, что при асимптотически больших энергиях полные сечения рассеяния протонов и антипротонов на любой мишени равны. Аналогичное утверждение справедливо также для нейтронов и антинейтронов [80]. При доказательстве этой теоремы Померанчук использовал дисперсионные соотношения для амплитуд протонного и антипротонного рассеяния, сформулированные в [81, 82], и предположение о том, что $\sigma(p), \sigma(\bar{p})$ и радиус взаимодействия в пределе высоких энергий стремятся к постоянным значениям. Хотя эти предположения и не являются правильными с современной точки зрения, теорема Померанчука, возможно, выполняется.

И.С. Шапиро построил теорию прямых ядерных реакций и сформулировал метод фейнмановских диаграмм в нерелятивистском случае [150]. Необходимо также отметить книгу А. Ахиезера и И. Померанчука «Некоторые проблемы теории ядра» [83]. В ней рассмотрено много задач: взаимодействие протонов с нейтронами, статистическое описание тяжёлых ядер, резонансные явления в рассеянии нейтронов на ядрах, изменение нейтрон-ядерного взаимодействия в веществе, деление тяжёлых ядер, распространение нейтронов в кристаллах.

9. Пространственно-временная картина глубоко неупругого рассеяния лептонов на адронах.

В работе Грибова, Иоффе и Померанчука [84] был поставлен вопрос о том, какие продольные расстояния (вдоль направления импульса налетающей частицы в лабораторной системе) играют определяющую роль в рассеянии при высоких энергиях. Ответ не был получен, но эта работа вызвала поток дальнейших исследований. В сильных взаимодействиях в реджевском подходе было показано, что продольные расстояния линейно растут с энергией. В глубоко неупругом рассеянии лептонов на адронах имеет место такая же картина, но, более того, было показано, что при больших передачах импульса от лептона к адрону процесс происходит вблизи светового конуса.

Рассмотрим этот процесс более подробно [85]. Сечение процесса пропорционально матричному элементу:

$$W_{\mu\lambda}(q,p) = \int d^4x e^{iqx} \langle p | T J_\mu(x), J_\lambda(0) | p \rangle, \quad (43)$$

где $J_\mu(x)$ — адронный ток (в случае рассеяния электронов — электромагнитный ток адронов), p — импульс начального (покоящегося в лабораторной

системе) адрона, q — импульс виртуального фотона (W -бозона), передающего взаимодействие ($|q|^2 \gg m^2$). Масса конечного состояния, по предположению, велика:

$$M^2 = (p + q)^2 = v + q^2 + m^2 \gg + m^2, \quad v = pq = mq_0. \quad (44)$$

T — произведение в (43) можно заменить на коммутатор, т.к. вклад члена $J_\lambda(0)J_\mu(x)$ обращается в ноль. Тогда из условия причинности получаем

$$x^2 \geq 0. \quad (45)$$

Из (44) следует:

$$q_0^2 \gg \frac{(q^2)^2}{4m^2} \gg |q^2|. \quad (46)$$

Экспонента в (43) может быть разложена по степеням q^2/q_0^2 :

$$qx = q_0 t - \sqrt{q_0^2 - q^2} z = q_0 (t - z) + \frac{q^2}{2q_0} z. \quad (47)$$

Отсюда следуют оценки: $t - z \sim \frac{m}{v}$; $t + z \sim q^0/|q^2| = v/m|q^2|$ и

$$x^2 = (t - z)(t + z) - \rho_\perp^2 \sim \frac{1}{|q^2|m} - \rho_\perp^2 > 0. \quad (48)$$

В пространственно-временной картине взаимодействие происходит вблизи светового конуса, поперечные расстояния относительно конуса малы, $\rho_\perp^2 < 1/|q^2|$ и продольные расстояния (вдоль конуса) растут линейно с ростом энергии. Это дает возможность описать глубоко неупругое рассеяние лептонов на адронах с помощью операторного разложения вдоль светового конуса, учитывая только старшие члены по $1/|q^2|$, которые умножаются на, в принципе, неизвестную функцию отношения $x = v/q^2, F(x)$. Было установлено, что в работе [85] содержится открытие СССР, которое было сформулировано следующим образом.

«Теоретически установлена неизвестная ранее закономерность глубоко неупругого рассеяния лептонов на нуклонах, заключающаяся в том, что взаимодействие при глубоко неупругом рассеянии лептонов на нуклонах происходит в пространственно-временной области вблизи светового конуса, продольный (вдоль конуса) и поперечный размеры которой уменьшаются с увеличением импульса, передаваемого от лептонов к нуклонам, при этом продольный размер указанной области растёт с ростом передаваемой энергии [47, 48].

В работе Грибова, Иоффе и Померанчука [86] было доказано, что сечение процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны при больших энергиях ведёт себя в системе ц. м. как $1/E^2$. Ранее такая гипотеза высказывалась Бьеркенем, но доказана не была.

В обзорах Иоффе и Хозе [87, 88] была сформулирована программа экспериментов на встречных e^+e^- пучках, во многом предвосхитившая программу ускорителя LEP в ЦЕРН, который тогда ещё даже не замышлялся и был построен много лет спустя.

В работе Ваняшина и Терентьева [89] был вычислен магнитный момент промежуточного W -бозона в теории слабых взаимодействий и получен результат, соответствующий будущей электрослабой теории. Но авторы не поняли, что этот результат свидетельствует об асимптотической свободе и решили, что он возникнет из-за неперенормируемости теории.

10. Предел применимости теории слабых взаимодействий и построение единой теории электрослабых взаимодействий

До середины 60-х годов считалось, что сильно взаимодействующие частицы не могут принимать на себя большие виртуальные импульсы. Поэтому при изучении поправок $\sim G^2$ в теории слабых взаимодействий виртуальные сильно взаимодействующие частицы не учитывались. Однако в работе [90] с использованием алгебры токов было показано, что в некоторых случаях наличие сильных взаимодействий не препятствует обмену большими импульсами у адронов, так что эффективного обрезания виртуальных процессов за счёт сильных взаимодействий не возникает.

В работе Иоффе и Шабалина [91] были вычислены эффективные слабые нейтральные токи, возникающие в порядке G^2 , когда лагранжиан слабого взаимодействия содержит только заряженные токи порядка G . Была рассмотрена как теория с промежуточными W^\pm -бозонами, так и четырёхфермионная теория слабого взаимодействия. Существенным моментом, определяющим результат, была алгебра токов, т.е. одновременные коммутаторы векторных и аксиальных токов адронов. Был введен параметр обрезания Λ .

Для отношения вероятностей $\frac{w(K_2^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)}{w(K^+ \rightarrow \mu^+ \nu)}$ было получено неравенство $(G\Lambda^2/4\pi^2)^2 < 1,6 \cdot 10^{-6}$, откуда из сравнения с опытом следовало $\Lambda < 100$ ГэВ. Наиболее сильное ограничение было найдено из разности масс K_1^0 - и K_2^0 -мезонов Δm :

$$|\Delta m| = \frac{G^2}{(4\pi^2)^2} \frac{\sin^2 \theta}{2} f_k^2 m_k, \quad (49)$$

откуда $\Lambda < 5$ ГэВ. (50)

Этот результат привел Глэшоу, Илипоулоса и Майани [92] к заключению, что теория слабых взаимодействий с 3-мя кварками неудовлетворительна, и они ввели четвёртый кварк таким образом, что в слабом взаимодействии возник дублет

$$\begin{pmatrix} c \\ s \cdot \sin \theta \end{pmatrix}, \quad (51)$$

дополнивший дублет кварков $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$. (52)

Это послужило основой теории электрослабых взаимодействий.

11. Электромагнитные взаимодействия пионов.

Связь с аксиальной аномалией

Формфактор π -мезона в области небольших и средних пространственно подобных $q^2 < 0$ теоретически был вычислен методом правил сумм (см. раздел 18). При больших значениях $|q^2|$ в пространственной области была получена формула [93–95]:

$$F_\pi(q^2) = \frac{4\pi f_\pi^2 \alpha_s(q^2)}{|q^2|}, \quad (53)$$

где f_π — константа $\pi \rightarrow \mu$ распада, $f_\pi = 131$ МэВ, $\alpha_s = \frac{q^2}{4\pi}$ — константа связи в квантовой хромодинамике (КХД), аналогичная $\frac{e^2}{4\pi} = 1/137$ в КЭД. Исходя из свойств аналитичности формфактора, Б.В. Гешкенбейну удалось связать формфактор во времени-подобной области с его поведением в пространственно-подобной области [96]. Подстановка экспериментальных данных показывает хорошее согласие теории с опытом при $|q^2| < 4$ ГэВ.

Массы легких кварков (u, d, s) малы (особенно u и d). Следуя Вайнбергу [97], для их отношений можно получить равенства:

$$\frac{m_u}{m_d} = \frac{2m_{\pi^0}^2 - m_{\pi^+}^2 + (m_{K^0}^2 - m_{K^+}^2)}{m_{K^0}^2 - m_{K^+}^2 + m_{K^+}^2}; \quad (54)$$

$$\frac{m_s}{m_d} = \frac{m_{K^0}^2 - m_{K^+}^2 - m_{\pi^0}^2}{m_{K^0}^2 - m_{K^+}^2 + m_{\pi^+}^2}. \quad (55)$$

Здесь электромагнитный вклад в массы π - и K -мезонов учтён согласно формулам Дашена [98]:

$$(m_{\pi^+}^2 - m_{\pi^0}^2)_{el} = (m_{K^+}^2 - m_{K^0}^2)_{el}. \quad (56)$$

Величина $\gamma = m_u/m_d$ может быть определена из отношения вероятностей распадов $\phi' \rightarrow (J/\phi)\eta$ и $\psi' \rightarrow (J/\phi)\pi^0$ [99].

Используя экспериментальные данные PDG [100] и учитывая теоретическую неопределенность в (52) порядка 30%, получаем [101]:

$$\gamma = \frac{m_u}{m_d} = 0,385 \pm 0,060, \quad \frac{m_s}{m_d} = 20,8 \pm 1,3. \quad (57)$$

Принимая m_s (на шкале 1 ГэВ) ≈ 150 МэВ (из разностей масс в октете барионов), находим [101]:

$$m_d(1 \text{ ГэВ}) = 7,1 \text{ МэВ}, \quad m_u(1 \text{ ГэВ}) = 2,9 \text{ МэВ}. \quad (58)$$

Таким образом, массы легких кварков оказываются значительно меньше характерного масштаба сильных взаимодействий ~ 1 ГэВ. Это позволяет сформулировать последовательную киральную эффективную теорию в виде разложения по массам π - и K -мезонов при их малых импульсах. В киральной теории имеет место приближённое сохранение аксиального тока:

$$\partial_{\mu} j_{\mu s} = f_{\pi} / \sqrt{2} m_{\pi} \varphi_{\pi} , \quad (59)$$

где i — изотопический индекс, и доказывается существование нарушающего киральную инвариантность кирального конденсата в КХД-вакууме [102]:

$$\langle 0 | \bar{q} q | 0 \rangle = - \frac{1}{2} \frac{m_{\pi}^2 f_{\pi}^2}{m_u + m_d} = - (257 \text{ МэВ}) . \quad (60)$$

Здесь $q = u$ или d . Киральный конденсат имеет характерный масштаб сильных взаимодействий.

Распад $\pi^2 \rightarrow \gamma$ нельзя описать с помощью киральной теории. Это связано с линейной расходимостью диаграммы рис. 5 по импульсам виртуальных кварков. На рисунке штриховая линия соответствует аксиальному току, волнистые линии — электромагнитному полю, сплошные — кварковые пропагаторы.

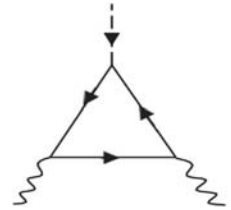


Рис. 5.

Вычисление диаграммы рис. 5 с учётом требования сохранения векторного (электромагнитного) тока даёт аномалия Адлера-Белла-Джакива [103, 104]:

$$\begin{aligned} \partial_{\mu} j_{\mu s} &= \frac{e^2}{8\pi^2} F_{\alpha\beta} \bar{F}_{\alpha\beta} , \\ \bar{F}_{\alpha\beta} &= \frac{1}{2} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\sigma} F_{\gamma\sigma} . \end{aligned} \quad (61)$$

Из (61) и (59) следует формула для вероятности $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ распада. Но несмотря на то, что аксиальная аномалия приводит к появлению безмассового π^0 -мезона в переходе изовекторного аксиального тока в два фотона, и на хорошее предсказание скорости его распада [101], нельзя сказать, что существование безмассовых псевдоскалярных мезонов вызвано аномалией. Аргументация основана на распаде π^0 на виртуальные фотоны. Используя соотношение (60) М.В. Терентьев [105–107] вычислил вероятности распадов $\gamma(\text{вирт.}) \rightarrow 3\pi$ и $\gamma\gamma \rightarrow 3\pi$, а также — так называемый лагранжиан Весса-Зумино [108] и показал, что коэффициент при лагранжиане пропорционален числу цветов [101].

В работе [108] предсказано, что триггером для наблюдения глюонной струи (струй) может служить рождение тяжёлого мезона H ($H = \bar{q} Q$, где q — лёгкий и Q — тяжёлый кварки) с долей импульса $P_H = Pz$, где $1 - z \leq 1$. В статье [109] показано, что в теориях сильного взаимодействия, где обмен происходит векторной частицей, в частности, в КХД киральность барионов сохраняется.

12. Операторное разложение

Рассмотрим корреляторы адронных токов:

$$\Pi^{ABC}(x, y_1, y_2, y_3 \dots y_n) = iT\{j^A(x), j_E^B(0), ij^{C_1}(y_1) \dots iy^{C_n}(y_n)\}. \quad (62)$$

Если $x^2, (x - y_i)^2, (y_i - y_k)^2, i, k = 1, \dots, n$ отрицательны и $x_\mu, (x - y_i)_\mu, (y_i - y_k)_\mu$ стремятся к нулю, то матричные элементы $\Pi^{ABC\dots}$ между кварковыми и глюонными состояниями могут быть вычислены по теории возмущений. В 1961 г. К. Вилсон [110] предложил операторное разложение (ОР) для простейшего коррелятора:

$$\Pi^{AB}(x) = iT\{j^A(x), j^B(0)\}_{x \rightarrow 0} \sum_n C_n^{AB}(x) O_n(0), \quad (63)$$

которое имеет место при $x^2 \rightarrow x$ и $x_\mu \rightarrow 0$. Здесь $O_n(0)$ — локальные операторы, взятые в точке $x_\mu = 0$; $C_n^{AB}(x)$ — коэффициентные функции, вычисляемые в теории возмущений в принципе. В импульсном пространстве ОР имеет вид:

$$\Pi^{AB}(q) = \sum_n C_n^{AB}(q) O_n(0). \quad (64)$$

ОР (62) – (64) не являются строгим следствием квантовой теории поля, даже если они являются асимптотически свободными (возникающие неопределенности обсуждаются в работе [101]). По этим причинам во всех практических вычислениях, использующих ОР, требуется убедиться, что желаемая точность ряда ОР достигается учётом тех членов ОР, которые реально были вычислены. Так как бегущая константа $\alpha_s(\mu)$ зависит от точки нормировки μ , то операторы O_n удобно нормировать в той же точке $O_n = O_n(\mu)$ и ОР приобретает вид:

$$\Pi^{AB}(\mu) = \sum_i O_i(\mu) \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{\alpha_s(Q)} \right)^{\gamma_A + \gamma_B - \gamma_i} \sum_n C_n^{(i)}(Q, \mu) \alpha_s^n(\mu), \quad (65)$$

где $q^2 = Q^2$, γ_A, γ_B , и γ_i — аномальные размерности токов j_A, j_B , и O_i . Вайнштейн, Захаров и Шифман (ВЗШ) предложили [111] изучать вакуумные средние от (65). Тогда в игру вступают вакуумные конденсаты кварковых и глюонных полей. Они бывают двух типов: сохраняющие и нарушающие киральность, и различной размерности. Нарушающий киральность конденсат наименьшей размерности $d = 3$ обсуждался в разделе 13, формула (60).

Нарушающий киральность конденсат, имеющий наименьшую размерность $d = 3$, равен [101]

$$\langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle = -(1,65 \pm 0,15) \cdot 10^{-2} \text{ ГэВ}^3, \quad q = u. \quad (66)$$

Сохраняющий киральность конденсат, указанный впервые в [111], определяется равенством:

$$\langle 0 | \frac{\alpha_s}{\pi} G_{\mu\nu}^n G_{\mu\nu}^n | 0 \rangle = (0,005 \pm 0,004) \text{ ГэВ}^4 \text{ (см.[101])}. \quad (67)$$

В работе [111] было показано, что плотность энергии вакуума в КХД дается равенством $\varepsilon = -(9/32) \langle 0 | (\alpha_s/\pi) G^2 | 0 \rangle$, т.е. вакуумная энергия в КХД отрицательна. Кварковые поля уничтожают конденсат, т.е. внесение кварков в вакуум увеличивает его энергию.

ВЗШ предложили [111] метод правил сумм КХД и применили его для вычисления масс легких мезонов и их констант связи с соответствующими кварковыми токами. В случае вычисления масс мезонов их метод состоит в следующем. Рассмотрим поляризационный оператор (65) при больших Q^2 . Выразим $\Pi^{AB}(Q^2)$ через вклады физических состояний посредством дисперсионного соотношения:

$$\Pi_{phys}^{AB}(Q^2) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{Im \Pi^{AB}(s)}{s+Q^2} ds$$

и приравняем их:

$$\Pi_{QCD}^{AB}(Q^2) = \Pi_{phys}^{AB}(Q^2) \quad . \quad (68)$$

Интегралы в обеих частях равенства (68) расходятся. Поэтому применим к (68) борелевское преобразование [111]:

$$\mathcal{B}_{m^2} f(Q^2) = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{(Q^2)^{n+1}}{n!} \left(-\frac{d}{dQ^2} \right)^n f(Q^2)_{n \rightarrow \infty, Q^2 \rightarrow \infty}; \quad Q^2/n = M^2 = \text{const}. \quad (69)$$

Если $f(Q^2)$ записано с помощью дисперсионного соотношения:

$$f(Q^2) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{Im f(s)}{s+Q^2} ds, \quad (70)$$

$$\mathcal{B}_{m^2} f(Q^2) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty e^{-s/m^2} Im f(s) ds \quad . \quad (71)$$

При подстановке в физическую часть Π_{phys}^{AB} учитывается только вклад низших адронных состояний, вклад высших — представляется в виде континуума, начинающегося с некоторого $s = s_0$. Требуется, чтобы роль возникающих при этом ошибок (а также других ошибок) не превышала 10%.

13. Определение $\alpha_s(Q^2)$ и конденсатов.

Проверка правил сумм КХД для мезонов

Исходя из имеющихся тогда (1979 г.) данных, ВЗШ оценили константу α_s на массе c -кварка как $\alpha_s(m_c) = 0,2$; а на 1 ГэВ — как $\alpha_s \approx 0,25 \div 0,30$. Современные данные дают $\alpha_s(1 \text{ ГэВ}) \approx 0,55 \div 0,60$, что кардинально меняет их

выводы [101, 108]. Была с большой точностью измерена относительная вероятность адронных распадов τ -лептона $R\tau = B(\tau \rightarrow \nu_\tau + \text{адроны})/B(\tau \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_e)$, а также векторные и аксиальные спектральные функции. Изучалась функция Адлера $D(Q^2) = -2\pi^2 d\Pi(Q^2)/d\ln Q^2$ методом улучшенной теории возмущений (интегрирование по кругу с разрезом вдоль действительной оси). В работах [112 и 101] было получено, что $m_\tau^2 = 0,33 \pm 0,35$, и показано, что вклад инстантонов мало влияет на величину m_τ^2 . Отсюда, учитывая вклад 4 петель, была вычислена зависимость $\alpha_s(Q^2)$ от 1 до 4 ГэВ² и найдены указанные выше значения. Глюонный конденсат определяется из моментов их отношений для поляризационного оператора очарованного векторного тока [113].

С использованием новых значений $\alpha_s(Q^2)$ были найдены согласующиеся с опытом величины масс и констант связи векторных и аксиальных мезонов, $m_\rho^2 = 0,67 \pm 0,15$ ГэВ² (эксперимент даёт $m_\rho^2 = 0,602 \pm 0,001$ ГэВ² [100]). Для псевдоскалярных мезонов была показана большая роль непертурбативных (возможно, инстантонных) поправок [114, 101].

14. Вычисление массы протона

Вычисление массы протона является первоочередной задачей непертурбативной КХД. Масса протона нарушает пертурбативную КХД, поскольку она нарушает киральную симметрию, присущую этой теории, а массы *u*- и *d*- кварков, содержащихся в протоне, составляют лишь 1% от его полной массы. Ясно, что в методе правил сумм КХД масса протона должна выражаться через конденсаты, нарушающие киральность [115]. На первый взгляд, непосредственная связь между массой протона *m* и кварковым конденсатом кажется маловероятной. Из размерных соображений она должна иметь вид:

$$m^2 = -c \langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle, \quad (72)$$

где *c* – численный коэффициент. Но для того, чтобы это соотношение выполнялось, нужно, чтобы *c* было около 50, т.е. — неестественно большим. Однако, как будет показано ниже, примерно такое соотношение действительно имеет место [115, 116].

Рассмотрим поляризационный оператор

$$\Pi(p) = i \int d^4x e^{ipx} \langle 0 | T \{ \eta(x), \bar{\eta}(0) \} | 0 \rangle, \quad (73)$$

где $\eta(x)$ — трехкварковый ток с квантовыми числами протона, построенный из полей *u*- и *d*-кварков, не содержащий производных от этих полей. В общем случае $\Pi(p)$ имеет вид:

$$\Pi(p) = p_\mu \gamma_\mu \Pi_1(p) + \Pi_2(p). \quad (74)$$

$\Pi_2(p)$ нарушает киральность. Есть два трёхкварковых тока с квантовыми числами протона. В случае второго тока первый член оператора $\Pi_2(p)$ начинается с $\langle 0|\bar{q}q|0\rangle^3$. Поэтому второй ток мы отбрасываем и остаётся только ток

$$\eta_1(x) = (u^a(x) C \gamma_\mu u^b(x)) \gamma_s \gamma_\mu d^c(x) \varepsilon^{abc}, \quad (75)$$

где a, b, c — цветовые индексы, C — матрица зарядового сопряжения. При вычислении сохраняющей киральность части $\Pi_1(p)$ учитываются операторы до размерности 8, для нарушающей киральность части $\Pi_2(p)$ учитываются операторы размерности $d = 3 \div 9$.

Если ограничиться только первыми членами разложения по размерности в $\Pi_1(p)$ и $\Pi_2(p)$ и не учитывать α_s поправки, то после борелизации (преобразования Бореля) мы получим:

$$M^6 E_2(M) = \tilde{\lambda}_N^2 \exp\left(-\frac{m^2}{M^2}\right), \quad (76)$$

$$2\alpha_{qq} E_1(m) = m \tilde{\lambda}_N^2 \exp\left(-\frac{m^2}{M^2}\right). \quad (77)$$

$$\text{Здесь } \alpha_{\bar{q}q} = -(2\pi)^2 \langle 0|\bar{q}q|0\rangle; \quad \langle 0|\eta|0\rangle = \lambda_N v(p); \quad \tilde{\lambda}_N^2 = (2\pi)^2 \lambda_N^2; \quad (78)$$

$$E_n(M) = \frac{1}{n!} \int_0^{S_0} z^n e^{-z} dz; \quad (79)$$

S_0 – порог континуума; $v^2(p)$ — спинор протона.

Для грубой оценки пренебрежём вкладом континуума, положим $M = m$ и поделим (77) на (76). Получим

$$m^3 = -2(2\pi)^2 \langle 0|\bar{q}q|0\rangle, \quad (80)$$

$$\text{или численно} \quad m = 1,09 \text{ ГэВ}, \quad (81)$$

что находится в удивительно хорошем согласии с опытом ($m_{\text{эсп}} = 0,94$ ГэВ), имея в виду крайнюю грубость оценки. Учёт указанных выше членов разложения по размерности, аномальных размерностей и первых поправок по α_s представлен на рис. 6 как функция борелевского параметра M^2 (α_s принято равным 0,55).

Неопределённость, связанная с вкладом инстантонов, включена в ошибку [101]. Очень важно, что m во всем интервале борелевского параметра M^2 не зависит от него, что указывает на самосогласованность метода. Массы октета барионов и низших барионных резонансов могут быть вычислены аналогичным образом. В частности, масса Δ -изобары оказывается равной [116, 101]

$$m_\Delta = 1,30 \pm 0,2 \text{ ГэВ}. \quad (83)$$

15. Статические свойства адронов.

Магнитные моменты протона и нейтрона

Рассмотрим адроны в постоянном внешнем поле F . F может быть постоянным электромагнитным полем $F_{\mu\nu}$ (электрический заряд $e = \sqrt{4\pi\alpha_{em}}$ включен в $F_{\mu\nu}$), постоянным аксиальным потенциалом A_μ и т.д. В этом случае к лагранжиану КХД добавляется слагаемое

$$L' = \int d^4x j^{ext}(x)F . \quad (84)$$

Здесь j^{ext} — кварковый или глюонный ток, соответствующий взаимодействию с внешним полем. Вычислим поляризационный оператор $\Pi(p^2)$, используя операторное разложение и теорию возмущений и удерживая лишь члены, линейные по F . Тогда:

$$\Pi(p^2) = \int d^4x e^{ipx} \langle 0 | T \{ \eta(0) \int d^4z j^{ext}(z), \bar{\eta}(0) \} | 0 \rangle F \equiv \Gamma(p^2, p^2, 0) F . \quad (85)$$

Используя дисперсионное соотношение, представим $\Pi(p^2)$ как сумму вкладов адронных состояний, из которых нас будет интересовать вклад низшего состояния. Чтобы рассмотреть общий случай, удобно начать со случая, когда обмен импульсом $q = p_2 - p_1$ не равен нулю, но $q^2 < 0$ и мало. Тогда вклад нижнего состояния в спектральную функцию (p_1^2, p_2^2) имеет вид:

$$\rho(s_1, s_2) = G \lambda^2 \delta(s_1 - m^2) \delta(s_2 - m_n^2) , \quad (86)$$

где G — константа связи с внешним полем, а λ определена так в (78). Как было показано в [117], общее дисперсионное представление (вклад низшего состояния выделен) в правило сумм имеет вид (после борелизации):

$$G \frac{\lambda^2}{M^2} e^{-m^2/M^2} - A e^{-m^2/M^2} + e^{-m^2/M^2} \int_{s_0}^{\infty} ds b(s) \frac{1}{s - m^2} \exp \left[-\frac{s - m^2}{M^2} \right], \quad (87)$$

где константа A и функция $b(s)$ неизвестны, но подавлены, поскольку их вклад имеет ту же природу, что и вклад континуума в ОР.

Перейдем теперь к вычислению магнитных моментов протона и нейтрона. Здесь прежде всего надо учесть вклад конденсатов, индуцированных внешним полем. Если конденсаты $\langle 0 | \bar{q} q | 0 \rangle$, $\langle 0 | \bar{q} \sigma_{\mu\nu} G_{\mu\nu}^n \left(\frac{\lambda^n}{2} \right) q | 0 \rangle \dots$ можно уподобить плотности магнитных зарядов в ферромагнетике (или плотности сверхтекучей компоненты в сверхтекучести), то, интерпретируя $\langle 0 | \bar{q} q | 0 \rangle$ как плотность безмассовых кварков, конденсат $\langle 0 | \bar{q} \sigma_{\mu\nu} q | 0 \rangle_F$ можно записать как

$$\langle 0 | \bar{q} \sigma_{\mu\nu} q | 0 \rangle_F = \chi_q \langle 0 | \bar{q} q | 0 \rangle_F , \quad (88)$$

а χ_q интерпретировать как магнитную восприимчивость кваркового

конденсата; $\langle 0|\bar{q}\sigma_{\mu\nu}q|0\rangle_F$ имеет размерность 3. Мы будем учитывать также и индуцированные полем конденсаты размерностей 5 и 6 (в рамках гипотезы о факторизации, т.е. когда индуцированный полем конденсат 6-ой размерности записывается как $\langle 0|\bar{q}\sigma_{\mu\nu}q|0\rangle \langle 0|\bar{q}\sigma_{\mu\nu}q|0\rangle_{F_{\mu\nu}}$). Доказано [118, 101], что индуцированный полем конденсат χ_4 , а также конденсаты 5-ой размерности, пропорциональны заряду кварка q :

$$\chi_q = e_q \chi, \quad (89)$$

где χ не зависит от аромата кварка. Рассматривая правила сумм при структурах $\hat{p}\sigma_{\mu\nu} + \sigma_{\mu\nu}\hat{p}$ и $i(p_\mu\gamma_\nu - p_\nu\gamma_\mu)^{\hat{p}}$ для протона и нейтрона, в результате сложных вычислений можно получить соотношения [118]:

$$\mu_p e_d - \mu_n e_u + M^2(A_p e_u - A_n b_u) = \frac{4a_{\bar{q}q}^2}{3\bar{\lambda}_N^2} e^{\frac{m^2}{M^2}} (e_u^2 - e_d^2) L^{\frac{4}{9}}; \quad (90)$$

$$\mu_p e_u - \mu_n e_d + M^2(B_p e_u - B_n e_d) = \frac{4a_{\bar{q}q}^2 m M^2}{\bar{\lambda}_N^2} e^{\frac{m^2}{M^2}} (e_u^2 - e_d^2). \quad (91)$$

Здесь μ_p, μ_n — магнитные моменты протона и нейтрона, e_u и e_d — заряды u - и d -кварков ($e_u = 2/3, e_d = -1/3$), $a_{\bar{q}q}$ и $\bar{\lambda}_N^2$ определены в (78), константы A_p и A_n соответствуют константе A в (90) в коэффициентной функции при структуре $\sigma_{\mu\nu} + \sigma_{\mu\nu} p$, B_p и B_n — при структуре $i(p_\mu\gamma_\nu - p_\nu\gamma_\mu)$, $L = \alpha_s(\mu^2)/\alpha_s(M^2)$. Коэффициентные функции при структуре $\sigma_{\mu\nu}$ не рассматриваются, поскольку они содержат инфракрасную расходимость, что указывает на появление неизвестных, нефакторизуемых вакуумных средних. Применим к (90) и (91) оператор $(1 - M^2 \frac{\partial}{\partial M^2})$, устраняющий неизвестные константы A и B . Получим:

$$\mu_p e_d - \mu_n e_u = \frac{4a_{\bar{q}q}^2}{3\bar{\lambda}_N^2} (e_u^2 - e_d^2) \left(1 - M^2 \frac{\partial}{\partial M^2}\right) e^{\frac{m^2}{M^2}} L^{\frac{4}{9}}; \quad (92)$$

$$\mu_p e_u - \mu_n e_d = \frac{4a_{\bar{q}q}^2 m}{\bar{\lambda}_N^2} (e_u^2 - e_d^2) \left(1 - M^2 \frac{\partial}{\partial M^2}\right) M^2 e^{\frac{m^2}{M^2}}. \quad (93)$$

Если подставить вместо вычета $\bar{\lambda}_N^2$ выражение

$$\bar{\lambda}_N^2 = \frac{2a_{\bar{q}q}^2 M^4}{m} e^{\frac{m^2}{M^2}} \Big|_{M^2=m^2}, \quad (94)$$

следующее из правил сумм для массы в простейшем приближении, то получим:

$$\mu_p = \frac{8}{3} \left(1 + \frac{1}{6} \frac{a_{\bar{q}q}}{m^3}\right), \quad (95)$$

$$\mu_p = -\frac{4}{3} \left(1 + \frac{1}{3} \frac{a_{\bar{q}q}}{m^3}\right). \quad (96)$$

Подставляя $\alpha_{\bar{q}q}$ из (60) в (78), получаем

$$\mu_p = 3,01; \mu_n = 2,03 . \quad (97)$$

Более точный расчёт [118] даёт $\mu_p = 2,7; \mu_n = -1,7$ ($\mu_{p\text{эксп}} = 2,79; \mu_{n\text{эксп}} = -1,91$), т.е. согласие с экспериментом — на уровне 10%, что и ожидалось. Аналогичным образом могут быть вычислены магнитные моменты гиперонов. Результаты [118, 101] приведены в табл. 1.

Табл. 1. Магнитные моменты барионного октета.

	p	n	Σ^+	Σ^0	Σ^-	Ξ^0	Ξ^-	Λ	$\Sigma\Lambda$
Теория	2,70	-1,70	2,70	0,79	-1,12	-1,65	-1,05	-0,72	1,54
Эксперимент	2,79	-1,91	2,46	-	-1,16	-1,25	-0,65	-0,61	1,61

Магнитный момент ρ -мезона был вычислен А. Самсоновым [151] и оказался равным

$$\mu_\rho = (1.8 \pm 0.3) \frac{1}{2m_\rho} . \quad (98)$$

Этот результат указывает на то, что при малых передачах импульса ρ -мезон можно считать янг-миллсовским бозоном (для него $\mu_\rho = 2/2m_\rho$), что оправдывает векторную доминантность.

Константы связи нуклона и гиперонов с аксиальным током могут быть определены с помощью некоторого видоизменения предыдущего метода. Я приведу лишь результаты, полученные в работах [119–122]:

$$g_A = 1,24 \pm 0,05 \quad (g_{A \text{ эксп}} = 1,270 \pm 0,003) ; \quad (99)$$

$$g_A^8 = 0,45 \pm 0,15 \quad (g_{A \text{ эксп}}^8 = 0,59 \pm 0,02) . \quad (100)$$

16. Формфакторы мезонов при промежуточных значениях переданного импульса

Будем изучать трёхточечные функции $\Gamma_{A,B,C}(p^2, p'^2, q^2)$ в евклидовой области переменных $p^2 < p'^2 < p^2 < 0$ и предполагать, что их абсолютные значения достаточно велики: $|p^2|, |p'^2|, |q^2| \gg R_{conf}^{-2}$, где R_{conf} — радиус конфайнмента. Методика вычислений очевидна: чтобы найти амплитуду перехода $\Gamma_{A,B}(Q^2)$ при $Q^2 = -q^2$, нужно вычислить трехточечную функцию для подходящим образом выбранных кварковых токов, используя операторное разложение. С другой стороны, мы можем записать двойные дисперсионные соотношения для инвариантных структур в каналах А и В и насытить двойные скачки структурной функции вкладами низколежащих адронных состояний А и В. Формфактор перехода $A \rightarrow B$ — $F_{A \rightarrow B}(Q^2)$ при промежуточных значениях Q^2 находится путём приравнивания этих двух представлений.

Двойное спектральное представление имеет вид:

$$\Gamma(p_1^2, p_2^2, q^2) = \int_0^\infty ds_1 \int_0^\infty ds_2 \frac{\rho(s_1, s_2, q^2)}{(s_1 - p_1^2)(s_2 - p_2^2)} + P(p_1^2) f_1(p_2^2, q^2) + P(p_2^2) f_2(p_1^2, q^2), \quad (101)$$

где $P(p_1^2)$ — полином. Для простоты предположим, что токи η и $\bar{\eta}$ являются взаимно эрмитово сопряжёнными. В этом случае $\rho(s_1, s_2, q^2)$ симметрично по s_1, s_2 и f_1, f_2 одинаковы.

Область интегрирования по s_1 и s_2 целесообразно представить в виде, изображённом на рис. 6. Тогда область I можно отнести к вкладу низшего состояния, а области II и III — к вкладу континуума.

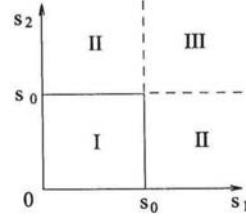


Рис. 6. Области интегрирования по s_1 и s_2

Рассмотрим вычисление пионного электромагнитного формфактора [123–125]. Подходящей вершинной функцией является:

$$\Gamma_{\mu\nu, \lambda}(p_1, p', q) = - \int d^4x d^4y e^{i(p'x - qy)} \langle 0 | T \{ j_{\nu 5}^+(x), j^{\mu m}(y), j_{\mu 5}(0) \} | 0 \rangle, \quad (102)$$

где $q = p' - p$, $j_{\mu 5}(x) = \bar{u}(x) \gamma_\mu \gamma_5 d(x)$, $j_\lambda^{\mu m}$ — электромагнитный ток, равный

$$j_\mu^{\mu m} = \frac{2}{3} \bar{u} \gamma_\mu u - \frac{1}{3} \bar{d} \gamma_\mu d. \quad (103)$$

Вклад низшего состояния в канале, соответствующем аксиальным токам, т. е. вклад пиона в спектральную функцию $\rho_{\mu\nu, \lambda}(p, p', q)$, даётся выражением:

$$\begin{aligned} \rho_{\mu\nu, \lambda}(p, p', q) &= \langle 0 | j_{\mu 5}^+ | \pi(p) \rangle \langle \pi^+(p) | j_\lambda^{\mu m}(0) | \pi^+(p) \rangle \langle \pi^+(p) | j_{\nu 5}(0) | 0 \rangle \delta(s) \delta(s') = \\ &= 2f_\pi^2 F_\pi(Q^2) \left[P_\mu P_\nu P_\lambda + \frac{1}{2} P_\lambda (P_\mu q_\nu - P_\nu q_\mu) - \frac{1}{4} q_\mu q_\nu P_\lambda \right] \delta(s) \delta(s'), \end{aligned} \quad (104)$$

где $Q^2 = -q^2$, $f_\pi = 131 \text{ МэВ}$, $F_\pi(Q^2)$ — электромагнитный формфактор, пионы считаются безмассовыми.

В ОР разложении ограничимся вкладами операторов размерностей $d < 6$. Для четырёхкварковых операторов принята гипотеза факторизации, рассматриваются только коэффициентные функции при структуре $P_\mu P_\nu P_\lambda$. Результат вычислений даётся формулами (105, 106) и представлен на рис. 7.

$$\begin{aligned} F_\pi(Q^2) &= \frac{4}{f_\pi^2} \left\{ \int_0^{s_0} ds \int_0^{s_0} ds' e^{-(s+s')/M^2} \rho_0(s, s', Q^2) + \frac{\alpha_s}{48\pi M^2} \langle 0 | G_{\mu\nu}^n G_{\mu\nu}^n | 0 \rangle + \right. \\ &\left. + \frac{52}{81M^4} \alpha_s \langle 0 | \bar{\psi}\psi | 0 \rangle^2 \left(1 + \frac{2Q^2}{13M^2} \right) \right\} \end{aligned} \quad (105)$$

$$\rho^{(0)}(s, s', Q^2) = \frac{3Q^4}{2\pi^2} \left[\left(\frac{\partial}{\partial Q^2} \right)^2 + \frac{1}{3} Q^2 \left(\frac{\partial}{\partial Q^2} \right)^3 \right] \lambda^{-\frac{1}{2}}(s, s', Q^2), \quad (106)$$

$$\lambda(s, s', Q^2) = (s + s' + Q^2)^2 - 4ss', \quad s_0 = 1,2 \text{ ГэВ}^2.$$

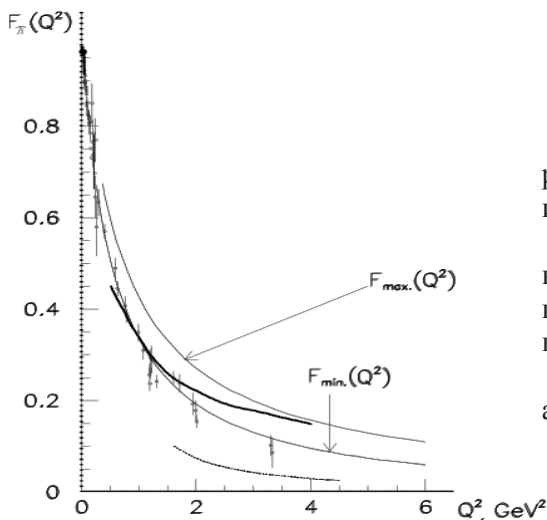


Рис. 7. Пионный формфактор $F_{\pi}(Q^2)$.

Толстая непрерывная линия — результат вычислений при использовании ОР;
тонкие непрерывные линии — верхние и нижние ограничения, полученные из данных во времени-подобной области [96];
пунктирная линия — асимптотическая формула [93–95].

Вычисленный формфактор надёжен при $0,5 < Q^2 < 3 \text{ ГэВ}^2$.

Тем же методом были вычислены электромагнитные формфакторы ρ -мезона [124], электромагнитные формфакторы перехода $\rho\pi$ и $\omega\pi$ [126, 127], аксиальный формфактор перехода $\omega\rho$ [128] и многое другое.

17. Структурные функции и распределения валентных кварков в адронах и фотоне.

Принципиальной трудностью при нахождении структурных функций (распределений кварков) в КХД является то, что требуется рассчитать амплитуду глубоко неупругого рассеяния вперед, пространственно-временное описание которого характеризуется вкладом больших расстояний в t -канале, т.е. вкладом малых передаваемых импульсов. Но в нашем случае, когда рассматривается мнимая часть амплитуды рассеяния вперёд, положение сингулярности по передаче импульса, наиболее близкое к нулю, определяется границей мандельштамовской спектральной функции и даётся выражением:

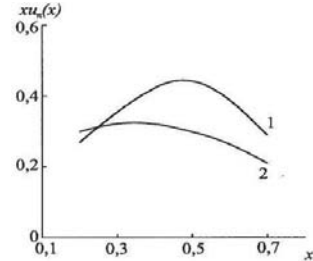
$$t_0 = -4 \frac{x}{1-x} p^2, \quad (107)$$

где $x = -q^2/2v$, $v = pq$, p и q — импульсы виртуального фотона и адронного тока. Из (107) следует, что необходимым условием применимости метода является $|q^2| \gg |p^2| \gg R_{cont}^2$, и метод неприменим при малых x , где ожидается реджевское поведение. Метод также неприменим в области x , близкой к 1, т.е. в области резонансов.

Здесь приходится рассматривать сначала различные p_1 , p_2 и потом устремлять $p_1 \rightarrow p_2$ и применять двойное Борелевское преобразование по p_1^2 и p_2^2 . В операторном разложении учитываются члены размерности 6 и

лидирующие пертурбативные поправки. Результат вычислений распределения валентного u -кварка $xu_\pi(x, Q_0^2)$, при $Q_0^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$ приведён на рис. 8, $s_0 = 1,2 \text{ ГэВ}^2$ [129].

Рис. 8. Распределение валентного кварка в пионе $xu_\pi(x, Q_0^2)$ как функции x .
Кривая 1 — расчёт,
кривая 2 — эксперимент.



Аналогичный метод может быть применен к вычислению распределения валентных кварков в протоне. Не останавливаясь на деталях вычислений, приведу лишь результаты (рис. 9) [130]. Наконец, была вычислена структурная функция фотона $F_2(x)/\alpha$ при $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$ (рис. 10) [131].

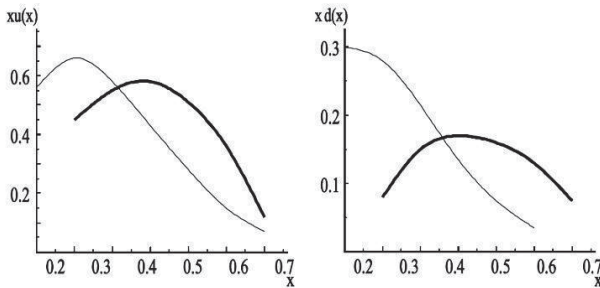


Рис. 9. Расчётные распределения валентных кварков $xu(x)$, $xd(x)$ (толстые линии) в сравнении с экспериментом (тонкие линии).

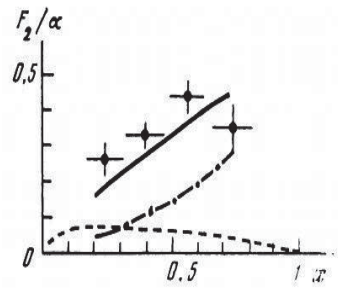


Рис. 10. Структурная функция фотона при $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$ (точки — данные эксперимента)

18. Свойства адронов при конечной температуре и ядерной плотности

Рассмотрим корреляторы адронных токов при конечной температуре [132]:

$$C_{\mu\nu}^V(q, T) = i \int d^4x e^{iqx} \sum_n \langle n | T \{ V_\mu^a(0), V_\nu^a(x) \exp[(\Omega - H)/T] \} | n \rangle ,$$

$$C_{\mu\nu}^A(q, T) = i \int d^4x e^{iqx} \sum_n \langle n | T \{ A_\mu^a(0), A_\nu^a(x) \exp[(\Omega - H)/T] \} | n \rangle , \quad (108)$$

где $e^{-\Omega} = \sum_n \langle n | \exp(-H/T) | n \rangle$, и суммирование проводится по всем

собственным состояниям гамильтониана H . Токи V_μ^α и A_μ^α — изовекторные, векторные и аксиальные. Мы будем изучать эти корреляторы в евклидовой области, $q^2 = -Q^2 < 0$, и при малых температурах, $T \ll Q^2$. В этих условиях достаточно учесть в сумме по n (108) только вакуумное состояние и низшие возбуждения адронного газа — пионы, которые мы считаем безмассовыми. Матричные элементы $\langle \pi | T \{ V_\mu^a(0), V_\nu^a(x) \} | \pi \rangle$ и $\langle \pi | T \{ A_\mu^a(0), A_\nu^a(x) \} | \pi \rangle$ легко вычислить, применяя киральную теорию, выражающую пионное поле через дивергенцию аксиального тока. Одновременные коммутаторы аксиального тока даются равенствами:

$$[A_0^a, V_\mu^b] = f^{abc} A_\mu^c, \quad [A_0^a, A_\mu^b] = f^{abc} V_\mu^c, \quad (109)$$

где f^{abc} — структурные константы изотонической группы $SU(2)$, $f^{+ - 0} = \sqrt{2}$. Используя (109) и интегрируя по фазовому пространству пионов с помощью формулы:

$$\int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{2k} \frac{1}{e^{k/T} - 1} = \frac{1}{24} T^2, \quad (110)$$

находим [132, 133]:

$$\begin{aligned} C_{\mu\nu}^V(q, T) &= (1 - \varepsilon) C_{\mu\nu}^V(q, 0) + \varepsilon C_{\mu\nu}^A(q, 0), \\ C_{\mu\nu}^A(q, T) &= (1 - \varepsilon) C_{\mu\nu}^A(q, 0) + \varepsilon C_{\mu\nu}^V(q, 0), \end{aligned} \quad (111)$$

где $\varepsilon = T^2/3f_\pi^2$ — параметр разложения в степенной ряд по плотности пионов. Мы должны потребовать $\varepsilon \ll 1$ для законности нашего подхода. Из (111) следует, что в первом порядке по T^2 корреляторы $C_{\mu\nu}^{V,A}(q, T)$ имеют ту же форму, что и $C_{\mu\nu}^{V,A}(q, 0)$, т. е. поправки к массам адронов не возникают. В частности, $m_\rho(T) = m_\rho(0)$, $m_{a_1}(T) = m_{a_1}(0)$. Второе из уравнений (108) и (111) позволяет вычислить константу $f(T)$ в этом приближении [132, 133]:

$$f_\pi(T) = f_\pi(0) \left(1 - \frac{T^2}{6f_\pi^2}\right). \quad (112)$$

Рассмотрим корреляторы $C_{\mu\nu}^{V,A}(q, T)$ во втором приближении по T . Можно показать, что кварковый конденсат во втором приближении по T^2 даётся формулой [134, 135]:

$$\langle \bar{q}q \rangle_T = \langle \bar{q}q \rangle_0 \left(1 - \frac{3}{4}\varepsilon + \frac{3}{32}\varepsilon^2\right). \quad (113)$$

С использованием теории глубоко неупругого рассеяния [47, 48] было доказано [134], что в приближении T^4 массы ρ - и a -мезонов уменьшаются, причём имеют место зависимости:

$$\delta m_\rho^2 = -C \frac{T^4}{2\lambda_\rho^2}, \quad \delta m_{a_1}^2 = -C \frac{T^4}{2\lambda_{a_1}^2}, \quad (114)$$

$$\text{где} \quad \lambda_{\rho_1}^2 = \frac{m_{\rho_1}^2}{g_\rho^2}, \quad \lambda_{a_1}^2 = \frac{m_{a_1}^2}{g_{a_1}^2}, \quad (115)$$

$$C = \frac{8\pi^2 M_2}{15} . \quad (116)$$

M_2 — второй момент структурной функции $F_2(x)$, равный доле импульса, уносимой кварками и антикварками в пионе в глубоко неупругом рассеянии. Численно сдвиг массы ρ - и a_1 -мезона весьма невелик: даже при $T = 200$ МэВ он составляет порядка нескольких мегаэлектронвольт. Аналогичная ситуация имеет место и для нуклона [136]: при $T < 200$ МэВ сдвиг массы нуклона не превышает 10 МэВ. Такой вывод справедлив и тогда, когда нуклон имеет конечный импульс вплоть до 1 ГэВ.

Перейдем к изучению массы мезонов в ядерной материи [137]. Ограничимся рассмотрением ρ -мезонов. Взаимодействие ρ - и ω -мезонов с изоспиново симметричной ядерной материей одинаково, так что $\delta m_\rho = \delta m_\omega$. Предположим, что на взаимодействие мезона с нуклоном не влияют другие нуклоны, т.е. $\lambda = k^{-1} \ll d$, где λ — длина волны, а d — расстояние между нуклонами. Таким образом, ядерная материя может рассматриваться как неоднородное макроскопическое вещество. Это означает, что импульс частицы должен быть больше нескольких сотен мегаэлектронвольт. Далее мы требуем, чтобы ρ -мезон родился внутри ядра, т.е. его длина формирования $l_{form} \sim (E/m)m_{char}$ должна быть меньше радиуса R . Это ограничивает его энергию: $E/m < 15$ для ядер среднего атомного веса. Ещё одно требование возникает из условия возможности наблюдения распада мезона внутри ядра: $k\Gamma m < R$, что ограничивает его импульс, $k_\rho < 6$ ГэВ.

Для вычисления сдвига масс мезона в ядерной материи используется общий метод, применённый Ахиезером и Померанчуком [83] при изучении распространения быстрых нейтронов в ядрах [138]. Основная идея метода состоит в том, что движение частицы описывается коэффициентами поглощения и отражения (рефракции). Поглощение частицы, проходящей расстояние z в ядре, очевидно, характеризуется фактором $\exp(-\rho\sigma z)$, где $\rho = A/V$ — ядерная плотность, а σ — полное сечение взаимодействия с нуклонами в ядре. Используя оптическую теорему:

$$k\sigma = 4\pi \text{Im}f(E) , \quad (117)$$

где $f(E)$ — амплитуда рассеяния вперёд, получаем выражение для модуля волновой функции:

$$|\psi| \sim \exp\left[-\rho \frac{2\pi z}{k} \text{Im}f(E)\right] . \quad (118)$$

Отсюда для волновой функции имеем:

$$\psi \sim \exp\left[i\rho \frac{2\pi z}{k} \text{Im}f(E)\right] . \quad (119)$$

Мы требуем, чтобы $|\text{Re}f| < d = (V/A)^{1/3}$. $\text{Re}f(E)$ имеет смысл коэффициента отражения материи для прохождения частицы. Если в среде

$$k_{eff} = \sqrt{E^2 - m_{eff}^2} \text{ и } m_{eff} = m + \Delta m, \text{ то } k_{eff} = k - (m/k)\Delta m, \text{ тогда из (119)}$$

находим [139]:

$$\Delta m(E) = -2\pi \frac{\rho}{m} \text{Ref}(E). \quad (120)$$

В случае векторных мезонов предположим векторную доминантность (ВДМ) и воспользуемся соотношением, следующим из ВДМ [48]:

$$f_{\gamma N} = 4\pi\alpha \left(\frac{1}{g_\rho^2} f_{\rho N} + \frac{1}{g_\omega^2} f_{\omega N} + \frac{1}{g_\phi^2} f_{\phi N} \right). \quad (121)$$

Последним членом в (121) можно пренебречь: фоторождение ϕ мало. Т.к. $g_\omega^2/g_\rho^2 \approx 8$, то и второй член вносит в (121) малый вклад ($f_{\rho N} \approx f_{\omega N}$). Запишем для $\text{Ref}_{\gamma N}$ дисперсионное соотношение:

$$\text{Ref}_{\gamma N}(E) = f_{\gamma N}(0) + \frac{E^2}{(2\pi)^2} P \int_{E_{th}}^{\infty} dE' \frac{\sigma_{\gamma N}(E')}{E'^2 - E^2}, \quad (122)$$

где $f_{\gamma p}$ даётся формулой Томсона: $f_{\gamma p}(0) = -\alpha/m_p$, $f_{\gamma n} = 0$. Энергия ρ -мезона связана с энергией γ -кванта E_γ требованием, чтобы массы адронных состояний, рождённых ρ и γ , были равны: $E_\rho = E_\gamma - m_\rho^2/2m_N$. Воспользовавшись экспериментальными данными по фоторождению на ядрах, получаем результат, представленный на рис. 11.

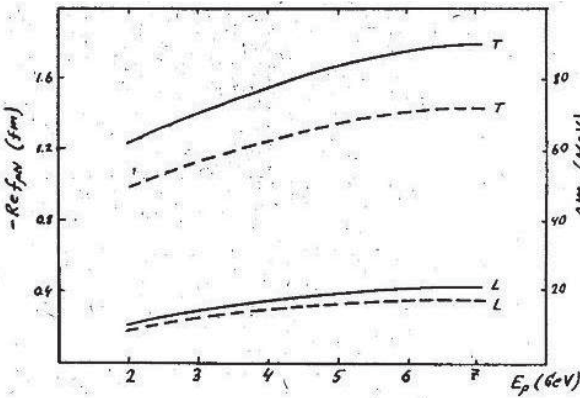


Рис. 11. Энергетическая зависимость $-\text{Ref}_{\rho N}^T$ и $-\text{Ref}_{\rho N}^L$ (верхняя и нижняя сплошные кривые, левая шкала) и Δm_ρ^T и Δm_ρ^L (верхняя и нижняя штриховые кривые, правая шкала) при нормальной ядерной плотности.

Использованные выше соотношения ВДМ верны только для поперечно поляризованного (относительно импульса) ρ -мезона. Для продольно поляризованного ρ -мезона воспользуемся моделью обобщения ВДМ, где $f_{\gamma N}^L$ даётся формулой [48]:

$$f_{\gamma N}^L(E_\gamma, q^2) = 4\pi\alpha \sum_{V=\rho, \omega, \phi} \left(\frac{|q^2| m_V^2}{q^2 - m_V^2} \right) \frac{1}{g_V^2} f_{VN}^L(E_V). \quad (123)$$

Фактор q^2 в числителе введён для того, чтобы обеспечить зануление $f_{\gamma N}^L$ при $q^2 = 0$.

Соотношение между E_γ и E_ρ теперь таково:

$$E_\rho = E_\gamma - (m_\rho^2 + Q^2)/2m_N. \quad (124)$$

Остальная процедура аналогична случаю поперечно поляризованных ρ -мезонов. Результаты представлены на рис. 11 (нижние кривые).

19. Работы по теории ядерных реакторов конца XX и начала XXI веков

Работы развивались по двум направлениям:

- 1) оптимизация процессов в ядерных реакторах;
- 2) проблема нераспространения ядерного оружия.

По первому направлению, помимо общей теории оптимизации, которая проводилась по математическому методу максимума Понтрягина, были исследованы вопросы оптимизации мощности реактора, выгорания и переходных процессов на запаздывающих нейтронах, ксеноновых переходных процессов, процессов получения изотопов (в частности, ^{238}Pu). По всем этим проблемам А.П. Рудиком выпущены 5 монографий [140–144].

Проблема нераспространения ядерного оружия стала сейчас кардинальной. Сейчас 8 стран уже имеют ядерное оружие и предположим, что им удастся договориться и это оружие будет под контролем. Хотя есть большая опасность, что какая-нибудь группа террористов сумеет захватить часть такого оружия и пустить его в ход. Но много большее число стран имеют атомные электростанции с реакторами, производящими плутоний в большом количестве. Раньше полагали, что плутоний, производимый на АЭС, не может быть использован для создания атомных бомб, поскольку он содержит большую примесь ^{240}Pu , обладающего большой вероятностью спонтанного деления. Два куса плутония станут разогреваться раньше, чем начнётся цепная реакция, и они просто разлетятся. Но теперь стало ясно, что бомбу можно сделать при любом содержании ^{240}Pu . Поскольку на АЭС с электрической мощностью 1 ГВт в год производится порядка 200 кг Pu , то для того, чтобы сделать бомбу, достаточно лишь 2–3% от него, что очень трудно проконтролировать.

Файвесомом и Тейлором была предложена идея ядерных реакторов АЭС, обеспечивающая нераспространение ядерного оружия [145]. Эта идея была энергично поддержана Бете в его докладе в МАГАТЭ [146]. Идея состояла в том, что нераспространение ядерного оружия обеспечивается в силу объективных законов физики. При этом ядерные реакторы должны быть двух типов. ТВЭЛы в реакторах первого типа содержат ^{238}U , ^{232}Th и ^{235}U . По мере работы такого реактора ^{235}U замещается ^{233}U , образующимся из тория.

Замедлителем в этих реакторах является тяжёлая вода. Следует ожидать высокого, близкого к 1 коэффициента конверсии — отношения образующихся делящихся элементов, в первую очередь ^{233}U , а также ^{239}Pu и ^{241}Pu , к сгоревшим. Отношение концентрации ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th выбирается такими, чтобы на любой стадии работы реактора, в том числе и при выгрузке топлива, ядерное горючее было бы непригодно для создания атомной бомбы (в начальной стадии, когда в топливе нет ^{233}U , содержание $^{235}\text{U} < 20\%$, $^{235}\text{U}/(^{238}\text{U}+^{235}\text{U}) < 20\%$; при полном замещении ^{235}U на ^{233}U эта стадия реально не достигается, содержание $^{233}\text{U} < 12\%$ — таковы требования МАГАТЭ).

Реакторы второго типа — это реакторы-бридеры на ^{238}U и плутонии. Отражатель в бридерах должен содержать торий, в котором производится ^{233}U . Число реакторов типа бридера будет значительно меньше числа реакторов 1-го типа, поскольку последние почти самоподдерживающиеся. Бридеры должны быть расположены в странах с высокой стабильностью и должны быть под международным контролем. Только реакторы 1-го типа могут быть предметом международной торговли. Конечно, такая схема АЭС требует международных соглашений, но это является платой за международную стабильность — платой за мир. Конкретные схемы таких АЭС были рассчитаны Радковским и Гальпериным [145], Пономаревым-Степным и др. [146], а также Иоффе и Кочуровым (для реактора, где замедлителем и теплоносителем является тяжёлая вода) [147]. В результате расчетов [147], было получено, что в выгружаемом топливе отношение делящихся изотопов урана $^{235}\text{U}+^{233}\text{U}$ к полному количеству урана составляет 11,2%, т. е. ниже нормы МАГАТЭ, а плутония за год производится всего лишь 17 кг. Таким образом, чтобы сделать бомбу нужно украсть треть или половину производимого за год плутония, что легко обнаружить.

20. Заключительное замечание

Чтобы отметить научные заслуги И.Я. Померанчука и его роль в создании теоретических лабораторий и поддержании их высокого уровня, Учёный совет ИТЭФ в 1998 году учредил ежегодную Премию имени И.Я. Померанчука, вручаемую одному иностранному и одному российскому ученым. Выборы лауреатов проводит комитет по Премиям имени И.Я. Померанчука, создаваемый из российских и иностранных ученых. Премия вручается на специальном заседании Учёного совета.

Достижения теоретиков НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ находятся на мировом уровне. И.Я. Померанчуку были присуждены две Государственные премии, А.Д. Галанину — одна, А.П. Рудик и Л.Б. Окунь — авторы открытия, Б.Л. Иоффе — автор двух открытий. Б.Л. Иоффе был избран членом высшей категории (Fellow) Американского физического общества. Л.Б. Окуню были присуждены премии им. А. Карпинского, А. Гумбольдта

(Германия), а также им. И.Я. Померанчука. Б.Л. Иоффе является лауреатом премий им. И.Я. Померанчука, И.Е. Тамма и А. Гумбольдта (Германия). И.Я. Померанчук, В.Б. Берестецкий, А.Д. Галанин, Б.Л. Иоффе, Л.Б. Окунь, А.М. Переломов — авторы монографий по физике.

Литература

1. Зельдович Я.Б., Харитон Ю.Б. УФН, 1940, т.23, с. 324.
2. Зельдович Я.Б., Харитон Ю.Б. ЖЭТФ, 1940, т.10, с.29.
3. Gurevich I.I., Pomeranchuk I.Ya. 1st International Conference on the Peaceful Use of Atomic Energy, 1955, v. 5, p. 466.
4. Рудик А.П. Резонансное поглощение кольцевыми блоками с замедлением внутри. М., ТТЛ, 1950, отчёт № 208.
5. Ахизер А.И., Померанчук И.Я. Введение в теорию нейтронных мультиплицирующих систем. М., Изд. АТ, 2002.
6. Галанин А.Д. Теория гетерогенного реактора. М., Атомиздат, 1971.
7. Галанин А.Д. Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М., Энергоатомиздат, 1990.
8. Галанин А.Д., Иоффе Б.Л. Тяжеловодный реактор – размножитель на цикле U-Th. М., ТТЛ, 1950, отчёт № 319.
9. Иоффе Б.Л., Окунь Л.Б. АЭ, 1956, т. 1, № 4, с. 80.
10. Иоффе Б.Л. Сборник памяти акад. Алиханова. М., Наука, 1975, с. 345.
11. Гуревич И.И., Зельдович Я.Б., Померанчук, И.Я., Харитон Ю.Б. УФН, 1997, т. 161, с. 171.
12. Goncharov G.A. Phys. Today, 1996, v. 49, p. 44.
13. Иоффе Б.Л. Без ретуши, М., Фазис, 2004.
14. Иоффе Б.Л. Эффект Комптона на релятивистском электронном газе. М., ТТЛ, 1952, отчёт № 370.
15. Иоффе Б.Л. Письма в Астрономический журнал, 1994, т. 20, с. 803.
16. Берестецкий В.Б., Иоффе Б.Л., Померанчук И.Я. Теплопроводность полностью ионизированного газа при высоких температурах. Собрание трудов И.Я. Померанчука. М., Наука, 1972.
17. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика, М., Наука, 1974.
18. Ландау Л.Д. ЖЭТФ, 1937, т. 7, с. 203.
19. Померанчук И.Я. ЖЭТФ, т. 9, с. 945; J. Phys. USSR, 1940, т. 2, с. 65.
20. Иваненко Д.Д., Померанчук И.Я. ДАН, 1944, т. 44, с. 343.
21. Арцимович Л.А., Померанчук И.Я. ЖЭТФ, 1946, т. 16, с. 379; J. Phys., USSR, 1945, т. 9, с. 267.
22. Ландау Л.Д., Померанчук И.Я. ДАН, 1953, т. 92, с. 535.
23. Мигдал А.Б. ДАН, 1954, т. 96, с. 49; ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 533.
24. Ахизер А.И., Шульга Н.Ф. Электродинамика высоких энергий в веществе. М., Наука, 1993.
25. Померанчук И.Я. ЖЭТФ, 1950, т. 20, с. 919.

26. Andreev A.F. Progress in low temperature physics, ed. D.F. Brewer, North Holland, Amsterdam, 1982, v. 8, p. 67.
27. Андреев А.Ф. Воспоминания о И.Я. Померанчуке. М., Наука, 1988.
28. Sites T.R., Osheroff D.D., Richadson R.C. et al. Phys. Rev. Lett., 1969, v. 22, p. 449.
29. Померанчук И.Я. ЖЭТФ, 1949, т. 19, с. 42.
30. Померанчук И.Я. ДАН СССР, 1948, т. 59, с. 669.
31. Берестецкий В.Б. ЖЭТФ, 1951, т. 21, с. 43.
32. Берестецкий В.Б., Померанчук И.Я. ЖЭТФ, 1953, т. 29, с. 864.
33. Померанчук И.Я. ДАН СССР, 1948, т. 60, с. 213.
34. Берестецкий В.Б., Ландау Л.Д. ЖЭТФ, 1949, т. 19, с. 673.
35. Иоффе Б.Л. ДАН, 1954, т. 95, с. 761.
36. Иоффе Б.Л., Рудик А.П. ЖЭТФ, 1952, т. 22, с. 128.
37. Иоффе Б.Л. ДАН, 1954, т.95, с. 761.
38. Галанин А.Д., Иоффе Б.Л., Померанчук И.Я. ДАН, 1954 т. 98, с. 361.
39. Ландау Л.Д., Абрикосов А.А., Халатников И.М. ДАН, 1954, т. 95, с. 96, 261, 497, 773, 1177.
40. Абрикосов А.А., Галанин А.Д., Халатников И.М. ДАН, 1954, т. 97, с. 793.
41. Галанин А.Д., Иоффе Б.Л., Померанчук И.Я. ЖЭТФ, 1955, т. 29, с.51.
42. Судаков В.В. ЖЭТФ, 1950, т. 30, с. 87.
43. Абрикосов А.А. ЖЭТФ, 1956, т. 30, с. 386, 544.
44. Горшков В.Г., Грибов В.Н., Фролов Г.В. ЖЭТФ, т. 51, с. 1093.
45. Байер В.Н., Хейфец С.А. ЖЭТФ, 1961, т. 40, с. 15, 613.
46. Горшков В.Г., Грибов В.Н., Липатов Л.Н., Фролов Г.В. ЯФ, 1967, т. 6, с. 129, 361.
47. Иоффе Б.Л., Липатов Л.Н., Хозе В.А. Глубоко неупругие процессы. М., Энергоатомиздат, 1983.
48. Ioffe V.L., Lipatov L.N., Khoze V.A. Hard processes, North Holland, Amsterdam, 1984.
49. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б., Квантовая электродинамика. М., Наука, 1969.
50. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Релятивистская квантовая теория, часть 1. М., Наука, 1968.
51. Lee N.D., Yang C.N. Phys. Rev., 1956, т. 104, с. 254.
52. Паули В. Сборник «Нильс Бор и развитие физики», М., ИИЛ, 1958.
53. Иоффе Б.Л. ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 1246.
54. Иоффе Б.Л., Окунь Л.Б., Рудик А.П. ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 396.
55. Ландау Л.Д. ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 405.
56. Ландау Л.Д. ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 407.
57. Wuotai C.S. Phys. Rev., 1957, т. 105, с.1413.
58. Lee T.D., Ochme R., Yang C.N. Phys. Rev., 1957, v. 106, p. 340.
59. Christenson J.H. et al. Phys. Rev. Lett. 1964, v. 13, p. 138.
60. Берестецкий В.Б., Иоффе Б.Л., Рудик А.П. и др. v. 111, p. 522.

61. Окунь Л.Б., Понтекорво Б.М. ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 1587.
62. Feuman R.P., Gell-Mann M. Phys. Rev. 1958, v. 109, p. 193.
63. Marshak R., ESudarshan, E.C.G. Phys. Rev., 1958, v. 109, p. 193.
64. Герштейн С.С., Зельдович Я.Б., ЖЭТФ 1955, т. 29, с. 698.
65. Gell-Mann M. Phys. Rev., 1958, v. 111, p. 362.
66. Вакс В.Г., Иоффе Б.Л. ЖЭТФ, 1958, т. 35, с. 221.
67. Тер-Мартirosян К.А. ЖЭТФ, 1952, т. 22, с. 284.
68. Скорняков Г.В., Тер-Мартirosян К.А. ЖЭТФ, 1956, т. 31, с. 775.
69. Померанчук И.Я., Фейнберг Е.Л. ДАН, 1956, т. 393, с. 439.
70. Pomerenchuk I.Ya, Feinberg E.L., Nuovo Cim. Suppl., 1956, № 4, p. 652.
71. Fermi E. Progr. Theor. Phys., 1950, v. 5, p. 570.
72. Померанчук И.Я. ДАН, 1951, т. 78, с. 889
73. Ландау Л.Д. Изв. АН СССР, серия физ., 1953, т. 17, с. 51.
74. Фейнберг Е.Л. Journ. of Physics, 1941, v. 5, p. 177.
75. Иоффе Б.Л., Рудик А.П., Шмушкевич И.М. ДАН, 1951, т. 77, с. 403.
76. Померанчук И.Я., ЖЭТФ 1952, т. 22, с. 129.
77. Померанчук И.Я., ЖЭТФ 1956, т. 30, с. 423.
78. Окунь Л.Б., Померанчук И.Я., ЖЭТФ, 1956, т. 30, с. 424.
79. Окунь Л.Б., Померанчук И.Я. ЖЭТФ, 1959, т. 36, с. 300; Nucl. Phys., 1959, v. 10, p. 492.
80. Померанчук И.Я. ЖЭТФ, 1958, т. 30, с. 725.
81. Иоффе. Б.Л. ЖЭТФ, 1956, т. 31, с. 583.
82. Файнберг В.Я., Фрадкин Е.С. ДАН, 1956, т. 109, с. 507.
83. Ахизер А.И., Померанчук И.Я. Некоторые вопросы теории ядра. М., ЦТ-ТЛ, 1950.
84. Грибов В.Н., Иоффе Б.Л., Померанчук И.Я. ЯФ, 1967, т. 2, с. 768.
85. Vjorken J.D. Phys. Rev. Lett., 1966, v. 16, p. 408.
86. Грибов В.Н., Иоффе Б.Л., Померанчук И.Я. ЯФ 1967, т. 6, с. 587; Phys. Lett., B24, 1967, p. 554.
87. Иоффе Б.Л., Хозе В.А. Ереван, ЕрФИ, 1972, препринт ЕФИ-ТФ4.
88. Иоффе Б.Л., Хозе В.А. Л-д, ЛИЯФ, 1976, препринт № 274; ЭЧАЯ, 1978, т. 9, № 1, с. 119.
89. Ваняшин В.С., Тереньтев М.В. ЖЭТФ, 1965, т. 48, с. 565.
90. Иоффе Б.Л. Письма ЖЭТФ, 1966, т. 4, с. 376.
91. Иоффе Б.Л., Шабалин Е.П., ЯФ, 1967, т. 6, с. 828.
92. Glushow, Pliorououlos Y., Maiani L. Phys. Rev., D2, 1970, p. 1285.
93. Черняк В.Л., Житницкий А.Р. Письма ЖЭТФ, 1977, т. 25, с. 544.
94. Lepage G.P., Brodsky S.Y. Phys. Lett., B87, 1979, p. 359.
95. Farrar G.P., Jackson D.R. Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 246.
96. Geshkenbein B.V. Phys. Rev., D61, 2000, 033009.
97. Weinbergin S., Festschrift A. for Rafi I.I. ed. Mosz I., Trans. New York Acad. Sci, Ser. II, 1977, v. 38, p. 185.
98. Dashen R. Phys. Rev., 1969, v. 183, p. 1245.

99. Ioffe B.L., Shifman M.A. Phys. Lett., B95, 1980, p. 99.
100. Beringer J., Particle Data Group, Phys. Rev., D86, 2012, 010001.
101. Иоффе Б.Л., Липатов Л.Н., Фадин В.С. Квантовая хромодинамика, книга 1. М., ИСПИМ, 2012.
102. Gell-Mann M., Oakes R.Y., Renner B. Phys. Rev., 1968, v. 175, p. 2195.
103. Adler S.L. Phys. Rev., 1969, v. 177, p. 2426.
104. Bell J., Jackiw R., Nuovo Cim., A51, 1969, p. 47.
105. Терентьев М.В. УФН, 1974, т. 112, с. 37.
106. Терентьев М.В. ЯФ, 1972, т. 15, с. 199.
107. Терентьев М.В. Письма в ЖЭТФ, 1971, т. 14, с. 140.
108. Ioffe B.L. Phys. Lett., B78, 1978, p. 277.
109. Ioffe B.L. Phys. Lett., B63, 1964, p. 425.
110. Wilson K.G. Phys. Rev., 1964, v. 179, p. 1499.
111. Shifman M.A., Vainstein A.I., Zakharov V.I. Nucl. Phys., B147, 1979, p. 385.
112. Geshkenbein B.V., Ioffe B.L., Zyablyuk K.N. Phys. Rev., D64, 2001, 093009.
113. Ioffe B.L., Zyablyuk K.N. Eur. Phys. J., C27, 2003, p. 229.
114. Geshkenbein B.V., Ioffe B.L. Nucl. Phys., B166, 1980, p. 340.
115. Ioffe B.L., Nucl. Phys., B188, 1981, p. 317.
116. Беляев В.М., Иоффе Б.Л. ЖЭТФ, 1982, v. 83, p. 876.
117. Иоффе Б.Л. ЯФ, 1995, v 58, p. 1492.
118. Ioffe B.L., Smilga A.V. Nucl. Phys., B232, 1984, p. 109.
119. Belyaev V.M., Kogan Ya.I. Pis'ma v ZhETF, 1983, v. 37, p. 611.
120. Belyaev V.M., Ioffe B.L., Kogan Ya.I. Phys. Lett., B151, 1985, p. 290.
121. Ioffe B.L., Oganessian A.G., Phys. Rev., D57, 1980, R6590.
122. Ioffe B.L., Surveys in High Energy Physics. 1999, v. 14, p. 89.
123. Ioffe B.L., Smilga, Nucl. Phys., B216, 1983, p. 373.
124. Nesterenko A.V., Radyushkin A.V. Phys. Lett., B115, 1982, p. 410.
125. Eletsky V.L., Kogan Ya.I., Ioffe B.L. Phys., C20, 1983, p. 357.
126. Елецкий В.Л., Коган Я.И. ЯФ, 1984, т. 39, с. 138.
127. Eletsky V.L., Ioffe B.L., Kogan Ya.I. Phys. Lett., B122, 1983, p. 423.
128. Ioffe B.L., Oganessian A.G., Nucl. Phys. J., C13, 2000, p. 485.
129. Gorsky A.S., Ioffe B.L. et al. Z. Phys., C44, 1989, p. 523.
130. Eletsky V.L., Ioffe B.L. Phys. Rev., D47, 1993, p. 3083.
131. Dey M., Eletsky V.L., Ioffe B.L. Phys. Lett., B252, 1990, p. 62.
132. Eletsky V.L., Ioffe B.L. Phys. Rev., D51, 1995, p. 2371.
133. Eletsky V.L., Ioffe B.L. J. Moscow Phys. Soc., 1996, v. 6, p. 67.
134. Eletsky V.L., Ioffe B.L. Phys. Rev. Lett., 1997, v. 78, p. 1010.
135. Eletsky V.L., Ioffe B.L. Phys. Lett. B, 1997, v. 401, p. 327.
136. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. М., Наука, 1974.
137. Eletsky V.L., Ioffe B.L. Phys. Lett., 1997, v. 78, p. 1010.
138. Рудик А.П., Оптимизация физических характеристик ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1979.

139. Матвеев Л.В., Рудик А.П. Почти всё о ядерном реакторе. М., Энергоатомиздат, 1990.
140. Рудик А.П. Ядерные реакторы и принцип максимума Понтрягина. М., Атомиздат, 1971.
141. Рудик А.П. Ксеноновые переходные процессы в ядерных реакторах. М., Атомиздат, 1974.
142. Круглов А.К., Рудик А.П. Реакторное производство радиоактивных нуклидов. М., Энергоатомиздат, 1985.
143. Feiveson H., Taylor T., Bull. Atom. Sci., 1976, v. 32(10), p. 14.
144. Bethe H. in Nuclear Power and Its Full Cycle (IAEA, Vienna), 1977, v. 7, p. 3.
145. Radkovsky A., Galperin A. Nucl. Technol., 1988, v. 124, p. 215.
146. Пономарев-Степной Н. и др. АЭ, 1988, т. 85, с. 263.
147. Иоффе Б.Л., Кочуров Б.П., ЯФ, 2012, т. 75, с. 181.

Результаты исследований физиков-теоретиков института

М.И. Высоцкий, А.Д. Долгов, В.А. Новиков

Введение

Перед Лабораторией № 3 (ИТЭФ) были поставлены конкретные задачи по созданию ядерных реакторов, что требовало тогда незамедлительного решения ряда теоретических задач. Позднее, в 50-х – 60-х годах, в институте велись расчёты протонных ускорителей с новым типом фокусировки — с жёсткой фокусировкой. Теоретики ИТЭФ внесли важный вклад в решение этих задач. Однако прикладная тематика в работе теоретических лабораторий всегда сопровождалась фундаментальными исследованиями. Вклад теоретиков нашего института в развитие фундаментальной физики огромен [1]. Полученным результатам и посвящена настоящая статья.

1. Квантовая электродинамика

В 1939–1946 годах И.Я. Померанчуком была разработана теория излучения релятивистских электронов в магнитном поле (магнитотормозное или синхротронное излучение) [2, 3]. В применении к космическим лучам это излучение устанавливает верхний предел для энергий, с которыми могут поступать на поверхность Земли электроны и позитроны, входящие в состав первичных космических лучей. Это же излучение делает невозможным построение кольцевых e^+e^- -коллайдеров на очень высокие энергии: планируемые в настоящее время e^+e^- -коллайдеры на полную энергию до нескольких тераэлектронвольт являются либо линейными (ILC, CLIC), либо имеют очень большой радиус при относительно низкой энергии (будущий кольцевой коллайдер FCC- ee с длиной окружности 100 километров). В настоящее время электронные кольцевые накопители используются как источники синхротронного излучения, эксперименты с которым дают существенный вклад в развитие атомной и молекулярной физики, физики твёрдого тела, материаловедения и биофизики, в изучение катализа.

Для нахождения волновых функций фотона в 1947 году В.Б. Берестецким была разработана теория шаровых векторов. С её помощью была построена теория бета-гамма корреляций при распадах ядер [4].

В 1948 году Померанчук обратил внимание на то, что два вида позитрониев (e^+e^- -атомов) — ортопозитроний, в котором спины электрона и позитрона складываются в суммарный спин единицу, и парапозитроний, в котором они складываются в суммарный спин ноль, — должны иметь существенно разные времена жизни. Речь идёт об основных состояниях позитрониев с нулевым орбитальным моментом [5]. Дело в том, что для ортопозитрония двухфотонная аннигиляция запрещена, и он распадается на три фотона, живя примерно в тысячу раз дольше, чем парапозитроний. Невозможность распада ортопозитрония на два фотона легко пояснить, используя сохранение зарядовой чётности (C) в электромагнитных взаимодействиях. C -чётность e^+e^- -пары равна $(-1)^{l+s}$, где l — орбитальный момент пары, а s — суммарный спин. В основном состоянии $l = 0$, поэтому у парапозитрония оно C -чётно, а у ортопозитрония C -нечётно. Отрицательная зарядовая чётность фотона запрещает распад нечётного основного состояния ортопозитрония на два фотона. Аналогичный механизм приводит к большому времени жизни J/ψ -мезона, являющегося связанным состоянием очарованных $c\bar{c}$ -кварков. Имеющий спин единицу J/ψ -мезон не может распадаться на два глюона; распад идет на три глюона, и его вероятность подавлена кубом аналогичной постоянной тонкой структуры α — константы сильного взаимодействия α_s . Тот же механизм объясняет узость Υ -мезона, состоящего из прелестных $b\bar{b}$ -кварков (важна также большая масса c - и b -кварков; константа α_s уменьшается с ростом характерной энергии, роль которой играет масса тяжёлого кварка).

Ознакомившись с выводом Померанчука об отсутствии распадов ортопозитрония на два фотона, Ландау в том же 1948 году доказал общую теорему, согласно которой два фотона не могут находиться в состоянии с полным моментом, равным единице [6]. В литературе это утверждение носит название теоремы Ландау-Янга; Ч.Н. Янг (США) пришёл к такому же утверждению в 1950 году [7]. Эта теорема сыграла важную роль в определении квантовых чисел бозона H с массой 125 ГэВ, открытого в 2012 году на ЛHC: детектирование распада H на два фотона доказало, что его спин не может равняться единице (наиболее вероятно, согласно экспериментальным данным, значение спина — ноль, как и должно быть для бозона Хиггса).

В работе Берестецкого и Ландау [8] получен гамильтониан, описывающий систему e^+e^- с точностью до членов $\sim v^2/c^2$. В работе [9] этот гамильтониан использован для определения тонкой структуры уровней позитрония, в частности, найдено, что основной уровень ортопозитрония лежит выше основного уровня парапозитрония на величину $\Delta = (4/3 + 1)m\alpha^4/4$ (второй член в скобке соответствует аннигиляционной диаграмме). В этой же работе отмечена особенность эффекта Зеемана в позитронии: линейный по магнитному полю сдвиг уровней отсутствует,

в магнитном поле происходит смешивание орто- и парапозитрониев. Экспериментальное исследование влияния магнитного поля на распад позитрония позволило в начале 50-х годов измерить орто-пара-расщепление [10]. Теоретическая точность вычисления Δ находится сейчас на уровне поправок $\sim \alpha^7$, отвечающих трёхпетлевым диаграммам, и согласуется с экспериментальными результатами, имеющими сравнимую точность [11].

В 1951 году Берестецким установлена фундаментальная теорема о противоположности внутренней пространственной чётности фермиона и антифермиона [12]. Она важна и при определении пространственной чётности мезонов, являющихся связанными состояниями пары кварк-антикварк: s -волновые состояния с полным спином 0 и 1 (например, π - и ρ -мезоны) P -нечётны, так как $(-1)^{l+1} = -1$.

В 1952 году Галанин и Померанчук рассмотрели лэмбовский сдвиг в мюонном водороде — атоме, в котором место электрона занимает мюон [13]. Вследствие своей большой массы мюон находится в $m_\mu/m_e \approx 210$ раз ближе к ядру, чем электрон. Это приводит к качественному эффекту: в отличие от обычного водорода в лэмбовском сдвиге мюонного водорода доминирует изменение кулоновского потенциала протона на малых расстояниях, вызванное ростом постоянной тонкой структуры α . К этому росту потенциала более чувствительны s -уровни, поэтому уровень $2s$ оказывается связанным сильнее, чем $2p$, в то время как в обычном водороде уровень $2s$ за счёт лэмбовского сдвига поднимается вверх относительно $2p$ -уровня. К сдвигу атомных уровней приводит также конечный зарядовый радиус протона r_p . Извлекаемое из спектра мюонного водорода с учётом лэмбовского сдвига значение r_p сильно (на уровне $5 \div 8$ стандартных отклонений) отличается от значения, следующего из спектра обычного водорода и экспериментов по рассеянию. В этом противоречии заключается современная проблема зарядового радиуса протона [14].

Сечение процесса аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, вычисленное в работе [15], используется для нормировки сечений, измеряемых на e^+e^- -коллайдерах.

В работе 1956 года В.В. Судаков выделил и вычислил так называемые дважды логарифмические члены, определяющие асимптотическое поведение вершинных диаграмм в квантовой электродинамике при высокой энергии в произвольном порядке теории возмущений и просуммировал эти члены [16]. Появление дважды логарифмов связано с тем, что переносчиком взаимодействия в квантовой электродинамике (КЭД) является фотон — частица со спином единица. Согласно Стандартной модели, переносчиками сильных и слабых взаимодействий также являются частицы со спином единица: глюоны и W^\pm и Z -бозоны, соответственно. Поэтому формфактор Судакова играет важную роль как в КЭД, так и в сильных и слабых взаимодействиях при высоких энергиях. В качестве относительно недавнего

применения квантовоэлектродинамического формфактора Судакова отметим, что учёт виртуальных и реальных фотонов ведёт к подавлению инклюзивного сечения рождения Z -бозона в e^+e^- -аннигиляции фактором $\exp\left[\frac{-2\alpha}{\pi}\ln\left(\frac{M_Z^2}{m_e^2}\right)\ln\left(\frac{M_Z}{\Gamma_Z}\right)\right] \approx 0,7$. Малость константы α компенсируется дважды логарифмическим множителем благодаря большой массе Z -бозона, $M_Z \approx 91$ ГэВ.

Согласно решению уравнения Дирака для электрона в поле точечного ядра с зарядом Z , энергия основного состояния водородоподобного иона, равняясь $W = m_e\sqrt{1 - (\alpha Z)^2}$, обращается в ноль при $Z = 137$ и при бóльших Z становится чисто мнимой. В работе [17] 1945 года Померанчуком и Смородинским отмечено, что учёт конечного размера ядра устраняет корневую особенность в зависимости энергии от Z . С ростом Z энергия становится отрицательной и при некотором заряде, названном в статье критическим, достигает величины $-m_e$. При этом, как отмечено в [18], энергетически возможным становится рождение двух e^+e^- -пар из вакуума, при котором электроны занимают атомный уровень с энергией $-m_e$, а позитроны уходят на бесконечность. В работах [19–21] проведено вычисление критического заряда, уточняющее результат, полученный в работе [17]; показано, что волновая функция сильно связанного электрона сосредоточена вблизи ядра на расстояниях $\sim 1/m_e$, найдено время, за которое e^+e^- -пары рождаются из вакуума. Эти и многие другие результаты изложены в обзоре Зельдовича и Попова [22]. Задача о рождении пар при столкновениях двух тяжёлых ядер, когда эффективный заряд адиабатически увеличивается и достигает критической величины, решается в работах [23–26]. Так как $Z_{cr} \approx 175$, то обычно обсуждается столкновение двух ядер урана.

Величина Z_{cr} уменьшается во внешнем магнитном поле, так как происходит «поджатие» электронной орбиты к ядру, увеличивающее энергию связи электрона. Эффект становится существенным при полях $B \gtrsim B_0 \equiv m_e^2/e$. Согласно результатам [27], при $B \approx 100B_0$ ядро урана становится критическим, а при $B = 3 \cdot 10^4 B_0$ критическим становится ядро с $Z = 40$. Однако учёт поляризации вакуума в сверхсильном магнитном поле $B > m^2/e^3$, приводящий к экранировке кулоновского потенциала [28], качественно меняет описанную картину. Согласно полученным в работах [29, 30] результатам, ядра с $Z < 60$ не становятся критическими ни при каком Z , а ядра с зарядами в интервале $60 < Z < 210$ становятся критическими при существенно бóльших магнитных полях, чем без учета экранировки, и являются критическими в конечном интервале изменения B . Ядра же с $Z > 210$ являются критическими при любых значениях внешнего магнитного поля. Учёт конечного размера ядра важен для определения области критичности.

Основой аналитического описания ионизации атомов, ионов и твёрдых тел интенсивным лазерным излучением является работа Л.В. Келдыша (ФИАН) [31]. А.М. Переломовым, В.С. Поповым и М.В. Терентьевым был развит метод мнимого времени для построения теории многофотонной ионизации атомов интенсивным лазерным светом [32, 33]. Этот метод широко применялся в физике сильных лазерных полей, в том числе — в проблеме рождения e^+e^- -пар лазерным излучением из вакуума [34–36].

Написанные В.Б. Берестецким в соавторстве с А.И. Ахиезером, Е.М. Лифшицем и Л.П. Питаевским монографии «Квантовая электродинамика» [37] и «Релятивистская квантовая теория» [38] (переименованная в «Квантовую электродинамику» в более поздних изданиях) на сегодняшний день остаются одними из лучших учебников в этой области. Первое издание первой книги появилось в 1953 году, и, как написал Ф. Дайсон (США), «эта книга является первой хорошей монографией по квантовой электродинамике и, вероятно, на долгое время останется лучшей среди многих».

2. Нуль-заряд и асимптотическая свобода

Ландау и Померанчук в 1955 году обнаружили, что поляризация вакуума полностью экранирует конечный точечный заряд в квантовой электродинамике [39]. Идея об исчезновении заряда была независимо высказана Е.С. Фрадкиным (ФИАН). В работах Померанчука [40] и Померанчука, Судакова и К.А. Тер-Мартirosяна [41] было установлено, что такое же поведение заряда имеет место в юкавских теориях. Это явление было названо нуль-заряд (или московский нуль). Малость постоянной тонкой структуры приводит к тому, что связанные с нулём заряда проблемы в КЭД начинаются при очень высоких энергиях $\sim m_e \cdot \exp(1/\alpha)$ (или на очень малых расстояниях $\sim \exp(-1/\alpha)/m_e$). В случае сильных взаимодействий большая величина заряда делает квантовую теорию поля абсолютно неприменимой. Открытие нуля-заряда привело к тому, что в последующие 15 лет развивались методы, основанные на таких общих принципах, как унитарность и аналитичность матрицы рассеяния. Теорией поля, основанной на лагранжевом подходе, мало кто занимался. Впоследствии оказалось, что, как и в случае многих других “no-go” теорем в физике, в утверждении о нуль-зарядном поведении всех квантовых теорий поля имеется исключение. А именно в неабелевых калибровочных теориях заряд ведёт себя противоположным образом: с ростом энергии (или уменьшением расстояния) он падает, имеет место асимптотическая свобода. Это делает современную теорию сильных взаимодействий, основанную на неабелевой группе $SU(3)$, самосогласованной на малых расстояниях, на которых константа α_s становится малой. Проблемы наступают на больших расстояниях, когда заряд становится порядка единицы и методы теории возмущений не работают.

Приходится ограничиваться качественной картиной конфинмента (пленения) кварков и глюонов и результатами численных вычислений свойств адронов.

Впервые с противоречащим нуль-зарядному поведением заряда в 4-мерной теории столкнулись В.С. Ваяшин и М.В. Терентьев в 1965 году при изучении электродинамики массивных заряженных векторных бозонов [42] (отсутствие зануления заряда в четырёхфермионной теории в двумерном пространстве-времени ранее обнаружил А.А. Ансельм [43]). В частности, в работе [42] можно найти первый коэффициент функции Гелл-Манна-Лоу КЭД, равный -7 за счёт вклада массивных W^\pm -бозонов. Амплитуда обнаруженного в 2012 году в эксперименте распада бозона Хиггса на два фотона содержит множитель $(-7+16/9)$, где (-7) — вклад W^\pm , а $16/9$ — вклад кварковой петли. Свой результат по аномальному поведению заряда авторы связали с неперенормируемостью теории с массивными векторными бозонами (то, что механизм Хиггса делает такую теорию перенормируемой, было выяснено значительно позже).

В 1968 году И.Б. Хрипович (ИЯФ) вычислил бег заряда в неабелевой калибровочной теории с безмассовыми векторными частицами, основанной на группе $SU(2)$ [44]. Его ответ для первого коэффициента функции Гелл-Манна-Лоу оказался равным $-22/3$, что превращается в -7 при учёте вклада делающей векторные бозоны массивными голдстоуновской моды — заряженного бозона Хиггса: $-22/3 + 1/3 = -7$. Примерно в те же годы в экспериментах по глубоко неупругому рассеянию было обнаружено, что, если сильные взаимодействия описываются квантовой теорией поля, то заряд в такой теории с ростом энергии должен уменьшаться. В начале 70-х годов основанная на неабелевой группе $SU(3)$ теория с цветными глюонами и кварками (квантовая хромодинамика — КХД) уже рассматривалась как теория сильных взаимодействий. В 1972 году 'т Хофт в ходе обсуждений заметил, что согласно его вычислениям, в этой теории заряд с ростом энергии падает. Подробное рассмотрение этих вопросов с включением анализа эволюции структурных функций протона в КХД было проделано в работах [45–49]. С тех пор КХД рассматривается как правильная теория сильных взаимодействий.

В Стандартной модели физики элементарных частиц, основанной на группе $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, имеются как заряды с асимптотически свободным поведением (g_3 и g_2), так и с нуль-зарядным поведением (g_1 , а также константы связи бозона Хиггса с кварками и лептонами). Один из важных принципов построения теорий при высоких энергиях — отсутствие в них полюса Ландау, как стало сейчас называться явление нуль-заряда.

3. Аномалии

Иногда симметрии классической теории нарушаются при учёте петлевых поправок. Наиболее известный пример — аксиальная симметрия, приводящая

к сохранению аксиального тока в квантовой электродинамике безмассовых электронов, нарушаемая при учёте треугольных диаграмм, описывающих переход аксиального тока в два фотона через электронную петлю. Рассмотрение дивергенции нейтрального изотриплетного аксиального тока позволило вычислить ширину распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ [50]. В работе М.В. Терентьева аналогичное рассмотрение позволило найти амплитуду перехода $\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ в пределе малых импульсов пионов [51]. В работе [52] им была предложена экспериментальная проверка полученного результата в фоторождении нейтрального пиона при когерентном рассеянии заряженного пиона на тяжёлом ядре, осуществлённая на ускорителе ИФВЭ [53]. Аналогичные процессы с участием K -мезонов в пределе малой массы s -кварка были изучены в работе [54]; их описание в терминах эффективного лагранжиана дано в [55].

Причиной аномалий является плохая сходимость интегралов, отвечающих фейнмановским диаграммам, в области большого импульса интегрирования. Однако, как отмечено А.Д. Долговым и В.И. Захаровым [56], аномальные амплитуды имеют ненулевые мнимые части $\sim \delta(q^2)$, где q^2 — импульс, входящий в вершину аксиального тока. Этот инфракрасный аспект аномалии позволяет из их наличия получить некоторые заключения о спектре адронов, что на сегодняшний день невозможно сделать на основании лагранжиана КХД, так как на массовой оболочке взаимодействие является сильным. Особенность $\sim \delta(q^2)$ в диаграммах с виртуальными безмассовыми кварками u , d и s должны воспроизводиться диаграммами, в которых по внутренним линиям распространяются адроны. Единственная возможность реализации этого требования открывается, если в спектре адронов имеются безмассовые в пределе $m_{u,d,s} \rightarrow 0$ псевдоскалярные состояния. Ими являются члены октета псевдоголдстоуновских бозонов: π^\pm , π^0 , K^\pm , K^0 , \bar{K}^0 , η . Это следствие инфракрасного аспекта аномалий было отмечено в [57].

4. Слабые взаимодействия

В 1956 году для решения θ - τ проблемы в распадах заряженных каонов Ли и Янг (США) предположили, что в этих распадах нарушается P -чётность. Для проверки своей гипотезы о нарушении P -чётности в слабых взаимодействиях они предположили, что в распадах поляризованных ядер может наблюдаться корреляция импульса рождающихся электронов и спина ядра вида $\vec{s}\vec{p}$. Так как эта корреляция является T -чётной, то в силу СРТ-теоремы её экспериментальное обнаружение означало бы также нарушение C -чётности. Нарушение же C -чётности разрушало объяснение установленной картины распадов нейтральных K -мезонов, согласно которой короткоживущий K_S -мезон, будучи C -чётным, распадался на два π -мезона, а C -нечётный K_L -мезон жил долго, так как на два π -мезона распадаться не мог.

Как заметили Б.Л. Иоффе, Л.Б. Окунь и А.П. Рудик в работе 1957 года [58], сохранение T -чётности означает сохранение произведения C на P , а этого достаточно для запрета распадов $K_L \rightarrow 2\pi$, так как два π -мезона в s -волне образуют не только C , но и CP -чётное состояние, K_L -мезон же CP -нечётен. Таким образом, наблюдение корреляции $\bar{s}\bar{p}$ не противоречит существованию долгоживущего K_L -мезона, а свидетельствует о нарушении C -чётности в слабом взаимодействии. В то же время вышла работа Ли, Оме и Янга (США) [59], в которой также указывалось на то, что корреляция спина и импульса, вскоре обнаруженная в эксперименте мадам Ц.С. Ву (США), будет свидетельствовать о нарушении как пространственной, так и зарядовой чётности.

Нарушение дискретных симметрий в слабом взаимодействии стало причиной появления двух статей Ландау [60]. Первая из них, как в ней указывается, возникла из дискуссии с Л. Окунем, Б. Иоффе и А. Рудиком. В ней отмечено, если предположить, что операция P -инверсии должна сопровождаться заменой частиц на античастицы, то законы природы остаются инвариантными относительно этого преобразования, названного в статье комбинированной инверсией. Подчёркивается, что в силу этой симметрии элементарные частицы не могут иметь электрических дипольных моментов. Как мы знаем сейчас, комбинированная симметрия, или CP -чётность, не является фундаментальным законом природы: в 1964 году были обнаружены распады долгоживущего нейтрального K_L -мезона на два π -мезона, нарушающие CP . Тем не менее, само понятие CP -симметрии оказалось исключительно плодотворным, как и поиски её нарушения в распадах K - и B -мезонов. Дипольные моменты элементарных частиц в Стандартной модели весьма малы, и на их поиски до сих пор тратятся чрезвычайные усилия.

Во второй статье замечено, что нарушение P -чётности приводит к возможности существования новых свойств у безмассового нейтрино. В случае нулевой массы фермиона уравнение Дирака распадается на два не связанных уравнения, переходящие друг в друга при инверсии (уравнения Вейля). При отсутствии P -инвариантности нейтрино может описываться одним уравнением Вейля. Тогда нейтрино будет всегда продольно поляризованным, а антинейтрино будет поляризовано противоположным образом. Из экспериментальных данных по спектру электронов, образующихся в распаде мюона, делается вывод о том, что в этом распаде рождается пара $\nu\bar{\nu}$. Из операторов продольных нейтрино и антинейтрино можно составить только четырёхмерный вектор, при этом из операторов мюона и электрона можно составить две комбинации: вектор и псевдовектор. Найдено распределение вылетающих электронов по энергии и углу между направлениями движения электрона и мюона (последнее направление задаёт поляризацию мюона, рождённого в $\pi \rightarrow \mu\nu$ -распаде). Отметим, что при построении Стандартной модели все фермионные волновые функции

выбираются в виде вейлевских спиноров. Массы первоначально безмассовым фермионам даёт механизм Хиггса.

В 1957 году Л.Б. Окунь и Б.М. Понтекерво (ОИЯИ) заметили, что малая разность масс K_1^0 и K_2^0 означает отсутствие переходов с $\Delta S = 2$ в первом порядке по слабому взаимодействию [61]. Вклад второго порядка, как отмечалось в работе [62], определяется величиной обрезания Λ , которая должна быть ~ 1 ГэВ. Надежда на то, что столь низкое обрезание будет обеспечено сильным взаимодействием, не подтвердилась. В работе теоретиков ИТЭФ [63] показано, что сильные взаимодействия не приводят к обрезанию амплитуд процессов, идущих во втором порядке по слабому взаимодействию. Как мы знаем сейчас, это обрезание обеспечивается относительно малой массой c -кварка, $m_c \approx 1,3$ ГэВ, а соответствующий механизм GIM был предложен в 1970 году Ш.Л. Глэшоу, Дж. Илиопулосом и Л. Майани ещё до открытия c -кварка.

После открытия b -кварка М.И. Высоцкий вычислил амплитуду $K^0 - \bar{K}^0$ -перехода в модели шести кварков, не предполагая малости массы t -кварка по сравнению с массой W -бозона [64] (в литературе описывающие эту амплитуду функции получили название функций Инами-Лима [65, 66]). В главном логарифмическом приближении были найдены также глюонные поправки к этой амплитуде. Отсутствие декаплинга («отцепления») тяжёлых частиц в электрослабой теории ярко демонстрирует амплитуда $K^0 - \bar{K}^0$ -перехода, в которой имеются растущие при $m_t \gg M_W$ как m_t^2 вклады. Именно они определяют нарушение CP в смешивании $K^0 - \bar{K}^0$ в рамках шестикварковой модели Кобаяши-Маскава. Эти же вклады отвечают за смешивание $B^0 - \bar{B}^0$. Открытие в 1986 году в DESY коллаборацией АРГУС при активном участии экспериментаторов ИТЭФ неожиданно большого $B^0 - \bar{B}^0$ смешивания дало первое указание на аномально большую массу t -кварка.

В 1957–1958 годах Л.Б. Окунь предложил составную модель, в которой все известные в то время сильно взаимодействующие частицы (адроны, согласно термину, введенному в научный оборот им же в 1962 г.) предлагалось строить из трёх «прачастиц» [67]. В этом было отличие от более ранней модели Сакаты, в которой адроны были построены из физических частиц: протона, нейтрона и лямбда-гиперона. На основании этой модели предсказано существование нонета псевдоскалярных мезонов и свойства двух его недостающих частиц (η - и η' -мезонов). Сформулированы правила отбора для полуплептонных распадов странных частиц: $|\Delta S| = 1$, $\Delta Q = \Delta S$, $\Delta T = 1/2$. На основе $SU(3)$ -симметрии сильного взаимодействия в ИТЭФ были получены важные следствия для лептонных распадов мезонов [68]. Эта модель легла в основу известной монографии «Слабое взаимодействие элементарных частиц» [69] и была непосредственной предшественницей модели кварков.

Современная калибровочная теория электрослабых взаимодействий изложена в монографии Л.Б. Окуня «Лептоны и кварки» [70].

В работе [71] доказано отсутствие линейных по нарушению изотопической симметрии поправок к слабому векторному току. Это утверждение позволяет определить численное значение элемента матрицы Кобаяши-Маскава V_{ud} из анализа распадов ядер, обусловленных векторным током. В литературе оно известно как теорема Адемолло-Гатто — аналогичное утверждение относительно нарушения $SU(3)$ симметрии, доказанное для меняющего странность векторного тока [72].

Вопрос о распаде ложного вакуума в рамках квантовой теории поля был впервые рассмотрен теоретиками института в работе [73]. Его актуальность связана с тем, что экстраполяция хиггсовского потенциала Стандартной модели в область планковских значений поля Хиггса при современных значениях масс t -кварка и бозона Хиггса приводит к утверждению о метастабильности вакуума электрослабой теории.

В 1978 году был построен эффективный гамильтониан нелептонных слабых распадов с учётом обмена глюонами в главном логарифмическом приближении [74]. Был обнаружен новый механизм усиления переходов с $\Delta T = 1/2$, обусловленный так называемыми «пингвинными» диаграммами ($s \rightarrow d$ переходами с излучением глюонов). Эти результаты в дальнейшем были обобщены на случай шести кварков и имеют многочисленные приложения.

При исследовании моделей техницвета М.Б. Волошиным и В.И. Захаровым в соавторстве с Л. Заскиндо и П. Сикиви была обнаружена глобальная $SU(2)$ -симметрия в модели Глэшоу-Вайнберга-Салама, которая остаётся ненарушенной при выпадении конденсата поля Хиггса [75]. Эта симметрия, названная в литературе «custodial» («охранная»), отвечает за близость масс W - и Z -бозонов. Её важность стала ясна при изучении радиационных поправок в теории электрослабых взаимодействий: именно нарушение охранной симметрии большой массой t -кварка позволило извлечь её значение из прецизионных данных о параметрах W - и Z -бозонов с точностью ± 30 ГэВ, что облегчило экспериментальное открытие t -кварка на Тэватроне (ФНАЛ, США, 1995 г.)

Е.П. Шабалин показал [76], что распространённая в литературе оценка величины дипольного момента нейтрона в шестикварковой модели CP -нарушения Кобаяши-Маскава оказалась ошибочной: суммарный эффект двухпетлевых диаграмм равен нулю (зануление d_n в одной петле очевидно). Ненулевой дипольный момент возникает на уровне трёх петель, и, согласно вычислению [77], он на много порядков меньше современного экспериментального ограничения. Этот факт служит сильным стимулом к поиску ненулевого d_n . Его обнаружение будет свидетельствовать о существовании Новой физики за рамками Стандартной модели.

В работе [78] параметризована матрица смешивания нейтрино в наиболее общем случае наличия как дираковских, так и майорановских массовых членов. Эти параметры входят в формулы, описывающие осцилляции нейтрино.

Обсуждавшаяся в литературе антикорреляция потока солнечных нейтрино и активности Солнца в работах [79, 80] была связана с возможным проявлением магнитного момента нейтрино. Эти работы стимулировали постановку ряда экспериментов в России и за рубежом по поиску магнитного момента нейтрино

В работе [81] Б.Л. Иоффе и В.А. Хозе (ПИЯФ) предложили искать бозон Хиггса в реакции $e^+e^- \rightarrow ZH$, что и было осуществлено на ускорителе LEP в ЦЕРН. Отрицательный результат поисков привёл к нижнему ограничению на массу: $m_H > 114$ ГэВ.

Высокая точность измерения параметров Z -бозона на e^+e^- -коллайдерах LEP1 (ЦЕРН) и SLC (СЛАК) и массы W -бозона на e^+e^- -коллайдере LEP II и Тэватроне позволила произвести проверку электрослабой теории с учётом радиационных поправок. Перенормируемость электрослабой теории делает возможным вычисление таких поправок. М.И. Высоцким, В.А. Новиковым, Л.Б. Окунем и А.Н. Розановым были получены соответствующие формулы, выражающие измеряемые на эксперименте параметры через наиболее точно измеренные значения фермиевской константы G_F , массу Z -бозона M_Z и постоянную тонкой структуры на масштабе массы Z -бозона $\alpha(M_Z)$ [82–84]. На первом этапе (1991–1995 г.) полученные результаты использовались для предсказания массы t -кварка. После открытия t -кварка на Тэватроне и измерения его массы было получено предсказание для массы бозона Хиггса в рамках Стандартной модели $M_H = 80^{+30}_{-20}$ ГэВ, подтвердившееся в 2012 году на LHC (ЦЕРН): $M_H = 125 \pm 1$ ГэВ.

5. Сильные взаимодействия

Научная слава теоретических лабораторий ИТЭФ во многом обязана фундаментальным результатам И.Я. Померанчука, полученным в теории сильных взаимодействий. В 1958 году, исходя из дисперсионных соотношений, он доказал асимптотическое равенство полных сечений взаимодействий частиц и античастиц с фиксированной мишенью (теорема Померанчука) [85]. В работах В.Н. Грибова (ПИЯФ) и И.Я. Померанчука квантовомеханическая теория полюсов Редже была использована для создания последовательной картины процессов при асимптотически высоких энергиях [86–88]. В честь Исаака Яковлевича реджевский полюс с квантовыми числами вакуума, ответственный за выполнение теоремы Померанчука, получил за рубежом название «померон». Дальнейшее развитие реджистика получила в работах К.А. Тер-Мартirosяна и А.Б. Кайдалова.

После создания КХД и открытия асимптотической свободы в сильных взаимодействиях теоретиками института был получен ряд фундаментальных результатов, ставших классическими. Так, в работе [89] была предложена наивная кварковая модель для глубоко неупругих процессов, позволяющая «сшить» составную модель нуклонов с распределениями кварков и глюонов при больших переданных импульсах. В дальнейшем эти идеи были развиты в работах европейских теоретиков.

В работе [90] было осознано, что масса c -кварка m_c велика в масштабах Λ_{QCD} и можно учесть сильные взаимодействия в процессах с тяжёлыми кварками, раскладывая амплитуды по малой константе связи $\alpha_s(m_c)$. Так были вычислены сильные поправки к разности масс $K_L - K_S$, к фото- и электророжению чарма.

После открытия J/ψ -мезона в работах А.И. Вайнштейна, М.Б. Волошина, В.И. Захарова, В.А. Новикова, Л.Б. Окуня и М.А. Шифмана была построена дисперсионная теория чармония и написаны знаменитые обзоры [91, 92], ставшие настольными книгами для всех, кто занимался физикой тяжёлых кварков. Дальнейшее развитие этих идей А.И. Вайнштейном, В.И. Захаровым и М.А. Шифманом [93] привело к знаменитым правилам сумм КХД, позволившим вычислять свойства адронов, построенных из легких u -, d - и s -кварков, в терминах вакуумных конденсатов. В работах [94–97] этот подход был использован в различных приложениях.

В работе [98] М.Б. Волошин и Л.Б. Окунь обсуждали возможность существования кварковых «молекул» — связанных состояний мезонов, содержащих тяжёлые c -кварки. В последние годы такие состояния были обнаружены в системах c - и b -кварков. Их свойства активно исследуются, развивается «молекулярный» подход, имеются и другие подходы к проблеме [99, 100].

6. Точные результаты в квантовой теории поля

Было получено несколько точных результатов в квантовой теории поля. Так, в работе [101] был найден новый класс решения классических уравнений для теории калибровочных полей со скалярным конденсатом. Это так называемые BPS-монополи (Богомольный-Прасад-Зоммерфельд). Эти решения играют исключительно важную роль в $N = 2$ и $N = 4$ суперсимметричных теориях. В работе [102] были получены многочисленные точные соотношения для корреляторов и показано, что в сильных взаимодействиях глюолов и гибридных состояний масштаб масс может на порядок превышать Λ_{QCD} .

Для суперсимметричных теорий в работе [103] был построен формализм для описания суперинстантонов. Были доказаны теоремы об отсутствии поправок к инстантонным амплитудам. В результате был точно вычислен глюинный конденсат для суперсимметричных КХД и точная NSVZ β -функция,

предложенная Новиковым, Шифманом, Вайнштейном, Захаровым. В дальнейшем принстонской группой было показано, что суперинстантоны могут приводить к динамическому нарушению суперсимметрии.

7. Гравитация, космология

Теоретикам института удалось сказать своё слово и в таких важных областях познания, как гравитация и космология. Названные ниже исследования сотрудников института в этих сферах представляют собой впечатляющую картину.

Примечательны обсуждения сингулярности в основанных на общей теории относительности (ОТО) космологических моделях, приведённые в работе [104].

В.И. Захаровым было показано [105], что введение сколь угодно малой массы гравитона противоречит наблюдательным следствиям ОТО (т.н. сингулярность Вельтмана-Ван Дама-Захарова). Механизм построения массивной теории гравитации, которая имеет непрерывный переход к нулевой массе гравитона, был предложен в работе [106].

В работе Зельдовича, Окуня и Пикельнера [107] в 1965 году была вычислена космологическая концентрация реликтовых кварков для случая, если бы они могли существовать в свободном виде. Полученный результат противоречил имевшимся ограничениям на обилие кварков во Вселенной и однозначно свидетельствовал в пользу невылетания (конфайнмента) кварков. В этой работе было использовано кинетическое уравнение для расчёта космологической концентрации тяжёлых частиц, которое было впоследствии повторно открыто Б. Ли и С. Вайнбергом и носит их имя.

Пионерская теоретическая работа о возможном существовании «Тёмного вещества» во Вселенной была выполнена Кобзаревым, Окунем и Померанчуком [108]. В ней была предложена и рассмотрена идея о зеркальной материи. Впоследствии идеи о зеркальной Тёмной материи развивались в ИТЭФ С.И. Блинниковым [109].

Весьма существенным было обнаружение того, что модель спонтанного нарушения CP -симметрии противоречит наблюдаемым данным об изотропии Вселенной, т.к. гигантская плотность энергии стенки, разделяющей домены вещества и антивещества, разрушит изотропию микроволнового фона [110]. Эта работа инициировала исследования возможных механизмов «рассасывания» доменных стенок. Возможные решения этой проблемы описаны в недавней работе [111].

Вычисление космологической концентрации слабо взаимодействующих реликтовых частиц во Вселенной было проведено М.И. Высоцким, А.Д. Долговым и Я.Б. Зельдовичем [112] в 1977 году. Практически одновременно появились аналогичные публикации зарубежных теоретиков.

Результаты этих работ являются основополагающими при расчётах плотности массивных частиц Тёмной материи, в частности, — нейтралينو.

Широко известен обзор «Космология и элементарные частицы» [113], содержащий значительное количество оригинальных результатов. Обзор в заметной степени инициировал развитие этой области. В частности, на Рочестерских конференциях появилась секция, повторяющая название обзора.

Значительный вклад в исследование проявлений нейтрино в космологии был внесен А.Д. Долговым с соавторами. Ими было выведено кинетическое уравнение для матрицы плотности осциллирующих нейтрино [114], которое в настоящее время является основным инструментом при изучении эффектов нейтринных осцилляций в ранней Вселенной и при взрыве сверхновых. На основе решения этого уравнения были получены пионерские ограничения на параметры осцилляций нейтрино по наблюдаемому обилию легких элементов [115, 116]. Этот результат был позднее обобщён на более реалистичный случай перемешивания всех активных нейтрино [117]. Кроме того, в работах [115, 116 и 118] был предложен метод вычисления космологической концентрации стерильных нейтрино, который лежит в основе вычислений плотности тёплой Тёмной материи, если она состоит из стерильных нейтрино. В работах [119–122] был обнаружен новый эффект разогрева нейтрино за счёт поздней аннигиляции более горячих электрон-позитронных пар. Согласно результатам этих работ стало общепринятым, что каноническое эффективное число типов нейтрино в космологии не три, как можно бы наивно ожидать, а 3,046. Долговым с соавторами было получено наиболее сильное ограничение на химический потенциал космологических нейтрино [123], которое исключает влияние нейтринного вырождения на структуру Вселенной и СМВ, как считалось до того.

Пионерские вычисления по разогреву Вселенной после инфляции как в рамках теории возмущений [124], так и непertурбативно [125] проведены А.Д. Долговым с соавторами.

Новый метод прямого определения параметра Хаббла, основанный на наблюдении сверхновых типа II_n , предложен сотрудниками ИТЭФ в работе [126]. Этот метод свободен от неоднозначностей классического подхода к построению лестницы космических расстояний. Его применение к известным сверхновым, расстояние до которых было надежно измерено другими способами, показало замечательное согласие нового подхода с традиционными.

8. Кинетика и термодинамика

После открытия в 1964 году нарушения CP в распадах K -мезонов стало практически очевидным, что в силу CPT -теоремы также нарушается T -инвариантность, т.е. инвариантность относительно обращения времени. Тогда возник вопрос о справедливости канонических равновесных

распределений в квантовой статистике, которые стандартным образом выводились на основе условия детального баланса, следующего из T -инвариантности. В работе [127] в этой связи было показано, что «равновесная кинетика сильнее T -нарушения». Унитарность S -матрицы обеспечивает справедливость стандартных равновесных распределений, хотя условие детального баланса и нарушается. Равновесие между прямыми и обратными реакциями достигается за счёт нескольких цепочек реакций. По этой причине на смену детальному балансу при T -нарушении приходит циклический баланс, как названо в цитируемой выше работе.

Литература

1. Окунь Л.Б. ЯФ, 2006, т. 69, №10, с. 1796.
2. Померанчук И.Я. Собрание научных трудов. М., Наука, 1972, т. 1–3.
3. Померанчук И. Изв. АН СССР, 1946, Сер. физ., т. 10, с. 316.
4. Берестецкий В. ЖЭТФ, 1947, т. 17, с. 12.
5. Померанчук И. ДАН СССР, 1948, т. 60, с. 213.
6. Ландау Л. ДАН СССР, 1948, т. 60, с. 207.
7. Yang C.N. Phys. Rev., 1950, v. 77, p. 242.
8. Берестецкий В., Ландау Л. ЖЭТФ, 1949, т. 19, с. 673.
9. Берестецкий В. ЖЭТФ, 1949, т. 19, с. 1130.
10. Deutsch M., Dulit E. Phys. Rev., 1951, v. 84, p. 601.
11. Baker M., Marquard P., Penin A. et al. Phys. Rev. Lett., 2014, v. 112, 120407.
12. Берестецкий В. ЖЭТФ, 1951, т. 21, с. 43.
13. Галанин А., Померанчук И. ДАН СССР, 1952, т. 86, с. 251.
14. Carlson C.E. Prog. Part. Nucl. Phys., 2015, v. 82, p. 59; arxiv:1502.05314 (2015).
15. Берестецкий В.Б., Померанчук И.Я. ЖЭТФ, 1955, т. 29, с. 864.
16. Судаков В.В. ЖЭТФ, 1956, т. 30, с. 87.
17. Померанчук И., Смородинский Я. Journ. Phys. USSR, 1945, т. 9, с. 97.
18. Герштейн С.С., Зельдович Я.Б. ЖЭТФ, 1969, т. 57, с. 654.
19. Попов В.С. ЯФ, 1970, т. 12, с. 429.
20. Попов В.С. Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, с. 254.
21. Попов В.С. ЖЭТФ, 1970, т. 59, с. 965.
22. Зельдович Я.Б., Попов В.С. УФН, 1971, т. 105, с. 403.
23. Попов В.С. ЯФ, 2001, т. 64, с. 421.
24. Маринов М.С., Попов В.С., Столин В.Л. Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 19, с. 76.
25. Lisin V.L., Marinov M.S., Popov V.S. Phys. Lett., B69, 1977, p. 141.
26. Lisin V.L., Marinov M.S., Popov V.S. Phys. Lett., B91, 1980, p. 20.
27. Ораевский В.Н., Рез А.И., Семикоз В.Б. ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 820.
28. Shabad A.E., Usov V.V. Phys. Rev., D77, 2008, 025001.
29. Godunov S.I., Machet B., Vysotsky M.I. Phys. Rev., D85, 2012, 044058.
30. Godunov S.I., Vysotsky M.I. Phys. Rev., D87, 2013, 124035.
31. Келдыш Л.В. ЖЭТФ, 1964, т. 47, с. 1945.

32. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. ЖЭТФ, 1966, т. 50, с. 1393.
33. Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. ЖЭТФ, 1966, т. 51, с. 309.
34. Попов В.С. УФН, 2004, т. 174, с. 921; Pospelov V.S. Phys. Usp., 2004, v. 47, p. 855.
35. Карнаков Б.М., Мур В.Д., Попруженко С.В., Попов В.С. УФН, 2015, т. 185, с. 3.
36. Попов В.С., Мур В.Д., Нарожный Н.Б., Попруженко С.В. ЖЭТФ, 2016, т. 149, №3.
37. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. М., Наука, 1953; 1959; 1969; 1981.
38. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Релятивистская квантовая теория (4 том Теоретической физики Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшица), М., Наука, 1968.
39. Ландау Л.Д., Померанчук И.Я. ДАН СССР, 1955, т. 102, с. 489.
40. Померанчук И.Я. ДАН СССР, 1955, т. 105, с. 461.
41. Pomeranchuk I.Ya., Sudakov V.V., Ter-Martirosyan K.A. Phys. Rev., 1956, v. 103, p. 784.
42. Ваняшин В.С., Терентьев М.В. ЖЭТФ, 1965, т. 48, с. 565.
43. Ансельм А.А. ЖЭТФ, 1959, т. 36, с. 363.
44. Хриплович И.Б. ЯФ, 1969, т. 10, с. 409.
45. Politzer H.D. Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 1346.
46. Politzer H.D., Phys. Rep., 1974, v. 14, p. 129.
47. Gross D.J., Wilczek F. Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 1343.
48. Gross D.J., Wilczek F. Phys. Rev., D8, 1973, p. 3633.
49. Gross D.J., Wilczek F. Phys. Rev., D9, 1974, p.980.
50. Adler S. Phys. Rev., 1969, v. 177, p. 2426.
51. Терентьев М.В. Письма в ЖЭТФ, 1971, т. 14, с. 140.
52. Terent'ev M.V. Phys. Lett., B38, 1972, p. 419.
53. Antipov Yu.M. Phys. Rev., D36, 1987, p. 21.
54. Wess J., Zumino B. Phys. Lett., B37, 1971, p. 95.
55. Witten E. Nucl. Phys., B223, 1983, p. 422.
56. Долгов А.Д., Захаров В.И. ЯФ, 1971, т. 13, с. 608.
57. Coleman S., Witten E., Phys. Rev. Lett., 1980, v. 45, p.100.
58. Иоффе Б.Л., Окунь Л.Б., Рудик А.П. ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 396.
59. Lee T.D., Yang C.N., Oehme R. Phys. Rev., 1957, v. 106, p. 340.
60. Ландау Л.Д. ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 405; ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 407.
61. Окунь Л.Б., Понтекорво Б.М. ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 1587.
62. Okun L.V. Proceedings of 1960 ICNFP, Rochester, 1960, p. 743.
63. Иоффе Б.Л., Шабалин Е.П. ЯФ, 1967, т. 6, с. 828.
64. Высоцкий М.И. ЯФ, 1980, т. 31, с. 1535.
65. Inami T., Lim C.S. Prog. Theor. Phys., 1981, v. 65, p. 297.
66. Inami T., Lim C.S. Prog. Theor. Phys., 1981, v. 65, p.1772.
67. Окунь Л.Б. ЖЭТФ, 1958, т. 34, с. 469.
68. Кобзарев И.Ю., Окунь Л.Б. ЖЭТФ, 1962, т. 42, с. 1400.

69. Окунь Л.Б. Слабое взаимодействие элементарных частиц. М., ГИФМЛ, 1963.
70. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. М., Наука, 1980, 1990.
71. Терентьев М.В. ЖЭТФ, 1963, т. 44, с. 1321.
72. Ademollo M., Gatto R. Phys. Rev. Lett., 1964, v. 13, p. 264.
73. Волошин М.Б., Кобзарев И.Ю., Окунь Л.Б. ЯФ, 1974, т. 20, с. 1229.
74. Вайнштейн А.И., Захаров В.И., Шифман М.А. ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 1275.
75. Sikivie P., Susskind L., Voloshin M.B., Zakharov V.I. Nucl. Phys., B173, 1980, p. 189.
76. Шабалин Е.П. ЯФ, 1978, т. 28, с. 151.
77. Khriplovich I.B. Phys. Lett., B173, 1986, p. 193.
78. Кобзарев И.Ю., Мартемьянов Б.В., Окунь Л.Б., Щепкин М.Г. ЯФ, 1980, т. 32, с. 1590.
79. Волошин М.Б., Высоцкий М.И. ЯФ, 1986, т. 44, с. 845.
80. Волошин М.Б., Высоцкий М.И., Окунь Л.Б., ЖЭТФ, 1986, т. 91, с. 754.
81. Иоффе Б.Л., Хозе В.А., ЭЧАЯ, 1978, т. 9, с. 118.
82. Novikov V.A., Okun L.B., Vysotsky M.I. Nucl. Phys., B397, 1993, p. 35.
83. Высоцкий М.И., Новиков В.А., Окунь Л.Б., Розанов А.Н. УФН, 1996, т. 166, с. 539; Vysotskii M.I., Novikov V.A., Okun L.B., Rozanov A.N. Phys. Usp., 1996, v. 39, p. 503.
84. Novikov V.A., Okun L.B., Rozanov A.N., Vysotsky M.I. Rept. Prog. Phys., 1999, v. 62, p. 1275.
85. Померанчук И.Я. ЖЭТФ, 1958, т. 34, с. 725.
86. Gribov V.N. and Pomeranchuk I.Ya. Phys. Rev. Lett., 1962 v. 8, p. 343.
87. Грибов В.Н., Померанчук И.Я. ЖЭТФ, 1962, т. 42, с. 1141.
88. Грибов В.Н., Померанчук И.Я. ЖЭТФ, 1962, т. 43, с. 1970.
89. Novikov V.A., Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. Annals Phys., 1977, v. 105, p. 276.
90. Novikov V.A., Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. Phys. Rev., D16, 1977, p. 223.
91. Вайнштейн А.И., Волошин М.Б., Захаров В.И. и др. 1977, т. 123, с. 217.
92. Novikov V.A., Okun L.B., Shifman M.A. et al. Phys. Rep., 1978, v. 41, p.1.
93. Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. Nucl. Phys., B147, 1979, pp. 385, 448, 519.
94. Ioffe V.L. Nucl. Phys., B188, 1981, p. 317.
95. Беляев В.М., Иоффе Б.Л. ЖЭТФ, 1972, т. 83, с. 876.
96. Eletsky V.L., Kogan Ya.I. Z. Phys., C28, 1984, p. 155.
97. Ioffe V.L., Smilga A.V. Nucl. Phys., B232, 1984, p. 109.
98. Волошин М.Б., Окунь Л.Б. Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 23, с. 369.
99. Manhart C., Kalashnikova Yu.S., Kudryavtsev A.E. et al. Phys. Rev., D85, 2012, 011501.
100. Badalian A.M., Simonov Yu.A., Baker B.L.G. Phys. Rev., D91, 2015, 056001.
101. Bogomolny E.B. Sov. J. Nucl. Phys., 1976, v. 24, p. 449; Yad. Fiz., 1976, v. 24, p. 861.

102. Novikov V.A., Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. Nucl. Phys., B191, 1981, p. 301.
103. Novikov V.A., Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. Nucl. Phys., 1983, B223, p. 445.
104. Лифшиц Е.М., Судаков В.В., Халатников И.М. ЖЭТФ, 1961, т. 40, с. 1847.
105. Захаров В.И. Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 12, с. 447.
106. Vainshtein A.I. Phys. Lett., B39, 1972, p. 393.
107. Зельдович Я.Б., Окунь Л.Б., Пикельнер С.В. УФН, 1965, т. 84, с. 113.
108. Кобзарев И.Ю., Окунь Л.Б., Померанчук И.Я. ЯФ, 1966, т. 3, с. 1154.
109. Блинников С.И. УФН, 2014, т. 184, с. 194.
110. Зельдович Я.Б., Кобзарев И.Ю., Окунь Л.Б. ЖЭТФ, 1974, т. 40, с. 1; Kobzarev I.Yu., Okun L.B., Zeldovich Ya.B. Phys. Lett., B50, 1974, p. 340.
111. Dolgov A.D., Godunov S.I., Rudenko A.S., Tkachev I.I. JCAP, 2015, v. 1510, № 10, p. 027.
112. Высоцкий М.И., Долгов А.Д., Зельдович Я.Б. Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 200.
113. Долгов А.Д., Зельдович Я.Б. УФН, 1980, т. 139, с. 559; Rev. Mod. Phys., 1981, v. 53, p. 1.
114. Долгов А.Д. ЯФ, 1981, т. 33, с. 1309.
115. Barbieri R., Dolgov A.D. Phys. Lett., B237, 1990, p. 440.
116. Barbieri R., Dolgov A.D. Nucl. Phys., B349, 1991, p. 743.
117. Dolgov A.D., Villante F.V. Nucl. Phys., B679, 2004, p. 261.
118. Dolgov A.D. Phys. Repts., 2002, v. 370, p. 333.
119. Dolgov A.D., Fukugita M. Письма в ЖЭТФ, 1992, т. 56, с.129.
120. Dolgov A.D., Fukugita M., Phys. Rev., D46, 1992, p. 5378.
121. Dolgov A.D., Hansen S.H., Semikoz D.V. Nucl. Phys., B503, 1997, p. 426.
122. Dolgov A.D., Hansen S.H., Semikoz D.V. Nucl. Phys., B543, 1999, p. 269.
123. Dolgov A.D. et al. Nucl.Phys., B632, 2002, p. 363.
124. Dolgov A.D., Linde A.D. Phys. Lett., B116, 1982, p. 329.
125. Долгов А.Д., Кирилова Д.П. ЯФ, 1990, т. 51, с. 273.
126. Vaklanov P.V., Blinnikov S.I., Potashov M.Sh., Dolgov A.D. Письма в ЖЭТФ, 2013, т. 98, с. 489.
127. Долгов А.Д. Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 29, с. 254.

Развитие теории адронных взаимодействий при высокой энергии

К.Г. Боресков, О.В. Канчели

Введение

Исследования сильных взаимодействий при высоких энергиях, начиная с конца 50-х годов прошлого века, составляли одно из приоритетных направлений, разрабатываемых в ИТЭФ. Сам термин «адрон» для обозначения сильно взаимодействующих частиц был введён в научный обиход Л.Б. Окунем в 1962 г. В настоящей работе приведены наиболее существенные результаты по теории сильных взаимодействий при высоких энергиях. Изложение сконцентрировано, в основном, на развитии реджеонного подхода к сильным взаимодействиям. Теоретики института работали в тесном контакте с учёными как отечественных, так и зарубежных научных центров и были признанными лидерами в области реджеонной теории.

1. Основы реджеонной теории

После разочаровывающих результатов, связанных с нулём заряда в квантовой электродинамике, надежды на построение согласованной теории элементарных частиц опирались, в основном, на использование таких общих принципов, как релятивистская ковариантность, унитарность (сохранение вероятности) и аналитичность (микрочинность). Весьма обещающим казался подход, основанный на концепции S -матрицы – матрицы рассеяния, обладающей свойствами унитарности и аналитичности [1]. Наблюдаемым частицам, по предположению, должны соответствовать полюсы S -матрицы на физическом листе, а другие особенности надеялись получить, исходя из требования унитарности. Инструментом для физического использования свойств аналитичности служил метод дисперсионных соотношений, а также представление Мандельштама — двойные дисперсионные соотношения. При высоких энергиях этот метод оказался весьма плодотворным.

1.1. Теорема Померанчука. Одним из первых фундаментальных результатов, полученных в области сильных взаимодействий при высокой энергии, была знаменитая теорема Померанчука. При низких энергиях полные сечения взаимодействия частиц и античастиц с любой мишенью сильно различаются и, казалось бы, нет оснований считать, что при сверхвысоких

энергиях это положение изменится. Тем не менее, в 1958 г. Померанчук, исходя из довольно общих положений теории поля, показал [2], что асимптотические значения полных сечений взаимодействия частицы a и античастицы \bar{a} с мишенью должны совпадать: $\Delta\sigma = \sigma_{ab}(s) - \sigma_{\bar{a}b}(s) \rightarrow 0$ при $s \rightarrow \infty$ (в менее общих предположениях аналогичный результат был получен в работе [3]). Этот нетривиальный результат в дальнейшем послужил основой для введения специального частицеподобного объекта — померона, имеющего квантовые числа вакуума, а потому «не различающего» частицы и античастицы, и ответственного за асимптотическое равенство сечений. Результат Померанчука был основан на дисперсионных соотношениях для кроссинг-антисимметричной амплитуды рассеяния вперед при определённых дополнительных предположениях о поведении амплитуд $T(s, t)$ при $s \rightarrow \infty$. Роль этих предположений обсуждалась и уточнялась впоследствии в ряде работ [4]. Впервые лидирующая реджеонная особенность была связана с именем Померанчука в работе [5]. Все эти годы померон — основной ингредиент асимптотического описания адронных процессов при высоких энергиях как упругих, так и неупругих. Он естественным образом возникает и в пертурбативной квантовой хромодинамике (КХД) сначала в виде двухглюонного обмена, а затем — в главном логарифмическом приближении в виде лестничных глюонных диаграмм (см. раздел 4).

1.2. Полюсы Редже. В начале 60-х годов было понято, что поведение амплитуд рассеяния при высоких энергиях определяется особенностями парциальных амплитуд перекрестного канала в плоскости комплексного углового момента j [6–8]. Такой подход, основанный на общих требованиях аналитичности и унитарности, оказался исключительно конструктивным и плодотворным. Исследования в нашем институте в области высоких энергий шли на фоне интенсивного штурма этих проблем во всем мире, причём советские физики не только находились на переднем крае, но и сыграли ключевую роль при получении многих фундаментальных результатов. Признанным лидером в этой области был В.Н. Грибов, работавший в тесном контакте с И.Я. Померанчуком, К.А. Тер-Мартirosяном и другими теоретиками. В короткое время ими была выполнена серия основополагающих работ, в которых был установлен ряд важных свойств реджеонной теории.

Простейшими особенностями в комплексной j -плоскости являются полюсы, называемые «полюсами Редже». Обмен полюсом Редже является обобщением обмена обычной частицей с целочисленным спином j на комплексные значения спина. Анализ t -канального условия унитарности [9, 10] показал, что полюсам Редже можно приписать определённые значения квантовых чисел, таких как сигнатура, чётность, барионный заряд, изоспин и т. п., а вычеты в этих полюсах удовлетворяют соотношениям факторизации для различных каналов. Это послужило основанием для представления реджеона как виртуального частицеподобного объекта с нецелым

орбитальным моментом. Такой объект характеризуется вершинами взаимодействия и функцией распространения, зависящей лишь от свойств самого реджеона. В результате амплитуда двухчастичного процесса $a+b \rightarrow a+b$ представляется в виде суммы вкладов реджевских полюсов:

$$T_{ab}(s, t) = \sum_i g_a^i(t) \left[\eta_\sigma(\alpha_i(t)) (s/s_0)^{\alpha_i(t)} \right] g_b^i(t), \quad (1)$$

где $\alpha_i(t)$ — траектория полюса Редже, равная при $t = M_J^2$ спину J соответствующей частицы. Функция η_σ , называемая сигнатурным множителем, возникает из-за специфики аналитического продолжения на комплексные значения моментов в релятивистской теории. При $t > 0$ редже-полюсная амплитуда содержит целую серию полюсов по t при $\alpha(t) = J$ (для чётных или нечётных J в зависимости от сигнатуры) с определёнными квантовыми числами. Каждый полюс в отдельности отвечает обмену частицей (резонансом) со спином J в t -канале, вклад которого пропорционален $(s/s_0)^J$.

Метод комплексных моментов устанавливает важную связь между рассеянием при высоких энергиях и спектром адронов в перекрестном канале. Информацию о траекториях полюсов Редже при $t \leq 0$ можно получить из данных о двухчастичных реакциях при больших s , а экспериментальные данные о спектре адронов дают информацию о траекториях полюсов Редже в области положительных t . Для всех траекторий, связанных с экспериментально установленными мезонами, $\alpha_i(t) \leq 0,5$ для $t \leq 0$. Их вклады в сечения различных процессов, в том числе в полное сечение, становятся пренебрежимо малыми с увеличением энергии, потому соответствующие реджеоны получили название «вторичных». Одним из наиболее примечательных свойств вторичных траекторий является их удивительная линейность как при положительных, так и при отрицательных значениях t с универсальным наклоном $\alpha'_i \approx 1 \text{ ГэВ}^{-2}$. Это свойство можно интерпретировать как проявление конфайнмента и указание на струнную природу межкваркового взаимодействия на больших расстояниях. Впоследствии это привело к созданию дуальных и струнных моделей адронных взаимодействий.

Рассмотрение барионного рассеяния назад в реджеонном подходе привело к появлению фермионных траекторий [11]. Экспериментальные данные о спектре барионов также выявляют линейность барионных траекторий по t с тем же универсальным наклоном, что естественно для представления бариона как струны с кварком и дикуарком на концах. Очень любопытным и до конца непонятым фактом является отмеченное в [12] вырождение между мезонными и барионными траекториями (феноменологическая «суперсимметрия»).

Вторичные полюса определяют асимптотическое поведение разностей полных сечений взаимодействия. Главный вклад в полные сечения связан с обменом полюсом Померанчука (помероном). Его также называют «вакуумным» полюсом, так как он имеет квантовые числа вакуума. В этом случае теорема Померанчука удовлетворяется автоматически. Существующие данные о разностях полных сечений не дают никаких указаний на нарушение теоремы Померанчука.

Величина померонного интерсепта играет важную роль в теории Редже. Первоначально предполагалось, что все полные сечения взаимодействия стремятся к постоянному пределу, т. е. $\alpha_p(0) > 1$. Первые экспериментальные данные о поведении полных сечений (слабое убывание при энергиях меньших 30 ГэВ) свидетельствовали, что эффективное значение интерсепта немного меньше единицы. Данные серпуховского ускорителя выявили замедление падения, а затем его медленный рост («серпуховский эффект», 1971 год). Наблюдаемый сейчас рост полных сечений согласуется с асимптотическим ростом $\sim \ln^2(s/s_0)$ («режим Фруассара», [13]). Поэтому в настоящее время в основном рассматривается модель «сверхкритического» померона с $\alpha_p(0) > 1$. Для получения непротиворечивого поведения в этой модели необходимо помимо редже-полюсов учитывать и ветвления (см. раздел 1.3), а также — межпомеронные взаимодействия (раздел 5).

Вначале реджеонный подход применялся лишь к двухчастичным процессам. В некоторой степени это было обусловлено тем, что реджистика возникла из исследований аналитических свойств соответствующих амплитуд. Для двухчастичных амплитуд эти свойства относительно просты и понятны, в то время как свойства многохвосток казались невообразимо сложными. Поэтому реджевское описание многочастичных амплитуд, которое было впервые предложено Тер-Мартirosяном [14], являлось в то время весьма нетривиальным шагом. Для простейшего неупругого процесса $a+b \rightarrow c+d+e$ асимптотика определяется амплитудой, содержащей вершину «реджеон-реджеон-частица». Этот результат просто обобщается на многореджеонные процессы $a + b \rightarrow n \text{ частиц}$. При рассмотрении многореджеонных процессов впервые возникло представление о реджеонных диаграммах, включающих функции распространения и вершины нескольких реджеонов.

Отметим, что наблюдение рождения частиц или систем частиц, например, — в двухпомеронной кинематике, позволяет судить о квантовых числах рожденной системы. В частности, в такой дважды дифракционной кинематике удобно регистрировать бозоны Хиггса [15].

1.3. Движущиеся ветвления. На начальном этапе развития теории предполагалось, что в плоскости углового момента существуют только полюсы, которые простым образом следуют из двухчастичных условий

унитарности в t -канале. Первые указания на возможное присутствие простейших т. н. неусиленных ветвлений в j -плоскости дало исследование класса «планарных» фейнмановских диаграмм, соответствующих последовательным реджевским перерассеяниям (т. е. n -реджеонному обмену) [16]. При этом наряду с реджевским полюсом с траекторией $\alpha(t)$ генерировалась целая серия ветвлений с траекториями $\alpha_n(t) = n\alpha(t/n) - n + 1$. Впоследствии Мандельстам [17] показал, что в планарных диаграммах асимптотические вклады, соответствующие пересечению $\alpha_n(t)$, сокращаются, тем не менее, существует другой класс «непланарных» фейнмановских диаграмм, которые генерируют движущиеся ветвления в точках $\alpha_n(t)$. Они также соответствуют n -реджеонному обмену, но отличаются структурой вершин испускания реджеонов частицей. После этого на повестку дня встала задача нахождения общей структуры реджеонной теории.

В известных работах Грибова, Померанчука и Тер-Мартirosяна [18] был развит подход к решению этой задачи, потребовавший предположений о структуре аналитического продолжения многочастичных условий унитарности на комплексные j . Здесь впервые наряду с неусиленными ветвлениями были введены и усиленные ветвления, соответствующие t -канальным переходам с изменением числа реджеонов и диаграммам с реджеонными петлями.

Более простым оказался способ анализа реджеонных амплитуд непосредственно в s -канале. Эта программа была реализована Грибовым в работе [19], оказавшей существенное влияние на дальнейшее развитие теории. В ней был проведен анализ асимптотически существенных (непланарных) диаграмм теории поля, содержащих в качестве внутренних элементов реджеонные амплитуды. В результате были получены правила написания реджеонных диаграмм в виде, соответствующем т. н. реджеонной теории поля. Лагранжиан этой теории, помимо вершин взаимодействия сталкивающихся частиц и реджеонов, содержит вершины, отвечающие взаимодействию самих реджеонов (раздел 5). При этом воспроизводится полный набор реджеонных диаграмм, содержащий как неусиленные, так и усиленные ветвления. Отметим, что важную роль при получении этих результатов сыграл выбор адекватных переменных, введенных в работе Судакова [20], применение которых оказалось очень эффективным для широкого класса задач, связанных со взаимодействиями при высоких энергиях.

1. Двухчастичные процессы

Первым испытанием для реджеонной теории было описание поведения полных сечений взаимодействия адронов и сечений двухчастичных реакций.

Разности полных сечений $\Delta\sigma(hN) = \sigma^{tot}(hN) - \sigma^{tot}(\bar{h}N)$ связаны с вкладами вторичных полюсов с отрицательной сигнатурой (ρ, ω). Интерсепты

этих траекторий $\alpha_R(0)$ меньше 1, поэтому разности сечений должны убывать степенным образом: $\Delta\sigma \sim s^{\alpha_R(0)-1}$, где $R = \rho, \omega$. По такому же закону должны убывать разности сечений взаимодействия адрона h с протоном и нейтроном, в которые дают вклад особенности с ненулевым изоспином ρ, A_2 . Кроме того, принципиальной является зависимость померонной траектории $\alpha_p(t)$ от переданного импульса t , что приводит к сужению с ростом энергии дифракционного конуса в упругом адрон-адронном рассеянии.

В этот горячий период (конец 60-х – начало 70-х годов) стали поступать новые экспериментальные данные с серпуховского ускорителя, а потом — с ускорителя ISR. Эти данные ожидалось с нетерпением (вплоть до заключения пари) и тут же анализировались с точки зрения реджеонной схемы, которая с честью выдержала испытание экспериментом.

Следующим шагом было выявление качественных эффектов, связанных с реджевскими ветвлениями. В работе Грибова и Мигдала [21] с помощью анализа реджеонного условия унитарности была получена нижняя граница для величины ветвлений в упругом рассеянии. Эта оценка отвечает учёту в промежуточном состоянии только полюсного вклада для амплитуды рассеяния реджеона на частице. Полюсное приближение для многопомеронных вершин приводит к широко известному приближению эйконала. Учёт вкладов других промежуточных состояний (т.н. ливневых поправок) в простейшей модели получил название «квазиэйконального приближения» [22]. Эти вклады, определяющие отклонения вклада ветвлений от нижней границы, связаны с сечениями дифракционного рождения многочастичных состояний с небольшими массами. Их оценки для πN - и NN -взаимодействий были получены в работе Кайдалова [23] из анализа экспериментальных данных по неупругому дифракционному рождению и оказались порядка 20÷40%.

Существует целый ряд свидетельств, демонстрирующих важную роль движущихся ветвлений в бинарных процессах [24, 25].

1. Явление «пересечения», т.е. изменения знака разности дифференциальных сечений рассеяния частиц и античастиц на нуклонах с изменением t (например, $\pi^- p$ и $\pi^+ p$, $\bar{p}p$ и pp). В модели полюсов Редже такое явление невозможно, но естественно возникает при учёте ветвлений [25].

2. Поляризация в реакции перезарядки $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ [26]. В модели полюсов Редже в этот процесс даёт вклад только ρ -полюс, а для одного полюса фазы амплитуд с изменением и без изменения спиральности одинаковы и, следовательно, поляризация равна нулю.

3. Узкие пики вперед в дифференциальных сечениях np -перезарядки и процесса $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$. В полюсной модели в этих процессах ожидаются минимумы при $t \rightarrow 0$. Учёт ветвлений объясняет наличие пиков [24, 27, 28].

Отметим, что величины вкладов ветвлений, извлечённые из анализа данных, находятся в согласии с вычислениями в рамках реджеонной техники.

После проверки качественных предсказаний и описания отдельных реакций группой К. А. Тер-Мартirosяна в ИТЭФ была поставлена задача полного согласованного описания всех имеющихся в то время экспериментальных данных о двухчастичных процессах упругого рассеяния и перезарядок на нуклонных, пионных и каонных пучках. В рамках квазиэikonального приближения эти данные были успешно описаны и был получен набор параметров модели [29]. В то время (1970 г.) такое полное описание было уникальным. Одной из причин успешности описания столь обширной совокупности данных было широкое использование расчётов на ЭВМ, что в то время было редкостью для работ по теоретической физике.

3. Множественное рождение

3.1. Многочастичная структура померона. Первоначально полюсы Редже были введены формально с помощью аналитического продолжения парциального разложения из t -канала в s -канал. Однако скоро стало понятно, что, поскольку s -канальная асимптотика амплитуды отвечает радиусу взаимодействия, растущему с энергией, этот режим должен отвечать сложным многочастичным взаимодействиям. Простейшим примером многочастичной структуры реджеона являются лестничные диаграммы, воспроизводящие степенную асимптотику. Полное сечение, пропорциональное мнимой части лестничной диаграммы, соответствует множественным процессам в т. н. мультипериферической кинематике, при которой поперечные импульсы вторичных частиц конечны, логарифмы их продольных импульсов (быстроты) отличаются на конечную (не растущую с энергией) величину и, следовательно, средняя множественность вторичных частиц пропорциональна логарифму энергии $\langle n \rangle \sim \ln s$.

Начиная с работы Чу и Лоу [30], обмен π -мезоном рассматривался как доминирующий ввиду близости пионного полюса к физической области из-за малой массы π -мезона. В ИТЭФ этот вопрос вызвал пристальный интерес [31]. И.М. Дремин вычислил вклад в множественное рождение в pp -соударении однопионной периферической диаграммы, содержащей блоки πp -взаимодействия при более низких энергиях. Дреминым и Чернавским [32] эта модель была применена для описания первых данных, полученных в Дубне. В работе Берестецкого и Померанчука [33] был вычислен вклад однопионного обмена в процессы с рождением одного и двух пионов. Они обобщили модель на полное сечение взаимодействия с подстановкой в диаграмму блоков полного сечения и предложили механизм мультипериферического пионного обмена.

3.2. Модель мезонного облака. Важный вклад в развитие мультипериферической модели был сделан в работе [16]. Было показано, что эта модель приводит к асимптотике редже-полусного типа. В качестве ядра мультипериферического уравнения использовались блоки упругого $\pi\pi$ -рассеяния в резонансной области (ρ -мезоны). Однако это давало недостаточную величину вклада ядра и, как следствие, — уменьшающееся с энергией полное сечение.

Развитие и конкретизация этой модели в направлении количественного описания экспериментальных данных по множественному рождению частиц велись несколькими группами: ФИАН [34], ЛИЯФ [35] и ИТЭФ [36]. Первая задача состояла в согласованном количественном описании общих характеристик — неубывающих полных сечений и логарифмически растущей множественности. Вместе с тем, ввиду появления потока новых экспериментальных данных возникла и гораздо более сложная задача описания характеристик конкретных процессов при разных энергиях.

Наиболее полно эта задача была решена группой ИТЭФ (Боресков, Кайдалов и Пономарев) в модели OPER. В этой модели основной вклад даёт обмен реджезованным пионом, а усиление вклада мультипериферического ядра достигается учётом всех масс в блоке упругого $\pi\pi$ -рассеяния, включая область, связанную с обменами вторичными реджеонами и помероном. Достоинством модели является возможность абсолютной нормировки её предсказаний при малых переданных импульсах. Модель формулируется с помощью мультипериферических диаграмм, содержащих πNN -вершины, а также двухчастичные блоки $\pi\pi$ - и πN -рассеяния на массовой поверхности, для параметризации которых используется экспериментальная информация. Несмотря на компактную формулировку, модель допускает количественное описание данных в самых различных областях фазового пространства в широкой области энергий: конкретные эксклюзивные реакции, процессы дифракционной диссоциации, процессы множественного рождения, инклюзивные спектры. Любопытно, что модель π -мезонного обмена позволила объяснить [37] спиновую структуру амплитуды πN -рассеяния: малую величину амплитуды с переворотом спина для изоскалярного обмена (померон) и её большую величину по сравнению с амплитудой без переворота спина для изовекторного обмена (ρ -реджеон). Теоретически это связано с сокращениями вкладов нуклона и Δ -изобары в πN -блоке.

Успех предсказаний модели для «мягких» процессов позволил принять её за основу при описании структуры быстро движущегося адрона на больших расстояниях. При вычислении этой структуры на малых расстояниях можно воспользоваться данной моделью для формулировки начальных условий в уравнении эволюции КХД. Кварки и антикварки (в основном, валентные) в структуре пионного облака определяют состав и величину кваркового моря нуклона. Эта программа была реализована в работах [38], в которых были

описаны как структурные функции нуклона, так и процессы Дрелла-Яна, рождения мезонов с тяжёлыми кварками и другие процессы с виртуальными фотонами в области, где их виртуальности не слишком велики. В частности, модель предсказывает флэйворную и спиновую структуру кваркового моря.

3.3. Правила разрезания реджеонных амплитуд. Упругое рассеяние в редже-полюсном приближении с точки зрения s -канальной унитарности соответствует мультипериферической цепочке вторичных частиц с множественностью, логарифмически зависящей от энергии. Каким многочастичным конфигурациям соответствуют более сложные диаграммы, например, неусиленные ветвления?

Фундаментальное продвижение в этой области было сделано в работе Абрамовского-Грибова-Канчели (АГК) [39], в которой в простой форме были сформулированы правила разрезания реджеонных амплитуд, основанные на правилах Каткоски [40] применительно к высоким энергиям. Вследствие непланарности реджеонных диаграмм можно одновременно разрезать любое число реджеонов, причем соотношения между вкладами различных промежуточных состояний в ряде случаев (например, для неусиленных диаграмм) однозначно фиксируются простыми правилами АГК, которые также позволяют получить соотношения для сечений различных множественных процессов с заданными многочастичными конфигурациями.

3.4. Пространственно-временная интерпретация реджеонных диаграмм. Мультипериферическая структура померонного обмена свидетельствует о сложной нелокальной природе взаимодействия адронов высокой энергии. Качественная пространственно-временная картина таких взаимодействий, соответствующая мультипериферической кинематике, была дана Грибовым [41]. Основная идея этой картины состоит в том, что быстрый адрон импульса p (или быстроты $y \approx \ln 2p/m$) взаимодействует с мишенью за счёт квантово-механических флуктуаций, содержащих медленные частицы.

Простейшая флуктуация, соответствующая лестничной диаграмме, имеет мультипериферический характер, т.е. содержит $\ln p$ промежуточных частиц (партонов), равномерно распределённых по логарифму продольного импульса. Только партоны с малыми импульсами (порядка нескольких сотен мегаэлектронвольт) непосредственно взаимодействуют с мишенью. Быстрые партоны во флуктуации играют роль зрителей. Такая интерпретация реджеонных диаграмм возможна в любой лоренц-системе, хотя партонный состав каждого из сталкивающихся адронов зависит от системы отсчета, в которой он наблюдается. Время развития мультипериферической флуктуации в соответствии с принципом неопределённости пропорционально начальной энергии адрона. Это означает, что пространственно-временная структура лестничной диаграммы очень сильно растянута по времени и продольной

координате. Рост с энергией продольных расстояний, существенных во взаимодействии, был впервые отмечен в работе [42].

В случае подкритического померона с $\Delta = \alpha_p(0) - 1 \leq 0$ флуктуация содержит, в основном, одну партонную цепочку, а значит, — один медленный адрон с вероятностью $(p/m)^\Delta$. Поэтому и сечение взаимодействия с мишенью падает в этом случае с энергией как $(p/m)^\Delta$.

При сверхкритическом помероне ($\Delta > 0$) флуктуации имеют гораздо более сложную структуру. Неусиленным ветвлениям отвечают непланарные диаграммы, в которых, согласно правилам АГК, может присутствовать несколько партонных цепочек. Их среднее число $\sim (p/m)^\Delta$. Редже-полусной диаграмме соответствует взаимодействие одного «мягкого» партона, а редже-полусное сечение пропорционально их среднему числу. Для непланарных диаграмм могут взаимодействовать медленные партоны сразу из нескольких цепочек, что приводит к вкладам, отвечающим редже-ветвлениям. Ряд по ветвлениям является знакопеременным с растущими членами. Его суммирование приводит к поведению полного сечения фруассаровского типа.

Теперь становится понятным, почему вклады реджевских ветвлений связаны с диаграммами только непланарного типа. В таких диаграммах несколько мультипериферических флуктуаций развиваются одновременно, на одних и тех же продольных расстояниях. В планарной же диаграмме флуктуации развиваются последовательно во времени, одна вслед за другой. Т. к. время существования каждой флуктуации пропорционально энергии, то медленные частицы от второй флуктуации находятся далеко за мишенью и не дают вклада в асимптотику сечения. Однако, если размер мишени достаточно велик (тяжёлое ядро), то существует критическая энергия порядка нескольких гигаэлектронвольт, ниже которой вклад во взаимодействие связан с планарными диаграммами, а выше — с непланарными. Грибов показал [43, 44], что переход из одного режима в другой для полного сечения происходит плавно, что и объясняет применимость приближения Глаубера [45] при энергиях, гораздо выше критической, несмотря на то, что последовательное перерассеяние на нуклонах ядра в реджевской картине пренебрежимо мало. Такое рассмотрение взаимодействия адронов с ядрами при высоких энергиях получило название подхода Глаубера-Грибова.

В работах [46, 47] было показано, что плавный переход через критическую энергию характерен не только для полного сечения, но и для индивидуальных многочастичных процессов с различными конечными состояниями. Тем не менее, существуют и процессы, для которых смена режима при переходе через E_{crit} качественно меняет наблюдаемую картину. Отметим, что для процессов рождения систем с тяжёлыми кварками масштаб

критической энергии пропорционален массе рождаемой системы и может составлять десятки и сотни гигаэлектронвольт.

3.5. Дифракционные процессы. Изучение дифракционного рассеяния дает важную информацию о структуре адронов и механизмах их взаимодействий. Теория дифракционной диссоциации (ДД) адронов была сформулирована в известных работах Померанчука и Фейнберга [48]. С точки зрения s -канального рассмотрения ДД связана с различным поглощением разных компонент волновой функции быстрого адрона и, тем самым, — с s -канальным условием унитарности. В t -канальном подходе ДД, в том числе и в большие массы, описывается в терминах реджеонных диаграмм с ветвлениями. Процессы ДД, в соответствии с правилами АГК [39], содержатся в определённых скачках амплитуды упругого рассеяния. Так, например, ДД в небольшие массы отвечает разрезаниям диаграмм с неусиленными ветвлениями между померонами. ДД в большие массы соответствует разрезаниям усиленных диаграмм.

Таким образом, величины сечений ДД-процессов с небольшими массами характеризуют отклонения вклада реджеонных ветвлений от эйконального приближения («ливневые поправки», обсуждавшиеся в разделе 2). Величины сечений ДД-процессов с большими массами связаны с величиной трёхреджеонных констант, и наличие этих процессов прямо указывает на необходимость учёта многореджеонных диаграмм в реджеонной теории поля.

Величины трёхпомеронных констант и, в частности, фундаментальная трёхпомеронная константа r_{PPP} , были впервые определены из анализа инклюзивных спектров [49]. Трёхпомеронная константа оказалась сравнительно небольшой: $r_{PPP} \ll g_p$. Эта оценка была подтверждена и прямым вычислением в модели однопионного обмена [50], что согласуется с успешным описанием в этой модели инклюзивных спектров.

3.6. Глубоконеупругие процессы. Важный класс неупругих процессов связан с изучением глубоконеупругого рассеяния [51]. Данные о процессах глубоконеупругого рассеяния позволяют получить информацию о распределениях партонных (кварков и глюонов) в нуклонах и ядрах в зависимости от продольного импульса партон и его виртуальности.

Сечение взаимодействия виртуального фотона с нуклоном ($\gamma^* N \rightarrow X$) зависит как от энергии виртуального фотона (или от $s=W^2$ — квадрата массы рождённой системы частиц X), так и от величины его виртуальности Q^2 . Удобно использовать переменную Бюркена $x_B = Q^2 / (W^2 + Q^2)$. В модели свободных партонных x_B может быть отождествлена с долей импульса x , несомой кварком. Для применимости реджеонной динамики величина s

должна быть велика не только по сравнению с квадратами масс реальных частиц, но и по сравнению с виртуальностью Q^2 , т. е. $x_B \ll 1$.

Исследования на ускорителе HERA выявили две существенные закономерности: более быстрый рост партонной плотности с уменьшением x_B при больших значениях Q^2 и наличие существенного дифракционного рождения в этих процессах. Этот рост может быть связан с интерсептом особенности Померанчука $\alpha_p(0) = 1 + \Delta$, поскольку кварковое или глюонное распределения в области малых x пропорциональны $1/x^\Delta$. В партонной модели рост плотности связан с каскадным увеличением числа партонов при уменьшении x . При больших плотностях начинают сказываться нелинейные эффекты их взаимодействия, которые могут приводить к замедлению их роста и в пределе $x \rightarrow 0$ — к их насыщению. В реджеонной теории это соответствует учёту межпомеронного взаимодействия (см. раздел 5).

В работе [52] было предположено, что наблюдаемый рост эффективного интерсепта померона с увеличением Q^2 обусловлен уменьшением теневых поправок, т. е. многопомеронных эффектов. Поскольку, согласно правилам АГК, сечения дифракционных процессов связаны с n -померонными обменами, для построения самосогласованной модели необходимо описывать не только полные сечения $\gamma^* p$ -взаимодействия, но и сечения дифракционных процессов. В работах [52, 53] была построена явная модель для вкладов перерассеяний в амплитуду упругого $\gamma^* p$ -рассеяния, которая позволила количественно объяснить энергетическую зависимость $\sigma_{\gamma^* p}^{tot}$ для различных Q^2 , описанную выше, а также сечения процессов дифракционной диссоциации реальных и виртуальных фотонов. Описание структурных функций протона было получено также в дипольной модели БФКЛ-померона [54] (см. раздел 4).

Эффекты экранирования в области малых x_B усилены для взаимодействий с ядрами ($\sim A^{1/3}$). Подход Глаубера-Грибова позволяет вычислить поправки к сечению взаимодействия фотонов с ядрами в терминах дифракционного взаимодействия фотонов с нуклонами. Соответствующие предсказания [55] находятся в прекрасном согласии с экспериментальными данными о структурных функциях ядер при очень малых $x_B \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$.

4. Квантовая хромодинамика и померон

Реджеонный подход, будучи основан на таких фундаментальных свойствах как унитарность и аналитичность, отличается очень большой общностью. Однако анализ сильных взаимодействий на малых расстояниях убедительно доказывает, что подлинными степенями свободы являются кварки и глюоны, а микроскопической теорией, описывающей их взаимодействия, — квантовая хромодинамика. Реджеонная теория является, с

этой точки зрения, феноменологической теорией, оперирующей эффективными «бесцветными» степенями свободы и описывающей взаимодействия на больших расстояниях (мягкие процессы). В области больших расстояний константа сильного взаимодействия велика и потому методы теории возмущений непригодны. Динамика взаимодействия в значительной степени определяется явлением конфайнмента и непертурбативными конденсатами глюонных и кварковых полей.

Поскольку померон не несёт квантовых чисел, его обычно ассоциируют со связанными состояниями глюонов непертурбативного происхождения (глюоболы). Однако уже простейшая КХД-диаграмма с обменом двумя глюонами выявляет некоторые свойства, присущие померону, поскольку даёт вклад в упругое сечение рассеяния, не уменьшающийся с увеличением энергии.

Для учёта более сложных диаграмм необходимо суммировать все диаграммы, содержащие $\alpha_s \ln 1/x$. В приближении главных логарифмов в результате суммирования глюонных диаграмм лестничного типа с обменом реджезованными глюонами и с фиксированной константой связи α_s возникает БФКЛ-померон [56], приводящий к точке ветвления выше единицы: $\Delta \equiv \alpha_p(0) - 1 \approx 0,9 N_c \alpha_s$. При $\alpha_s \approx 0,2$ это приводит к значению $\Delta \approx 0,5$. Вычисленные нелидирующие поправки ($\sim \alpha_s$) уменьшают величину Δ [57].

Но даже для этих процессов роль больших расстояний может оказаться принципиально важной. В работе [58] было показано, что для бегущей константы связи при $x \rightarrow 0$ в лестничной диаграмме начинают играть роль небольшие поперечные импульсы глюонов и поэтому нельзя оставаться в рамках теории возмущений. Меняется и характер померонной особенности: точка ветвления превращается в серию полюсов, сгущающихся к $\Delta = 0$.

Важным шагом, позволившим перекинуть мост между реджеонной теорией и непертурбативной КХД, был метод $1/N$ -разложения [59], в котором число цветов N_c и число легких ароматов N_f рассматриваются как большие числа, и амплитуды разлагаются в ряды по обратным величинам $1/N_c$ и $1/N_f$. Этот подход называют также «топологическим разложением», поскольку его отдельные члены отвечают диаграммам Фейнмана, которые можно расположить на поверхности с определенной топологией. Разрезания планарных диаграмм можно интерпретировать как образование цветовой трубки или струны, которая затем распадается на конечные адроны [60–63].

Померону в рамках топологического разложения соответствуют глюонные диаграммы цилиндрического типа, не передающие квантовые числа в t -канале. Многочастичные конфигурации, соответствующие их разрезанию, соответствуют рождению двух цепочек (цветовых трубок, струн), каждая из которых имеет ту же структуру, что и для планарной диаграммы. Отсюда

можно заключить, что плотность образованных адронов в центральной области быстрот будет примерно в два раза больше, чем в планарном случае.

Функции фрагментации струн в адроны могут быть определены теоретически из соответствия с различными реджеонными асимптотиками [60–62]. Соответствующая модель кварк-глюонных струн (МКГС) обладает правильным трехреджеонным пределом при $x \rightarrow 1$ и двухреджеонным пределом при $x \rightarrow 0$, а также удовлетворяют всем законам сохранения. Эта модель позволила количественно описать большой массив данных по множественным процессам в столкновениях адронов и ядер в очень широком диапазоне энергий [63]. Получены описания распределений по множественности инклюзивных спектров во всей области x , сечений рождения странных и очарованных частиц, а также ряд качественных эффектов, возникающих при увеличении энергии. Модель МКГС позволяет делать надёжные оценки в области энергий новых ускорителей и для физики космических лучей, где МКГС считается «стандартной» моделью для базовых расчётов. В целом эта модель даёт полностью адекватное описание основных характеристик множественного рождения адронов при высоких энергиях. Существуют и Монте-Карловские реализации МКГС [64].

Связь траектории померона со спектром глюолов рассматривалась в работах [65]. Лидирующая глюонная траектория в области малых t оказалась близкой к кварк-антикварковым траекториям f и f' . Поэтому эффект смешивания этих траекторий оказывается существенным, приводя к сильной нелинейности траектории Померанчука при малых t и феноменологически разумной величине её интерсепта.

Представление о помероне как о глюонной трубке конечного радиуса развивалось в работах Владимирского [66, 67].

5. Взаимодействие померонов

Совокупность реджеонных диаграмм гораздо шире, чем набор простейших диаграмм перерасеяния и включает, помимо неусиленных ветвлений, еще и взаимодействие реджеонов друг с другом. Грибов показал [19], что полный набор реджеонных диаграмм можно сопоставить пертурбативному разложению нерелятивистской (2+1) теории поля (с неэрмитовым лагранжианом), в которой пространственным переменным соответствуют координаты реджеонов в плоскости прицельного параметра, а роль параметра эволюции («времени») играет быстрота. При этом реджеоны могут расщепляться, рассеиваться и сливаться.

Аналізу различных режимов реджеонной теории поля и асимптотических свойств соответствующей амплитуды рассеяния было посвящено много исследований. Простейший случай, когда перенормированный интерсепт померона меньше 1 ($\Delta = \alpha_p(0) - 1 < 0$) оказался

нереалистичным (не отвечающим эксперименту). Очень интересен с теоретической точки зрения режим, когда особенность Померанчука находится точно в $j = 1$ (режим критического померона), потому что в этой же точке находятся и все ветвления. Были рассмотрены два режима — слабой и сильной связи. В случае слабой связи все вершины взаимодействия померонов обращаются в ноль при малых импульсах, что приводит к асимптотически постоянным полным сечениям. Однако эксперименты по дифракционной диссоциации в большие массы не выявили признаков обращения этих процессов в ноль при малых t .

В случае сильной связи возникает инфракрасная проблема суммирования диаграмм в теории с безмассовыми частицами того же типа, что и в физике фазовых переходов второго рода. Грибов и Мигдал проанализировали эту проблему [68] как для эрмитового взаимодействия, имеющего отношение к физике конденсированных состояний, так и в неэрмитовом случае, отвечающем реджеонной теории. Технически задача сводится к вычислению ряда аномальных размерностей теории, одна из которых, η , характеризует зависимость полного сечения от энергии: $\sigma_{tot} \sim (\ln s)^\eta$.

Впоследствии в работе Мигдала, Полякова и Тер-Мартirosяна [69] (и независимо в [70]) вновь был проведён анализ режима сильной связи, на этот раз в технике ε -разложения. Для индекса η была получена оценка $\eta = \varepsilon / 12 + O(\varepsilon^2) \approx 1/6$. Однако эта теория, по-видимому, тоже не согласуется с экспериментальными данными. Эксперимент указывает на значительно более быстрый рост сечения: $\eta \approx 2$. Кроме того, в этой схеме должно выполняться асимптотическое соотношение $\sigma^{el} / \sigma^{tot} \sim 1 / \ln s$, также противоречащее экспериментальным данным.

Совокупный анализ поведения сечений и инклюзивных спектров, по-видимому, свидетельствует, что интерсепт померона выше единицы. Это подтверждается и пертурбативными вычислениями КХД. Поэтому в настоящее время наиболее реалистичным считают режим сверхкритического померона, когда $\Delta > 0$.

Учёт только полюсной диаграммы с обменом сверхкритическим помероном приводит к нарушению условия унитарности. Этого можно избежать, если суммировать простейшие реджеонные диаграммы, соответствующие эйкональному (или квазиэйкональному) приближению. Получаемая амплитуда отвечает рассеянию на чёрном диске с радиусом, растущим как $R \sim \ln s$ (режим Фруассара). Однако эффективное число померонных обменов оказывается при этом растущим с увеличением энергии как s^Δ , так что, когда плотность померонов станет достаточно большой, становится необходимым учёт их взаимодействия друг с другом.

Константы взаимодействия померонов, извлечённые из данных о процессах дифракционного рождения, оказались небольшими по сравнению с адрон-померонными вычетами: $r_{mm} / g \ll 1$. Поэтому при относительно низких энергиях эффекты взаимодействия померонов проявляются лишь в дифракционных процессах, где они являются основными. Однако из-за сверхкритичности померона характерным параметром является величина $(r_{PPP} / g)s^{\Delta}$, где r_{PPP} — трёхпомеронная константа, и с ростом энергии роль этих эффектов возрастает. В случае взаимодействия с тяжёлыми ядрами взаимодействие между померонами дополнительно усиливается, поскольку число померонов пропорционально фактору $A^{1/3}$.

Количественный анализ сверхкритического режима — очень сложная задача, поскольку надо суммировать знакопеременные ряды с растущими членами. В принципе, ответ может зависеть от порядка суммирования. Поэтому важно выбрать физически аргументированные способы анализа. В работах Карди [71] и Дубовикова и Тер-Мартirosяна [72] была рассмотрена схема, в которой каждый пропагатор сверхкритического померона унитаризовался, давая в результате амплитуду, соответствующую фруассаровскому режиму (названную Тер-Мартirosяном «фруассароном»). Затем, используя такую амплитуду как отдельный элемент, можно построить диаграммы, включающие взаимодействие фруассаронов. В работе [73] была построена эффективная схема вычислений вкладов фруассаронных диаграмм при конечных энергиях. Было вычислено энергетическое поведение полного и упругого сечений NN взаимодействия, а также сечения дифракционной диссоциации вплоть до энергий $\sqrt{s} \sim 10^5$ ГэВ.

Удобную схему для суммирования диаграмм реджеонной теории поля дает техника вероятностной партонной модели [74, 75]. В этой модели анализ реджеонной теории поля заменяется математически эквивалентным рассмотрением системы классических партонов, динамика эволюции которой со «временем» (быстротой) включает случайное блуждание в поперечной плоскости, слияние и расщепление партонов.

Задача выяснения структуры фруассаронной амплитуды, в частности, вычисление асимптотического значения её черноты, до сих пор не решена окончательно. Асимптотически серый фруассаровский диск, вероятно, противоречит t -унитарности. В то же время модели, в которых средняя виртуальность партонов растёт с энергией, как это подсказывает КХД, приводят к асимптотически чёрному фруассаровскому диску [76].

Эффекты, связанные со взаимодействием померонов между собой, особо существенны в случае взаимодействия тяжёлых ядер. Например, уже при энергиях ускорителя RHIC плотность вторичных частиц предсказывается примерно в два раза меньше, чем при учёте только неусиленных ветвлений [77], что было подтверждено экспериментом.

Заключение

Оглядываясь назад, мы видим, что реджеонное направление переживало периоды бурного развития и спадов, однако его теоретические достижения, а также успехи в описании экспериментальных данных несомненны.

Использование реджеонного подхода позволило превратить хаотическое нагромождение разнородного экспериментального материала по упругим реакциям и множественным процессам в систематизированную совокупность результатов, качественно понятных в своих основных чертах.

Попытки интерпретировать общие свойства реджеонной динамики с помощью конкретных механизмов привели к построению дуальных теорий и теории струн. Теория струн вскоре переросла рамки только сильных взаимодействий и стала основным претендентом на место «теории всего», т. е. теории, описывающей структуру сильных, электрослабых и гравитационных взаимодействий на масштабах порядка массы Планка. Представление о реджеонованном обмене оказывается также полезным при анализе более широкого класса калибровочных теорий, в том числе — гравитационных взаимодействий.

Следует подчеркнуть, что, начиная с первых шагов развития теории сильных взаимодействий в рамках реджеонного подхода, советские физики сыграли ключевую роль в его становлении. Теоретики нашего института всегда занимали лидирующие позиции в генерации и развитии новых идей. Именно их усилиями было выполнено глобальное описание экспериментальных данных о сильных взаимодействиях при высоких энергиях, полученных на крупнейших ускорителях мира. В институте были развиты теоретические модели, позволившие органично включить в феноменологическую теорию сильных взаимодействий на больших расстояниях представления и объекты квантовой хромодинамики.

Дальнейшее развитие реджеонного подхода в рамках КХД требует углубленного понимания механизма цветового конфайнмента. Только в этом случае можно рассчитывать на вычисление основных параметров реджеонной теории из первых принципов.

Литература

1. Чью Дж. Аналитическая теория S-матрицы – матрицы рассеяния, обладающей свойствами унитарности и аналитичности. М., «Мир», 1968.
2. Померанчук И.Я. ЖЭТФ, 1958, т. 34, р. 725.
3. Окунь Л.Б., Померанчук И.Я., ЖЭТФ, 1956, 30, с. 424.
4. Кайдалов А.Б., Окунь Л.Б., ЯФ, 1971, т. 14, с. 886;
5. Frautschi S.C., Gell-Mann M., Zacharisen F. Phys. Rev., 1962, v. 126, p. 2204.
6. Грибов В.Н. ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 667.
7. Chew G.F., Frautschi S.C. Phys. Rev. Lett., 1961, v. 7, p. 394.

8. Blankenbecler R., Goldberger M.L. *Phys. Rev.*, 1962, v. 126, p. 766.
9. Gribov V.N., Pomeranchuk I.Ya. *Phys. Rev. Lett.*, 1962, v. 8, p. 343; *Nucl. Phys*, 1962, v. 38, p. 516; *Phys. Rev. Lett.*, 1962, v. 9, p. 239.
10. Грибов В.Н., Иоффе Б.Л., Померанчук И.Я., Рудик А.П. *ЖЭТФ*, 1962, т. 42, с. 1419.
11. Грибов В.Н., Окунь Л.Б., Померанчук И.Я. *ЖЭТФ*, 1963, т. 45, с. 1114.
12. Кайдалов А.Б. *ЯФ*, 1990, т. 51, с. 499.
13. Froissart M. *Phys. Rev.*, 1961, v. 123, p. 1053.
14. Вердиев И.А., Канчели О.В., Матинян С.Г. и др. *ЖЭТФ*, 1964, т. 46, с. 1700.
15. Kaidalov A.B., Khoze V.A., Martin A.D., Ryskin M.G. *Eur. Phys. J.*, C31, 2003, p. 387.
16. Amati D., Stanghellini A., Fubini S. *Nuovo Cim.*, 1962, v. 26, p. 896.
17. Mandelstam S. *Nuovo Cimento*, 1963, vol. 30, p. 1127; Mandelstam S. *Nuovo Cimento*, 1963, v. 30, p. 1148.
18. Gribov V.N., Pomeranchuk I.Ya., Ter-Martirosyan K.A. *Phys. Lett.*, 1964, vol. 9, p. 269; Gribov V.N., Pomeranchuk I.Ya., Ter-Martirosyan K.A. *Phys. Rev.*, B139, 1964, p. 184.
19. Грибов В. Н. *ЖЭТФ*, 1967, т. 53, с. 654.
20. Судаков В.В. *ЖЭТФ*, 1956, т. 30, с. 87.
21. Грибов В.Н., Мигдал А.А. *ЖЭТФ*, 1968, т. 55, с. 1498.
22. Тер-Мартirosян К.А. *ЯФ*, 1969, т. 10, с. 1047.
23. Kaidalov A. B. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 1971, v. 13, p. 226.
24. Kaidalov A.B., Karnakov B.M. *Phys. Lett.*, B29, 1969, p. 372.
25. Кайдалов А.Б. *ЯФ*, 1969, т. 10, с. 619.
26. Глебов В.Ю., Кайдалов А.Б., Сухоруков С.Т., Тер-Мартirosян К.А. *ЯФ*, 1969, т. 10, с. 1065.
27. Кайдалов А.Б., Карнаков Б.М. *ЯФ*, 1968, т. 7, с. 1147.
28. Кайдалов А.Б., Карнаков Б.М. *ЯФ*, 1970, т. 11, с. 216.
29. Волковицкий П.Э., Лapidус А.М., Сухоруков С.Т., Тер-Мартirosян К.А. *ЯФ*, 1976, т. 24, с. 1237.
30. Chew G.F., Low F.E. *Phys. Rev.*, 1959, v. 113, p. 1640.
31. Окунь Л.Б., Померанчук И.Я. *ЖЭТФ*, 1959, т. 36, с. 300.
32. Дремин И.М., Чернавский Д.С. *ЖЭТФ*, 1960, т. 38, с. 229.
33. Берестецкий В.Б., Померанчук И.Я. *ЖЭТФ*, 1961, т. 39, с. 644.
34. Дремин И.М. *Физика элем. частиц и атом. ядра*, 1975, т. 6, с. 45.
35. Левин Е.М., Рыскин М.Г. *Сб. Элементарные частицы (I школа физики ИТЭФ)*, вып.2, М., Атомиздат, 1973, с. 65; там же, с. 82.
36. Боресков К.Г., Кайдалов А.Б., Пономарев Л.А. *Сб. Элементарные частицы (I школа физики ИТЭФ)*, вып.2, М., Атомиздат, 1973, с. 94; Пономарев Л.А. *Физика элем. частиц и атом. ядра*, 1976, т. 7, с. 70.
37. Боресков К.Г., Григорян А.А., Кайдалов А.Б., Левинтов И.И. *ЯФ*, 1978, т. 27, с. 813.
38. Boreskov K.G., Kaidalov A.B. *Eur. Phys. J.*, C10, 1999, p. 143.
39. Абрамовский В.А., Грибов В.Н., Канчели О.В. *ЯФ*, 1973, т. 18, с. 595.
40. Cutkosky R.E. *J. Math. Phys.*, 1960, v. 1, p. 429.

41. Грибов В.Н. Сб. Элементарные частицы (I школа физики ИТЭФ), вып. 1, М., Атомиздат, 1973, с. 65.
42. Грибов В.Н., Иоффе Б.Л., Померанчук И.Я., ЯФ, 1965, т. 2, с. 768.
43. Грибов В.Н. ЖЭТФ, 1968, т. 26, с. 414.
44. Грибов В.Н. ЖЭТФ, 1969, т. 56, с. 982.
45. Glauber R.J. Ch. 4,5 in «Lectures in Theoretical Phys.». Ed. by Britten W.E., N.Y., Interscience Publ., 1959, v. 1, p. 315.
46. Боресков К.Г., Кайдалов А.Б., Киселев С.М., Смородинская Н.Я. ЯФ, 1992, т. 53, с. 569.
47. Borekov K., Capella A., Kaidalov A., Tran Thanh Van J. Phys. Rev., D47, 1993, p. 919.
48. Померанчук И.Я., Фейнберг Е.Л. ДАН СССР, 1953, т. 94, с. 439; Feinberg E.L., Pomeranchuk I.Ya.. Nuovo Cimento Suppl, 1956, v. 3, p. 652.
49. Kaidalov A.B., Khoze V.A., Pirogov Yu.F., Ter-Isaakyan N.L. Phys. Lett., B45, 1973, p. 493; Кайдалов А.Б., Пирогов Ю.Ф., Тер-Исаакян Н.Л., Хозе В.А. Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 17, с. 626.
50. Боресков К.Г., Кайдалов А.Б., Пономарев Л.А. ЯФ, 1974, т. 19, с. 1103.
51. Иоффе Б.Л., Липатов Л.Н., Хозе В.А. Глубоконеупругие процессы. Феноменология. Кварк-партонная модель. – М., Энергоатомиздат, 1983.
52. Capella A., Kaidalov A., Merino C., Tran Thanh Van J. Phys. Lett., B337, 1994, p. 358.
53. Capella A., Ferreiro E., Kaidalov A.B., Salgado C.A. Nucl. Phys., 2001, v. B593, p. 336.; Capella A., Ferreiro E., Kaidalov A.B., Salgado C.A. Phys. Rev., D63, 2001, p. 054010.
54. Nikolaev N.N., Zoller V.R. in Villefranchesur-Mer 2000, Quantum Chromodynamics, p. 102; hep-ph/009189.
55. Capella A., Kaidalov A., Merino C. et al. Eur. Phys. J., C5, 1998, p. 111.
56. Балицкий Я.Я., Липатов Л.Н. ЯФ, 1978, т. 28, с. 1597.
57. Fadin V.S., Lipatov L.N. Phys. Lett., B429, 1998, p. 127.
58. Naakman L.P.A., Kancheli O.V., Koch J.H. Nucl. Phys., B75, 1997, p. 413.
59. 't Hooft G. Nucl. Phys., 1974, vol. B72, p. 461; Veneziano G. Phys. Lett., 1974, vol. B52, p. 220; Veneziano G. Nucl. Phys., B117, 1976, p. 519.
60. Kaidalov A.B. Surv. High Energy Phys., 1999, v. 13, p. 265.
61. Кайдалов А.Б. Сб. Элементарные частицы (X школа физики ИТЭФ), вып.2. М., Энергоиздат, 1983, с. 3.
62. Kaidalov A. B. Phys. Lett., B116, 1982, p. 459.
63. Kaidalov A.B., Ter-Martirosyan K.A. Phys. Lett., B117, 1982, p. 247; Кайдалов А.Б., Тер-Мартirosян К.А. ЯФ, 1984, т. 39, с. 1545; Кайдалов А.Б., Тер-Мартirosян К.А. ЯФ, 1984, т. 40, с. 211.
64. Амелин Н.С. и др. ЯФ, 1990, т. 51, с. 512; Амелин Н.С. и др. ЯФ, 1990, т. 52, с. 272.
65. Simonov Yu.A. Phys. Lett., 1990, vol. B249, p. 514; Kaidalov A.B., Simonov Yu.A. Phys. Lett., 2000, v. B477, p. 163; Кайдалов А.Б., Симонов Ю.А. ЯФ, 2000, т. 63, с. 1507.
66. Владимирский В.В. ЯФ, 1984. т. 39, с. 493.

67. Абрамовский В.А., Гедалин Е.В., Гурвич Е.Г., Канчели О.В. ЯФ, 1988, т. 48, с. 1805.
68. Грибов В.Н., Мигдал А.А. ЯФ, 1968, т. 8, с. 1002.
69. Migdal A.A., Polyakov A.M., Ter-Martirosyan K.A. Phys. Lett., B48, 1974, p. 239.
70. Abarbanel H.D.I., Bronzan J.B. Phys. Lett., B48, 1974, p. 345.
71. Cardy J.L. Nucl. Phys., B 75, 1974, p. 413.
72. Dubovikov M.S. , Ter-Martirosyan K.A. Nucl. Phys., B124, 1977, p. 163.
73. Кайдалов А.Б., Пономарев Л.А., Тер-Мартirosян К.А. ЯФ, 1986, т. 44, с. 722.
74. Grassberger P., Sundermeyer K. Phys. Lett., B77, 1978, p. 220.
75. Borekov K.G. In Multiple facets of quantization and supersymmetry. Michael Marinov Memorial Volume. Ed. by M. Olshanetsky et al. M., World Scientific, 2002, p. 322.
76. Kancheli O. V. arXiv:hep-ph/0008299. 2000.
77. Кайдалов А.Б. УФН, 2003, т. 173, с. 1153.

Работы по непертурбативной квантовой теории поля **в семидесятые годы. Заметки**

В.И. Захаров

Введение

В семидесятых годах прошлого века в ИТЭФ были выполнены работы по непертурбативным методам в теории поля, которые получили значительный отклик и стали широко цитироваться. Самая известная работа — по правилам сумм квантовой хромодинамики — имеет сейчас около 4,5 тысяч цитирований, больше, чем любая другая теоретическая работа, выполненная в ИТЭФ.

Состав авторов этих работ, естественно, изменялся. Но в любом случае необходимо назвать А.И. Вайнштейна, М.Б. Волошина, В.А. Новикова, М.А. Шифмана. Из физиков старшего поколения особую роль играл Лев Борисович Окунь, который приложил много усилий к тому, чтобы институт стал для его молодых коллег вторым домом.

Работы, о которых пойдёт речь, выполнены в рамках определённой теории поля — квантовой хромодинамики. Последняя фраза вряд ли остановит внимание современного читателя. Но перенесённая в реальность середины прошлого века, она бы показалась удивительной. После открытия «московского нуля», или утверждения о том, что в электродинамике эффективная константа растёт на малых расстояниях, казалось, что последовательной лагранжевой теории поля не существует. Зато были глубоко изучены следствия из общих требований аналитичности и унитарности. Ниже будет сделана попытка описать на очень ограниченном научном опыте, как состоялось возвращение квантовой лагранжевой теории поля.

Ниже речь пойдёт о работах определённого авторского коллектива. Оговорюсь, что общая творческая атмосфера в теоретических подразделениях также была очень важна. Приведу пример. Студенты-теоретики должны были посещать семинары, роль которых трудно переоценить. В памяти закрепились два необычных семинара. В обоих случаях один и тот же докладчик выходил на трибуну, что-то говорил и его быстро прогоняли в связи с его кажущейся некомпетентностью. Докладчик спокойно уходил с трибуны, причём казалось, что он заранее предвидел сценарий семинара, но считал необходимым выйти и зафиксировать свою точку зрения. Докладчиком был

Михаил Васильевич Терентьев. Он пытался рассказать о неперенормируемости векторных констант слабых распадов расщеплением масс внутри изотопических мультиплетов (1963 г.) и о «неправильном» знаке перенормировки константы связи векторных бозонов (1965 г.). Оба утверждения были позже (в разной степени) подтверждены развитием теории. Можно сказать, что лично для меня М.В. Терентьев был символом независимости научных суждений. Без способности не следовать «моде», «общепринятым мнениям» мы никогда не смогли бы сделать работы, о которых пойдет речь ниже.

В настоящих кратких заметках затрагиваются многие общие и во многом к настоящему времени общеизвестные вопросы теоретической физики. Составление сколько-нибудь полной библиографии было бы громоздким и, на мой взгляд, неуместным. Поэтому приведены ссылки только на те работы, которым посвящён данный обзор.

Основное содержание

Моим научным руководителем в аспирантуре был И.Ю. Кобзарев, активно занимавшийся тогда в сотрудничестве с Л.Б. Окуном феноменологией слабых взаимодействий, составными моделями. Однако первые из моих ставших впоследствии известными работ относились, скорее, к теории поля. Вначале научный руководитель предложил мне показать, что спин виртуального гравитона равен двум, $S = 2$. Оказалось же, что-либо $S = 2$, либо $S = 0$. Что и стало содержанием моей первой работы. Позже спонтанно возникло утверждение о том, что в линеаризованной теории гравитации нельзя ввести даже сколь угодно малую ненулевую массу гравитона.

В общем виде обмен гравитоном описывается матричным элементом:

$$M = q^{-2} \Gamma_{\alpha\beta} (\eta^{\alpha\gamma} \eta^{\beta\delta} + \eta^{\alpha\delta} \eta^{\beta\gamma} - \gamma^{\alpha\beta} \eta^{\gamma\delta}) \Gamma_{\gamma\delta}, \quad (1)$$

где q — импульс гравитона, $\eta^{\alpha\beta} = (1, 0, 0, 0)$; $\Gamma_{\alpha\beta}$ — вершина испускания или поглощения гравитона, или матричный элемент тензора энергии импульса; $\Gamma_{\alpha\beta} = \langle T_{\alpha\beta} \rangle$. Формула (1) приводит ко многим следствиям, которые можно также получить из общей теории относительности. Но если сделать замену:

$$q^{-2} \rightarrow (q^2 - m_g^2)^{-1}, \quad (2)$$

где m_g — «масса гравитона», и если $m_g \neq 0$, то выражение (1) противоречит унитарности при любом, сколь угодно малом m_g (вероятность излучения скалярного гравитона оказывается отрицательной). Вывод этого утверждения, доложенный на семинаре, показался слишком простым, и мне не дали «отмашку» на публикацию. Публикация состоялась двумя годами позже, и

сейчас это утверждение называется «van Dam-Veltman-Zakharov discontinuity». Много лет спустя один известный теоретик сказал мне, что если бы я опубликовал этот результат сразу после семинара (а не через два года), то мой статус сейчас был бы другим. Слушая его, я вспоминал И.С. Шапиро, который уже через несколько дней после семинара подошёл ко мне в коридоре и спросил, «держится ли ещё» мой результат? Смотрел он на меня почтительно, как если бы я был профессором. Позже мне не приходилось много общаться с И.С. Шапиро, но я всегда помнил, что он был первым, воспринявшим меня всерьёз.

Вскоре после публикации работы А.И. Вайнштейном было замечено, что можно добиться непрерывности по величине m_g за счёт нелинейности по гравитации. Это утверждение носит название «механизма Вайнштейна» и живо обсуждается до сих пор. Такая прилюдная полемика с Аркадием Иосифовичем явилась редким исключением. Впереди у нас было более 10 лет интенсивной совместной работы.

В 1969 г. С. Адлером была обнаружена так называемая киральная аномалия. В истории развития квантовой теории поля это событие несомненно было одним из важнейших. До этого времени предполагали справедливость теоремы Эренфеста, согласно которой матричный элемент по любому состоянию от классических уравнений движений равен нулю. Например, равняется нулю среднее от записанного в операторном виде уравнения Дирака:

$$\langle (\hat{D} - m_f)\Psi \rangle = 0. \quad (3)$$

Если рассмотреть безмассовое фермионное поле, $m_f = 0$, то как следствие (3) наивно все матричные элементы дивергенции аксиального тока будут равны нулю:

$$\langle \partial^\mu j_\mu^5 \rangle_{naive} = 0, \quad j_\mu^5 \equiv \bar{\Psi} \gamma_\mu \gamma_5 \Psi. \quad (4)$$

Согласно же работе Адлера,

$$\partial^\mu j_\mu^5 = \frac{e^2}{16\pi^2} e^{\mu\nu\rho\sigma} \partial_\mu A_\nu \partial_\rho A_\sigma, \quad (5)$$

где $e^2/4\pi = 1/137$, A_ν — вектор потенциал электромагнитного поля. Иными словами, уравнение (3) означает, что есть матричный элемент, для которого теорема Эренфеста не выполняется.

В оригинальной работе Адлера появление аномалии (5) было отнесено за счёт необходимости регуляризовать теорию в ультрафиолете. В моей совместной с А.Д. Долговым работе была предпринята попытка вычислить дивергенцию аксиального тока (5) дисперсионным методом. Казалось очевидным, что при вычислении дисперсионным методом аномалия не может возникнуть. Действительно, мнимая часть петлевых графиков сводится к

произведению древесных графиков, для которых теорема Эренфеста выполняется автоматически. Так что в рамках дисперсионного метода не возникает необходимости в ультрафиолетовой регуляризации.

Выражение для матричного элемента перехода аксиального тока в два фотона имеет вид:

$$\text{Re}\langle 2\gamma | j_\mu^5 | 0 \rangle = \frac{1}{\pi} \int_{4m_f^2}^{\infty} \frac{\text{Im}\langle 2\gamma | j_\mu^5 | 0 \rangle}{(s-q^2)} ds, \quad (6)$$

где q^2 — квадрат импульса, принесённого аксиальным током, а m_f — масса фермиона, стремящаяся к нулю в киральном пределе.

На первый взгляд соотношение (6) тривиально и означает зануление в пределе $m_f \rightarrow 0$ матричного элемента перехода аксиального тока в два фотона. Оказывается, однако, что дисперсионный интеграл в (4) расходится как m_f^{-2} при $m_f^2/q^2 \rightarrow 0$. Это — инфракрасная расходимость вблизи нижнего предела интегрирования. В результате воспроизводится результат Адлера (3). Возникает новый взгляд на аномалию как следствие инфракрасной (а не ультрафиолетовой) регуляризации.

Изложенные примеры лишней раз демонстрируют, что в теоретических лабораториях ИТЭФ на протяжении всех тех лет поддерживался неослабный интерес к развитию теории поля. Молодые люди следовали общей тенденции. Но сама теория поля представлялась тогда несколько иначе, чем сейчас. Никто в доступном мне окружении не полагал, что существует определённый фундаментальный лагранжиан сильных взаимодействий, в рамках которого можно производить надёжные расчеты. Скорее, предполагали справедливость «демократического сценария»: можно начать с любых частиц как фундаментальных, а остальные появятся как связанные состояния начальных (идея бутстрапа). Другим направлением был поиск правил отбора, которые являются следствием одной только симметрии лагранжиана и не требуют проведения детальных расчётов для своего обоснования.

Иными словами, развивались отдельные аспекты теории поля без создания единой картины. В частности, много результатов было получено в рамках алгебры токов. В рамках этого подхода коммутационные соотношения токов полагаются фундаментальными без выяснения вида лагранжиана. В сотрудничестве с А.И. Вайнштейном, А.Д. Долговым и А.Б. Кайдаловым мною было получено много результатов, касающихся применения алгебры токов к феноменологии низкоэнергетической физики (взаимодействие пионов с нуклонами, фоторождение пионов, электророждение, нелептонные слабые распады).

Другим аспектом теории поля были, как уже упоминалось, следствия из аналитичности и унитарности. В институте были выполнены ключевые, формообразующие работы того направления (И.Я. Померанчук, В.Н. Грибов,

Б.Л. Иоффе, Ю.А. Симонов, К.А. Тер-Мартirosян и др.). Эти работы не отражены в настоящих заметках.

С моим участием был выполнен цикл работ по ограничениям на возможный рост сечений слабых взаимодействий при высоких энергиях. Специфика слабых взаимодействий заключается в том, что возможен обмен безмассовыми частицами, и ограничение Фруассара поэтому неприменимо. Развивая идеи И.Я. Померанчука, нам (Л.Б. Окуню, А.Д. Долгову и мне) удалось показать, что

$$\sigma_{weak} < s^{1/3}, \quad (7)$$

где s — квадрат энергии в системе центра масс (рассматривается предел больших энергий, $s \rightarrow \infty$).

Подожёл год 1973, было открыто свойство асимптотической свободы теорий Янга-Миллса. С этого момента начинается регулярный отсчёт времени существования нынешней Стандартной модели элементарных частиц и их взаимодействий. Этому предшествовал более мистический период развития, когда ключевые гипотезы формулировались почти без прикрытия логическими обоснованиями. Имею в виду, прежде всего, партонную модель Файнмана и Бьеркена, которая постулировала существование точечных составляющих адронов. Более того, эти составляющие — партоны — вели себя как свободные частицы на расстояниях порядка обратной массы нуклона, $l \sim m_N^{-1}$, а на расстояниях порядка ферми или обратной массы пиона, $l \sim m_\pi^{-1}$, уже подчинялись режиму невылетания, т.е. не могли находиться без соседства другого партона. Причём никаких теоретических схем для объяснения конфайнмента тогда не было.

Принимать на веру такого рода гипотезы было, видимо, не в традициях российской физики того времени. Но так получилось, что для меня переход к новым моделям произошёл легко. Первая моя работа по партонной модели, совместно с Э. Паскосом, относится к 1972 г. Но тогда я не понимал, откуда взялась партонная модель, хотя и верил, что модель верна. Далее, в 1973 году, в работе Гелл-Манна с соавторами был поставлен вопрос: является ли переносчик сильных взаимодействий глюон синглетом или октетом по цвету? В обсуждениях с А.Д. Долговым и Л.Б. Окунем были найдены убедительные феноменологические аргументы в пользу выбора октетного глюона. Лев Борисович сообщил аргументацию Гелл-Манну, и она упомянута в пионерской работе об октетности глюона. Наконец, уже к 1975 г. относится цикл работ, выполненный в рамках квантовой хромодинамики, об эффектах сильных взаимодействий в слабых нелептонных распадах (авторы: А.И. Вайнштейн, В.А. Новиков, М.А. Шифман, В.И. Захаров). Мы не были здесь первыми, были, скорее, вторыми, но сумели получить результаты в их (с некоторыми оговорками) окончательном виде.

При таком изложении кажется, что развитие было последовательным и гладким. На самом деле, как мне представляется, был некоторый скачок, который я пропустил наверняка, и, возможно, не только я. Сразу после открытия асимптотической свободы все кусочки мозаики, которые обсуждались как частные вопросы выше, слились в одну картину. Появилась лагранжева теория поля, всё содержание которой могло быть развито из одной единственной строчки записи лагранжиана. И результаты расчётов непосредственно описывали реальный мир. Я лично узнал это из доклада Дэвида Гросса, который приезжал в Москву и выступал, в частности, в ИТЭФ. Помню, что, как всегда, из доклада ничего не понял, спросить постеснялся, подождал, пока начали расходиться, подошёл к докладчику и спросил о том, правильно ли я услышал, что он действительно думает, что можно считать, исходя из первых принципов. Я даже помню, как, получив подтверждение и повернувшись от доски, увидел конференц-зал другими глазами.

С работ, посвящённых глюонным поправкам к эффективному лагранжиану слабых взаимодействий, начался период интенсивной работы нашей группы. Согласно архивным данным, в 1977–1984 г. нами было опубликовано около 50 работ. Из них можно выделить группу девяти так называемых «знаменитых» работ, имеющих не менее 500 ссылок каждая (средний индекс цитируемости по этой группе работ 1200). Общее направление работ: феноменология, квантовая хромодинамика. Иными словами, работы возникли на «стыке» феноменологии и квантовой теории поля. Удалось соединить две ветви теории, традиционно развивавшихся в ИТЭФ. Кратко коснемся содержания этих 9 работ.

Правило отбора $\Delta T = 1/2$ в слабых нелептонных распадах [1].

Лагранжиан слабых нелептонных распадов издавна представлялся как произведение заряженных токов, проявлявшихся в слабых лептонных распадах. В приложении к нелептонным слабым распадам странных частиц в такой схеме возникают переходы с правилами отбора по изотопспину $\Delta T = 1/2, 3/2$. На опыте же, с хорошей точностью выполняется правило отбора $\Delta T = 1/2$. В течение многих лет не удавалось найти убедительное теоретическое объяснение этому экспериментальному факту.

В обсуждаемой работе были получены два новых результата. Во-первых, показано, что в рамках квантовой хромодинамики из-за эффектов сильных взаимодействий на малых расстояниях возникает вклад в эффективный лагранжиан слабых взаимодействий, который имеет вид произведения нейтрального (а не заряженного, как обычно) и заряженного токов:

$$\Delta L_{eff} = (const)(\bar{u}\gamma_\mu u + \bar{d}\gamma_\mu d + \bar{s}\gamma_\mu s)\bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 u, \quad (8)$$

где u, d, s обозначают соответствующие кварки. Лагранжиан (8) очевидным образом удовлетворяет правилу отбора $\Delta T = 1/2$.

Второй важный шаг состоял в оценке матричных элементов от оператора (8). Было показано, что численные оценки критично зависят от величин масс кварков $m_{u,d,s}$. Более того, оказалось, что для масс лёгких кварков

$$m_{u,d} \approx 3 \text{ МэВ}. \quad (9)$$

Вклад (8) в амплитуды распадов доминирует, и правило отбора $\Delta T=1/2$ находит своё объяснение. Совсем незадолго до этого было показано, что именно такие малые значения масс кварков являются реалистическими.

Впечатляющая деталь: в нашей группе А.И. Вайнштейн независимо пришёл к выводу (9) как побочному при оценке матричных элементов от (8). Помню, с конференции «Кварки» в Сухуми я привез в Москву как сенсацию услышанное в докладе Лейтвилера утверждение о малости масс кварков. К моему изумлению, оказалось, что Аркадий сам уже обо всём догадался.

Предложенное объяснение правила отбора $\Delta T = 1/2$ выдержало испытание временем. Более того, оказалось, что непосредственное обобщение (8) на случай распадов тяжёлых c - и b -кварков играет важную роль в феноменологии нарушения CP -инвариантности. Фейнмановские графики, отвечающие (8), получили название «пингвинов» и до сих пор часто упоминаются в литературе.

Свойства чармония и асимптотическая свобода [2].

В 1977 г. открытие тяжёлых, очарованных кварков было ещё относительно недавним событием. Очарованные кварки наблюдались, естественно, опосредованно, как составляющие связанных состояний с различными квантовыми числами. Совокупность этих связанных состояний называется чармонием. Кварк и антикварк связываются сильным взаимодействием, так что теория возмущений неприменима, и поэтому представляется, что теория чармония сложна.

В работе [2] было показано, что из одной только асимптотической свободы сильных взаимодействий следуют серьёзные ограничения на свойства чармония. Ограничения имеют вид правил сумм по резонансам (с определёнными квантовыми числами), но реально насыщаются с хорошей точностью одним состоянием.

Как всегда, в обсуждаемых в этих заметках задачах, наблюдаемые величины зависят как от физики малых, так и от физики больших расстояний. На малых расстояниях можно пользоваться асимптотической свободой, или теорией возмущений КХД. Соответствующие вычисления, как правило, достаточно стандартны по существу, хотя могут быть сложны по исполнению. Что касается физики больших расстояний или непертурбативной физики, то здесь нет стандартных подходов, и успех зависит от способности найти оригинальное, конкретное для данной задачи решение. В нашем изложении мы стараемся упоминать обе составляющие работ.

Несколько слов о технической стороне работы [2]. Рассматривается T-произведение двух токов $J^{(c)}$:

$$\Pi_{J^{(c)}}(Q^2) = i \int \exp(iq_\mu x_\mu) < 0 | T \{ J^{(c)}(x), J^{(c)}(0) \} | 0 > dx, \quad (10)$$

где q_μ — большой евклидовский импульс, $Q^2 \equiv -q^2$, $Q^2 > 0$, $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$. Здесь Λ_{QCD}^2 — характерный адронный масштаб масс, ток $J^{(c)}$ составлен из волновых функций c -кварков и может иметь различную лоренцову структуру (которую мы здесь опускаем).

С помощью дисперсионных соотношений реальная часть $\Pi_{J^{(c)}}$ переписывается как

$$Re \Pi_{J^{(c)}}(Q^2) = \frac{1}{\pi} \int_{threshold}^{\infty} \frac{Im \Pi_{J^{(c)}}(s)}{s+Q^2} ds. \quad (11)$$

Если вычислять (10) в теории возмущений квантовой хромодинамики, то порог будет равняться $4m_c^2$:

$$(threshold)_{pert. th} = 4m_c^2, \quad (12)$$

где m_c — масса кварка. Если же пользоваться дисперсионными соотношениями в терминах физического спектра, то

$$(threshold)_{non-pert} = M_{c\bar{c}}^2, \quad (13)$$

где $M_{c\bar{c}}$ — масса нижнего уровня чармония с квантовыми числами, соответствующими данному току $J^{(c)}$.

Асимптотической свободой можно пользоваться для вычисления $Re \Pi_{J^{(c)}}(Q^2)$, если кварки сильно виртуальны, т.е. распространяются на малые расстояния. Скажем, при $Q \approx 0$ эти расстояния $l \sim 1/2 \cdot m_c$ и малы в приближении большой массы c -кварка. Поэтому при $Q^2 \approx 0$ дисперсионный интеграл в (10) может быть вычислен как по невзаимодействующим кваркам, так и по физическому спектру. Первое утверждение следует из асимптотической свободы, а второе — верно как следствие аналитичности. Приравнивая два выражения для $Re \Pi_{J^{(c)}}(Q^2 \approx 0)$, получаем правила сумм для чармония. Специфическим предположением, использованным в [2], была упрощённая картина для спектра: один резонанс плюс континуум состояний, начинавшийся при более высокой энергии и равный пертурбативному. В таких предположениях правила сумм практически фиксировали массы и ширины низших резонансов во всех каналах.

Следует отметить, что сама возможность дуального описания поляризационного оператора в терминах кварков и резонансов была известна задолго до появления работы [2]. Квантовая хромодинамика, однако, позволила придать этой дуальности строгий математический вид, что оказалось критичным для проверки теории.

В кратком изложении вывод правил сумм, возможно, представляется чересчур простым. Чтобы избежать этого впечатления, упомяну, что почти одновременно с нами, сходные идеи развивала другая группа теоретиков. Однако, когда дело дошло до критического момента сравнения с опытом, «наши конкуренты» убрали из экспериментальных данных резонансы (чармоний), поскольку, по их мнению, такие мощные резонансы очевидным образом не могли быть дуальны гладкому пертурбативному сечению.

Правила сумм Вайнштейна-Захарова-Шифмана [3–5].

Описанные ниже правила сумм, следующие из асимптотической свободы, обладали тем недостатком, что отсутствовала количественная мера для того, чтобы судить, какие расстояния являются собственно малыми. Более того, эмпирический анализ правил сумм указывал на то, что численно ответ на этот вопрос сильно зависит на самом деле от квантовых чисел токов или каналов. Особенно сильно варьировалась область применимости асимптотической свободы при переходе от токов, построенных из тяжелых кварков, к токам из легких кварков. Возникло ощущение, что мы пропускаем какой-то качественный эффект.

Количественная мера малости расстояний была определена [3] в рамках определённой физической картины. Предположим, что в вакуумном состоянии присутствуют сильные флуктуации «мягких» глюонных и кварковых полей. Силу этих флуктуаций можно характеризовать матричными элементами операторов кварковых и глюонных полей. Например:

$$\begin{aligned} \langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle &= c_q \Lambda_{QCD}^3, \\ \langle 0 | \alpha_s (G_{\mu\nu}^\alpha)^2 | 0 \rangle &= c_G \Lambda_{QCD}^4, \end{aligned} \tag{14}$$

где q — поле лёгкого кварка, α_s — константа сильных взаимодействий, $G_{\mu\nu}^\alpha$ — тензор напряженности глюонного поля (α — цветовой индекс, $\alpha = 1, \dots, 8$), Λ_{QCD} — масштаб масс, фиксированный некоторым удобным образом, например, $\Lambda_{QCD} = 300$ МэВ, c_q и c_G — константы. Отметим, что кварковый конденсат, или матричный элемент $\langle 0 | \bar{q}q | 0 \rangle$ к тому времени уже был хорошо известен. Что же касается глюонного конденсата, или матричного элемента $\langle 0 | \alpha_s (G_{\mu\nu}^\alpha)^2 | 0 \rangle$, то он был введён в научный обиход в работе [3].

Значения матричных элементов (14) не могут быть найдены в теории возмущений, но должны быть определены феноменологически. Однако, взаимодействие кварков на малых расстояниях с мягкими вакуумными полями может быть последовательно учтено. Действительно, на малых расстояниях пара кварк-антикварк представляет собой цветной диполь, и нетрудно убедиться, что эффект воздействия мягких глюонных полей на цветной диполь выражается через величину глюонного конденсата (14). Для пояснения можно предложить аналогию с приёмом радиоволн: устройство приемника

известно, меняя настройку, мы измеряем интенсивность радиоволн той или иной длины. Так и устройство кваркантикварковой пары на малых расстояниях известно теоретически, а интенсивность мягких полей в среде измеряется коррелятором токов.

В несколько символической форме правила сумм с учётом глюонного конденсата имеют вид:

$$\int \text{Im}\Pi^{(J)}(s)\exp(-s/M^2)ds \approx \\ \approx (\text{parton model}) \cdot \left(1 + c_\alpha^{(J)}\alpha_s(M^2) + c_G^{(J)}\frac{\langle 0|\alpha_s(G_{\mu\nu}^a)^2|0\rangle}{M^4}\right), \quad (15)$$

где M — большая переменная масса, $M^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$, величины $c_\alpha^{(J)}$ и $c_G^{(J)}$ вычисляются по теории возмущений и зависят от того, какой канал (или какой ток, см (10)) рассматривается. Соотношение (15) легко обобщается с тем, чтобы учесть эффект кваркового конденсата. Им можно пользоваться при тех значениях M^2 , для которых поправки к партонной модели в правой части (15) относительно малы.

Подчеркну, что согласно (15), асимптотическая свобода при увеличении расстояния между кварками нарушается степенными по M^2 поправками (связанными, в свою очередь, с мягкими вакуумными полями). Степенные поправки сильно меняются с M^2 , и это объясняет стремительный переход от асимптотической свободы к режиму конфайнмента. Так возникает качественное объяснение успеха партонной модели.

Правила сумм (15) и их непосредственные обобщения подтверждены на многих примерах и позволяют ориентироваться в свойствах адронов в ещё неизученных каналах.

Замечания о взаимодействиях бозонов Хиггса [6].

Три работы, помещённые в ссылке [6], несколько выпадают из общего цикла. Более 500 ссылок имеет только работа 1979 года. Две других близки по тематике и тоже достаточно хорошо известны. Во всех случаях речь идёт о взаимодействиях хиггсовских бозонов и способах вычислений вкладов петлевых графиков в вершины их взаимодействий. В этом смысле работы носят скорее технический характер и почти не содержат замечаний принципиального порядка. Их популярность связана, повидимому, с популярностью самих расчётов процессов с участием хиггсовских бозонов. Предложенные приёмы вычислений оригинальны и во многих случаях сильно упрощают процесс вычислений.

В работе 1979 года показано, что петлевые графики с внешними линиями хиггсовских бозонов могут быть получены дифференцированием по массе известных результатов для графиков без участия бозонов. Подобные расчёты оказались актуальными в связи с поисками распадов бозонов Хиггса

именно в каналах, к которым применима обсуждаемая техника (см. работу 2011 года в ссылке [6]).

В работе 1978 года обсуждалась непертурбативная связь хиггсовского бозона с нуклонами. Согласно Стандартной модели константы связи бозонов с кварками пропорциональны массам кварков:

$$L_H = g\gamma_u H \bar{q}q \sim H m_q \bar{q}q, \quad (16)$$

где H — поле бозона, $g\gamma_u$ — юкавская константа связи бозона с кварками. Поскольку массы u - и d -кварков пренебрежимо малы, соотношение (15) приводит к парадоксальному выводу, что хиггсовский бозон не взаимодействует, скажем, с нуклонами.

В работе 1978 г. было показано, что юкавскую константу связи H -бозона с адронами можно вычислить, причём главный вклад даёт петлевой график с тяжёлыми кварками. Оказалось, что хиггсовский бозон «видит» примерно 20 процентов массы нуклонов.

Физика аксионов [7].

Вскоре после создания квантовой хромодинамики как теории сильных взаимодействий, что было невиданным успехом, возникла на фундаментальном уровне и совершенно новая проблема. А именно: квантовая хромодинамика не объясняет сохранения CP -инвариантности в сильных взаимодействиях. Плотность лагранжиана сильных взаимодействий в общем виде записывается как

$$L_{Y-M} = -\frac{1}{4g^2} (G_{\mu\nu}^\alpha)^2 + i\theta e^{\mu\nu\rho\sigma} G_{\mu\nu}^\alpha G_{\rho\sigma}^\alpha, \quad (17)$$

где g^2 и θ — константы, $G_{\mu\nu}^\alpha$ — тензор напряженности глюонного поля. Так называемый θ -член в (17) никак не ограничен соображениями калибровочной инвариантности, а с другой стороны, он знаменует нарушение CP -инвариантности, никогда не наблюдавшееся на опыте.

Ко времени написания работы [7] в литературе была высказана интересная гипотеза, согласно которой θ -член, если и присутствует на малых расстояниях, экранируется сильными взаимодействиями на больших. В этом смысле результат работы [7] был отрицательным: используя алгебру токов, мы показали, что экранировка θ -члена сильными взаимодействиями невозможна. Одновременно и независимо к сходному результату пришли Р. Крютер, П. ДиВеккиа, Г. Венециано и Э. Виттенэ. Работа [7] имела и «положительное содержание», касающееся физики так называемого аксиона. Аксион был введён независимо С. Вайнбергом и Ф. Вильчеком как (псевдо)скалярное поле, вакуумное значение которого и является константой θ . В рамках такого подхода величина θ определяется динамикой, что, вообще говоря, открывает путь к объяснению феноменологического наблюдения $\theta \approx 0$. Существование аксиона приводит к экспериментально наблюдаемым следствиям.

В работах Вайнберга и Вильчека молчаливо предполагалось, что физика аксиона связана с масштабом электрослабых взаимодействий. Это предположение фиксировало масштаб предсказываемых вероятностей распадов аксионов. В нашей работе [7] было показано, что в перспективе сохранения CP -чётности в сильных взаимодействиях физика аксиона может разыгрываться на сколь угодно малых расстояниях. Это замечание способствовало осознанию истинных масштабов феноменологии аксионов: в зависимости от величины констант связи аксионов для проверки гипотезы об их существовании нужны были различные эксперименты.

Все ли адроны одинаковы [8]?

Описанные выше правила сумм квантовой хромодинамики успешно работают во многих случаях. Оказалось, однако, что в некоторых каналах всё-таки существуют противоречия между следствиями из правил сумм и феноменологией адронов. Речь идёт, прежде всего, о глюонных токах, скажем, $J^{(G)} = \alpha_s (G_{\mu\nu}^\alpha)^2$ или $J^{(G)} = G_{\mu\nu}^\alpha \tilde{G}_{\mu\nu}^\alpha$.

У читателя может возникнуть вопрос, как можно говорить о противоречии между правилами сумм и феноменологией адронов в этих каналах, если в природе нет упомянутых выше источников токов $J^{(G)}$ и, соответственно, спектральные функции недоступны для наблюдения. Действительно, феноменологический анализ сам по себе был очень нетривиален. В частности, были получены низкоэнергетические теоремы для матричных элементов от T -произведения нескольких токов $J^{(G)}$. Низкоэнергетические теоремы, в свою очередь, были соотнесены со степенными поправками. Массы глюоболлов были известны из решёточных расчётов. Сочетая все эти разнородные элементы, нам удалось показать, что степенные поправки в каналах, ассоциированных с токами $J^{(G)}$, требуют нарушения асимптотической свободы уже на (численно) очень малых расстояниях.

В работе [8] мы попытались предложить классификацию «аномальных» каналов с тем, чтобы получить представление о новом механизме нарушения асимптотической свободы. Работа шла медленно и тяжело. По существу, нам не удалось серьёзно продвинуться в ответах на поставленные вопросы. Надо сказать, что и до сих пор этот механизм нарушения асимптотической свободы на относительно малых расстояниях, заведомо меньших, чем $0,1 fm$, окончательно не выяснен. Зато упомянутые выше низкоэнергетические теоремы оказались востребованными, в частности, — при обсуждении дилатонов.

Бета-функция Новикова-Вайнштейна-Шифмана-Захарова [9]

В то время, когда мы занимались, как нам казалось, наиболее актуальными проблемами квантовой хромодинамики, погода в мировой литературе изменилась: бушевала суперсимметрия. В 1982 г. появилась

прекрасная работа Э. Виттена о том, что впоследствии стали называть «индексом Виттена». Утверждалось, что в суперсимметричных теориях есть величины, остающиеся неизменными при экстраполяции от малой величины константы связи к большой. По существу, эта работа по-новому ставила вопрос о соотношении пертурбативных и непертурбативных эффектов в суперсимметричных теориях.

Мы решили заняться более конкретно непертурбативными эффектами в суперсимметричных калибровочных теориях. Самым известным непертурбативным решением в теориях Янга-Миллса являются инстантоны. Что нового происходит с инстантонами, если перейти к суперсимметричным теориям? Проблема возникла на первом же шаге: несомненно, что в суперсимметричных калибровочных теориях существуют те же классические решения — инстантоны. Но как же может осуществляться суперсимметрия (т.е. симметрия между полями с целыми и полуцелыми спинами), если классических решений для фермионных полей вообще не бывает? Действительно, классические решения отвечают большим числам заполнения, а в силу принципа Паули больших чисел заполнения для фермионов не может быть. С этого простого вопроса мы начали изучение суперсимметрии.

Нетрудно понять, что, на самом деле, надо рассматривать плотность инстантонов, или эффективное действие, ассоциированное с инстантонами. В теориях Янга-Миллса плотность инстантонов пропорциональна:

$$d(\rho) \sim \exp(-S_{cl}) \frac{d\rho}{\rho^5} d^4x_0, \quad (18)$$

где ρ , x_0 и S_{cl} — размер, положение и классическое действие инстантона соответственно, $S_{cl} = 8\pi^2/g^2$, g^2 — калибровочная константа связи. Подчеркну, что все величины в (18) могут быть поняты в классическом пределе. Интегрирование по ρ и x_0 связано с так называемыми нулевыми модами. Для данного инстантона величины ρ и x_0 фиксированы. Ясно, что существуют решения и для близких значений: $x_0 + \delta x_0$ или $\rho + \delta\rho$. Разность двух близких решений и есть нулевая мода. Интегрирование плотности действия (18) по ρ и x_0 восстанавливает начальные симметрии теории. Например, выбрав конкретное значение центра инстантона x_0 , мы нарушаем трансляционную инвариантность. Интегрирование по x_0 восстанавливает эту инвариантность. Замечу, что мера интегрирования в (18) инвариантна относительно общего изменения масштабов, что отражает конформную инвариантность классического действия Янга-Миллса. Но квантовые поправки превращают классическую константу связи g^2 в бегущую константу $g^2(\rho)$. В результате эффективное действие (18) становится неинвариантным при растяжениях, что соответствует известной конформной аномалии.

Суперсимметричное обобщение теории Янга-Миллса включает глюино или фермионы. Возникают фермионные нулевые моды, и модификация

действия (18) включает интегрирование по соответствующим грасмановым числам. С учётом этих замечаний казалось очевидным, что соответствующая плотность инстантонов в суперсимметричных теориях (отличающаяся от (18) умножением на грасмановы числа, отвечающие фермионным нулевым модам) должна быть инвариантна относительно преобразований суперсимметрии. Хорошо известно, что суперсимметрия не аномальна. Но явные (и достаточно тривиальные) вычисления показывали, что эффективное действие не суперсимметрично. И так продолжалось, если не ошибаюсь, два года.

Разгадка оказалась технически не очень сложной, а с принципиальной точки зрения — трудной для моего понимания и до настоящего времени. Для проверки суперсимметрии эффективного действия необходимы несколько шагов. Во-первых, надо учесть, что симметрия классических уравнений Янга-Миллса включает также конформные и суперконформные преобразования, т.е. выше, чем просто суперсимметрия. Проверяя суперсимметрию эффективного действия следует замыкать алгебру всех допустимых преобразований. Далее, преобразования симметрии реализуются на мере интегрирования по инстантонам нелинейным образом. Более того, из-за этой нелинейности коммутаторы и антикоммутаторы преобразований группы суперсимметрии замыкаются через преобразования, включающие растяжение масштабов. Как упоминалось выше, при изменении масштабов меняется величина $g^2(\rho)$, см. (18). Это изменение, как обычно, описывается соответствующей β -функцией. И, наконец, решающий шаг: в силу изложенного суперсимметрия возможна только при определенной β -функции.

Результат для (точной) β -функции оказывается очень простым:

$$\beta(\alpha) = - \left(n_b - \frac{n_f}{2} \right) \frac{\alpha^2}{2\pi} \left(1 - \frac{(n_b - n_f)}{4\pi} \alpha \right)^{-1}, \quad (19)$$

где n_b и n_f — число нулевых мод глюона- и глюино соответственно. Для $N = 2$ суперсимметричных теорий $n_b = n_f = 4T_G$ и бета-функция однопетлевая. Для $N = 4$ суперсимметрии $n_f = 2n_b$ и бета-функция равна нулю. Самое удивительное в отношении (19) то, что число нулевых мод n_b и n_f определяется симметриями классического лагранжиана, а β -функция фиксирует квантовые поправки во всех порядках теории возмущений. Явная проверка (19) может быть очень громоздкой.

Заключение

На описании работы [9] заканчиваем наши заметки. Эта наша работа, очевидно, была лучшей. Она была выполнена на пределе наших возможностей, так что продолжение вряд ли изменило бы общую картину. У меня наступил явный спад; мои коллеги были более последовательны.

В ретроспективе, мне кажется, что для поддержания темпа и продуктивности работ нам необходимо было переключиться на теорию струн. Но по разным причинам этот шаг не был сделан.

Литература

1. Shifman V.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. Nucl. Phys., B120, 1977, p. 316.
2. Novikov V.A., Okun L.B., Shifman M.A. et al. Chamonium and Gluons: Basic Experimental Facts and Theoretical Introduction. Ph. Rept., 1978, v. 41, p. 1.
3. Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. Nucl. Phys., B147, 1979, p. 1.
4. Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. Nucl. Phys., B147, 1979, p. 448.
5. Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. Nucl. Phys., B147, 1979, p. 519.
6. Shifman M.A., Vainshtein A.I., Voloshin M.B., Zakharov V.I. Sov. J. Nucl. Phys. 1979, 30, p. 711; Yad. Fiz., 1979, v. 30, p. 1368; Shifman M., Vainshtein A., Voloshin M., V. Zakharov. Phys. Rev., D85, 2012, 013015; Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. Phys. Lett., B78, 1978, p. 443.
7. Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. Nucl. Phys., 1980, B166, p. 493.
8. Novikov V.A., Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. Nucl. Phys. B191, 1981, p. 301.
9. Novikov V.A., Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. Nucl. Phys., B191, 1981, p. 301.

Вне рамок теории возмущений

Ю.А. Симонов

1. Непертурбативная КХД

С 1982 года появляются первые работы теоретиков ИТЭФ в КХД. К этому времени КХД была сформулирована и получены основные результаты в теории перенормировок и теории возмущений. Более того, уже было понимание, что имеется невылетание (конфайнмент) и возможен температурный переход в состояние типа кварк-глюонной плазмы.

В 1979 году группой ИТЭФ-ИЯФ был предложен подход операторного разложения В частности, получено значение вакуумного среднего глюонного поля:

$$G_2 \equiv \alpha_s/\pi \langle F_{\mu\nu} F_{\mu\nu} \rangle \approx 0,012 \text{ ГэВ}^4. \quad (1)$$

Несколько позже этот метод позволил Б.Л. Иоффе изучать свойства барионов. Кроме того, с помощью этого метода был открыт инстантон как непертурбативное решение полевых уравнений. На этой основе была построена модель инстантонного вакуума в КХД. Другие непертурбативные решения, как, например, магнитный монополь 'т Хофта-Полякова и дионы, также привлекли всеобщее внимание как возможные реализации непертурбативных вкладов.

К 1982 году в ИТЭФ начались расчёты спектров адронов на основе феноменологических моделей, где взаимодействие выбиралось в виде суммы потенциала конфайнмента и глюонного обмена. При этом состояние непертурбативной КХД было неудовлетворительным, т.к. основы регулярной непертурбативной техники, которые определяют также и всю теорию, просто отсутствовали. Конкретно, важно было решить следующие проблемы:

- 1) создание релятивистского формализма, отличного от уравнения Бете-Солпитера;
- 2) создание теории конфайнмента как основы КХД;
- 3) разработка механизма спонтанного нарушения киральной инвариантности;
- 4) отыскание способа сходимости ряда теории возмущений и непертурбативных вкладов;
- 5) описание глоболов, гибридов, померона;
- 6) создание теории температурного перехода в КХД;

- 7) разработка релятивистской теории сильных распадов в КХД на основе непертурбативного гамильтониана;
- 8) рассмотрение связанных состояний в магнитном поле;
- 9) рассмотрение связанных состояний в движущихся системах и разработка партонной модели.

2. Релятивистский формализм в КХД

Обычно релятивистский формализм в теории поля, например, в КЭД, включает диаграммную технику теории возмущений, а также уравнения Дайсона-Швингера и Бете-Солпитера для выхода за рамки теории возмущений. Кроме того, в КЭД весьма полезным оказывается метод собственного времени Швингера, например, для вычислений во внешнем электромагнитном поле.

Особенность КХД состоит в требовании калибровочной инвариантности для вычисляемых физических величин (вакуумное среднее неинвариантной величины обращается в нуль), релятивистской инвариантности (из-за малых масс кварков в сравнении с масштабом взаимодействия) и конфайнмента внутри белых (калибровочно-инвариантных) систем.

Поэтому методы КЭД для изолированного электрона и уравнения Дайсона-Швингера к КХД неприменимы. Более того, уравнение Бете-Солпитера, где взаимодействие задаётся обменными диаграммами, а конфайнмент не может быть представлен таким образом, также, строго говоря, неприемлемо. Необходим такой релятивистский формализм, который может включать взаимодействие в виде петель Вилсона, ибо только они правильно передают динамику конфайнмента.

В первые десятилетия после создания КХД теории для изучения спектров адронов использовали обычные и релятивизованные уравнения Шредингера, а также уравнения Липпмана-Швингера, где приходилось вводить произвольные конститuentные массы кварков и выбирать взаимодействие в нерелятивистской форме.

В 1988 году нам удалось сформулировать новый подход, который был назван формализмом Фока-Фейнмана-Швингера (ФФШ) [17], где использовался метод собственного времени Фока-Швингера и релятивистский интеграл по путям Фейнмана. Этот формализм имеет весьма общий характер и применим к любой теории поля; он особенно удобен для описания взаимодействия, где присутствуют калибровочные поля любого вида. Обозначим их в сумме как $A_\mu(x)$, тогда функция Грина для частицы (для простоты — скалярной) в евклидовом пространстве – времени будет иметь вид:

$$G(x, y) = \left(\frac{1}{m^2 - D_\mu^2} \right)_{xy} = \int_0^\infty dx (D^4 z)_{xy} \exp(-K) \Phi(x, y), \quad (2)$$

где $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$;

$$K = m^2 s + \frac{1}{4} \int_0^s d\tau \left(\frac{dz_\mu}{d\tau} \right)^2 ; \quad (3)$$

$$\Phi(x, y) = \exp ie \int_y^x A_\mu dz_\mu ; \quad (4)$$

$$(D^4 z)_{xy} \simeq \lim_{N \rightarrow \infty} \prod_{n=1}^N \int \frac{d^4 z(n)}{(4\pi\varepsilon)^2} \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} e^{ip(\sum_{n=1}^N z(n) - (x-y))}, \quad N\varepsilon = s. \quad (5)$$

Для спинорной частицы функцию Грина можно записать как $S(x, y) = (m + D_\mu \gamma_\mu) \cdot G(x, y)$. Тогда для $G(x, y)$ получаем такое же представление (3), где в $\Phi(x, y)$ надо добавить член, содержащий напряженность поля:

$$\Phi \rightarrow \Phi\Phi_\sigma, \quad \Phi_\sigma(x, y) = \exp(g \int_0^s d\tau \sigma_{\mu\nu} F_{\mu\nu}). \quad (6)$$

Здесь $\sigma_{\mu\nu}$ есть 4×4 матрица: $\sigma_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \sigma_{\mathbf{H}} & \sigma_{\mathbf{E}} \\ \sigma_{\mathbf{E}} & \sigma_{\mathbf{H}} \end{pmatrix}$.

Отметим главное свойство нового представления. Все входящие величины $\Phi\Phi_\sigma$ калибровочно-ковариантны, $\Phi \rightarrow U(x)\Phi(x, y)U^\dagger(y)$, что позволяет легко составлять калибровочные инварианты. Например, функция Грина кварк-антикварка $q\bar{q}$ или заряд-антизаряда $e\bar{e}$ содержит произведение

$$\begin{aligned} \Phi_e \Phi_{\bar{e}} &\equiv \Phi_e(x, y)\Phi_{\bar{e}}(y, x) = \exp\left(ig \int_y^x A_\mu(z) dz_\mu\right) \exp\left(ig \int_x^y A_\nu(u) du_\nu\right) = \\ &= \exp\left(ig \oint_C A_\mu(v) dv_\mu\right) = W(x, y). \end{aligned} \quad (7)$$

Таким образом, мы получаем инвариантный объект — петлю Вилсона в качестве ядра взаимодействия.

Представление ФФШ даёт возможность вычислять любые функции Грина, а также — волновые функции и спектр собственных значений для произвольных распределений полей, заданных калибровочно-инвариантным образом через петли Вилсона, и распределений напряженностей поля. Здесь мы подходим к важному вопросу: какие распределения полей могут дать наблюдаемую картину конфайнмента? По этому поводу в [2, 3] рассматривались поля разного типа, в частности, — торонные поля и поля более общего типа. Было выяснено, что единственный тип полей, который может дать линейный потенциал удержания, представляет собой последовательность случайных полей ограниченной напряженности и протяженности, которая может случайным образом привести к когерентному сигналу большой длительности (в случае торонов это случайный выброс многих одинаковых торонов).

Для таких полей функции Грина кварка и антикварка спадают на больших расстояниях как экспонента $G(x) \sim \exp(-cx^\alpha)$, где $\alpha = 1,5$. Это означает линейный рост взаимодействия $V(x)$ с расстоянием. С другой стороны, такие стохастические поля совсем непохожи на поля, возникающие в твёрдом теле,

например, при андерсоновской локализации, где функция Грина экспоненциально убывает с расстоянием. В КХД мы впервые встретились с новым типом случайных полей.

Одновременно такие поля, где последовательные импульсы имеют близкие величину и направление, приводят к важному эффекту. Благодаря свойству уровней Ландау в почти постоянных полях уровни энергии (собственные значения оператора \hat{D}^2) близки к нулевым значениям, что даёт конечную плотность уровней вблизи нуля. В силу соотношения Банкса-Кашера мы получаем конечное значение для кваркового конденсата $|\bar{\psi}\psi|$, т.е. спонтанное нарушение киральной инвариантности.

Физическая причина конфайнмента обсуждалась в [3] и на более формальном уровне — в [4], где был предложен механизм конфайнмента как результат усреднения вакуумных полей в некоторой упрощённой модели. В работе [5] был сформулирован общий и полный результат для КХД, когда калибровочно-инвариантный объект – вакуумное среднее от произведения напряженностей

$$g^2 \langle \Phi F(x) \Phi F(y) \rangle = D(x - y) + \partial((x - y)D_1) \quad (8)$$

представляется в виде суммы двух членов: корреляционной функции D и полной производной, содержащей другой коррелятор $D_1(x-y)$.

Было показано, что коррелятор D даёт потенциал конфайнмента, где $\sigma = \frac{1}{2} \int D(x) d^2x$, $V_{conf} = \sigma r$, а D_1 продуцирует глюонный обмен и дополнительное непертурбативное взаимодействие. Оно мало при температуре $T = 0$, но важно в фазе деконфайнмента, где даёт постоянный вклад в энергию кварка (глюона) и генерирует линию Полякова. Натяжение струны σ (конфайнмент) возникает за счёт коррелятора $D(x)$, т.е. за счёт стохастических вакуумных полей. Отсюда идёт название «теория стохастического конфайнмента». Другого последовательного подхода к конфайнменту не существует.

Однако возник ряд важных проблем.

а). Как получить корреляторы полей из петель Вилсона, и что дают корреляторы высоких степеней?

б). Какие типы полей могут удерживать кварки: инстантоны или магнитные монополи и т.д.?

в). Может ли возникнуть конфайнмент в КЭД?

Проблема а) была решена в работе [5], где с помощью неабелевой теоремы Стокса было найдено кластерное разложение петли Вилсона как последовательности кумулянтных средних от произведений напряженностей. При этом удалось понять, какой вклад дают более высокие корреляторы. В статье [6] было показано, что основной (квадратичный) коррелятор D и потенциал V_{conf} пропорциональны квадратичному оператору Казимира, тогда

как высшие члены разложения нарушают эту пропорциональность. Поскольку имеет место явление скейлинга Казимира, наблюдаемое в решёточных расчётах с точностью около процента, то это определяет величину вклада высших корреляторов.

Чтобы аналитически оценить сходимость ряда разложения по корреляторам, учтём, что $D(x)$ спадает с расстоянием как $\exp(-\lambda x)$, где λ — вакуумная корреляционная длина. Её значение было найдено на решётках, а также вычислено аналитически через натяжение струны σ [7] и равно 0,1 фм. В [6] было показано, что параметром разложения в сумме корреляторов является величина $\sigma\lambda^2 \approx 0,04$, объясняющая малость вклада высших членов.

Вопрос б) о топологической природе конфайнмента исследовался в работе [8], где было показано, что для стохастического ансамбля топологических зарядов кластерное разложение расходится. Однако, используя поток поля J через поверхность вилсоновской петли, равный 2π для инстантонов и $-\pi$ для магнитных монополей, мы получаем натяжение струны, пропорциональное $|1 - \exp(iJ)|$, т.е. равное нулю для инстантонов и ненулевое для магнитных монополей. Последних объектов как решений полей Янга-Милса, однако, нет, но возможны эффективные токи магнитных монополей, которые тоже выражаются через $D(x)$ [9].

Наконец, вопрос о возможности конфайнмента в КЭД изучался в [8, 9]. Там, в частности, было показано, что тождества Бьянки в КЭД не дают возможности создать стохастическое распределение полей, необходимое для конфайнмента в отсутствие магнитных монополей, тогда как в КХД коррелятор и тождества Бьянки имеют дополнительные члены, обеспечивающие конфайнмент. Поэтому коррелятор D в КЭД равен нулю и конфайнмент отсутствует.

3. Теория сильных взаимодействий из КХД

В построении теории сильных взаимодействий при низких и средних энергиях очень важно создать гамильтонов формализм, что удалось сделать, используя представление ФФШ для функций Грина. Для этого понадобилось перейти от интеграла по путям к построению локального гамильтониана.

В этот гамильтониан входят только фундаментальные исходные величины: натяжение струны σ , токовые массы кварков и константа связи $\alpha_s(\Lambda_{\text{кхд}})$, которая должна быть выражена через единственный размерный параметр σ (и массы кварков, входящие в лагранжиан), что впоследствии было установлено в [6], однако, с недостаточной точностью.

На первом этапе (1989–1991 годы) был построен приближённый гамильтониан с конфайнментом и спиновыми членами [10] и вычислены уровни энергии и траектории Редже для мезонов и барионов [11]. Они оказались линейными и с правильным наклоном, тогда как в феноменологических релятивистских моделях линейные траектории Редже

получить невозможно, прежде всего, из-за присутствия (подгоночной) постоянной в потенциале (например, в расчётах Изгура с соавторами).

В последующие годы на основе интеграла по путям был построен гамильтониан во всех деталях, включая спин-спиновое и спин-орбитальное взаимодействие [12]. Впоследствии был выведен гамильтониан во внешних электромагнитных полях. Он представляет собой альтернативу формализму Бете-Солпитера как в КЭД, так и в КХД [13].

Таким образом, мы получили релятивистский струнный гамильтониан (РСГ) со всеми непертурбативными и пертурбативными вкладами, который способен предсказывать все состояния мезонов и барионов, включая киральные системы; эти исследования были выполнены в совместных работах с Кайдаловым и Дубиным [14].

Благодаря использованию РСГ были выяснены следующие важные свойства.

1. Состояния с малыми орбитальными моментами ($L = 0, 1, 2$) могут быть описаны в приближении, где конфайнмент выступает в роли статического потенциала, а спин-зависящие потенциалы можно рассматривать как возмущение. Однако для состояний с высоким значением L нужно использовать другое, так называемое струнное приближение, которое выводится из тех же общих уравнений и предсказывает другой спектр [15].

2. В РСГ особое значение приобретает кинетическая энергия кварков, а её среднее значение $\omega_i(nl) = \langle \sqrt{p^2 + m_i^2} \rangle$ играет роль конститuentной массы кварка, которая, зависит от квантовых чисел и токовой массы кварка и вычисляется точно.

3. В РСГ отсутствует подгоночная константа, вводимая в феноменологических моделях, из-за которой нельзя получить линейные траектории Редже. Кроме того, для существования траекторий Редже важно учитывать собственно энергетический вклад в массу адрона.

4. Лептонные константы адронов легко вычисляются через волновые функции и находятся в хорошем согласии с экспериментом [16, 17].

5. Вычисленные волновые функции хорошо описывают радиационные переходы [18].

Для прецизионного нахождения спектра адронов необходимо знать поведение α_s и конфайнмента на малых и больших расстояниях, что было сделано в [19]. Были вычислены спектры и волновые функции для тяжёлых [20], тяжело-лёгких [21] и лёгких мезонов [22] в хорошем согласии с экспериментальными данными; при этом радиальные сильно возбуждённые состояния лёгких мезонов проявляют важную особенность: они чувствительны к конфайнменту на больших расстояниях и требуют введения его ослабления, возникающего из-за образования кварковых дырок в пленке конфайнмента — предтечи будущих распадов [23].

Для лёгких псевдоскалярных мезонов, а также лёгких скалярных мезонов, требуется учитывать спонтанное нарушение киральной инвариантности (СНКИ), механизм которого обсуждается ниже.

4. Теория СНКИ

К СНКИ можно подходить с разных сторон. Во-первых, скалярные члены в лагранжиане, например, массы кварков или скалярное взаимодействие, уже нарушают киральную инвариантность (КИ). С другой стороны, для спектра $\{\lambda_n^2\}$ оператора \hat{D}^2 можно потребовать в силу соотношения Банка-Кашера — постоянного значения для плотности $\nu(\lambda)$ вблизи нуля, что даёт ненулевой кварковый конденсат как признак СНКИ. Для построения такого спектра можно использовать топологические заряды, например, инстантоны, которые дают $\lambda = 0$ и, более того, — скалярную конституентную массу кварка, но инстантоны не дают конфайнмент.

В нашем подходе сам скалярный конфайнмент обеспечивает нарушение КИ, и потому главная задача состоит в получении правильных соотношений, вытекающих из СНКИ, например, — соотношения Гелл-Манна-Оукса-Реннера (ГОР) и других. Более того, используемый эффективный киральный лагранжиан (ЭКЛ) содержит 12 коэффициентов в порядке p^4 и более сотни — в порядке p^6 , которые находятся из сравнения с опытом. Поэтому правильная теория должна предсказать их, используя минимальный набор фундаментальных величин (σ и токовые массы кварков).

Наши исследования СНКИ проходили в следующей последовательности. На первом этапе [24] изучался механизм СНКИ на примере спектра собственных значений $\{\lambda_n\}$ для разных ансамблей: инстантонов, дионов и других объектов, содержащих нулевые и квазинулевые моды. В частности, был найден полукруг Вигнера для $\{\lambda_n\}$ в ансамбле инстантонов.

На следующем этапе [25] изучался СНКИ для конкретного механизма конфайнмента, когда оператор взаимодействия содержит два непертурбативных глюона. Было показано, что действительно возникает скалярный конфайнмент с примесью векторного убывающего взаимодействия, и были проведены соответствующие вычисления спектров для тяжело-лёгких мезонов [26].

На третьем этапе [27] было выяснено, как из-за конфайнмента возникает СНКИ в лёгких мезонах, и получены известные киральные соотношения, например, ГОР и соотношения для кварковых масс. Кроме того, в [27] впервые киральный конденсат и кварковые константы были выражены через известный некиральный спектр. При этом выяснилась фундаментальная роль локального массового оператора $M(0)$, $M(0) \approx \sigma\lambda$, через который выражаются другие киральные характеристики и который можно считать параметром порядка.

Достойным продолжением этой программы стала работа [28], выполненная в 2015 г., когда вся киральная теория была сформулирована на основе конфайнмента и оператора $M(0)$ и получен результирующий нелокальный и локальный эффективный киральный лагранжиан, в котором все коэффициенты явно выражены через σ , кварковые массы и $M(0)$. Отметим, что $M(0)$, в свою очередь, выражается через σ , $M(0) = \sigma\lambda = C\sqrt{\sigma}$, $C \approx 1/3$.

Тем самым, исходя из конфайнмента, удалось построить киральную теорию без дополнительных коэффициентов и обосновать многие киральные соотношения на фундаментальной основе. В качестве последнего шага оставалось найти способ прецизионного вычисления кирального конденсата через σ , что было сделано ранее, но с недостаточной точностью [26].

5. Теория возмущений КХД в непертурбативном вакууме

Теория возмущений в КХД должна принципиально отличаться от случая КЭД, поскольку в КХД в фазе конфайнмента кварки не бывают свободными. В любом случае вакуум КХД нетривиален и содержит глюонный и кварковый конденсаты. Более того, глюоны взаимодействуют напрямую между собой и это, с одной стороны, приводит к асимптотической свободе, а с другой, — к появлению нефизического полюса Ландау и инфракрасным ренормалонам (ИКР). Было показано, что эти неприятные свойства теории возмущений КХД устраняются при правильном учёте непертурбативного вакуума. В [28] был разработан метод фоновой теории возмущений, где роль фона играют непертурбативные вакуумные поля. Благодаря фону все петли ряда теории возмущений (ТВ) покрыты плёнкой конфайнмента и потому инфракрасно конечны. В результате возникает инфракрасно стабильный ряд ТВ, где ультрафиолетовые расходимости устраняются перенормировкой стандартным образом.

Как следствие, эффекты ИКР, которые в обычной ТВ дают факториальные члены $(n-1)!$ для диаграмм, содержащих n глюонных петель, и приводят к несуммируемому по Борелю ряду ТВ, в фоновой теории возмущений (ФТВ) обрезаются при $n \approx n_0 \approx \ln \frac{Q^2}{\sigma}$ [28]. Та же ФТВ позволяет избежать полюса Ландау, что качественно было показано в [28], а затем изучено и количественно [29]: было найдено, что логарифм в константе сильного взаимодействия имеет вид $\ln \frac{Q^2 + M_R^2}{\Lambda^2}$, где $M_R \approx 1$ ГэВ. Более точное выражение для инфракрасного регулятора M_R было получено в [30]: $M_R^2 \equiv 2\pi\sigma = 1,3 \pm 0,2$ ГэВ² — и тем самым устранена проблема полюса Ландау.

Но остаётся ещё одна нерешённая фундаментальная проблема: ряд ТВ в КХД обычно формулируется в евклидовой области и, строго говоря, до сих пор неясно, как развивать ТВ в неевклидовой области (замечание Д.В. Ширкова). Исследования в этом направлении проводились в [31], где предложено

использовать мероморфное представление для функции $\beta(\alpha_s)$, так что аналитические свойства $\alpha_s(Q^2)$ в физической области сохраняются, и все известные коэффициенты разложения $\beta(\alpha_s)$ воспроизводятся.

6. Глоболы, струны, гибриды, померон

Наш универсальный метод позволяет легко вычислять связанные состояния не только кварков, но и глюонов. Во всех случаях вычисленные массы выражаются только через σ в отличие от существующих моделей, где всегда присутствуют дополнительные параметры.

Важная роль глюонов была подчеркнута уже в [32], где было показано, что глюонные струны (конфайнмент) дают подавляющий вклад в массу адрона (для лёгких кварков), а потому масса видимой части Вселенной определяется на 99% конфайнментом, т.е. σ .

Глоболы, состоящие из двух или трёх глюонов, соединённых струнами, изучались в [33], и их массы оказались в прекрасном согласии с решёточными данными. Особую роль здесь играют глоболы, расположенные на лидирующей траектории, так как они должны давать полюс Померанчука — померон. Траектория была вычислена в [34] и представляет собой смешение глобольных и мезонных траекторий. Наш результат ставит под сомнение пертурбативное описание померона, поскольку при малом массовом параметре (переданном импульсе в квадрате $t \equiv 0$) теория возмущений очевидным образом работать не может.

Активно изучались и смешанные связанные состояния кварков и глюонов — гибриды [35]. Здесь можно особо выделить группу мультигибридов, которые важны при высоких энергиях и могут порождать наблюдаемые на опыте эффекты типа «ridge» (см. ниже). Наконец, смешивание и переходы в системах мезонов, гибридов и глоболов изучались в [36], где было показано, что такое смешивание мало для нижних состояний и становится равным порядку единицы для высоких возбуждений.

7. Взаимодействия, зависящие от спина в КХД

Представление ФФШ определяет релятивистское спиновое взаимодействие и задаёт его в виде отдельного члена, в показателе экспоненты (7). Поэтому спин-зависящее взаимодействие калибровочно-инвариантно и явным способом выводится из КХД лагранжиана. Его можно записать в виде суммы двух членов, пертурбативного и непертурбативного: $V_{\text{spin}} = V_{\text{spin}}^{\text{np}} + V_{\text{spin}}^{\text{pert}}$, где пертурбативная часть имеет тот же вид как в КЭД и определяется коррелятором $D_1^{\text{pert}}(x)$, а непертурбативная часть выражается через коррелятор $D(x)$.

Впервые правильное выражение для V_{spin} было получено в [37] в виде четырёх членов разной спиновой структуры: двух спин-орбитальных,

сверхтонкого и тензорного взаимодействий. Массовые поправки от них были вычислены в [38] для спектров чармония и боттомония. Дальнейшие расчёты показали, что введенные в [39] спиновые потенциалы хорошо описывают спектры и лёгких мезонов [40], и тяжёло-лёгких мезонов [41], и барионов [42].

Важно подчеркнуть, что до сих пор мы обсуждали спиновые взаимодействия в потенциальном режиме, когда струна конфайнмента между кварками выступала в роли потенциала. Для более высоких орбитальных возбуждений ($L \geq 4$), когда вращение струны доминирует и возникает струнный режим, спиновое взаимодействие уменьшается. Эти изменения в спиновых эффектах исследовались в [43] и сравнивались с вычислениями на решётках и экспериментом. Можно заключить, что явление подавления спиновых расщеплений для высоких возбуждений объяснено.

8. Корреляторы полей: самосогласованные вычисления

Как было подчеркнуто выше, корреляторы полей $D(x)$ и $D_1(x)$ содержат в себе более 90 % всей пертурбативной и непертурбативной информации, необходимой для любых вычислений в КХД. Чтобы определить эти корреляторы, можно либо брать данные о них из решёточных вычислений [44], либо вывести их аналитически [45]. В последнем случае корреляторы удалось определить из вычислений глюампов [46], т.е. связанных состояний одного глюона с глюоном-спектатором для коррелятора $D_1(x)$ и двух глюонов с глюоном-спектатором для коррелятора $D(x)$. Характерно, что на больших расстояниях x они ведут себя как $C_1 \frac{e^{-M_1 r}}{r}$ и e^{-Mr} соответственно, где M_1 и M — массы соответствующих глюампов. Здесь возникает фундаментальный вопрос о внутренней согласованности наших вычислений. Действительно, M_1 и M выражаются через σ , но в то же время сам $D(x)$ определяет $\sigma = \frac{1}{2} \int D(x) d^2x$. В [45, 46] было показано, что это согласование выполняется. Далее важно понять, как ведут себя корреляторы $D(x)$, $D_1(x)$ на малых расстояниях, где сумма $D(0) + D_1^{\text{nonpert}}(0)$ продуцирует глюонный конденсат, а кроме того, $D_1^{\text{pert}}(x)$ даёт глюонные обмены; а также вычислить $\Lambda_{\text{кхд}}$ через σ . Все эти проверки были проведены в [46] и показали замкнутость и внутреннюю согласованность теории с использованием σ в качестве единственного размерного параметра КХД (помимо токовых масс кварков, которые присутствуют в лагранжиане).

9. КХД при $T > 0$ и температурный переход

Развитый выше непертурбативный формализм играет важную роль в понимании КХД при ненулевой температуре. Этот метод позволяет вычислять все термодинамические величины при любой температуре и во внешних полях и определить температуру перехода из адронного в кварк-глюонное состояние.

Заметим, что в формализме единственным параметром, кроме натяжения струны, является глюонный конденсат (по существу, других методов нет, кроме решёточных вычислений для нулевого хиппотенциала).

Оказалось, что в рамках метода можно описать состояния при любых температурах: конфайнмент и адроны при $T \leq T_c$ и почти свободные кварки и глюоны при $T \geq T_c$. При этом реализуется та фаза, которая обеспечивает минимум свободной энергии (максимум давления P) при данном T .

Важным моментом здесь является тот факт, что при $T > 0$ вакуумные корреляторы цветомагнитных и цветоэлектрических полей становятся разными, так же как и глюонные конденсаты: $G_2 = G_2^E + G_2^H$; $G_2^E(T=0) = G_2^H(T=0)$; $D \rightarrow D^E, D^H$. При $T \ll 1/\lambda$, где корреляционная длина $\lambda \approx 0,1$ фм, конденсаты изменяются слабо, но именно G_2^E и D^E обеспечивают конфайнмент. При $T = T_c$ ситуация другая, и корреляторы G_2^E и D^E выгодно отключить (с точки зрения максимума P). Отсюда можно оценить T_c в отсутствии фоновых кварков [47]: $T_c \sim (G_2^E)^{1/4}$. Для стандартного значения $G_2^E = \frac{1}{2}G_2 = 0,006 \text{ ГэВ}^4$ в работе [47] была получена разумная величина T_c . Более детально теория разрабатывалась в [48], где было учтено, что вакуумные поля выживают при $T > T_c$, обеспечивая сильное взаимодействие в кварк-глюонной плазме.

Наиболее существенное продвижение состоит в том, что удалось в общей форме записать представление ФФШ для любой ненулевой температуры. И это является основой формализма. Тогда автоматически каждый кварк и глюон имеет функцию Грина, содержащую намотку линий Полякова в направлении (евклидова) времени, которые объединяются в петли Вилсона ниже T_c , но существуют по отдельности (как вакуумные усреднения) выше T_c .

Предстояло уточнить динамику выше и ниже T_c и выразить линии Полякова через корреляторы поля [49]. Было показано, что выше T_c кварки и глюоны могут иметь сильное взаимодействие из-за того, что выгодно (с точки зрения максимума P) иметь ненулевое значение D_1^E и в этой области. Более того, именно коррелятор D_1^E , генерирующий потенциал $V_1(r, T)$, даёт линию Полякова для кварка $L_q(T) = \exp\left(-\frac{V_1(\infty, T)}{2T}\right)$. Для глюона — $L_g(T) = (L_q)^{9/4}$. Это позволило понять динамику, стоящую за линиями Полякова, и вычислить L_q и L_g в хорошем согласии с численными данными на решётке. В результате удалось описать всю термодинамику и найти P , $\varepsilon - 3P$ как функции температуры в хорошем согласии с решётками [50].

Была определена критическая температура T_c с учётом линий Полякова для разного числа кварков ($n_f = 0, 2, 3, 4$) и как функция хиппотенциала [51]. Как оказалось, здесь особая роль принадлежит вакуумным магнитным корреляторам (D^H и D_1^H), которые практически не зависят от T и дают важный вклад в динамику. В частности, они правильно определяют

дебаевскую массу — экранирование при $T > T_c$ [52], спиновое взаимодействие [53], а также решают проблему Линде [54]. Причина этого в том, что магнитные корреляторы создают конфайнмент на пространственно ориентированных поверхностях. Обзор первых результатов изложен в [55], но исследования характера температурных переходов продолжаются, и недавно было показано, что цветомагнитный конфайнмент в основном определяет динамику кварк-глюонной фазы [56].

10. Теория сильных распадов и связи каналов

Разрыв струны КХД между кварком и антикварком создаёт новую пару $q\bar{q}$ и образует два новых адрона. В течение долгого времени теория этого разрыва носила чисто феноменологический характер и оператор разрыва $(\bar{\psi}M\psi)$ выражался через кварковый потенциал, давая в среднем разумную оценку для ширины распада. Исследование разрыва струны с точки зрения метода вакуумных корреляторов было начато в работе [56] и окончательно сформулировано в [57, 58]. Было выяснено, что оператор M выражается через σ и, кроме того, может содержать чисто киральный множитель $\exp(i\hat{\phi}\gamma_5)$, где ϕ — поле π - или K -мезонов. Это послужило основой для теории сильных адронных распадов, включающих и рождение нескольких π -, K - или η -мезонов [57, 58]. В рамках этой теории с хорошей точностью были описаны экспериментальные данные как с участием π -мезонов, так и без них. Здесь важную роль играет правильное поведение волновых функций, особенно для возбужденных состояний. В целом удалось получить законченную теорию для переходов в тяжёлых [57, 58] и тяжёло-лёгких кваркониях [59].

Для высоких возбуждений выяснилась важная роль связи каналов, из-за которой уровни могут сильно сдвигаться или же появляться новые, как это было предсказано ранее. Эта теория распадов и связи каналов была применена в работах [60, 61] к анализу реакций в чармонии и боттомонии, в частности, — для понимания механизма образования резонанса $X(3872)$ [62], где положение, квантовые числа и природа этого резонанса были объяснены [63].

Следует отметить, что созданная теория легко обобщается на барионные распады. Так, например, распад чармония на барион-антибарион был рассчитан без дополнительных параметров в [64]; и объяснена старая загадка о пике вблизи порога в формфакторе протона, благодаря взаимодействию каналов [65].

Исключительно важную роль играют распады и переходы в системах мезон-гибрид-глюобол, где происходит сильное смешивание, что, возможно, является причиной необнаружения глюоболов в экспериментах. В работе [66] было показано, что такое смешивание мало для низших состояний, но велико для перекрывающихся уровней в этой системе.

11. Связанные состояния в сильных магнитных полях

Влияние сильных магнитных полей, т.е. таких, когда магнитное поле сравнимо по величине со взаимодействием, связывающим систему, исследовалось в двух аспектах. Во-первых, в КЭД с помощью уравнения Бете-Солпитера — для позитрония и с помощью уравнений Шредингера и Дирака — для атомов. Во-вторых, — в модельных уравнениях, где взаимодействие задаётся в удобном виде, допускающем решения (например, для взаимодействия Намбу-Иона-Лазинио).

Для реалистического взаимодействия в КХД такие исследования не были проведены (как и в КЭД), а результаты для уравнений Бете-Солпитера требуют проверки. В формализме ФФШ можно вывести релятивистский гамильтониан в любом внешнем поле [67], а затем — использовать его для изучения поведения адронов в КХД и атомов в КЭД в магнитных полях любой интенсивности.

В [67] использовалось приближение, когда на первом шаге Z графами (порядок $O(\alpha^2)$) пренебрегалось, но их можно было учесть на следующем этапе. Релятивистский гамильтониан был выведен для произвольно сильного магнитного поля и приведён к виду, когда магнитное поле можно точно учесть с помощью так называемой техники псевдомомента. Первое использование этих методов для вычисления магнитных моментов барионов [67] и мезонов [85] дало хорошие результаты — расчёты оказались в согласии с экспериментальными данными. Для проверки точности релятивистского формализма в работе [70] были вычислены уровни релятивистского атома водорода и позитрония и найдено, что в низшем приближении достигается точность $O(\alpha^5)$.

Для полной физической картины КХД в сильных магнитных полях требуется понять, как ведут себя в магнитном поле члены в гамильтониане, характеризующие: а) спиновые взаимодействия; б) глюонные обмены; в) собственно энергетические поправки к полной массе. Это было сделано в работе [71], где была также доказана теорема о стабильности вакуума в магнитном поле и найдено поведение членов гамильтониана, относящихся к пунктам а) и б). Интересно, что спин-спиновые силы в магнитном поле в низшем порядке по α_s приводят к коллапсу системы, т.е. энергия идёт на минус бесконечность. Однако, можно доказать теорему, согласно которой коллапс должен отсутствовать, и он предотвращается введением ненулевого радиуса спин-спиновых сил.

Глюонный обмен в магнитном поле впервые был изучен нашей группой и опубликован в работе [72], где было показано, что в низшем порядке также возможен коллапс в системе, но из-за модификации движения кварков в магнитном поле в высших порядках коллапс предотвращается.

Созданный формализм позволил впервые аналитически рассчитать массы мезонов в сильных магнитных полях [73]. Полученные данные согласуются с решётчными.

Наконец, этот формализм и ранее полученный гамильтониан для барионов [74] позволили провести первый расчёт массы нейтрона в сильных магнитных полях [75]. Полученные результаты могут иметь большое значение для изучения физических процессов в астрофизике (сверхновые звёзды и ранние периоды Вселенной), а также при исследованиях ядерных соударений при больших энергиях (эксперименты на LHC).

Было показано, что магнитное поле является важным фактором, который проверяет устойчивость систем (например, к коллапсу), а также область применимости различных моделей. Так, в работах [76] исследован важный вопрос о поведении нambu-голдстоуновских мезонов в магнитном поле, а также в целом — условия справедливости методов киральной теории в этом случае.

В результате было показано, что стандартная киральная теория справедлива только для полей в области $eB \ll m_\pi^2$, а массы π^+ - и π^0 -мезонов ведут себя по-разному при растущем магнитном поле.

С точки зрения физики высоких энергий, очень важно знать поведение кварк-глюонной среды в магнитном поле, в частности, — зависимость температуры T_c перехода адронов в плазму от магнитного поля. Это было выяснено в [77], а в [78] вычислена магнитная восприимчивость кварк-глюонной плазмы (в хорошем согласии с численными расчётами на решётках).

Наконец, исследовался общий вопрос о поведении α_s и конфайнмента (натяжение струны σ) в магнитном поле [79], где на основе простой физической картины получена зависимость этих величин от магнитного поля.

Важный глобальный эффект воздействия магнитного поля на любые системы из противоположно заряженных частиц был сформулирован в [80, 81], где показано, что такие частицы притягиваются за счёт магнитного поля. Это явление было названо эффектом магнитного фокусирования. Его действие для атома водорода проанализировано в [80].

12. Связанные состояния в движущихся системах и партонные модели

До недавнего времени огромный пробел в описании релятивистских систем состоял в том, что было неизвестно, как выглядит волновая функция любого связанного состояния в движущейся системе, хотя было хорошо известно, как ведёт себя отдельное точечное тело в теории относительности. Из-за этого возникало непонимание процесса соударения при высокой энергии. Было неясно, как выглядят волновые функции двух протонов перед встречей и как распределяются составные части (партоны) после?

Разработанный на основе метода ФФШ релятивистский динамический формализм привёл к существенному продвижению в этом вопросе. Дело в том, что оставалось неясным, как изменяется динамика связанного состояния при движении системы. Напомним, что в пертурбативной динамике типа Бете-Солпитера понадобилось много лет, чтобы найти приближённое решение для атомов в КЭД. В нашем подходе вся динамика описывается петлями Вилсона, которые Лоренц-инвариантны, а их протяжённость во времени растёт (по Эйнштейну).

В главной работе по этой теме [81] было показано, что одновременное взаимодействие составляющих сокращается как $\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}$. Так как результирующая полная энергия растёт как обратная величина этого корня, то в [81] удалось проверить весь формализм на конкретных примерах в КЭД и КХД и показать, что волновая функция движущейся связанной системы в продольном направлении сокращается по Лоренцу. Было показано, что этот эффект приводит к сокращению матричных элементов распада частицы в покое на два и более быстрых фрагмента в соответствии с «правилами кваркового счёта» [81].

Дальнейшее развитие этой темы имело место в работах [82, 83]. В [82] было учтено свойство сокращения волновых функций из работы [81], что автоматически переводит волновую функцию в партонную форму. Тогда партонные распределения получаются из волновой функции просто путём Лоренц-преобразования аргументов.

Такой анализ был проведён для волновой функции протона в основном состоянии [82], где было показано, что партонные распределения имеют нужную форму и снимается проблема спина протона в основном состоянии. Кроме того, оказалось, что конечное состояние в DIS соответствует сильно возбужденному бариону [82, 83]. Предполагая, что его волновая функция имеет вид многоглюонного гибрида, т.е. цепочки из глюонов, соединённых струной КХД с кварками на концах, удалось точно воспроизвести наблюдаемые партонные распределения для валентных и морских кварков и глюонов; а также найти проекцию спина, равную 0,2 в соответствии с экспериментом, что решает старую «проблему спина протона». Более того, в [82, 83] было показано, что предложенный вид волновой функции объясняет явление «ridge», наблюдаемое на опыте, когда конечные продукты выстраиваются в цепочку, соответствующую цепочке многоглюонного гибрида.

В работе [83] было показано, что с учётом конфайнмента инфракрасные и коллинеарные расходимости устраняются, хотя при импульсе Q^2 много бóльшего натяжения струны σ логарифмическое усиление остается.

Изложенные выше методы только начинают входить в практику международного сообщества и пока не имеют конкурентов. Активное

применение этих методов в проблемах адронов и кварк-глюонной плазмы продолжается в наше время.

Литература

1. Simonov Yu.A. Nucl. Phys., 1988, B307, p. 512; Simonov Yu.A., Tjon J.A. Annals Phys., 1993, v. 228, p. 1; Annals Phys., 2002, v. 200, p. 54.
2. Simonov Yu.A. Yad. Fiz., 1985, v. 41, p. 1601; Yad. Fiz., 1985, v. 41, p. 1311; Sov. J. Nucl. Phys., 1985, v. 41, p. 835; Yad. Fiz., 1985, v. 42, p. 557; Sov. J. Nucl. Phys., 1987, v. 46, p. 195; Yad. Fiz., 1987, v. 46, p. 317.
3. Simonov Yu. A. Preprint ИТЕР № 68, М., 1987.
4. Dosch H.G. Phys. Lett., B190, 1987, p. 177.
5. Dosch H.G., Simonov Yu.A. Phys. Lett., B205, 1988, p. 339; Dosch H.G., Di Giacomo A., Simonov Yu. A., Shevchenko V.I. Phys. Rept., 2002, v. 372, p. 319.
6. Simonov Yu. A. JETP Lett., 2000, v. 71, p. 127; Simonov Yu. A., Shevchenko V.I. Phys. Rev. Lett., 2000, v. 85, p. 1811; Int. J. Mod. Phys. A18, 2003, p. 127; hep-ph/0104135.
7. Simonov Yu. A. arXiv:1003.3608; Simonov Yu. A., Shevchenko V.I. Adv. H. E. Physics, 2009: 873051 2009, arXiv:0902.1405.
8. СИМОНОВ Ю.А. УФН, 1996, т. 166, с. 337.
9. Кузьменко Д.С., СИМОНОВ Ю.А., ШЕВЧЕНКО В.И. УФН, 2004, т. 174, с. 3.
10. Simonov Yu. A. Z. Phys., 1989, C45, p. 147; Yad. Fiz., 1991, v. 54, p. 192; Fabre de la Ripelle M., Simonov Yu.A. Ann. Phys., 1991, v. 212, p. 235.
11. Simonov Yu. A. Phys. Lett., B226, 1989, p. 151; ibid B228, 1989, p. 413.
12. Бадалян А.М., СИМОНОВ Ю.А., ШЕВЧЕНКО В.И. ЯФ, 2006, т. 69, с. 1818.
13. Simonov Yu. A. Phys. Rev., D88, 2013, 025028; ibid, D88, 2013, 053004.
14. Dubin A.Yu., Kaidalov A.B. and Simonov Yu.A. Phys. Lett., B323, 1994, p. 41; Yad. Fiz., 1993, v. 56, p. 213; Gubankova E.L. and Dubin A.Yu. Phys. Lett., B334, 1994, p. 180.
15. Badalian A.M., Bakker B.L.G. Phys. Rev., D66, 2002, 034025; Morgunov V.L., Nefediev A.V. and Simonov Yu.A. Phys. Lett., B459, 1999, p. 653.
16. Badalian A.M., Bakker B.L.G., Simonov Yu.A. Phys. Rev., D75, 2007, 116001.
17. Simonov Yu.A. Yad. Fiz., 2016, v. 79, p. 265; arXiv:1502.07569.
18. Badalian A.M., Bakker B.L.G., Simonov Yu.A. Phys. Rev., D91, 2015, 056001; Badalian A.M., Bakker B.L.G. Phys. Rev., D86, 2012, 074001.
19. Badalian A.M., Veselov A.I. Phys. Atom. Nucl., 2005, v. 68, p. 582; Yad. Fiz., 2005, v. 68, p. 612; Badalian A.M., Veselov A.I., Bakker B.L.G. Phys. Atom. Nucl., 2004, v. 67, p. 1367; Yad. Fiz., 2004, v. 67, p. 1392; hep-ph/0311009; Badalian A.M., Kuzmenko D.S. Phys. Atom. Nucl., 2004, v. 67, p. 561; Yad. Fiz., 2004, v. 67, p. 579; Badalian A.M., Kuzmenko D.S. Phys. Rev., D65, 2001, 016004; Badalian A.M., Morgunov V.L. Phys. Rev., D60, 1999, 116008.
20. Badalian A.M., Bakker B.L.G. Phys. Rev., D67, 2003, 071901; Badalian A.M., Bakker B.L.G., Danilkin I.V. Phys. Rev., D81, 2010, 071502; Phys. Rev., D81, 2010, 099902; Badalian A.M. Phys. Atom. Nucl., 2011, v. 74, p. 1375; Badalian A.M., Bakker B.L.G. Phys. Lett., B646, 2007, p. 29; hep-ph/0604243.

21. Badalian A.M., Bakker B.L.G. Phys. Rev., D84, 2011, 034006; Badalian A.M., Bakker B.L.G., Danilkin I.V. Phys. Atom. Nucl., 2011, v. 74, p. 631; Badalian A.M. Simonov Yu.A., Trusov M.A. Nucl. Phys. Proc. Suppl., 2009, v. 186, p. 359; Badalian A.M., Simonov Yu.A., Trusov M.A. Phys. Rev., D77, 2008, 074017; Badalian A.M., Bakker B.L.G.: hep-ph/0702229; Badalian A.M., Bakker B.L.G., Simonov Yu.A. Phys. Rev., D75, 2007, 116001.
22. Badalian A.M. Phys. Atom. Nucl., 2003, v. 66, p. 1342; Yad. Fiz., 2003, v. 66, p. 1382; Badalian A.M., Bakker B.L.G. Phys. Rev., D66, 2002, 034025; Badalian A.M., Bakker B.L.G. Phys. Rev., D64, 2001, 114010.
23. Badalian A.M., Bakker B.L.G., Simonov Yu.A. Phys. Rev., D66, 2002, 034026.
24. Simonov Yu.A. Phys. Rev., D43, 1991, p. 3534; Yad. Fiz., 1991, v. 54, p. 2249; JETP Lett., 1991, v. 53, p. 9; Yad. Fiz., 1994, v. 57, p.152; *ibid*, 1994, v. 57, p. 1491; Gonzalez-Arroyo A., Simonov Yu.A. Nucl. Phys., B460, 1996, p. 429.
25. Simonov Yu.A. Phys. Atom. Nucl., 1997, v. 60, p. 2069; Yad. Fiz., 1997, v. 60, p. 2252; Few Body Syst., 1998, v. 25, p. 45; Simonov Yu.A., Tjon J.A. Phys. Rev., D62, 2000, 014501; Simonov Yu.A. Phys. Atom. Nucl., 2000, v. 63, p. 94.
26. Simonov Yu.A. Phys.Rev., D65, 2002, 094018; Phys. Atom. Nucl., 2004, v. 67, p. 846; Fedorov S.M. JETP Lett., 2003, v. 78, p.57; Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz., 2003, v. 78, p. 67.
27. Simonov Yu. A.: arXiv:1509.06930.
28. Simonov Yu.A. Phys. Atom. Nucl., 1995, v. 58, p. 107; «Perturbative and Nonperturbative Aspects of Quantum Field Theory», Schladming, Austria, 2–9 March 1996. Publ. in Lecture Notes in Physics Springer, 1996, v. 479, p. 139.
29. Badalian A.M., Simonov Yu.A. Phys. Atom. Nucl., 1997, v. 60, p. 630; Yad. Fiz., 1997, v. 60, p. 714.
30. Simonov Yu.A. Phys. Atom. Nucl., 2011, v. 74, p.1223.
31. Simonov Yu.A., Phys. Atom. Nucl., 2002, v. 65, p. 135; Yad. Fiz., 2002, v. 65, p. 140; Phys. Atom. Nucl., 2003, v. 66, p. 764; Yad. Fiz., 2003, v. 66, p. 796; J. Nonlin. Math. Phys., 2005, v. 12, p. 625.
32. Simonov Yu.A. JETP Lett., 1992, v. 56, p. 373; Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1992, v. 56, p. 387.
33. Simonov Yu.A. Phys. Lett., 1990, B249, p. 514; Simonov Yu.A., Kaidalov A.B. Phys. Atom. Nucl., 2000, v. 63, p. 1428; Yad. Fiz., 2000, v. 63, p. 1428; Simonov Yu.A. Phys. Atom. Nucl., 2007, v. 70; hep-ph/0603148.
34. Simonov Yu.A., Kaidalov A.B. Phys. Lett., B636, 2006, p.1.
35. Simonov Yu.A. in «Proceeding of the Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE», Frascati, 1991, p. 399; Simonov Yu.A. Nucl. Phys., (Proc. Suppl.) 1991, B23, p. 283; Simonov Yu.A. in «Hadron-93» eds. Bressani T., Felicielo A., Preparata G., Ratcliffe P.G., Nuovo Cim. A107, 1994, p. 2629; Kalashnikova Yu.S., Yufryakov Yu.B. Phys. Lett., B359, 1995, p. 175; Yufryakov Yu., hep-ph/9510358; Kalashnikova Yu.S. and Kuzmenko D.S. Phys. At. Nucl., 2004, v. 67, p. 538; hep-ph/0302070; Kalashnikova Yu.S. and Nefediev A.V. Phys. Rev., D77, 2008, 054002.
36. Simonov Yu.A. Phys. Atom. Nucl. 2004, v. 67, p. 553; hep-ph/0306310; Simonov Yu.A. Phys. Atom. Nucl., 2001, v. 64, p. 1876; hep-ph/0110033.

37. Simonov Yu.A. Nucl. Phys., B324, 1989, p. 67; Schiestl M. and Dosch H.G. Phys. Lett., 1988, B209, p. 85.
38. Badalian A.M. and Yurov V.P. Yad. Fiz., 1993, v. 56, p. 239.
39. Badalian A.M. and Simonov Yu.A. Phys. Atom. Nucl., 1996, v. 59, p. 2164; Simonov Yu.A. in «QCD: perturbative or Nonperturbative», Singapore, World Scientific, 2000.
40. Badalian A.M. Phys. Atom. Nucl., 2003, v. 66, p. 1342; Badalian A.M. and Bakker B.L.G. Phys. Rev., D67, 2003, 071901.
41. Badalian A.M., Morgunov V.I., Bakker B.L.G. Phys. Atom. Nucl. 2000, v. 63, p.1635.
42. Simonov Yu.A. Phys. Rev., D65, 2002, p. 116004; Narodetskii I.M., Trusov M.A. Phys. Atom. Nucl., 2004, v. 67, p. 762.
43. Badalian A.M., Nefediev A.V., Simonov Yu.A. Phys. Rev., D78, 2008, 114020; JETP Lett. 2008, v. 88, p. 558; *ibid.* 2008, v. 88, p. 151.
44. Di Giacomo A. and Panagopoulos H. Phys. Lett., B285, 1992, p.133; D'Elia M., Di Giacomo A. and Meggiolaro E. Phys. Lett., B408, 1997, p. 315; Di Giacomo A., Meggiolaro E. and Panagopoulos H. Nucl. Phys., B483, 1997, p. 371; D'Elia M., Di Giacomo A. and Meggiolaro E. Phys. Rev., D67, 2003, p. 114504; Bali G.S., Brambilla N., Vairo A. Phys. Lett., B42, 1998, p. 265; Meggiolaro E. Phys. Lett., B451, 1999, p. 414.
45. Del Debbio L., Di. Giacomo A. and Simonov Yu.A. Phys. Lett., B332, 1994, p. 111; Simonov Y.A. Yad. Fiz., 1998, v. 61, p. 941; Phys. Atom. Nucl., 2006, v. 69, p. 528; arXiv.1003.3608.
46. Simonov Yu.A. Nucl. Phys., 2001, B592, p. 350; Simonov Yu.A., Shevchenko V.I. Adv. High En. Phys., 2009, p. 873051.
47. Simonov Yu.A. JETP Lett., 1992, v. 55, p. 627; Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1992, v. 55, p. 605.
48. Simonov Yu.A. JETP Lett., 1991, v. 54, p. 249; Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1991, v. 54, p. 256; Phys. Atom. Nucl., 1995, v. 58, p. 309; Yad. Fiz., 1995, v. 58, p. 357; Agasian N.O. Phys. Lett., B519, 2001, p. 71.
49. Simonov Yu.A. Phys. Lett., B619, 2005, p. 293; Di Giacomo A., Meggiolaro E., Simonov Yu.A., Veselov A.I. Phys. Atom. Nucl., 2007, v. 70, p. 908.
50. Komarov E.V. and Simonov Yu.A. Ann. Phys. (NY), 2008, v. 323, p. 783, p. 1230.
51. Simonov Yu.A. and Trusov M.A. Phys. Lett., B650, 2007, p. 36; JETP Lett., 2007, v. 85, p. 730.
52. Agasian N.O. and Simonov Yu.A. Phys. Lett., B639, 2006, p. 82.
53. Nefediev A.V., Simonov Yu.A. Phys. Atom. Nucl., 2008, v. 71, p. 171.
54. Simonov Yu.A. in «Varenna-1995. Selected topics in nonperturbative QCD», hep-ph/9509404.
55. Nefediev A.V., Simonov Yu.A., and Trusov M.A. Int. J. Mod. Phys., E18, 2009, p. 549.
56. Simonov Yu.A. Phys. Atom. Nucl., 2003, v. 66, p. 2045; Simonov Yu.A., Tjon J.A. Phys. Rev., D62, 2000, 014501; Simonov Yu.A. Phys. Atom. Nucl., 2000, v. 63, p. 94; Simonov Yu.A. Phys. Rev., D84, 2011, 065013.
57. Simonov Yu.A. Phys. Atom. Nucl., 2008, v. 71, p. 1048.

58. Simonov Yu.A., Veselov A.I. Phys. Rev., D79, 2009, 034024; Phys. Lett., B671, 2009, p. 55; JETP Lett., 2008, v. 88, p. 5; Phys. Lett., B673, 2009, p. 211.
59. Badalian A.M., Nefediev A.V., Simonov Yu.A. Phys. Rev., D78, 2008, 114020; Simonov Yu.A., Tjon J.A. Phys. Rev., D70, 2004, 114013.
60. Danilkin I.V., Simonov Yu.A. Phys. Rev., D76, 2007, 074014.
61. Danilkin I.V., Orlovsky V.D. and Simonov Yu.A. Phys. Rev., D85, 2012, 034012.
62. Kalashnikova Yu.S. Phys. Rev., D72, 2005, 034010; Kalashnikova Yu.S., Nefediev A.V. Phys. Rev., D80, 2009, 074004.
63. Danilkin I.V. and Simonov Yu.A. Phys. Rev. Lett., 2010, v. 105, 102002.
64. Simonov Yu.A. Phys. Rev., 2012, v. 85, 105025.
65. Simonov Yu.A. Phys. Rev., 2012, v. 85, 125025.
66. Simonov Yu.A. Phys. Atom. Nucl., 2001, v. 64, p. 1876.
67. Simonov Yu.A. Phys. Rev., D88, 2013, 025028.
68. Kerbikov B.O. and Simonov Yu.A. Phys. Rev., D62, 2000, 093016.
69. Badalian A.M. and Simonov Yu.A. Phys. Rev., D87, 2013, 074012.
70. Simonov Yu.A., Phys. Rev., D90, 2014, 013013.
71. Simonov Yu.A., Phys. Rev., D88, 2013, 053004.
72. Andreichikov M.A., Orlovsky V.D. and Simonov Yu.A. Phys. Rev. Lett., 2013, v. 110, 162002.
73. Andreichikov M.A., Kerbikov B.O., Orlovsky V.D., Simonov Yu.A. Phys. Rev., D87, 2013, 094027.
74. Simonov Yu.A. Phys. Lett., B719, 2013, p. 464.
75. Andreichikov M.A., Kerbikov B.O., Orlovsky V.D., Simonov Yu.A. Phys. Rev., D89, 2014, 074033.
76. Simonov Yu.A. JHEP, 2013, p. 1309; Orlovsky V.D., Simonov Yu.A. JHEP, 2014, p. 118; Simonov Yu.A. Yad Fiz., 2016, v. 79, p. 277; arXiv:1503.06616.
77. Orlovsky V.D. and Simonov Yu.A. Phys. Rev., D89, 2014, 074034; *ibid*, D89, 2014, 054012.
78. Orlovsky V.D. and Simonov Yu.A. Int. J. Mod. Phys., A30, 2015, 1550060; JETP Lett., 2015, v. 101, p. 423.
79. Simonov Yu.A. and Trusov M.A. Phys. Lett., B747, 2015, p. 48.
80. Andreichikov M.A., Kerbikov B.O. and Simonov Yu.A. JETP Lett., 2014, v. 99, p. 246.
81. Simonov Yu.A. Phys. Rev., D91, 2015, 065001.
82. Simonov Yu.A. arXiv:1411.7223; Phys. Atom. Nucl., 2016, v. 79, p. 419.
83. Simonov Yu.A. Int. J. Mod. Phys. 2016, v. 31, 1650016; arXiv:1506.00531.

Развитие решёточных вычислений и решёточной калибровочной теории

В.Г. Борняков, М.А. Зубков

Исследования решёточных калибровочных теорий начались в ИТЭФ в начале 80-х годов [1, 2]. В советской научной периодической печати первый обзор по этой тематике [3] был опубликован в 1984 г. Впервые же основные идеи решёточной квантовой хромодинамики (КХД) были сформулированы в 1974 г. К. Вильсоном [4], а первые компьютерные расчёты физических величин в неабелевой калибровочной теории с группой симметрии $SU(2)$ выполнены в 1980 г. М. Кройцем [5]. Развитие исследований решёточных калибровочных теорий в институте происходило, прежде всего, благодаря личности Михаила Игоревича Поликарпова (1951–2013) — основателя решёточной группы ИТЭФ, руководившего её работой на протяжении почти 20 лет.

В одной из первых работ сотрудников ИТЭФ [2] были получены оригинальные результаты численного исследования инстантонов в решёточной глюодинамике. В этой работе исследовались свойства конфигураций калибровочных полей, полученных путем охлаждения (cooling) квантовых флуктуаций калибровочных полей на решётке. Было установлено, что процесс охлаждения можно разделить на три этапа: появление полуклассического инстантон-антиинстантонного вакуума, аннигиляция инстантонов и антиинстантонов и, наконец, релаксация к стабильному инстантонному решению. Авторы получили численные результаты для распределения инстантонов по размерам и межинстантонным расстояниям. Было показано, что вклад конечных инстантонных конфигураций в натяжение струны составляет всего лишь около 5 процентов.

Первые аналитические многоинстантонные решения в теории Янга-Миллса также были получены в ИТЭФ. Авторы работы [6], исследуя уравнения, определяющие такие решения, признавали, что первым, кто получил аналитические решения этих уравнений, был М.И. Поликарпов.

Временем рождения решёточной группы можно считать 1990 год, когда была опубликована работа [7]. В ней были изложены результаты численного моделирования $SU(2)$ калибровочной теории и показано, что в максимальной абелевой калибровке плотность абелевых монополей, занимающих несколько ячеек решётки (extended monopoles), сильно коррелирует с натяжением

струны. Этот результат указывает на то, что струна между кварком и антикварком является дуальным аналогом вихря Абрикосова в сверхпроводниках. В этом исследовании Хаусдорфова размерность монопольного кластера была впервые использована в качестве параметра порядка.

В 1993 году была опубликована работа [10], в которой абелева модель Хиггса в решёточной регуляризации переформулирована как теория струн Абрикосова-Нильсена-Ольсена. Исследовалась модель, описывающая взаимодействие абелева калибровочного поля A_μ со скалярным полем $\Phi = |\Phi|e^{i\varphi}$, имеющим заряд Ne и нетривиальное самодействие. Рассматривался случай, когда радиальные возбуждения заморожены и динамическая переменная компактна: $\varphi \in (-\pi, \pi]$. Статсумма теории в форме Виллейна имеет вид:

$$Z = \int_{-\infty}^{+\infty} DA \int_{-\pi}^{+\pi} D\varphi \sum_{l(c_1) \in \mathbb{Z}} e^{-S_l(A, d\varphi)}, \quad (1)$$

где $S_l(A, d\varphi) = \frac{1}{2e^2} \|dA\|^2 + \frac{\kappa}{2} \|d\varphi + 2\pi l - NA\|^2$.

Статсумма может быть представлена как сумма по мировым поверхностям струн Абрикосова:

$$Z^{BKT} = const. \cdot \sum_{*\sigma(*c_2) \in \mathbb{Z}} \delta^{*\sigma=0} \exp\{-2\pi^2 \kappa(*\sigma, (\Delta + m^2)^{-1} * \sigma)\}, \quad (2)$$

где $m = N\kappa^{1/2}e$ (обозначения дифференциальных форм на решётке см. в [8]). Эффект Ааронова-Бома проявляет себя в данной формулировке как топологическое дальное действие между динамическими мировыми поверхностями струн и мировой траекторией заряженной частицы, пропорциональное числу зацепления мировой траектории частицы и мирового листа струны. Значимость данной работы для изучения конфайнмента в КХД заключается в том, что в максимальной абелевой проекции глюодинамика (с калибровочной группой $SU(3)$) дуальна двум копиям абелевой модели Хиггса, а соответствующие струны Абрикосова являются теми струнами, которые связывают кварк и антикварк и чьё натяжение обуславливает невылетание. Точное представление Абелевой модели Хиггса в виде теории струн Абрикосова позволяет качественно понять картину возникновения кварк-антикварковой струны в механизме дуального сверхпроводника.

Сотрудниками решёточной группы получены результаты численного расчёта распределения вероятностей значения оператора рождения абелевых монополей в $SU(2)$ решёточной калибровочной теории [9, 10]. При низких температурах, ниже фазового перехода конфайнмент-деконфайнмент, максимум этого распределения смещается от нуля. Это означает, что эффективный потенциал имеет хиггсовский тип (рис. 1). Выше фазового перехода минимум потенциала (максимум распределения монопольного поля)

оказывается нулевым. Этот результат подтверждает существование конденсата абелевых монополей в фазе конфайнмента глюодинамики и согласуется с механизмом дуального сверхпроводника.

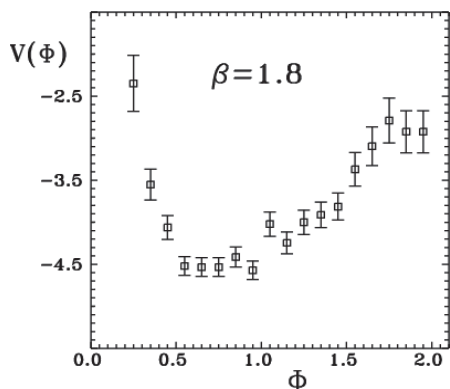


Рис. 1. Эффективный потенциал, представленный как функция скалярного поля, описывающего монополи в максимальной абелевой проекции в фазе конфайнмента (из работы [10]).

В работе [11] теоретиками нашего института непрерывная абелева модель Хиггса переписана в соответствии с [8] как непрерывная теория струн (Абрикосова-Нильсена-Ольсена) с членом, отвечающим жёсткости. Видимо, [11] — это исторически первая работа в которой теория поля переписана как теория струн без использования решёточной регуляризации. Примечательно, что получившаяся теория струн существует в четырёх измерениях в отличие от обычной бозонной теории струн, которая является непротиворечивой только в случае, если добавляются дополнительные нефизические измерения пространства – времени.

В работе по анатомии абелевых монополей [12] абелева и неабелева плотности действия вблизи мировой линии монополя были исследованы в максимальной абелевой проекции $SU(2)$ решёточной калибровочной теории. Было установлено, что неабелева плотность действия вблизи монополей, принадлежащих к перколирующему кластеру, уменьшается с приближением к центру монополя. Сделана оценка радиуса монополя (около 0,04 ферми).

Значительная часть работ решёточной группы ИТЭФ в 1990–2005 годах посвящена исследованию механизма дуального сверхпроводника, объясняющего невылетание в КХД [9, 10, 12]. До сих пор пользуются популярностью обзоры по этой проблеме, написанные сотрудниками института 20 лет тому назад [13, 14]. Группой был получен ряд важных количественных и качественных результатов, подтверждающих этот механизм. Как известно, более 90 процентов натяжения кварк-антикварковой струны воспроизводится абелевой компонентой калибровочного поля, полученной после максимальной абелевой проекции (абелева доминантность). Этот результат был подтверждён [15] в пределе снятия обрезания, как показано на рис. 2. Была проверена независимость данного результата от выбора решёточного действия.

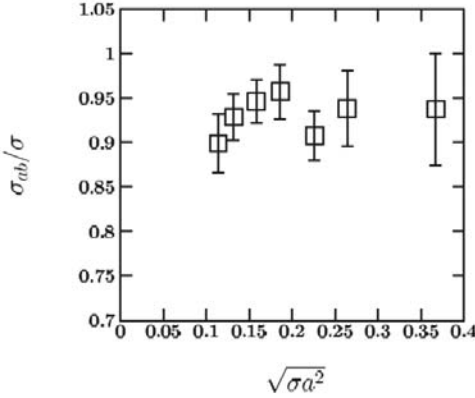


Рис. 2. Отношение абелева натяжения струны σ_{ab} к неабелеву для нескольких значений шага решётки a . (из работы [15]).

В свою очередь, теория абелевого калибровочного поля дуальна абелевой модели Хиггса, в которой роль скалярного поля играет поле монополя. В [14] представлено простое доказательство существования такой дуальности. После абелевой проекции $SU(2)$ глюодинамика превращается в теорию $U(1)$ калибровочного поля θ со статсуммой:

$$Z = \int_{-\pi}^{\pi} \mathcal{D}\theta e^{-S(d\theta)}, \quad (3)$$

где S — некоторое действие, конкретный вид которого следует из исходной неабелевой модели и не может быть определён точно. Преобразование дуальности приводит теорию к дуальной абелевой модели Хиггса со специфическим выбором параметров:

$$Z = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{D}^*B \int \mathcal{D}^*\Phi \exp\{-S^{AH}(*B, *\Phi)\}, \quad (4)$$

где действие для дуальной абелевой модели Хиггса имеет вид:

$$S^{AH}(*B, *\Phi) = \sum_P S^d(d*B) + \frac{1}{2} \sum_x \sum_{\mu=1}^4 |*\Phi_x - e^{i*B_{x,\mu}} *\Phi_{x+\mu}|^2 + \lambda \sum (|*\Phi_x|^2 - \gamma)^2, \quad (5)$$

где S^d — некоторое действие для дуального калибровочного поля. Калибровочное поле B дуально исходному калибровочному полю θ и взаимодействует со скалярным полем Φ , являющимся полем монополя исходной модели. Параметры γ и λ , входящие в данное дуальное представление, формально бесконечны. Но благодаря сложной и нелокальной структуре действия S^d они перенормируются, что приводит к нелокальной форме абелевой модели Хиггса с конечными перенормированными параметрами. В фазе конфайнмента поле монополя сконденсировано, и потому модель также может быть представлена как модель (дуальных) струн

Абрикосова. В данном случае вывод более сложен, но в общих чертах он повторяет вывод, представленный в [8]. В этих струнах сосредоточены силовые линии цвето-электрического поля, связывающего кварк и антикварк. Кроме того, эти струны имеют натяжение, что обуславливает наличие удерживающего потенциала. Подробное исследование дуального и струнного представлений глюодинамики, включая альтернативный вывод, в котором сразу возникает нелокальная версия выражения (3) с конечными параметрами, представлено в [16]. Качественно картину конденсации абелевых монополей иллюстрирует рис. 3.

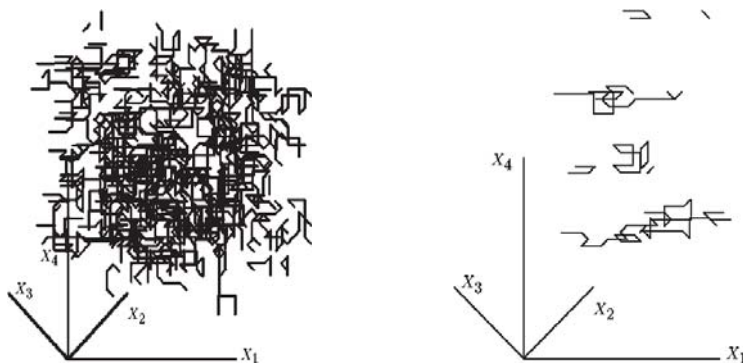


Рис. 3. Мировые линии монополей: слева — в фазе конфайнмента, справа — в фазе деконфайнмента (из работы [7]).

Теоретиками ИТЭФ исследованы пропагаторы диагональных и недиагональных глюонов в максимальной абелевой калибровке в $SU(2)$ решёточной калибровочной теории [17]. Было установлено, что в инфракрасной области пропагатор диагональных глюонов доминирует над недиагональным. Это доминирование растёт при уменьшении импульса и отношение пропагатора диагональных глюонов к пропагатору недиагональных глюонов R составляет около 50 для минимального импульса $p = 325$ МэВ, для которого выполнены измерения. Этот результат является одной из наиболее впечатляющих демонстраций явления абелевой доминантности.

В институте проводилось исследование альтернативного механизма конфайнмента, связанного с конденсацией центральных вихрей (для них используется также термин Р-вихри). Центральный вихрь представляет собой струну, несущую поток центрального элемента цветной калибровочной группы, возникающий в максимальной центральной проекции глюодинамики. В работе [18] впервые была исследована фрактальная размерность центральных вихрей — показано, что она близка к естественному значению 2 в фазе деконфайнмента и существенно отклоняется от этого значения в фазе конфайнмента. Там же введено понятие центрального монополя и исследована

его конденсация в фазе конфайнмента. Кроме того, впервые вычислена перколяционная вероятность центральных вихрей, т.е. вероятность того, что две бесконечно удалённые точки связаны единым кластером мировых поверхностей вихря, демонстрирующая их конденсацию в фазе конфайнмента. На рис. 4 представлена перколяционная вероятность как функция константы связи. Взаимодействие центрального вихря с заряженной частицей — топологическое и определяется числом зацепления мировой линии частицы за мировую поверхность центрального вихря. Механизм конфайнмента, основанный на центральной доминантности, связывает натяжение струны с этим топологическим взаимодействием. В настоящее время считается, что от 70 до 100 процентов натяжения струны воспроизводится данным топологическим взаимодействием.

Было выполнено важное исследование максимальной центральной калибровки и центральной доминантности с точки зрения эффектов грибовских копий [19]. Показано, что эти эффекты необходимо учитывать, т.к. они могут значительно изменять значение натяжения струны в центральной проекции.

Результаты изучения механизма конденсации центральных вихрей и её связи с конфайнментом представлены в работе [18]. Продолжение этих исследований отражено в целой серии статей. Так, в работе [20] было измерено действие, связанное с центральными вихрями в $SU(2)$ решёточной калибровочной теории. В решёточных единицах избыток действия на плакетах, принадлежащих центральным вихрям, оказался приблизительно постоянным и независимым от длины ребра решётки. Таким образом, действие центрального вихря оказывается порядка отношения площади мирового листа к квадрату длины ребра решётки. Поскольку площадь мирового листа в физических единицах является конечной величиной, данные измерения показывают, что имеет место баланс между действием и энтропией центральных вихрей, причем последняя также пропорциональна отношению площади мирового листа к квадрату длины ребра решётки.

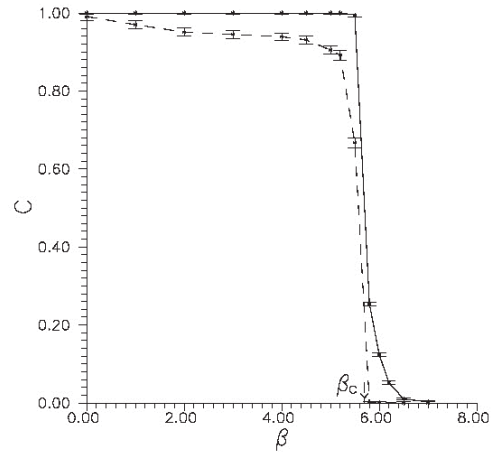


Рис. 4. Перколяция центральных вихрей (непрерывная линия) и центральных монополей (прерывистая линия) согласно [18].

Поскольку были найдены аргументы в пользу обоих механизмов конфайнмента, возник интригующий вопрос о взаимосвязи этих двух механизмов — механизма дуального сверхпроводника, основанного на максимальной абелевой проекции (с разным успехом исследовались и другие абелевые проекции), и механизма конденсации центральных вихрей, исследование которого основано на максимальной центральной проекции. В дальнейшем была установлена тесная связь между механизмом дуального сверхпроводника (конденсация абелевых монополей) и механизмом, связанным с конденсацией центральных вихрей. В частности, в [21] было продемонстрировано, что основная часть перколирующего монополярного кластера принадлежит перколирующему (инфракрасному) кластеру мировых поверхностей центральных вихрей. Это наблюдение иллюстрируется рис. 5.

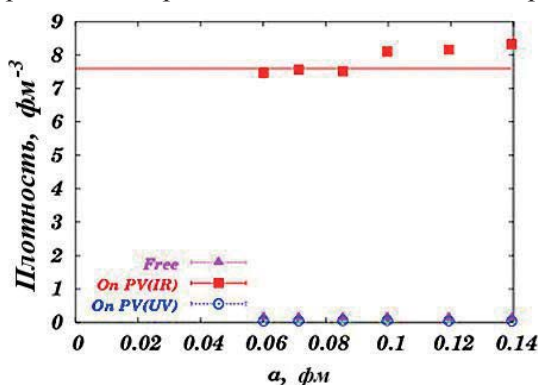


Рис. 5. Плотность монополей из перколирующего монополярного кластера, принадлежащих перколирующему кластеру центральных вихрей (квадраты), принадлежащих ультрафиолетовому кластеру центральных вихрей (треугольники) и не принадлежащие центральному вихрю (кружки) согласно [21] в зависимости от длины ребра решётки.

В работе [22] было выяснено, что удаление Р-вихревого кластера, ответственного за конфайнмент, приводит к удалению монополярного кластера, ответственного за конфайнмент, и наоборот. Таким образом, окончательно было установлено, что оба механизма в действительности представляют две разные стороны единого описания. За конфайнмент ответственны так называемые перколирующие кластеры монополей и центральных вихрей.

Ряд принципиально важных работ был выполнен решёточной группой в рамках международной решёточной коллаборации ДЕЗИ-ИТЭФ-Канадзава, одним из руководителей которой был М.И. Поликарпов. К таким работам относится исследование профиля барионной струны в системе трёх статических кварков [23–25]. В этих исследованиях абелева проекция использовалась как средство уменьшения эффектов ультрафиолетовых

флуктуаций. Долгое время не было ответа на вопрос о том, существует ли трёхчастичное взаимодействие (соответствующее Y -подобной конфигурации глюонных полей), или же взаимодействие на больших расстояниях является суммой двухчастичных взаимодействий (струна формы Δ). Y -форма струны означает, что струна в системе трёх кварков имеет наименьшую возможную длину и точку сопряжения; Δ -форма означает, что струна составлена из трёх кварк-антикварковых струн, взятых с коэффициентом $\frac{1}{2}$. Результаты для профиля абелевой барионной струны позволили впервые достоверно показать, что барионная струна имеет Y -форму, и разрешить многолетний спор о форме непертурбативного взаимодействия статических кварков в этой системе.

Этой же коллаборацией были выполнены исследования фазовой диаграммы решёточной КХД с $N_f = 2$ при ненулевой температуре [25]. Температура перехода в фазу кварк-глюонной плазмы была вычислена для нескольких значений шага решётки и массы кварка. Экстраполяция полученных результатов в предел бесконечного обрезания и физической массы кварка привела к значению 174 МэВ. Это значение согласуется с результатами других решёточных коллабораций.

Решёточной группой института исследовались непертурбативные явления в электрослабой теории вблизи электрослабого фазового перехода (кроссовера). Результаты данного исследования опубликованы в [26, 27]. Было показано, что Z -струны [26] и монополи Намбу [27] конденсируются выше температуры электрослабого перехода (рис. 6). Кроме того, на фазовой диаграмме модели Вайнберга-Салама в решёточной регуляризации при нулевой температуре

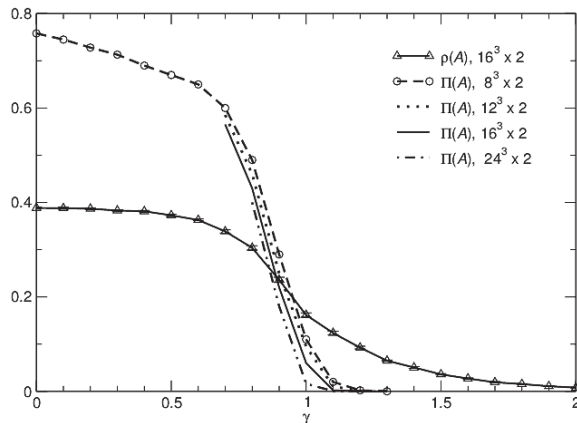


Рис. 6. Плотность монополей Намбу $\rho(A)$ и перколяционная вероятность $\Pi(A)$ как функция параметра модели γ согласно работе [27]. Температура увеличивается с уменьшением γ . Температура электрослабого перехода соответствует значению γ , при котором перколяционная вероятность равна нулю.

обнаружена флуктуационная область, в которой теория возмущений не может быть применима, поскольку среднее расстояние между монополями Намбу (не описываемыми теорией возмущений) оказывается порядка их размера [28].

Отметим, что в решёточной группе исследовалась и квантовая гравитация на решётке. Для понимания свойств теории важно знать, меняются ли её базовые свойства при значительном увеличении размерности пространства – времени? В частности, впервые была исследована численно 10-мерная модель динамических триангуляций [29]. Ранее исследовались численно модели с максимальной размерностью 5.

В 2009 году решёточная группа начала пионерские исследования влияния магнитного поля на свойства КХД с использованием решёточного подхода [30–36]. Были разработаны методы вычислений в присутствии внешнего магнитного поля, созданы соответствующие компьютерные программы. Получены первые результаты непертурбативных расчётов, указывающие на возможность существования неравновесной версии кирального магнитного эффекта в кварк-глюонной плазме [30].

Выполнены первые решёточные вычисления таких физических величин как электрический дипольный момент кварка во внешнем магнитном поле, магнитная восприимчивость, киральный конденсат как функция приложенного магнитного поля, флуктуации киральности, проводимость адронного вещества и глюонной плазмы в направлении магнитного поля и перпендикулярно ему в зависимости от величины поля и массы кварка [31, 34], дисперсия флуктуаций киральности в глюодинамике во внешнем магнитном поле при нулевом и ненулевом барионном химическом потенциале.

Выявлены следующие новые закономерности и эффекты в глюонной плазме в сильном магнитном поле:

- возрастание кирального конденсата с величиной внешнего магнитного поля в фазе деконфайнмента;
- эффект сильного возрастания флуктуаций заряженных кварковых токов вдоль направления внешнего магнитного поля при нулевой температуре;
- эффект подавления заряженных кварковых токов вдоль направления внешнего магнитного поля при ненулевой температуре;
- спиновый аналог кирального магнитного эффекта — быстрый рост электрического дипольного момента кварка при увеличении внешнего магнитного поля;
- эффект сильной скоррелированности флуктуаций электрического дипольного момента с плотностью топологического заряда;
- эффект анизотропной проводимости адронного вещества во внешнем магнитном поле;
- теоретическое объяснение явления зарядовой асимметрии, обнаруженное в экспериментах по столкновению тяжёлых ионов;

– предсказание эффектов поляризации мягких гамма-квантов или угловых корреляций в мягких дилептонных парах в нецентральных столкновениях тяжёлых ионов под воздействием магнитного поля.

В работах [37, 38] в $SU(2)$ решёточной калибровочной теории без динамических кварков были вычислены энергии нейтральных псевдоскалярного π -мезона, векторного ρ -мезона и аксиально-векторного a -мезона в зависимости от величины внешнего магнитного поля при различных массах кварка и в киральном пределе. Рассматривались магнитные поля адронного масштаба, т.е. более $0,3 \text{ ГэВ}^2$. Было найдено, что энергии основного состояния векторного и аксиально-векторного мезонов с нулевым спином убывают с величиной магнитного поля, а энергии основных состояний с проекциями спина $s_z = +1$ и $s_z = -1$ на направление поля совпадают и увеличиваются с ростом величины магнитного поля.

Проведено изучение кирального вихревого эффекта [39, 40]. Для изучения этого явления на решётке введено внешнее киральное магнитное поле. Явления, происходящие в этом поле полностью аналогичны явлениям кирального вихревого эффекта. Впервые удалось показать, что в фазе деконфайнмента существует ненулевой поток энергии вдоль магнитного поля. В фазе конфайнмента указанное явление не наблюдается.

Решёточная группа нашего института является одной из первых научных групп в мире, начавшей комплексное изучение релятивистских и квазирелятивистских систем с сильным взаимодействием в рамках эффективных теорий поля. Существенным достижением последних нескольких лет стало понимание того, что характер многих явлений, протекающих в конденсированных средах, весьма схож с теми явлениями, с которыми физики сталкивались в квантовой теории поля. Самым ярким примером такой связи стал графен, физика которого легко может быть представлена в теоретико-полевых терминах. Тогда же возникла идея использовать огромный опыт, накопленный коллективом лаборатории при выполнении численных расчётов в решёточной квантовой хромодинамике, для решения актуальных задач физики графена. В группе был выполнен ряд пионерских работ в данной области. Основой подхода к изучению транспортных свойств графена является решёточная квантовая теория поля и методы Монте-Карло интегрирования континуальных интегралов. Коллектив решёточной лаборатории получил целый ряд перечисленных далее важных результатов в этой области.

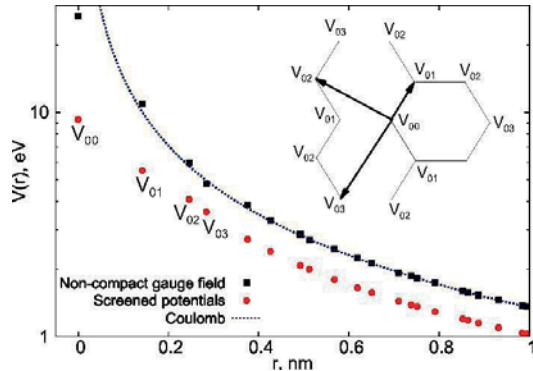
1. Выполнены пионерские работы по вычислению проводимости монослоя графена в самой совершенной на тот момент теоретико-полевой модели [41]. Именно результаты численного анализа этой работы показали необходимость видоизменения принятой модели электронных явлений графена.

2. Исследованы особенности функции Грина электрона в теоретико-полевой модели графена и влияние этих особенностей на проводимость [42].

3. Вычислена проводимость монослоя графена во внешнем магнитном поле [43]. Было показано, что магнитное поле сдвигает точку фазового перехода диэлектрик-проводник в область меньшей связи между электронными возбуждениями в графене.

4. Выполнено численное моделирование проводимости монослоя графена с учётом экранировки сигма-орбиталями (рис. 7) [44]. Показано, что данное явление оказывает существенное влияние на положение точки фазового перехода.

Рис. 7. Сравнение кулоновского потенциала (пунктирная линия) с решёточным кулоновским потенциалом (квадраты) и с экранированным потенциалом (круги). Потенциал представлен как функция расстояния.



5. Исследован потенциал взаимодействия между статическими зарядами в графене [45]. Показано, что для всех рассмотренных температур взаимодействие хорошо описывается экранированным дебаевским потенциалом. При низких температурах дебаевская масса играет роль параметра порядка фазового перехода изолятор-полуметалл.

6. Вычислено индуцированное гравитационное поле в графене в присутствии упругих деформаций [46], вычислена вероятность Швингеровского рождения пар в многослойном графене [47], исследован эффект Стодольского в рассеянии квазичастиц на дислокациях в графене [48].

С использованием техники решёточных калибровочных теорий впервые строго аналитически было доказано отсутствие равновесного кирального магнитного эффекта в квантовой теории поля и в дираковских полуметаллах [49]. Для этого была разработана оригинальная техника, позволяющая связать с топологическими инвариантами в импульсном пространстве отклик недиссипативных токов на внешнее электромагнитное поле (в решёточных моделях общего вида). Эта техника позволила получить строгий вывод выражения для тока аномального квантового эффекта Холла в вейлевских полуметаллах [50]. Неожиданным результатом теоретических исследований решёточных калибровочных теорий оказалось предсказание в [51] существования вейлевских фермионов нового типа. Эти фермионы позднее

были названы вейлевскими фермионами типа II и открыты экспериментально в новых материалах, называемых в настоящее время вейлевскими полуметаллами типа II [52].

В решёточной лаборатории была исследована возможность существования кроме недавно открытого бозона Хиггса дополнительных составных бозонов, чьи массы связаны друг с другом и с массой топ-кварка соотношением, названным правилом сумм Намбу [53]. Рассмотрена возможность того, что динамическое поле кручения со шкалой лишь немного выше 1 ТэВ в гравитации с кручением обеспечивает динамическое нарушение электрослабой симметрии, массы калибровочных бозонов и возникновение динамической массы у фермионов Стандартной модели [54].

Впервые в мире в решёточной лаборатории института были проведены численные исследования электронных свойств дираковских полуметаллов методом Монте-Карло [55]. Выполнены компьютерные симуляции КХД в присутствии кирального химического потенциала [56] и SU(2) КХД с ненулевым барионным химическим потенциалом [57].

Литература

1. Makeenko Y.M. and Polikarpov. Nucl. Phys., B205, 1982, p. 386.
2. Polikarpov M.I. and Veselov A.I. Nucl. Phys., B297, 1988, p. 34.
3. Макеенко Ю.В. УФН, 1984, т. 143, с. 161.
4. Wilson K.G. Phys. Rev., D10, 1974, p. 2445.
5. Creutz M. Phys. Rev., D21, 1980, p. 2308.
6. Burlankov D.E., Dutyshev V.N. Zh. Eksp. Teor. Fiz., 1977, v. 73, p. 377.
7. Ivanenko T.L., Pochinsky A.V., Polikarpov M.I. Phys. Lett., B252, 1990, p. 631.
8. Polikarpov M.I., U.J. Wiese and Zubkov M.A. Phys. Lett., B309, 993, p. 133, hep-lat/9303007.
9. Chernodub M.N. and Veselov A.I. Phys. Lett., B399, 1997, p. 267.
10. Chernodub M.N., Gubarev F.V., Polikarpov M.I. and Veselov A.I. Prog. Theor. Phys. Suppl., 1998, v. 131, p. 309.
11. Akhmedov E.T., Chernodub M.N., Polikarpov M.I. and Zubkov M.A. Phys. Rev., D53, 1996, p. 2087; hep-th/9505070.
12. Bornyakov V.G., Chernodub M.N., Gubarev F.V., Polikarpov M.I., Suzuki T., Veselov A.I. and Zakharov V.I. Phys. Lett., B537, 2002, p. 291.
13. Polikarpov M.I., Nucl. Phys. Proc. Suppl. 1997, v. 53, p. 134,
14. Chernodub M.N., Polikarpov M.I. Confinement, duality, and nonperturbative aspects of QCD. Cambridge 1997, Ed. by P. van Baal, p. 387.
15. Bornyakov V.G., Ilgenfritz E.-M. and Muller-Preussker M. Phys. Rev., D72, 2005, 054511.
16. Chernodub M.N., Fujimoto S., Kato S., Murata M., Polikarpov M.I., Suzuki T. Phys. Rev., 2000, D62, p. 094506; e-Print: hep-lat/0006025.

17. Bornyakov V.G., Chernodub M.N., Gubarev F.V., Morozov S.M. and Polikarpov M.I. Phys. Lett., B559, 2003, p. 214; hep-lat/0302002.
18. Bakker B.L.G., Veselov A.I., Zubkov M.A. Phys. Lett., B471, 1999, p. 214; hep-lat/9902010.
19. Bornyakov V.G., Komarov D.A. and M. I. Polikarpov. Phys. Lett., B497, 2001, p. 151.
20. Gubarev F.V., Kovalenko A.V., Polikarpov M.I. et al. Phys. Lett., B574, 2003, p. 136.
21. Kovalenko A.V., Polikarpov M.I., Syritysyn S.N., Zakharov V.I. Phys. Rev., D71, 2005, 054511.
22. Boyko P.Yu., Bornyakov V.G., Ilgenfritz E.-M. et al. Nucl. Phys., B756, 2006, p. 71; e-Print: hep-lat/0607003.
23. Ichie H., Bornyakov V., Streuer T., Schierholz G. Nucl. Phys., A721, 2003, p. 899.
24. Bornyakov V.G., Ichie H., Mori Y. et al. Phys. Rev., D70, 2004, 054506.
25. Bornyakov V.G., Horsley R., Morozov S.M. et al. Phys. Rev., D82, 2010, 014504.
26. Chernodub M.N., Gubarev F.V., Ilgenfritz E.-M., Schiller A. Phys. Lett., B443, 1998, p. 244; e-Print: hep-lat/9807016.
27. Bakker B.L.G., Veselov A.I., Zubkov M.A. Phys. Lett., B642, 2006, p. 147.
28. Zubkov M.A. Phys. Rev., D8, 2012, 073001; arXiv:1108.3300 hep-lat.
29. Veselov A.I., Zubkov M.A. Phys. Lett., B591, 2004, p. 311.
30. Buividovich P.V., Chernodub M.N., Luschevskaya E.V., Polikarpov M.I. Phys. Rev., D, 2009, 054503.
31. Polikarpov M.I., Luschevskaya E.V., Kharzeev D. E., Chernodub M. N. Phys. Rev. Lett., 2010, 132001.
32. Buividovich P.V., M.N. Chernodub M.N., Luschevskaya E.V., Polikarpov M.I. Nucl. Phys., B826, 2010, p. 313.
33. Braguta V.V., Buividovich P.V., Kalaydzhyan T., Kuznetsov S.N., Polikarpov M.I. Phys. Atom. Nucl., 2012, v. 75, 488492.
34. Buividovich P.V., M.I. Polikarpov. Phys. Rev., D83, 2011, 094508.
35. Buividovich P.V., Chernodub M.N., Luschevskaya E.V., Polikarpov M.I. Phys. Rev., D81, 2010, 036007.
36. Braguta V.V., Buividovich P.V., Chernodub M.N., Polikarpov M.I. Phys. Lett., B718, 2012, p. 667.
37. Luschevskaya E.V., Kochetkov O.A., Teryaev O.V., Solovjeva O.E. JETP Lett., 2015, v. 101, № 10, p. 674.
38. Luschevskaya E.V., Larina O.V. Nucl. Phys., B884, 2014, p. 1.
39. Braguta V.V., M.N. Chernodub, Landsteiner K. et al. Phys. Rev., D88, 2013, 071501; e-Print: arXiv:1303.6266 hep-lat.
40. Braguta V.V., Chernodub M.N., Goy V.A. et al. Phys. Rev., D89, 2014, № 7, 074510; e-Print: arXiv:1401.8095 hep-lat.
41. Polikarpov M.I., Pavlovsky O.V., Ulybyshev M. et al. Phys. Rev., B86, 2012, 045107.
42. Zubkov M., Ulybushev M. Solid State Communications., 2013, p. 55.

43. Брагута В.В., Валгушев С.Н., Павловский О.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 2013, т. 97, с. 597.
44. Ulybyshev M., Buividovich P.V., Katsnelson M.I., Polikarpov M.I. Phys. Rev. Lett., 2013, v. 111, 056801.
45. Braguta V.V., Valgushev S.N., Nikolaev A.A. et al. Phys. Rev., B89, 2014, 19, 195401.
46. Volovik G.E., Zubkov M.A. Annals Phys., 2014, v. 340, p. 352; arXiv:1305.4665 cond-mat.mes-hall.
47. Zubkov M.A. Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz., 2012, v. 95, p. 540; arXiv:1204.0138 hep-ph.
48. Volovik G.E., Zubkov M.A. Annals Phys., 2015, v. 356, p. 255; arXiv:1412.2683 cond-mat.mes-hall.
49. Zubkov M.A. Phys. Rev., D93, 2016, № 10, 105036; arXiv:1605.08724 hep-ph.
50. Zubkov M.A. Annals Phys., 2016, v. 373, p. 298; arXiv:1603.03665 cond-mat.mes-hall.
51. Volovik G.E., Zubkov M.A. Nucl. Phys., B881, 2014, p. 514; arXiv:1402.5700.
52. Soluyanov A.A., Gresch D., Wang Z. et al. Nature, 2015, v. 527, p. 495.
53. Volovik G.E., Zubkov M.A. Phys. Rev., D87, 2013, 075016.
54. Zubkov M.A. Mod. Phys. Lett., A2, 2010, 2885; arXiv:1003.5473 hep-ph.
55. Braguta V.V., M. I. Katsnelson M.I., Kotov A.Yu. and Nikolaev A.A. Phys. Rev., B94, 2016, № 20, 205147; arXiv:1608.07162 cond-mat.str-el.
56. Braguta V.V., Ilgenfritz E.-M., Kotov A.Yu. et al. Phys. Rev., D93, 2016, № 3, 034509; arXiv:1512.05873 hep-lat.
57. Braguta V.V., Ilgenfritz E.-M., Kotov A.Yu. et al. Phys. Rev., D94, 2016, № 11, 114510; arXiv:1605.04090 hep-lat.

Астрофизические исследования в институте

*П.В. Бакланов, С.И. Блинников, К.В. Мануковский, Д.К. Надёжин,
И.В. Панов, В.П. Утробин, А.В. Юдин*

Введение

Лаборатория физики плазмы и астрофизики была создана в ИТЭФ более 35-ти лет тому назад. Спектр проводимых в лаборатории исследований чрезвычайно широк: от проблем эволюции звёзд до космологии. Однако построение теоретических моделей взрыва и изучение наблюдательных проявлений сверхновых звёзд (как коллапсирующих, так и термоядерных) было и продолжает оставаться одной из важнейших тем исследований. Поэтому нам показалось уместным предпослать рассказу о достижениях лаборатории небольшое введение, касающееся сверхновых.

По устоявшимся представлениям сверхновые звёзды — это продукт конечных стадий эволюции звёзд определенных масс. При вспышке сверхновой звезды её блеск увеличивается на десятки звёздных величин в течение нескольких суток и в максимуме сравним с блеском материнской галактики. К сверхновым звездам относят события с энергией взрыва $10^{50} \div 10^{52}$ эрг и мощностью излучения свыше 10^{41} эрг/с. Вспышка сверхновой является результатом динамической эволюции ядра звезды и завершается либо полным разлётом вещества звезды, либо гравитационным коллапсом ядра в зависимости от массы звезды. Согласно теории эволюции звёзд, в звёздах с массой $(4 \div 9)M_{\odot}$, где M_{\odot} — масса Солнца, образуются вырожденные углеродно-кислородные ядра, которые превращаются в белые карлики после потери звездой вышележащего вещества. Если белый карлик входит в состав тесной двойной системы, то в процессе выпадения вещества звезды-спутника его масса достигает предела Чандрасекара (около $1,44M_{\odot}$) и происходит термоядерный взрыв, полностью разрушающий звезду. Этот процесс объясняет вспышки сверхновых звёзд типа Ia. Звёзды с массой $(9 \div 10)M_{\odot}$ заканчивают свою эволюцию образованием невырожденного железного ядра с последующим его гравитационным коллапсом в нейтронную звезду или чёрную дыру, приводящим к выбросу внешних слоёв звезды.

Сверхновые звёзды являются нестационарными объектами, и на местах их вспышек появляются расширяющиеся с большими скоростями газовые оболочки, называемые остатками сверхновых. Кроме того, в некоторых случаях, несомненно, остаются и звёздные остатки в виде нейтронных звёзд

или чёрных дыр. Динамика межзвёздной среды, создание галактического ветра, синтез тяжёлых элементов, эволюция звёзд, рождение нейтронных звёзд и чёрных дыр, происхождение космических лучей, природа космических гамма-всплесков, эволюция звёздных населений и галактик в целом — вот неполный круг вопросов, тесно связанных с проблемой сверхновых звёзд. Исключительной важностью всего этого и объясняется ключевая роль сверхновых звёзд в современной астрофизике и то внимание, которое уделяется им в астрофизической лаборатории нашего института.

1. Создание гидродинамической теории вспышек сверхновых звёзд

Основателем нашей лаборатории В.С. Имшенником совместно с Д.К. Надёжиным в 1964–1971 годах был заложен базис радиационно-гидродинамической теории вспышек сверхновых [1]. Это позволило впервые самосогласованно рассчитать временные и спектральные зависимости потоков электромагнитного излучения (кривых блеска), регистрируемых при астрономических наблюдениях некоторых звёзд. Эта теория дала возможность определять гидродинамические параметры выбрасываемых оболочек сверхновых: полную энергию взрыва, распределение вещества оболочки по скоростям выброса и так далее. Был предложен механизм для объяснения наблюдаемого продолжительного периода постоянства блеска сверхновых: образование волны охлаждения и рекомбинации, аналогичной той, которая наблюдается в процессе остывания огненного шара, возникающего при атомных взрывах в земной атмосфере. Подобные расчёты стали появляться за рубежом лишь 7–10 лет спустя. Предсказания теории были подтверждены многочисленными астрономическими наблюдениями сверхновых в далеких галактиках.

На рис. 1 показан характерный вид кривых блеска сверхновых. Пологая часть с примерно постоянной светимостью (кривая для SNIIP) вызывается волной охлаждения и рекомбинации, предсказываемой теорией астрофизиков ИТЭФ. Длинные «хвосты» кривых блеска вызваны распадом радиоактивного

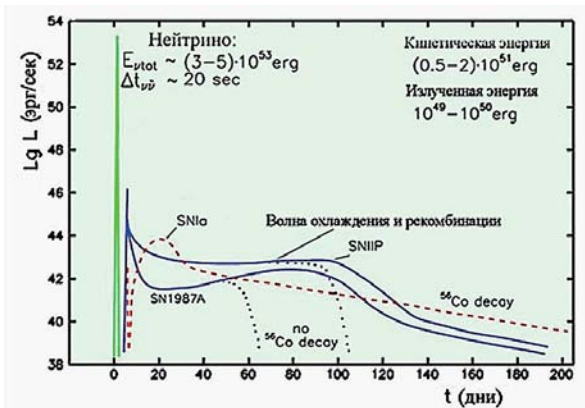


Рис. 1.
 Кривые блеска сверхновых.
 Синие и красные линии —
 фотонные светимости разных
 сверхновых (типа Ia, II и
 знаменитой сверхновой 1987A).
 Зелёным показан короткий
 импульс нейтриноного
 излучения.

кобальта. Показаны также кривые блеска для знаменитой сверхновой SN1987A, вспыхнувшей 23 февраля 1987 г. в Большом Магеллановом облаке — карликовой галактике, спутнице нашей Галактики и термоядерной сверхновой типа Ia.

2. Автомодельное решение Надёжина-Шевалье

После взрывов сверхновых с характерной энергией 10^{51} эрг в межзвёздной среде образуются характерные «пузыри» — так называемые газовые остатки сверхновых. Ударные волны нагревают плазму в остатках до высоких температур, так что они становятся мощными источниками излучения рентгеновского диапазона. Для описания картины течения процесса в остатках часто применяют известное автомодельное решение Седова для сильного взрыва. Это решение описывает сильную одиночную ударную волну в пренебрежении массой, выброшенной взрывом. Предполагается, что в межзвёздную среду впрыскивается энергия в одной точке, что и приводит к генерации одной ударной волны.

Однако на самом деле масса вещества, выброшенного сверхновой, не мала, поэтому решение Седова здесь неприменимо, что подтверждают расчёты и наблюдения молодых (с возрастом меньше нескольких тысяч лет) остатков. На рис. 2 слева показаны результаты расчёта Е.И. Сорокиной для сферического молодого остатка сверхновой, где чётко видны два фронта: передней и возвратной ударных волн, а также скачок плотности на контактном разрыве, т. е. в том месте, где вещество выброса сталкивается с межзвёздной средой. На том же рисунке справа показано изображение молодого остатка DEML71, полученное на рентгеновском телескопе Chandra; здесь тоже прослеживаются эти структуры.

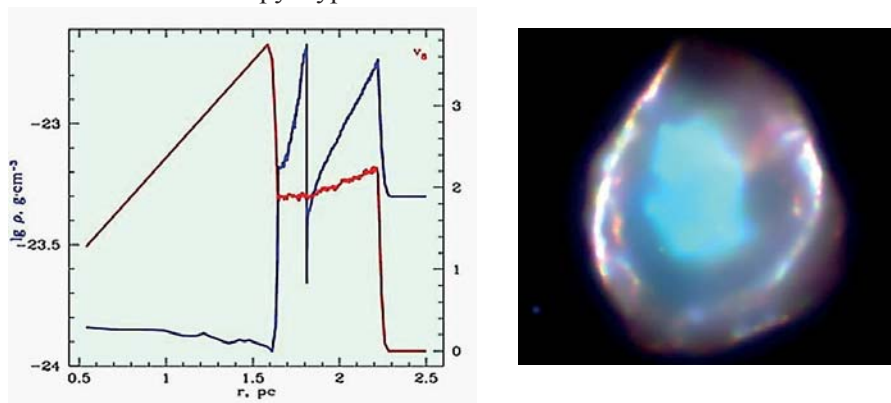


Рис. 2. Слева — результаты расчёта для сферического молодого остатка сверхновой (плотность — синие линии, скорость — красные).
Справа — изображение молодого остатка DEML71.

Проблема конечности выброшенной массы была решена в 1980 г. Д.К. Надёжиным, который сумел найти новое автомодельное решение для остатков сверхновых, учитывавшее и переднюю, и возвратную ударные волны, и контактный разрыв между ними (рис. 2). Это решение чрезвычайно важно для теории сверхновых и изучения взрывов звёзд и вошло в рабочий арсенал математических методов астрофизики. В частности, оно используется в пакете программ SUPREMNA, который был разработан в ИТЭФ совместно с коллегами из ГАИШ МГУ и Стокгольмского университета.

3. Создание теории нейтринной теплопроводности

Гигантская энергия, выделяющаяся при взрыве сверхновой, уносится в основном нейтрино. При этом описание процесса прохождения нейтрино через толщу коллапсирующей звезды представляет собой чрезвычайно трудную и до сих пор не до конца решённую проблему. Теория нейтринной теплопроводности в сверхновых, развитая в 1970–1980 годах В.С. Имшенником и Д.К. Надёжиным, позволила рассчитывать потоки нейтрино в случае большой непрозрачности вещества. На основе этой теории были предсказаны характеристики нейтринного потока (спектры и кривые блеска), ожидаемого от сверхновых. Вопреки распространённым в то время в зарубежной литературе оценкам, в ИТЭФ было показано, что продолжительность нейтринного сигнала от сверхновой должна быть $10 \div 20$ с (а не $1 \div 3$ с). При этом энергии испускаемых электронных нейтрино и антинейтрино должны быть около 8 и 12 МэВ соответственно.

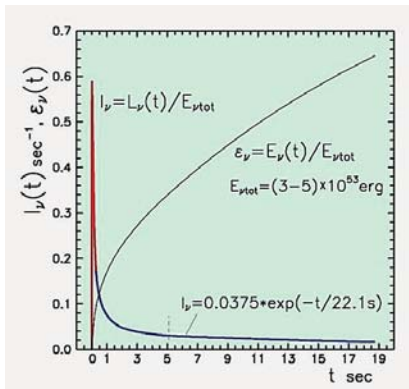


Рис. 3. Кривая нейтринного блеска при взрыве сверхновой (красно-синяя кривая) и суммарная энергия, уносимая потоком нейтрино (чёрная кривая).

На рис. 3 показаны рассчитанные параметры нейтринной вспышки, сопровождающей взрыв сверхновой звезды [2]. Кривая нейтринного блеска состоит из чрезвычайно короткого (десятки миллисекунд) пика (красная линия) нетепловых нейтрино от неравновесной нейтронизации вещества в процессе коллапса и значительно более продолжительной тепловой стадии (синяя линия). На нетепловой стадии излучаются преимущественно электронные нейтрино, на тепловой — нейтрино и антинейтрино всех сортов в примерно равных количествах. Чёрной линией показана полная энергия, уносимая потоком нейтрино.

В 1987 г. подземные нейтринные обсерватории по всему миру впервые задетектировали нейтринный сигнал от ближайшей к нам сверхновой 1987А, вспыхнувшей в Большом Магеллановом облаке. Спектральные и временные характеристики этого сигнала оказались близкими к предсказанным в 1978 г. астрофизиками ИТЭФ.

4. Развитие теории звёздного нуклеосинтеза

Задачи ядерной астрофизики сводятся к исследованию двух важнейших процессов — генерации энергии и образованию новых элементов. В институте на мировом уровне ведётся работа по изучению одного из важнейших для образования элементов явления — r -процесса (от слова rapid — быстрый), т.е. процесса образования ядер тяжелее элементов железного пика под действием нейтронов во взрывных процессах в условиях высокой концентрации свободных нейтронов. Такие условия образуются или в сбрасываемых оболочках коллапсирующих сверхновых звёзд, или при слиянии компактных объектов в тесных двойных системах, когда сталкивается пара нейтронных звёзд или нейтронная звезда с чёрной дырой. В результате слияния этих объектов часть сверхплотного сильно нейтронизированного вещества выбрасывается в окружающую среду. При остывании и падении плотности в веществе выброса реализуются идеальные условия для синтеза всех элементов тяжелее железа в результате чередующихся многократных нейтронных захватов и бета-распадов, приводящих вместе к росту атомного номера образующихся ядер.

В 1996 г. в работе Блинникова и Панова [6] была создана кинетическая модель нуклеосинтеза, учитывающая все парные реакции с нейтронами, протонами, альфа-частицами, бета-распад, реакции захвата электронного нейтрино ядрами и ряд специальных реакций типа 3-альфа-реакции и реакций горения углерода, кислорода, кремния, а также деление ядер. Развитие такой модели позволило объединить три этапа моделирования r -процесса: ядерное статистическое равновесие, альфа-процесс и r -процесс, объединив всё в одной модели быстрого нуклеосинтеза и получить ряд пионерских результатов. Впервые показана возможность протекания слабого r -процесса за счёт нейтринного источника генерации нейтронов [7, 34].

В ИТЭФ впервые в мире было показано, что одним из основных механизмов формирования наблюдаемой кривой распространенности тяжёлых элементов при развитии нуклеосинтеза в основном сценарии r -процесса является процесс вынужденного деления, обрывающий процесс продвижения синтеза в область сверхтяжёлых ядер и возвращающий продукты деления опять в процесс нуклеосинтеза в качестве зародышевых ядер [8]. При этом было показано, что кадмиевый, платиновый пики и пик редкоземельных элементов хорошо воспроизводятся теоретической моделью, развитой в ИТЭФ, и соответствуют наблюдениям. Более того, при исследовании

г-процесса было показано, что существует вероятность ветвления процесса в области интенсивного вынужденного, запаздывающего и спонтанного деления на две ветви, в наиболее слабой из которых часть выживших в делении ядер может образовать и сверхтяжёлые элементы (СТЭ). Однако их количество по крайней мере на 10 порядков меньше, чем количество образующегося урана, а время жизни наиболее долгоживущих образовавшихся СТЭ — от нескольких дней до нескольких лет, они нестабильны относительно альфа-распада и спонтанного деления [9]. Область же наиболее долгоживущих СТЭ пока недоступна для нуклеосинтеза в г-процессе из-за наличия на пути нуклеосинтеза области ядер с очень коротким временем жизни относительно спонтанного деления.

Нуклеосинтез в г-процессе протекает за доли секунд и вовлекает множество короткоживущих ядер, характеристики которых надо уметь прогнозировать (рис. 4). При этом хорошо зарекомендовала себя развиваемая в институте модель, основанная на теории конечных ферми-систем, в рамках которой были рассчитаны такие характеристики нескольких тысяч ядер, как

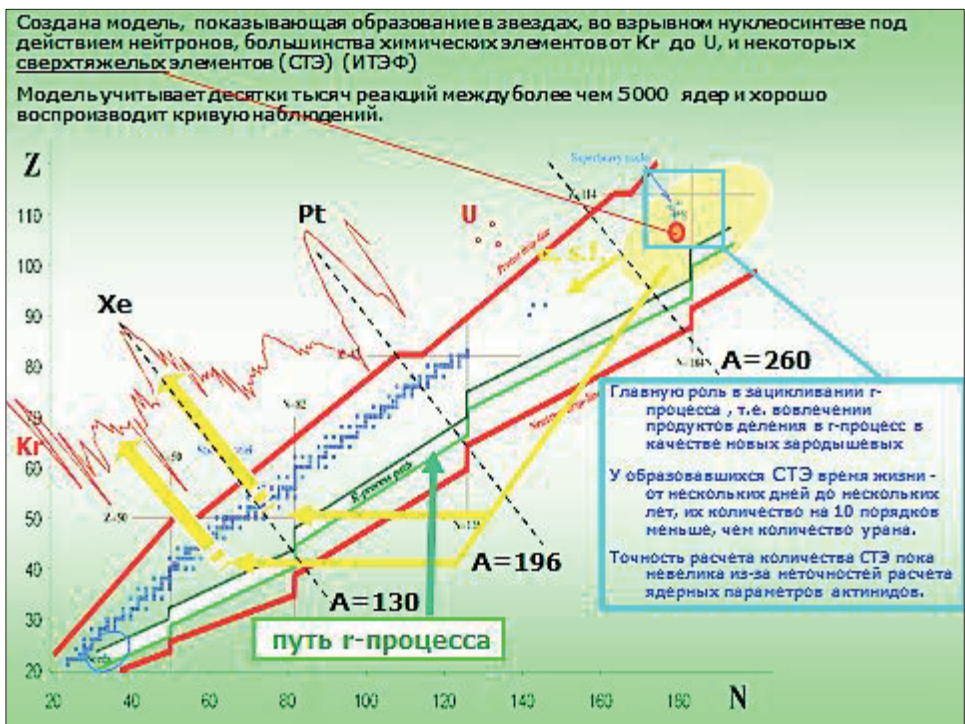


Рис. 4. Образование тяжелых и сверхтяжелых элементов в условиях, характерных для выброса сильно нейтронизованного вещества при слиянии сверхплотных остатков звезд в тесных двойных системах.

время бета-распада и вероятности эмиссии запаздывающих нейтронов и запаздывающего деления [10].

5. Создание теории нейтринного нуклеосинтеза

Не все особенности наблюдаемой в природе распространённости химических элементов могут быть объяснены в рамках стандартной теории нуклеосинтеза. В 1980 г. Д.К. Надёжиным (в соавторстве с Г.В. Домогацким) было открыто новое направление в теории происхождения химических элементов — нейтринный нуклеосинтез [1]. Основной идеей данного механизма является производство химических элементов в оболочке умирающей звезды-гиганта под действием интенсивных потоков нейтрино от её коллапсирующего ядра (рис. 5 слева). Произведённые таким образом ядра выбрасываются в окружающее пространство, обогащая межзвёздную среду. Это направление позволило объяснить особенности, наблюдаемые в космических распространёностях ряда изотопов лёгких химических элементов (лития, бериллия, бора и др.), а также тяжёлых элементов (обойденные изотопы и изотопы, составляющие «слабую компоненту» г-процесса). На рис. 5 справа показана наблюдаемая распространённость химических элементов.

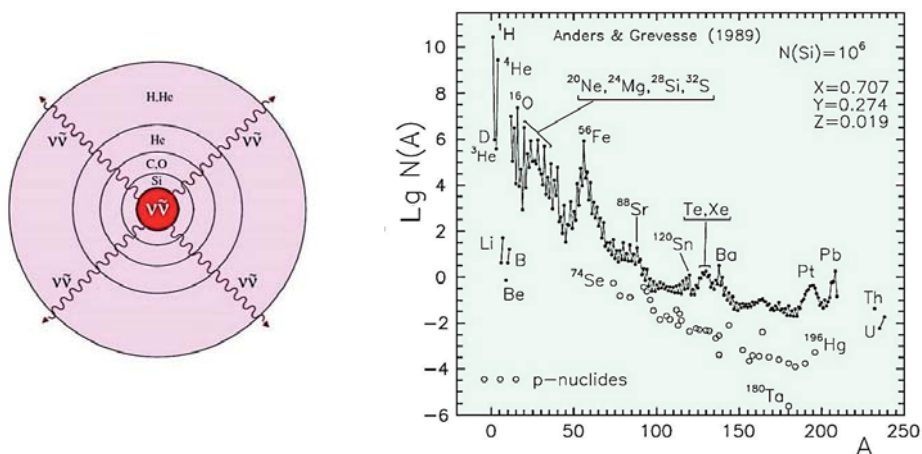


Рис. 5. Слева — схема процесса нейтринного нуклеосинтеза во внешних слоях звезды при потоках нейтрино из центра при взрыве сверхновой. Справа — наблюдаемая распространённость химических элементов: относительная доля данного элемента как функция массового числа (распространённость кремния принята равной 10^6).

6. Процесс слияния нейтронных звёзд и взрыв маломассивного члена двойной системы

Космические гамма-всплески до сих пор остаются одной из загадок астрофизики. Они представляют собой вспышки в диапазоне энергий от десятков килоэлектронвольт до мегаэлектронвольт (иногда и выше). Длительность — от долей секунды до минут, а иногда — и часов. В 1980-е годы было неизвестно, на каком расстоянии от нас находятся источники этих всплесков. Они могли располагаться как на космологических расстояниях, так и вблизи Солнца. В это время в астрофизической лаборатории ИТЭФ была выполнена важная работа [4] о природе гамма-всплесков, в которой впервые была показана возможность мощного взрыва при слиянии пары нейтронных звёзд. Было предсказано, что такой процесс должен дать не только излучение гравитационных волн (как уже предлагалось для слияния нейтронной звезды и чёрной дыры), но и гамма-всплеск. Поскольку энергия взрыва должна быть того же масштаба, что и при взрыве сверхновой звезды, такой всплеск должен быть замечен и на больших межгалактических расстояниях.

Главная идея этого механизма состоит в следующем. Две нейтронных звёзды сближаются из-за неизбежных потерь энергии и момента импульса, уносимых гравитационными волнами. В определённый момент звезда меньшей массы (радиус которой больше по законам строения таких звёзд) начинает активно отдавать своё вещество более массивной соседке. Таким образом более массивная звезда в паре увеличивает свою массу, а менее массивная — теряет! Замечательно, что у нейтронных звёзд есть минимально возможная равновесная масса, так как при слишком малой массе, а значит, и низкой плотности, ферми-импульс электронов становится слишком мал, и нейтроны получают возможность распадаться. Реально, конечно, распадаются не свободные нейтроны, а богатые нейтронами ядра, где бета-распад происходит очень быстро, за доли миллисекунд, и процесс приобретает взрывной характер. При достижении минимальной массы нейтронная звезда взрывается!

Изложенные идеи были развиты в последующей работе [5], где к группе авторов присоединились В.С. Имшенник и Д.К. Надёжин. Позднее, в 1992 г., В.С. Имшенник применил идею такого сценария в предложенном им механизме взрыва сверхновой [12]. Наша работа [4] стала известна и за рубежом, несмотря на отсутствие прямых контактов в то время с западными учёными. Только в 1998 г. с помощью спутника Верро-Sax было установлено, что гамма-всплески происходят в далёких галактиках, а не в окрестности солнечной системы. Сценарий слияния нейтронных звёзд, разработанный в ИТЭФ, стал общепринятым для коротких гамма-всплесков (длительностью меньше 2 с).

7. Ротационный механизм взрыва коллапсирующих сверхновых

Эволюция массивных звёзд с массой $M \geq 10M_{\odot}$ на главной последовательности завершается коллапсом железного ядра звезды. Однако с появлением первых численных моделей стало ясно, что «стандартная» теоретическая схема, основанная на предположении об одномерном, сферически-симметричном характере этого процесса, не в состоянии объяснить следующий за коллапсом взрыв сверхновой огромного масштаба с кинетической энергией разлетающейся оболочки звезды порядка 10^{51} эрг. Ударная волна, образующаяся в результате отражения потока аккрецирующего вещества от формирующейся в центре протонейтронной звезды, быстро расходует свою энергию на диссоциацию ядер вещества оболочки звезды за своим фронтом и затухает, не приводя к сбросу оболочки сверхновой. За почти полвека интенсивной работы многих групп астрофизиков по созданию теоретически самосогласованной модели взрыва коллапсирующих сверхновых было предложено несколько возможных сценариев данного процесса, учитывающих различные дополнительные факторы. Тем не менее, окончательного и универсального решения обсуждаемой проблемы до сих пор не предложено. Более того, наблюдательные данные по наиболее исследованной сверхновой SN1987A в Большом Магеллановом облаке привнесли дополнительные трудности в связи с регистрацией двух нейтринных сигналов, разделённых большим промежутком времени в 4,7 часа.

В.С. Имшенник в 1992 году предложил ротационный механизм взрыва коллапсирующих сверхновых. В нём ключевая роль отводится эффектам вращения, являющегося, в той или иной степени, неотъемлемой характеристикой всех звёзд. Теоретическая модель опирается на результаты, полученные в обширном цикле работ, выполненных в различные годы сотрудниками коллектива астрофизической лаборатории ИТЭФ, среди которых следует отметить работы [4, 5, 11, 12].

На примере знаменитой сверхновой SN1987A можно проиллюстрировать основные идеи предложенного механизма (рис. 6). Предполагается, что к моменту потери устойчивости железное ядро предсверхновой сохраняет заметное вращение. Вследствие сохранения удельного углового момента вращения в процессе коллапса вращающегося ядра звезды образуется конфигурация с сильным дифференциальным вращением [13] и высоким значением отношения полной энергии вращения к гравитационной энергии связи $\tau = E_{\text{rot}}/|E_g|$ (порядка 0,42 из расчетов [14]). Критическое значение параметра τ для возникновения динамической неустойчивости (в аналитической теории сфероидов Маклорена [15]) составляет примерно 0,27. Важнейшей для данного сценария является гипотеза о формировании двойной системы нейтронных звёзд в результате развития указанной неустойчивости в исходной осесимметричной конфигурации с последующим развалом (фрагментацией) на отдельные части. Значительная

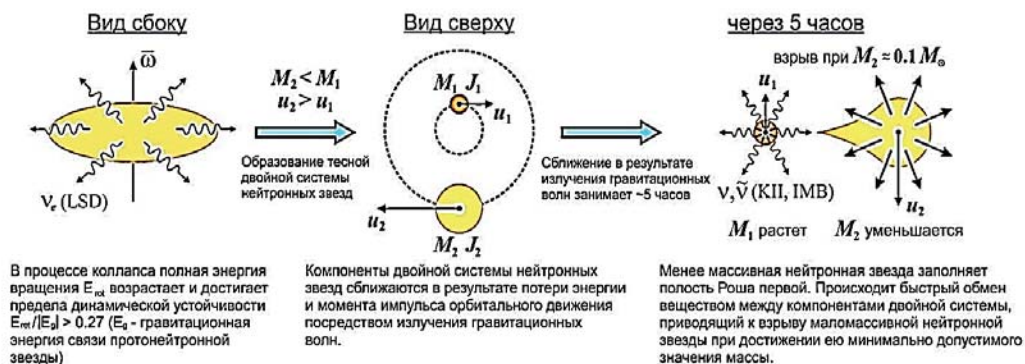


Рис. 6. Ротационный механизм взрыва коллапсирующих сверхновых.

часть начального момента вращения ядра переходит в орбитальный момент вращения двойной системы. Так же, как в «стандартной» модели, коллапс вращающегося ядра предсверхновой сопровождается мощным нейтринным излучением (хотя и с заметно отличающимися характеристиками [16]), которое можно отождествить с сигналом, зарегистрированным нейтринным детектором LSD в момент времени $t_{\text{UT}} = 2 \text{ ч } 52 \text{ мин}$ (23 февраля 1987 года) под Монбланом [15].

Основными параметрами образовавшейся тесной двойной системы нейтронных звёзд являются её полная масса, орбитальный момент вращения и отношение масс компонентов, которые вследствие существенной неопределённости в понимании деталей процесса фрагментации можно считать свободным параметром модели. Замечательно, что эволюция этой системы определяется единственным фактором — мощным гравитационным излучением, при этом она протекает тем дольше, чем сильнее отличаются массы компонентов. Нейтронные звёзды сближаются вследствие потерь энергии и углового момента вращения, уносимых гравитационными волнами. При этом орбиты звёзд становятся практически круговыми, даже если начальный эксцентриситет заметно отличался от нуля [17]. В конечном итоге по мере сближения маломассивный компонент двойной системы (вследствие обратной зависимости между массой и радиусом у нейтронных звёзд) первым заполняет свою полость Роша. Следующий за этим весьма скоротечный этап эволюции тесной двойной системы сопровождается нестационарным обменом массой между компонентами двойной системы в направлении к более массивной нейтронной звезде [4, 5]. Когда более лёгкий компонент двойной системы достигает минимально возможного для нейтронных звёзд значения массы $\sim 0,1 M_\odot$, происходит его взрывное разрушение на орбите. В результате цепочки ядерных реакций образуются ядра группы железа с окончательным энерговыделением $\sim 4,7 \text{ МэВ/нуклон}$ [4] и полной энергией взрыва $\sim 10^{51} \text{ эрг}$. В процессе обмена массой более массивная нейтронная звезда избавляется от

остаточного углового момента вращения и претерпевает вторичный коллапс. Этому сопутствует вспышка нейтринного излучения, зарегистрированная рядом нейтринных детекторов в момент времени $t_{\text{UT}} = 7 \text{ ч } 36 \text{ мин}$ (23 февраля 1987 года). Его характеристики должны, по всей видимости, быть близки к свойствам нейтринного сигнала, описываемого «стандартной» моделью коллапса [15].

Отдельные этапы эволюции тесной двойной системы сопровождаются мощным гравитационным излучением, имеющим специфические особенности, которые могут позволить идентифицировать рассматриваемый механизм в будущих экспериментах по регистрации гравитационных волн от коллапсирующих сверхновых. Кроме того, предложенный сценарий обладает рядом неоспоримых достоинств. Ротационный механизм позволяет дать теоретическую интерпретацию двух последовательных нейтринных сигналов от SN 1987A с разницей ~ 5 часов [15]. Разрушение маломассивной нейтронной звезды при движении с большой скоростью по орбите объясняет взрыв сверхновой с требуемой энергией и заметной степенью асимметрии, наблюдаемой в остатке SN1987A. Высокие скорости собственного движения молодых пульсаров в рассматриваемом сценарии являются естественным следствием высокой орбитальной скорости движения массивной нейтронной звезды в момент разрушения её легкого компаньона.

8. Сверхновые, вызванные неустойчивостью из-за рождения электрон-позитронных пар

В 2006 г. в галактике NGC1260 астрономы открыли одну из самых мощных сверхновых — SN2006gy. В то время она была рекордсменом по пиковой светимости (сейчас уже открыты и более мощные сверхновые). На рис. 7 видно, что эта сверхновая по потоку превосходит ядро хозяйской галактики с миллиардами звезд. Эта сверхновая превосходила на порядок мощные термоядерные сверхновые типа Ia, светимость которых используется в качестве стандартной (так называемые «стандартные свечи»), и на два порядка — обычные сверхновые типа II, которые, как и она, имеют линии водорода в своих спектрах. Но SN2006gy имела особенность в профилях линий: помимо обычных широких профилей (из-за быстрого разлёта вещества) её линии имели узкие профили, поэтому её тип — Pn (буква n от narrow).

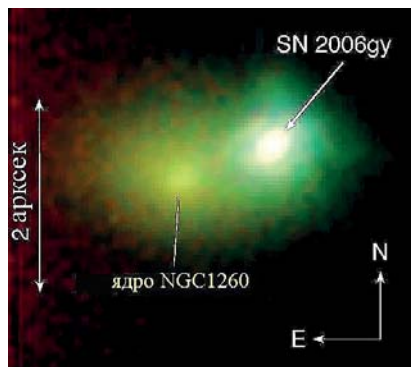


Рис. 7. Сверхновая SN2006gy и ядро галактики NGC 1260.

Экстремальная светимость этой сверхновой бросила вызов астрофизикам. Было предложено несколько объяснений для этого необычного явления, но самым успешным решением оказалась идея, высказанная ещё в 1986 г. [18] сотрудником нашего института Д.К. Надёжиным в соавторстве с Э.К. Грасбергом для другой сверхновой типа II. Согласно этой идее, огромный световой поток объясняется ударной волной, которая бежит по оболочке-оболочке, созданной предшествующим слабым взрывом за несколько лет или месяцев до основного сильного взрыва.

В статье [19] содержатся расчёты эволюции массивной звезды (с начальной массой около 110 масс Солнца), которая сбрасывает массу в результате мощных пульсаций. Эти пульсации порождаются неустойчивостью из-за рождения электрон-позитронных пар в недрах звезды. К моменту взрыва звезда оказывается окружена протяжённой оболочкой из ранее выброшенного вещества. Взрыв звезды как сверхновой порождает ударную волну, бегущую по этой оболочке, в полном соответствии с первоначальной идеей Д.К. Надёжина. Расчёты кривой блеска сверхновой для этой модели, проведённые на основе развитого в институте пакета STELLA, дали вполне удовлетворительное согласие с наблюдениями (рис. 8).

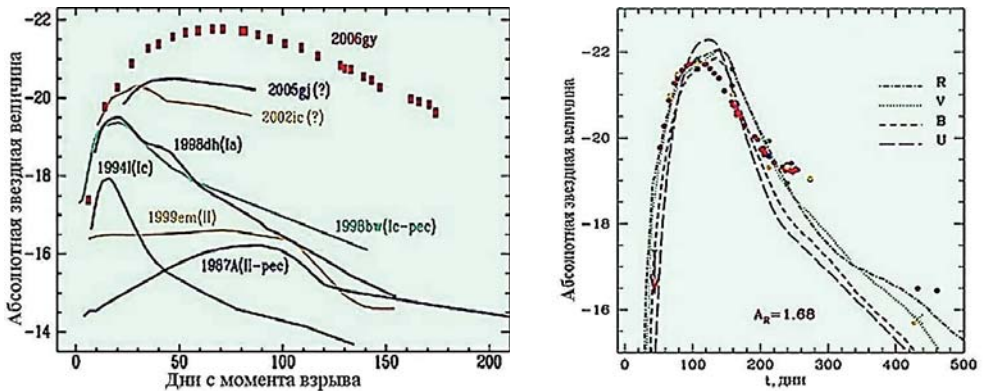


Рис. 8. Слева — кривая блеска для сверхновой SN2006gy в сравнении с другими сверхновыми. Справа — наблюдательные данные (цветные кружки) в сравнении с результатами моделирования (линии), показана светимость в разных диапазонах спектра: R (красный), V (весь видимый), B (голубой), U (ультрафиолетовый). Отличие на одну звёздную величину соответствует разнице в светимости в $\sim 2,5$ раза.

9. Сверхновые типа IIР

Среди богатых водородом сверхновых звёзд фотометрический подкласс сверхновых типа IIР является наиболее многочисленным. Эти сверхновые показывают незначительные спектроскопические различия и очень широкий

диапазон фотометрических свойств. Они демонстрируют изменения светимости от низкой до очень высокой и формы кривых блеска — от типичной платообразной до своеобразной куполообразной кривой блеска. В работах В.П. Утробина был установлен тот важный факт, что процессы ионизации и возбуждения водорода в атмосферах сверхновых типа II носят нестационарный характер [20].

Осуществленное в институте гидродинамическое моделирование в широком диапазоне параметров и сравнение с наблюдаемой кривой блеска и скоростями расширения оболочки позволило определить основные параметры сверхновой: радиус предсверхновой, массу выброшенного вещества, энергию взрыва и массу радиоактивного ^{56}Ni . Подтвердилось предположение о том, что предсверхновые нормальных объектов типа II являются красными сверхгигантами, в то время как пекулярные сверхновые 1987A и 2000cb с куполообразными кривыми блеска происходят от голубых сверхгигантов. Разнообразие наблюдательных данных сверхновых II типа превращается в очень широкий спектр их основных параметров. Увеличение светимости на стадии плато почти на два порядка и полной массы радиоактивного ^{56}Ni в диапазоне $(0,006 \div 0,4)M_{\odot}$ при переходе от сверхновой 2003Z с низкой светимостью к очень яркой сверхновой 2009kf эквивалентно увеличению энергии взрыва в диапазоне $2,5 \cdot 10^{50} \div 2,2 \cdot 10^{52}$ эрг и массы оболочки в диапазоне $(14 \div 28)M_{\odot}$. Отметим, что сверхновая 2009kf является первой сверхновой II типа с очень высокой энергией взрыва — $2,2 \cdot 10^{52}$ эрг, что предполагает образование чёрной дыры при гравитационном коллапсе, а не нейтронной звезды. Масса выброшенной оболочки в сочетании с массой нейтронной звезды и массой, потерянной посредством звёздного ветра, даёт оценку массы звезды на главной последовательности. Проявления взаимодействия выброшенной оболочки с веществом звёздного ветра и околосвёздным веществом, которые могут быть средством его диагностики, были изучены на примере линий H-alpha, Na I и Ca II [21, 22]. Зависимость энергии взрыва и массы радиоактивного ^{56}Ni от массы звезды на главной последовательности представлены на рис. 9. Полученные зависимости убедительно демонстрируют важнейший результат: рост как энергии взрыва, так и массы радиоактивного ^{56}Ni с увеличением массы звезды на главной последовательности [23–26].

Самым изученным объектом среди сверхновых II типа является сверхновая 1987A. Её исследование, проведённое в ИТЭФ, способствовало развитию методов радиационной гидродинамики и моделей атмосфер сверхновых. Нестационарный характер процессов ионизации и возбуждения водорода при полном отказе от условий локального термодинамического равновесия в атмосферах сверхновых II типа позволил объяснить интенсивные линии водорода, природа которых долгое время оставалась загадочной. Исследование влияния степени перемешивания ^{56}Ni на

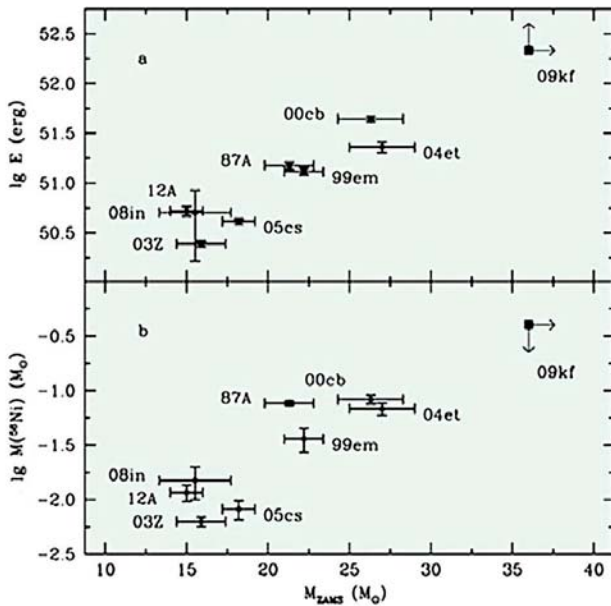


Рис. 9. Зависимости энергии взрыва сверхновых (верхняя панель) и массы синтезированного радиоактивного ^{56}Ni (нижняя) от массы звезды на главной последовательности.

болومترическую кривую блеска показало, что умеренное, в диапазоне низких скоростей $2500 \div 3000$ км/с, перемешивание ^{56}Ni может объяснить наблюдаемую кривую блеска сверхновой 1987A. В то же время количественное моделирование профиля линии H-alpha на стадии Бохум явления позволило получить принципиальный результат: высокоскоростной сгусток ^{56}Ni движется в дальней полусфере с абсолютной скоростью около 4700 км/с и его масса составляет примерно $0,001 M_{\odot}$ [27–30].

10. Новый метод измерения космологических расстояний с использованием сверхновых типа II_n

За последние десятилетия прогресс в наблюдательной астрономии шагнул далеко в глубины Вселенной. Астрономы не только заглянули в недоступные ранее области Вселенной и увидели крайне далекие галактики на красном смещении $z = 7,7$ (13 млрд световых лет), но и научились одновременно следить за событиями в протяжённых областях звёздного неба. Широкоугольные обзоры неба (Sloan Digital Sky Survey, Palomar Transient Factory, Catalina Real-Time Transient Survey и др.) позволили открывать транзитные объекты практически сразу после их появления на небе, что способствовало взрывному росту количества открываемых сверхновых. Сегодня за год открывают тысячи сверхновых, тогда как десять лет назад было исследовано всего несколько сотен за всю историю наблюдений. Большой объём наблюдательных данных по сверхновым позволил детально исследовать сверхновые редкого подкласса II_n (SN II_n), выделенные в отдельную группу в

1990 году (Schlegel, 1990). Эти сверхновые характерны необычайно узкими спектральными линиями водорода, вследствие чего к названию типа II была добавлена буква «п» (анг. narrow – узкий). Астрономы обнаружили значительное разнообразие фотометрических и спектроскопических свойств SN II_p. Некоторые из них светят очень ярко и достигают в пике абсолютную звездную величину $M_R = -21$, как, например, знаменитая сверхновая SN 2006gy (Taddia, 2013). Способность SN II_p светить столь ярко позволяет отнести их к классу сверхмощных сверхновых SLSN (Superluminous Supernovae), исследования которых в последнее десятилетие активно ведутся в ИТЭФ и других центрах.

В лаборатории астрофизики ИТЭФ подобные сверхновые начали изучать задолго до того, как им был присвоен отдельный подтип. В 1986 году в работе Грасберга и Надёжина [18] было показано, что наблюдаемый спектр с узкими линиями от SN 1983K можно объяснить излучением от сверхновой, взорванной внутри выброса, появившегося за 1÷2 месяца до взрыва. В дальнейшем в лаборатории астрофизики ИТЭФ были построены более сложные и детальные модели, хорошо описывающие наблюдательные данные. На сегодня этот механизм является одним из основных, используемых для объяснения чудовищной светимости сверхмощных сверхновых.

Основываясь на проведённых расчётах, сотрудники лаборатории астрофизики С.И. Блинников, М.Ш. Поташов и П.В. Бакланов предложили и успешно опробовали на практике новый метод [31] измерения расстояний до сверхновых II_p. Метод может применяться для сверхновых типа II_p наивысшей светимости, что позволяет использовать его при огромных расстояниях, что крайне важно для проверки космологических теорий. Это прямой метод определения расстояний, не требующий предварительной юстировки по светилам на известной дистанции, определенной другим способом. Даже для далёких сверхновых нет необходимости опираться на шкалу космологических расстояний, в отличие, например, от приближения стандартной свечи, как в случае сверхновых типа Ia.

Идея метода восходит к работам Бааде (Baade, 1926 г.) и Весселинка (Wesselink, 1946 г.), применявших его к пульсирующим звёздам — цефеидам. По этому методу для определения космологических расстояний с помощью сверхновых типа SN II_p следует провести следующие операции:

- измерить «узкие» компоненты спектральных линий для оценки свойств (плотности, скорости) околосвёздной оболочки; здесь не требуется высокая точность измерений и моделирования;

- измерить «широкие» эмиссионные компоненты линий и найти скорость u на уровне фотосферы с максимально возможной точностью; хотя закон $u = R/t$ для SN II_p неприменим, но измеренная скорость u соответствует «истинной» скорости фотосферы v_{ph} , а не только скорости течения вещества, как в случае SN IIP;

– измерить приращение радиуса $\Delta R_{ph} = v_{ph}\Delta t$ путём интегрирования по времени с учётом рассеяния, потемнения или уярчения к краю и т.п.; получаемые значения изменений радиуса должны использоваться при итерациях оптимальной модели;

– получить расстояние D посредством согласования вариаций наблюдаемого потока с изменением R_{ph} .

Изложенный выше упрощённый вариант метода позволяет получить хорошую оценку расстояния до SN II_n. Для лучшей точности или при значительном изменении T_c такой простой подход должен быть дополнен. Необходимо построить модель, наилучшим образом воспроизводящую наблюдения широкополосной фотометрии и скорость v_{ph} , которая контролируется по наблюдениям $\Delta R(t)$. Такая модель нужна для вычисления эволюции R_{ph} и для детальных предсказаний теоретического потока F_{ph} (рис. 10).

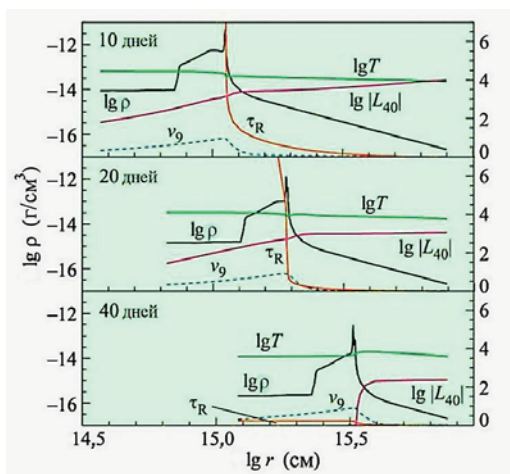


Рис. 10. Логарифмы плотности ρ , температуры T и светимости L_{40} , а также оптическая толщина τ_R и скорость фотосферы v_9 как функции логарифма радиуса для различных моментов времени. Значения логарифмов плотности ρ показаны на оси ординат слева, величины остальных параметров — на оси справа.

Астрофизики института успешно использовали метод DSM для нахождения расстояния до трёх SN II_n. Первая сверхновая SN 2006gy была выбрана за свою светимость, превосходившую все известные на тот момент сверхновые. В определении галактического поглощения до сверхновой есть значительный разброс, поэтому использовалось значение $A_R = 1,3 \pm 0,25^m$. Из данных наблюдений (Smith, 2007 г.; Ofek, 2007 г.) была получена оценка расстояния до SN 2006gy $D \approx 68_{-15}^{+19}$ Мпк [31]. Это значение хорошо согласуется с известным модулем расстояния до родительской галактики $D = 71$ Мпк (Agnoletto, 2009 г.). Следует заметить, что весьма большие ошибки в расстоянии не связаны с погрешностью метода, а возникли из-за неопределенности в галактическом поглощении.

Вторая сверхновая SN 2009ip вспыхнула в галактике NGC 7259 в области, свободной от облаков пыли и газа, а, следовательно, с малым

межзвездным поглощением. Кроме того, эта сверхновая замечательна тем, что она произвела в 2009 году несколько выбросов, детально исследованных наблюдателями. Метод DSM дал расстояние до сверхновой $D = 20,1 \pm 0,8$ Мпк [32], что находится в прекрасном согласии с известным модулем расстояния до родительской галактики $D = 20,4$ Мпк.

Упрощённый вариант описанного метода был протестирован на SN 2010jl [33]. Полученная оценка расстояния до сверхновой SN 2010jl составила $D = 49$ Мпк, что согласуется с известным расстоянием до галактики в 50 Мпк. Полученные в рамках DSM расстояния до сверхновых SN 2006gy, SN 2009ip и SN 2010jl хорошо согласуются с известными расстояниями до родительских галактик, что доказывает работоспособность этого метода.

11. Развитие моделей термоядерных сверхновых

В астрофизической лаборатории ИТЭФ совместно с коллегами из ГАИШ МГУ, Института Макса Планка в Гархинге и Калифорнийского университета было проведено много весьма важных в космологии расчётов кривых блеска термоядерных сверхновых (тип Ia, рис. 11) Это так называемая внешняя задача для сверхновых. Расчёты кривых блеска можно делать, даже если не известен в деталях сам механизм взрыва. Такие расчёты помогают установить, что конкретно требуется от механизма взрыва для объяснения наблюдений. Было установлено, что необходимо производство достаточного количества радиоактивного изотопа никеля ^{56}Ni , который распадается путём электронного захвата в радиоактивный ^{56}Co , а затем — в самый распространённый стабильный изотоп железа ^{56}Fe .



Рис. 11. Сверхновая SN1994D типа Ia и галактика NGC4526.

Если бы не было радиоактивных изотопов в продуктах взрыва, то не было бы источника фотонов после взрыва компактной вырожденной звезды — белого карлика. Стало ясно, что наблюдаемую скорость разлёта можно обеспечить только при переходе медленного термоядерного горения в детонацию, однако нельзя допустить, чтобы детонация началась слишком рано: если бы сдетонировала вся звезда, то весь выброс сверхновой состоял бы из элементов железного пика, а реально наблюдаются и более лёгкие элементы (кремний, сера и т. п.). Это может иметь место, если в начале горение

медленное — по звезде бежит дозвуковое пламя, а после увеличения радиуса звезды на порядок происходит переход в детонацию.

Детальное развитие механизма перехода к детонации представляет собой центральную, до сих пор нерешённую задачу в современной теории термоядерных сверхновых (внутренняя задача для сверхновых Ia). В астрофизической лаборатории института были совершены важные шаги на пути решения этой проблемы. В работе Имшенника и Хохлова [35] была установлена структура волны детонации в термоядерных сверхновых с детальным нуклеосинтезом за фронтом. В статьях [36, 37] было показано, как в центре углеродно-кислородного белого карлика может сформироваться спонтанный фронт горения (градиентный механизм Зельдовича), порождающий ударную волну и развитие детонации. Этот механизм до сих пор остаётся одним из самых многообещающих в теории сверхновых Ia.

12. Магнитный момент нейтрино и аксионы

Помимо работ по взрывам и коллапсам звёзд в астрофизической лаборатории института были получены важные результаты по проблемам фундаментальной физики. В частности, в статьях Блинникова и Дуниной-Барковской [38, 39] на основе наблюдаемых функций распределения белых карликов по температуре поверхности были получены ограничения на магнитный момент нейтрино, который должен быть меньше 10^{-11} магнетонов Бора, а связь гипотетических аксионов с электронами, т. е. аксионная постоянная тонкой структуры $\alpha_a < 5 \cdot 10^{-26}$. Эти результаты до сих пор цитируются в литературе, а предел для аксионов занесён в сборник фундаментальных констант Particle Data Group.

13. Модели для Dark Matter (зеркальное вещество)

Основополагающая работа Кобзарева, Окуня и Померанчука о частицах Зеркальной материи вышла в 1966 году, когда физики ещё не знали, что Тёмная материя (Dark Matter, DM) вскоре станет одной из важнейших тем в космологии и физике элементарных частиц. Побудительные мотивы у авторов были другие: они ввели «зеркальные частицы» для того, чтобы компенсировать открытую к тому времени зеркальную асимметрию слабых взаимодействий обычных частиц (с учётом замены частицы на античастицу при зеркальном отражении). Авторы не связывали свои гипотетические зеркальные частицы с DM, но получили важнейший вывод: если зеркальные частицы реально существуют, то они не могут взаимодействовать с обычными частицами. А это то, что нужно для обоснования существования DM (рис. 12).

Когда проблема Тёмной материи уже встала во весь рост, в статьях Блинникова и Хлопова [40] были развиты первые предложения о поисках



Рис. 12. Двойное скопление галактик.
 Жёлтым цветом (точки и пятна
 разной формы) показаны галактики –
 члены скопления,
 красным — барионный газ этих
 скоплений,
 синим — Тёмная материя,
 распределение которой восстановлено
 по гравитационному линзированию.

зеркальной материи и развивались идеи о её роли в космологии. В работе [41] было предложено использовать невидимые звёзды, состоящие из зеркальной материи, как источники гравитационного микролинзирования и как источники гамма-всплесков (при учёте осцилляций нейтрино в стерильные состояния). Едва ли Тёмная материя является точно такой, как предсказывает модель Зеркальной материи. Тем не менее, эта модель до сих пор служит источником полезных идей в поисках Тёмной материи, особенно в свете всё более низких пределов на сечения взаимодействия частиц ДМ на подземных детекторах и последних открытий в динамике сливающихся галактик, указывающих на ненулевое самодействие частиц Тёмной материи. Все эти факты лежат в русле предсказаний свойств Зеркальной материи, сделанных в институте.

Литература

1. Nadyozhin D.K., Imshennik V.S. *Int. J. Mod. Phys.*, 2005, v. 20, № 29, p. 6597.
2. Nadyozhin D.K. *Astrophys. Space Sci.*, 1978, v. 53, № 1, p. 131.
3. Nadyozhin D.K. *Astrophys. Space Sci.*, 1985, v. 112, № 2, p. 225.
4. Blinnikov S.I., Novikov I.D., Perevodchikova T.V., Polnarev A.G. *Soviet Astronomy Letters*, 1984, v. 10, p. 177.
5. Blinnikov S.I., Imshennik V.S., *Soviet Astronomy*, 1990, v. 34, № 6, p. 595.
6. Блинные С.И., Панов И.В. *Письма в АЖ*, 1996, т. 1, с. 45.
7. Nadyozhin D.K. et al. *Astronomy and Astrophysics*, 1998, v. 335, p. 207.
8. Panov I.V., Thielemann F.-K. *Nuclear Physics*, 2003, A718, p. 647.
9. Panov I.V., Korneev I.Yu., Thielemann F.-K. *Physics of Atomic Nuclei*, 2009, v. 72, p. 1026.
10. Панов И.В., Корнеев И.Ю., Лютостанский Ю.С., Тилеманн Ф.-К. *ЯФ*, 2013, т. 76, № 1, с. 90.
11. Имшенник В.С., Надёжин Д.К. *Письма в АЖ*, 1977, № 3, с. 353.
12. Имшенник В.С., *Письма в АЖ*, 1992, т. 18, с. 489.
13. Аксенов А.Г., Блинные С.И., Имшенник В.С. *Астрон. журн.*, 1995, т. 72, с. 717.
14. Имшенник В.С., Надёжин Д.К. М., ИТЭФ, 1991, препринт № 97.

15. Имшенник В.С., Ряжская О.Г. Письма в Астрон. журн., 2004, т. 30, с. 17.
16. Имшенник В.С., Надёжин Д.К. Письма в Астрон. журн., 1992, т. 18, с. 195.
17. Имшенник В.С., Попов Д.В. Письма в Астрон. журн., 1994, т. 20, с. 620.
18. Grasberg E.K., Nadyozhin D.K. *Soviet Astron. Let.*, 1986, v. 12, p. 68
19. Woosley S.E., Blinnikov S.I., Heger A. *Nature*, 2007, v. 450, p. 390.
20. Утробин В.П., Чугай Н.Н. Письма в Астрон. журн., 2002, т. 28, с. 440.
21. Chugai N.N., Chevalier R.A., Utrobin V.P. *Astrophys. J.*, 2007, v. 662, p. 1136.
22. Чугай Н.Н., Утробин В.П. Письма в Астрон. журн., 2008, т. 34, с. 652.
23. Utrobin V.P., Chugai N.N. *Astron. and Astrophys.*, 2013, v. 55, id. A145.
24. Чугай Н.Н., Утробин В.П. Письма в Астрон. журн., 2014, т. 40, с. 131.
25. Utrobin V.P., Chugai N.N. *Astron. and Astrophys.*, 2015, v. 575, id.
26. Чугай Н.Н., Утробин В.П. Письма в Астрон. журн., 2014, т. 40, с. 330.
27. Utrobin V.P., Chugai N.N., Andronova A.A. *Astron. and Astrophys.*, 1995, v. 295, p. 129.
28. Utrobin V.P., Wongwathanarat A., Janka H.-T., Mueller E. *Astron. and Astrophys.*, 2015, v. 581, id. A40.
29. Utrobin V.P. *Astron. and Astrophys.*, 1994, v. 281, p. L89.
30. Utrobin V.P. *Astron. and Astrophys.*, 1996, v. 306, p. 219.
31. Blinnikov S., Potashov M., Baklanov P., Dolgov A. *JETP Letters*, 2012, v. 96, № 3, p.153.
32. Potashov M., Blinnikov S., Baklanov P., Dolgov A. *MNRAS: Letters*, 2013, v. 431, № 1, p. L98.
33. Бакланов П.В., Блинные С.И., Поташов М.Ш., Долгов А.Д. Письма в ЖЭТФ, 2013, т. 98, № 7, с. 489.
34. Nadyozhin D.K., Panov I.V. *Monthly Notices Royal Astron. Soc.*, 2014, v. 441, p. 733.
35. Imshennik V.S., Khokhlov A.M. *Sov. Astron. Lett.*, 1984, v. 10, p. 262.
36. Blinnikov S.I., Khokhlov A.M. *Sov. Astron. Lett.*, 1986, v. 12, p. 131.
37. Blinnikov S.I., Khokhlov A.M. *Sov. Astron. Lett.*, 1987, v. 13, p. 364.
38. Blinnikov S.I., Dunina-Barkovskaya N.V. *Astron. Zh.*, 1993, v. 70, № 2, p. 362.
39. Blinnikov S.I., Dunina-Barkovskaya N.V. *MNRAS*, 1994, v. 266, № 2, p. 289.
40. Blinnikov S.I., Khlopov M.I. *Sov. Astron.*, 1983, v. 27, p. 371.
41. Blinnikov S.I. *Surveys in High Energy Physics*, 2000, v. 15, № 1, p. 37.

IV. Ядерно-физические исследования при низких энергиях

Исследования в области ядерной спектроскопии, радиационной физики и химии конденсированного состояния (обзор работ, выполненных до XXI века)

Ю.В. Терехов

1. Экспериментальные работы по ядерной спектроскопии

В 1945–1950 годах, когда в СССР начала развиваться атомная энергетика, возникла актуальная задача измерения полных и парциальных нейтронных сечений, нахождения нейтронных констант, необходимых для расчётов реакторов и проведения работ по ядерной физике. Одной из первоочередных задач Лаборатории №3 стало создание экспериментальной базы для проведения таких исследований.

По инициативе директора лаборатории А.И. Алиханова была организована группа, перед которой была поставлена задача — смонтировать и запустить циклотрон, создать время-пролётный спектрометр медленных нейтронов и проводить на нём работы по ядерной спектроскопии.

Строительство главного корпуса и монтаж циклотрона начались в 1946 году под руководством профессора В.В. Мигулина и главного инженера В.С. Курьшева. В течение 1946–47 годов были смонтированы все основные узлы циклотрона: магнитная система, водоохлаждение, радиотехническая и вакуумная системы, силовое электротехническое оборудование, защита и др. В июне 1949 года был получен и исследован на внутренней мишени первый пучок ускоренных дейтронов. Физики-экспериментаторы получили возможность проводить на циклотроне первые ядерно-физические исследования.

Построенный циклотрон имел следующие параметры: вес магнита 96,6 т, диаметр полюсов 1,2 м, зазор между полюсами 30 см, максимальная напряжённость магнитного поля 16 кЭ, частота ускоряющего электрического поля 10,5 МГц, амплитуда ускоряющего напряжения между дуантами 100 кВ. На циклотроне было возможно ускорение протонов до энергии 6,2 МэВ, дейтронов — до 12,5 МэВ и альфа-частиц — до 24 МэВ. Магнитный зал циклотрона был отделён от остальных помещений защитой, которая состояла из слоя воды толщиной 1 м. Работы по сооружению и запуску циклотрона

были выполнены Н.Н. Атлашкиным, Г.А. Алёшиным, А.Г. Власовым, Г.Н. Добролюбовым, А.А. Зайцевым, И.Г. Ломовым, С.С. Орловым-Николаевым, В.С. Репиным, Е.Г. Савиновым, Б.М. Стасевичем, В.П. Щелочковым и др.

Для проведения экспериментов на циклотроне под руководством С.Я. Никитина была создана группа нейтронной спектроскопии, которая одной из первых в стране разработала и запустила нейтронный спектрометр, действующий по методу измерения времени пролета. Физические измерения начались.

В.В. Огороков и Д.Л. Толченков провели изучение (n, γ) -реакций на ядрах Cd, Pd, Os и Mo и исследовали резонансное рассеяние нейтронов на некоторых уровнях ядер W и Ta.

С помощью парного спектрометра были измерены спектры гамма-лучей резонансного захвата нейтронов в тяжёлых ядрах, угловые корреляции гамма-лучей резонансного захвата и спиновая зависимость резонансных уровней. Н.Д. Галанина, А.Я. Диамант, Б.Ф. Шварцман выполнили работу по определению спинов уровней ядра ^{196}Pt по гамма-лучам захвата резонансных нейтронов. Сухоручкин исследовал свойства резонансных уровней, возбуждаемых медленными нейтронами, тонкую структуру ядерных уровней и энергетических состояний.

Разработанный И.С. Тростинным высокоинтенсивный источник ионов позволил довести ток выведенного пучка до 70 мкА. Огороков и Тростин создали канал для транспортировки пучка и сложную электронную аппаратуру для проведения измерений. Пульт циклотрона был оборудован телевизионной системой для наблюдения за геометрией пучка в ионопроводе. Циклотрон превратился в многоцелевой измерительный центр.

По качеству и количеству выполненных работ измерительный комплекс на циклотроне был одним из лучших в мире. Полученные за 20-летний период работы циклотрона экспериментальные данные были представлены на международных и общесоюзных конференциях, опубликованы в научных журналах.

Ещё до пуска циклотрона было принято решение о разработке и строительстве в Лаборатории № 3 исследовательского тяжеловодного ядерного реактора. Разработка проектного задания была поручена директору лаборатории А.И. Алиханову и главному конструктору ОКБ «Гидропресс» Подольского завода тяжёлого машиностроения Б.М. Шолковичу. Мобилизация коллективов Лаборатории № 3, ОКБ «Гидропресс», Центрального научно-исследовательского и проектно-конструкторского котлотурбинного института (ЦКТИ), ГСПИ-11 и других исполнителей, включая Подольский завод тяжёлого машиностроения и завод № 12 ПГУ, позволила выполнить проект опытного тяжеловодного реактора уже к концу

1947 года. Кроме физических измерений на опытном реакторе с самого начала его проектирования предусматривалось получение радиоактивных изотопов.

На территории Лаборатории № 3 в течение 1948 года было построено здание реактора и закончен монтаж оборудования. Физический пуск реактора был осуществлён в апреле 1949 года. Он проходил под руководством директора лаборатории А.И. Алиханова и при активном участии ведущих учёных: В.В. Владимирского, И.Я. Померанчука, С.Я. Никитина, А.Д. Галанина, Н.А. Бургова, Б.В. Эршлера, Н.Н. Николаева, главного инженера реактора С.А. Гаврилова и эксплуатационного персонала. Реактор был выведен на проектную мощность в строгом соответствии с теоретическими расчётами.

При пуске реактора необходимо было наладить регулярный изотопный анализ тяжёлой воды. Для этих целей М.Я. Кацем был разработан новый метод, основанный на измерении плотности воды. Многочисленные анализы проб тяжёлой воды проводила Ф.С. Лаптева. Для дополнительного контроля применялся масс-спектрометрический метод, разработанный Б.М. Стасевичем. Этими анализами занималась Н.Д. Галанина. Плотностный метод отличался простотой, не требовал сложной аппаратуры и был использован позже при запуске промышленного тяжеловодного реактора. Там наладку этих измерений проводила Ф.С. Лаптева.

В 1955 году была проведена реконструкция реактора. После реконструкции он имел следующие параметры: мощность — 2,5 МВт, поток тепловых нейтронов в центре — $4 \cdot 10^{13}$ н/см²·с. Тепловыделяющие элементы состояли из металлических урановых стержней диаметром 2,2 и 2,8 см, длиной соответственно 162,5 и 160 см, имеющих оболочку из алюминия толщиной 0,1 см и обогатённых ²³⁵U. Активная зона реактора в виде решётки из урановых стержней помещалась в алюминиевый резервуар диаметром 175 см, толщиной стенок и дна — 3 см и высотой цилиндра — 195 см. В этот бак заливалась тяжёлая вода. Дно бака было установлено на графитовой кладке толщиной 100 см. Графитовый отражатель тоже имел толщину 100 см. Вся графитовая кладка помещалась во внешний стальной корпус, в котором поддерживался вакуум. Боковая защита реактора состояла из бетона толщиной 2,5 м. Стержни активной зоны охлаждались тяжёлой водой, которая циркулировала по замкнутому контуру. Для удаления образующейся в результате радиолитической смеси дейтерия и кислорода поверхность тяжёлой воды в реакторе обдувалась гелием, также циркулирующим в замкнутом контуре. В этом контуре для сжигания гремучей смеси был предусмотрен контактный аппарат. Тяжёлая вода поступала в алюминиевый бак, проходила по трубе-каналу, омывая и охлаждая ТВЭЛы, затем поступала в градирню, охлаждалась и поступала обратно. В реакторе имелись горизонтальные каналы, через которые выводились пучки нейтронов и гамма-излучения. Три канала были продолжены через графитовый отражатель до

бака реактора. Для вывода пучка нейтронов из реактора были смонтированы вертикальные каналы, которые служили главным образом для облучения образцов и получения радиоактивных изотопов. В боковой защите была размещена горизонтальная графитовая колонна размером $1,4 \times 1,4$ м, что было достаточно для проведения большого числа исследований, в том числе на «холодных» нейтронах. В корпусе реактора имелись специальные помещения и горячая лаборатория для работ с высокоактивными материалами. Горячая лаборатория была оборудована механическими манипуляторами и специальным транспортом для перевозки радиоактивных веществ.

В ИТЭФ реактор стал основной экспериментальной базой для исследований по ядерной спектроскопии, физике твёрдого тела, физике ядерных реакторов. Он стал одним из главных наработчиков и поставщиков радиоактивных изотопов для нужд медицины и народного хозяйства.

В 1987 году реактор ИТЭФ был остановлен. За весь период эксплуатации реактора его непрерывную и безаварийную работу чётко обеспечивал персонал во главе с Г.Н. Караваевым и С.А. Гавриловым. Опыт эксплуатации ТВР показал, что тяжеловодные реакторы имеют ряд преимуществ перед уран-графитовыми. Особенно важно было то, что они требовали значительно меньшую загрузку урана и замедлителя нейтронов на единицу мощности. Научные работы по обоснованию и разработке уран-дейтериевых реакторов не потеряли своей актуальности и сейчас.

Первые исследования по спектрометрии медленных нейтронов на ТВР были выполнены под руководством А.И. Алиханова, В.В. Владимирского и С.Я. Никитина. Для этих целей были разработаны и созданы различные типы нейтронных спектрометров.

В 1955 году С.Я. Никитин, В.Т. Смолянкин, В.З. Колганов, А.В. Лебедев, Г.С. Ломкаци при решении ядерной задачи трёх тел, в особенности (n, d)-рассеяния, провели эксперимент по рассеянию медленных нейтронов на орто- и пара-дейтерии и измерили спиновую зависимость ядерных сил. Этими же авторами впервые были измерены сечения рассеяния холодных нейтронов на орто- и пара-третии $\sigma_{\text{орто}}^3\text{H} = 4,5 \pm 1$ барн и $\sigma_{\text{пара}}^3\text{H} = 1 \pm 1,5$ барн. Сложность этого эксперимента заключалась в высокой радиоактивности трития. В используемом объеме трития она составляла 20 тысяч кюри.

Вскоре после пуска ТВР начал функционировать первый в СССР нейтронный кристаллический спектрометр типа Коуша, на котором группа Ю.Г. Абова провела измерения полных нейтронных сечений делящихся изотопов и конструкционных материалов.

В 1956 году В.В. Владимирский, И.А. Радкевич, В.В. Соколовский и др. создали нейтронный спектрометр на основе механического прерывателя пучка тепловых нейтронов и анализатора времени пролета на магнитном барабане. Ими же был создан более совершенный механический прерыватель пучка для резонансных нейтронов и оригинальный матричный анализатор

времени пролета, которые были установлены на пучке одного из действующих промышленных реакторов. Были впервые измерены полные эффективные сечения Pd, Os, Ir, Mo, Ta, Th и ^{238}U для резонансных нейтронов, а также получены данные о полных и нейтронных ширинах измеренных резонансов. Эти же авторы вместе с А.А. Пановым и К.А. Тростиной измерили полные эффективные сечения ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , а также сечения деления ^{235}U для резонансных нейтронов. Результатом этих нейтронскопических исследований следует отметить установление В.В. Владимирским влияния деформации ядер на нейтронную силовую функцию.

С.М. Калевин провёл исследование изомерного перехода ядра $^{117\text{m}}\text{Sn}$ и установил спиновую зависимость полной радиационной ширины уровней в мышьяке-75. Г.В. Данилян и И.Я. Корольков исследовали энергетический спектр пар внутренней конверсии, возникающих при радиационном захвате тепловых нейтронов в Gd. Н.А. Бургов, Г.В. Данилян, И.А. Ефимов, О.Д. Казачковский и В.С. Павлов провели измерения спектров γ -лучей захвата резонансных нейтронов ядрами Na, Rh, Ta, Au.

В 1959 г. Владимирский и Калевин теоретически рассмотрели проблему пространственной устойчивости вращающегося ферромагнитного тела, подвешенного в магнитном поле. И далее, по заданию Владимирского, был выполнен большой цикл работ по проектированию и изготовлению установок с подвесом с помощью магнитного поля вращающихся тяжёлых (30 кг) щелевых роторов при токе электромагнита 200 мА для формирования импульсных пучков нейтронов в резонансной, тепловой и холодной областях энергий. Вращение роторов со скоростью до 20000 об/мин осуществлялось с малым трением об остаточный газ в вакуумной камере при полном отсутствии механических контактов с окружающей средой и случайных возмущений. В результате стало возможным осуществить с высокой точностью синхронное вращение таких роторов и не только снизить до процентного уровня фон от реакторного излучения, но и сформировать при необходимости интенсивные пучки монохроматических нейтронов с заданной энергией.

Разработанные уникальные установки были использованы для решения многих задач ядерной физики как в нашем, так и в других научных центрах. Для исследования распада свободного нейтрона в холодной области энергий в институте был изготовлен и запущен уникальный светосильный нейтронный монохроматор с пятью синхронно вращающимися роторами. Исследования были прерваны из-за остановки ТВР. На высокопоточном реакторе СМ-2 в НИИАР (г. Дмитровград) была создана «фабрика» по измерениям нейтронных сечений осколочных, тяжёлых и трансурановых изотопов в области энергий нейтронов до 600 эВ с помощью четырёх синхронно вращающихся роторов. В частности, были измерены полные нейтронные сечения изотопов Pm^{147} , $\text{Eu}^{153,154,155}$, $\text{Cs}^{133,134}$, $\text{Lu}^{175,176}$, Ta^{182} , Ra^{226} , Th^{230} , $\text{Am}^{241,243}$, $\text{Cm}^{232,244,245,246,247,248}$ и других элементов, имевшихся в миллиграммовых количествах. Для

исследования Р- и Т-неинвариантных явлений в области энергий до 20 эВ для реактора ПИК был изготовлен с разрешением 10 % нейтронный монохроматор с четырьмя синхронно вращающимися роторами, который был установлен на реакторе ВВРМ в ПИЯФ РАН (г. Гатчина).

По международному контракту МАГАТЭ в Атомном центре Египта (г. Каир) был установлен нейтронный прерыватель с двумя синхронно вращающимися роторами для исследований с помощью малоуглового рассеяния нейтронов.

Бургов и Данилян провели эксперименты по исследованию уровней ядер ^{12}C и ^{16}O , наблюдаемых при изучении сечения поглощения гамма-квантов в области гигантского резонанса, где впервые была обнаружена тонкая структура гигантского резонанса.

В середине 50-х годов по поручению Алиханова Л.Л. Гольдин, Г.И. Новикова, Е.Ф. Третьяков и Л.Н. Кондратьев начали исследовать α -лучи, испускаемые тяжёлыми элементами. На созданном уникальном α -спектрометре были проведены исследования спектров альфа-активных изотопов U, Pu и других элементов. Была установлена тонкая структура многих альфа-спектров, обнаружены группы вращательных уровней у ряда исследованных ядер и построены схемы энергетических уровней. В результате работ было обнаружено несколько десятков новых альфа-линий, позволивших получить ценные сведения о структуре энергетических уровней тяжёлых ядер.

В 50–60-е годы прошлого века в институте начали интенсивно развиваться исследования β -распада. В 1956 г. Ли и Янг высказали сомнения в выполнении закона сохранения пространственной чётности состояний элементарных частиц в их слабых взаимодействиях, а Л.Д. Ландау высказал предположение о том, что нейтрино и антинейтрино, входящие в эти взаимодействия, являются двухкомпонентными, т.е. полностью поляризованными со спином вдоль импульса для антинейтрино или в противоположном направлении для нейтрино. Это приводит к наибольшему нарушению закона пространственной чётности и к продольной поляризации релятивистских электронов, рождённых вместе с нейтрино в распадах частиц, обусловленных слабым взаимодействием. Проявление на опыте двухкомпонентности нейтрино было обнаружено за рубежом группами Ву и Лидермана. Проверкой этого предположения занялись несколько групп физиков института.

Группами А.И. Алиханова и С.Я. Никитина были начаты эксперименты по измерению продольной поляризации электронов при бета-распаде. Полученные результаты точно подтвердили двухкомпонентность электронов, рождённых при бета-распаде (которая отвечала гипотезе Л.Д. Ландау о двухкомпонентности нейтрино в так называемом V-A варианте теории слабого взаимодействия) и показали, что продольная поляризация электронов в случае

разрешённых переходов определяется отношением v/c (скорости электрона к скорости света)

В 1958 году тщательное исследование бета-распада RaE позволило сделать вывод о сохранении временной инвариантности в слабом взаимодействии. Точность полученного результата оставалась непревзойденной много лет.

В 1955 году Н.А. Бургов предложил красивую идею использовать оригинальную методику резонансного рассеяния γ -лучей для исследования констант взаимодействия при β -распаде и для измерения времён жизни первых возбуждённых уровней ядер. С помощью этого метода в период 1955–58 годов Н.А. Бургов и Ю.В. Терехов выполнили цикл работ по резонансному рассеянию гамма-лучей ^{24}Mg , и вместе с Г.Е. Бизиной — по резонансному рассеянию гамма-лучей ^{60}Ni и впервые определили, что бета-распад ^{24}Na и ^{60}Co следует аксиально-векторному (V-A) варианту взаимодействия теории бета-распада. Это послужило доказательством справедливости V-A гипотезы взаимодействия. В этих же экспериментах было измерено время жизни первого возбуждённого уровня дочернего ядра ^{24}Mg .

Несколько позже с помощью большого безжелезного тороидального бета-спектрометра Н.А. Бургов, А.В. Давыдов и Г.Р. Карташов провели исследование вариантов взаимодействия при бета-распаде ^{23}Ne и подтвердили вывод о справедливости V-A гипотезы взаимодействия. Кроме того, они исследовали резонансное рассеяние гамма-лучей ^{85}Rb , измерили времена жизни первых возбуждённых уровней ^{85}Rb и ^{141}Pr и провели сравнительные измерения формы бета-спектров ^{198}Au и ^{69}Zn .

В 1957 году на пучке нейтронов тяжеловодного реактора ИГЭФ была точно измерена корреляция электрон-нейтрино в бета-распаде свободного нейтрона и с наибольшей точностью определено отношение констант аксиально-векторного и векторного взаимодействий.

В 1957 году А.В. Давыдов предложил оригинальный метод возбуждения долгоживущих изомерных состояний изотопов серебра с помощью эффекта Мессбауэра. Было реализовано резонансное возбуждение ядерного уровня ^{107}Ag с шириной $\sim 10^{-17}$ эВ. Позже А.В. Давыдов, М.М. Коротков и П.И. Ромашова выполнили эксперимент по измерению углового распределения резонансно рассеянных γ -лучей ^{191}Ir , возмущённого магнитным полем, и впервые показали, что среднее время жизни ядер в возбуждённом состоянии зависит от ширины линии возбуждающих γ -лучей.

На электростатическом генераторе ЭГ-5 группой в составе В.В. Огорокова, Д.Г. Толченкова, Ю.Н. Чеблукова и И.С. Хижнякова было установлено неизвестное ранее явление когерентного возбуждения пролетающих через кристалл частиц — атомов, проявляющееся в резонансном увеличении доли возбуждаемых частиц при условии, что частота соударений частиц с атомами кристалла равна или в целое число раз меньше частоты

перехода между энергетическими уровнями частицы. Это открытие (№ 263) получило название «Эффект Окоркова».

В начале 60-х годов под руководством Абова А.Д. Гулько, О.Н. Ермаков, П.А. Крупчицкий и С.С. Тростин провели большую работу по созданию пучков поляризованных тепловых нейтронов. На практике был реализован предложенный в теоретической работе Померанчука классический метод поляризации тепловых нейтронов, отражённых от магнитного зеркала. Эти авторы в 1962 г. измерили асимметрию бета-распада ядер ^8Li , ^{108}Ag , ^{110}Ag , образованных в результате захвата поляризованных тепловых нейтронов.

Одновременно пучок тепловых нейтронов, поляризованных с помощью намагниченных кобальтовых зеркал, был использован для изучения анизотропии гамма-лучей, испускаемых при захвате поляризованных нейтронов в ^{113}Cd . Этот важный опыт дал первое доказательство существования слабого нуклон-нуклонного взаимодействия, не сохраняющего пространственную чётность. Впервые было экспериментально установлено неизвестное ранее явление несохранения пространственной чётности в ядерных электромагнитных переходах, обусловленное слабым нуклон-нуклонным взаимодействием, приводящим к асимметричному относительно направления поляризации испусканию гамма-квантов поляризованными ядрами. Это открытие (№ 178) положило начало новому направлению исследований во всём мире, а Ю.Г. Абов и П.А. Крупчицкий были удостоены Ленинской премии (вместе с В.М. Лобашовым и В.А. Назаренко из ПИЯФ).

В 1976 году Данилян с коллегами исследовал Р-нечётную асимметрию испускания γ -квантов в радиационном захвате поляризованных тепловых нейтронов ядрами ^{117}Sn . Был обнаружен эффект порядка 10^{-3} с точностью 10%, что подтвердило открытие, сделанное Ю.Г. Абовым и др. на ядре ^{113}Cd .

Одновременно на том же пучке реактора ТВР Г.В. Данилян и др. поставили поисковый эксперимент по исследованию Р-нечётной асимметрии разлёта осколков деления ^{235}U поляризованными тепловыми нейтронами и обнаружили эффект, предсказанный ранее В.В. Владимирским и В.Н. Андреевым для спонтанного деления. Впервые было установлено новое явление асимметричного испускания лёгких и тяжёлых осколков деления относительно направления поляризации ядер, обусловленное не сохраняющим пространственную чётность слабым взаимодействием нуклонов, и открывшее новые возможности экспериментального исследования механизма деления ядер. В последующие два года аналогичные эффекты были обнаружены и при делении ядер ^{233}U и ^{239}Pu . Это открытие было зарегистрировано в Государственном реестре под № 256.

В 1973 году группами Данильяна и Крупчицкого было проведено исследование временной инвариантности в электромагнитных переходах ядер, установившее верхний предел на амплитуду Т-неинвариантного взаимодействия на уровне 10^{-3} .

В 1978 году В.Н. Андреев, М.М. Данилов, О.Н. Ермаков и др. провели исследование Р-нечётной асимметрии испускания нейтронов деления, возникающей при захвате ядрами ^{233}U и ^{239}Pu поляризованных нейтронов.

К 1988 году под руководством Данильяна был выполнен цикл работ по детальному исследованию эффектов несохранения чётности в делении ядер. Впервые было установлено, что эффекты несохранения чётности в делении существенным образом зависят от энергии нейтронов, вызывающих деление, и показано, что за наблюдаемые эффекты ответственно смешивание слабым взаимодействием уровней составного ядра (нейтрон + ядро-мишень), а не квазистационарных состояний холодного сильно деформированного ядра на стадии, предшествующей развалу на два осколка. Этот результат привёл к пересмотру теоретических представлений о природе формирования угловой корреляции осколков.

В этот же период Ю.Г. Абов, В.Ф. Белкин, А.А. Белоноженко, С.П. Боровлев, В.В. Васильев, В.В. Владимирский, Ф.С. Джебаров, Ю.А. Карпов, Н.И. Козлов и Е.Н. Моспан теоретически разработали и экспериментально проверили на реакторе ТВР метод длительного хранения ультрахолодных нейтронов. Измерения убедительно показали возможность хранения нейтронов в простой односвязной области, ограниченной неоднородным магнитным и гравитационными полями со временем, близким к времени жизни свободного нейтрона. Созданная ими конструкция магнитно-гравитационного накопителя позволила измерять время жизни нейтрона с точностью не хуже 3%.

К 1992 году Г.В. Данилян, А.Г. Беда, А.В. Белозеров и др. выполнили цикл работ по исследованию асимметрии разлёта осколков при тройном делении ^{233}U и ^{239}Pu поляризованными нейтронами. Эксперименты были поставлены на высокоинтенсивном пучке поляризованных нейтронов высокопоточного реактора Института Лауэ-Ланжевена (ИЛЛ) в Гренобле (Франция), что позволило в разумное время набрать статистику для тройного деления на фоне в 1000 раз большей скорости счёта бинарного деления. Результаты измерений показали, что отношение коэффициентов Р-нечётной асимметрии для тройного и бинарного делений оказалось близким к единице с точностью 10%, что свидетельствовало о приблизительной идентичности квазистационарных переходных состояний в седловой точке для бинарного и тройного деления.

В 1998–99 годах по инициативе Г.В. Данильяна сотрудничеством ИТЭФ – ПИЯФ – Тюбингенский университет – ИЛЛ – Дармштадтский технический институт – Курчатовский институт был поставлен на высокопоточном реакторе ИЛЛ в Гренобле (Франция) поисковый эксперимент по обнаружению Т-нечётной угловой корреляции в тройном делении ядер ^{233}U поляризованными холодными нейтронами. Эффект лево-правой асимметрии эмиссии α -частиц относительно плоскости, определяемой векторами

поляризации пучка и импульса лёгкого осколка, оказался неожиданно большим $D = (-0,41 \pm 0,01) \cdot 10^{-2}$. Природу возникновения такой корреляции предстоит выяснить.

Во второй половине 90-х годов П.А. Крупчицкий, В.В. Васильев, О.Н. Ермаков, И.Л. Карпихин, Г.А. Лобов и В.Ф. Белкин начали исследования электромагнитных свойств нейтрона и нейтронооптических эффектов. На реакторе Института Гана-Мейтнера в Берлине (Германия) с помощью нейтронного поляриметра, установленного на пучке холодных нейтронов, проведены измерения Р-нечётного угла поворота спинов поляризованных нейтронов при прохождении через мишень, обогащённую изотопом ^{204}Pb . Измеренное значение угла поворота спина нейтронов на изотопе ^{204}Pb было первым экспериментальным результатом и указало на неожиданно большой Р-нечётный эффект, который нельзя объяснить в рамках компаунд-ядерной модели смешивания состояний с противоположной чётностью для набора известных s- и р-резонансов. Но если предположить существование пока необнаруженного р-резонанса, можно получить хорошее согласие экспериментальных данных и теоретических оценок на Р-нечётный эффект. Поиск такого р-резонанса был начат в ЛНФ ОИЯИ группой Л.Б. Пикельнера.

Для детального исследования нарушения пространственной чётности и временной инвариантности в нейтрон-ядерных взаимодействиях Г.В. Данилян еще в 1985 г. предложил начать создание установки, обеспечивающей получение интенсивных пучков поляризованных нейтронов в широком диапазоне энергий. Одним из основных элементов этой установки был протонный поляризующий фильтр (ППФ) для поляризации нейтронов. Создание ППФ со сверхпроводящим магнитом продолжалось в течение 10 лет. В 1995 г. в ИТЭФ был успешно осуществлен физический пуск ППФ, при этом была достигнута самая высокая поляризация протонов — 95%. После этого ППФ был перевезен в Лабораторию нейтронной физики ОИЯИ и установлен на нейтронном пучке импульсного реактора ИБР-2.

Детальные исследования эффектов несохранения пространственной и временной чётности в нейтрон-ядерных взаимодействиях и при делении ядер, проводимые в нашем и других научных центрах мира, позволили существенно продвинуть теоретические исследования в этой области фундаментальной физики.

В.И. Рогов, Ю.Д. Катаржнов, В. Г. Недопекин и С.Т. Сухоруков экспериментально исследовали двухнейтронные корреляции в делении ^{252}Cf и установили зависимость двухнейтронной корреляционной функции R_2 от относительного импульса двух нейтронов q при разных величинах суммарного импульса. Анализ результатов показал, что в экспериментально исследуемой области, где $q > 30$ МэВ/с, величина R_2 в основном определяется сильным взаимодействием, а при $q = 0$ преобладает вклад фермиевского отталкивания.

В начале 80-х годов в ИТЭФ начались интенсивные исследования процессов бета-распада с целью измерения массы нейтрино и изучения мод двойного бета-распада.

На раннем этапе этих исследований большим достижением явилось создание Е.Ф. Третьяковым уникального спектрометра для измерения процессов бета-распада трития. В этом спектрометре магнитная фокусировка электронов сочеталась с электростатическим сканированием. На этом спектрометре под руководством В.А. Любимова был проведен цикл исследований по измерению массы нейтрино в бета-распаде трития в валине и впервые получен результат, указывающий на существование конечной массы нейтрино порядка 20 эВ. Несмотря на то, что этот результат не нашёл дальнейшего подтверждения, эти работы стимулировали целую серию экспериментов в мире по поиску конечной массы нейтрино.

В конце 80-х годов больших успехов добились учёные ИТЭФ в деле изучения двойного бета-распада различных ядер. Сотрудники ИТЭФ И.В. Кирпичников, А.А. Васенко, В.А. Кузнецов, А.С. Старостин и др. были инициаторами применения полупроводниковых детекторов, изготовленных из обогащённого германия. Они провели цикл работ по поиску и обнаружению двойного бета-распада $^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$. В сжатые сроки была создана уникальная установка для поиска двойного бета-распада на основе 3-х полупроводниковых германиевых детекторов, обогащённых до 85% изотопом ^{76}Ge , массой в 1,8 кг. Техника наработки килограммовых количеств высокообогащённого германия, необходимого для изготовления детекторов, была разработана Отделением молекулярной физики ИАЭ им. Курчатова специально для этого эксперимента. Проведение работы потребовало координации усилий семи НИИ и промышленных предприятий. Начиная с 1987 года, в подземной лаборатории Ереванского физического института проводились измерения, позволившие получить выдающийся результат. Впервые удалось наблюдать двухнейтринную моду двойного бета-распада $^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$ с периодом полураспада $T_{1/2} = (8,5 \pm 3 \pm 2) \cdot 10^{20}$ лет. Для безнейтринной моды были получены ограничения на величину периода полураспада.

В 1990–1992 г. Кирпичников и Старостин провели повторный эксперимент по наблюдению $2\nu 2\beta$ -распада ^{76}Ge на установке с более низким фоном. С этой целью в подземной лаборатории шахты Хоумстейк (США) была собрана установка на основе детектора из обогащённого ^{76}Ge и ультранизкофонового криостата групп Университета Южной Каролины (USA) и Северо-западной тихоокеанской лаборатории (PNL) США. На этой принципиально новой установке был зафиксирован $2\nu 2\beta$ -процесс для ^{76}Ge с периодом полураспада $T_{1/2} = (9,2^{+0,3}_{-0,4}) \cdot 10^{20}$ лет и, таким образом, был подтверждён ранее полученный результат ИТЭФ–ЕРФИ. Этот результат имел решающее значение для успеха нового совместного эксперимента

коллорабии IGEX (ИТЭФ–ИЯИ–ЕРФФИ–PNL–USC) по поиску безнейтринной моды двойного бета-распада ^{76}Ge , в котором впервые был установлен предел для периода полураспада для безнейтринной моды двойного бета-распада ^{76}Ge на уровне $T_{1/2} > 1,6 \cdot 10^{25}$ лет, откуда следовало ограничение майорановской массы нейтрино $m_\nu < (0,4 \div 1,1)$ эВ.

В 1993 году под руководством Любимова В.А. Артемьев, Э.В. Брахман, О.Я. Зельдович и др. в совместном ИТЭФ–ИЯИ РАН эксперименте с малой трековой камерой ТРС (время-проекционной камерой в магнитном поле) провели измерения $2\nu 2\beta$ -распадов ^{136}Xe и ^{150}Nd . Впервые наблюдался двухнейтринный двойной бета-распад ^{150}Nd и был измерен период его полураспада $T_{1/2} = (1,88_{-0,39}^{+0,66} + 0,19) \cdot 10^{19}$ лет, что позволило проверить теоретические расчёты ядерного матричного элемента. Для ^{136}Xe получен предел для периода полураспада $T_{1/2} > 9 \cdot 10^{19}$ лет.

В 2000 году в институте были завершены работы по сооружению самой крупной в мире трековой камеры в магнитном поле. Проведены физический пуск установки и фоновые измерения. Камера была предназначена для поиска безнейтринной моды двойного бета-распада ^{150}Nd и могла позволить получить ограничения на массу нейтрино $m_\nu < 0,1$ эВ.

В подземной лаборатории Фрежюс (Франция) при участии сотрудников лаборатории А.С. Барабаша в 1998 году закончен эксперимент по изучению двойного бета-распада ^{82}Se и ^{96}Zr с помощью трекового детектора NEMO. Получены новые результаты с большой статистикой для различных мод периода полураспада ^{82}Se .

Впервые в мире в прямом эксперименте зарегистрирован двухнейтринный двойной β -распад ^{96}Zr и получены ограничения на безнейтринную моду двойного β -распада ^{96}Zr :

$$2\nu\text{-мода } T_{1/2} = (2,1_{-0,04}^{+0,08} \pm 0,2) \cdot 10^{19} \text{ лет,}$$

$$0\nu\text{-мода } T_{1/2} > 1 \cdot 10^{21} \text{ лет,}$$

$$0\nu\chi\text{-мода } T_{1/2} > 3,5 \cdot 10^{20} \text{ лет.}$$

В лаборатории Гран-Сассо при участии А.С. Барабаша, А.Д. Ашиткова, С.Г. Белогурова и др. был поставлен эксперимент по поиску двойного β -распада ^{100}Mo с помощью жидкоаргоновой ионизационной камеры. Измерены периоды полураспада для разных мод:

$$2\nu\text{-мода } T_{1/2} = (0,75 \pm 0,11 \pm 0,15) \cdot 10^{18} \text{ лет,}$$

$$0\nu\text{-мода } T_{1/2} > 5,0 \cdot 10^{25} \text{ лет (90\% CL),}$$

$$0\nu\chi\text{-мода } T_{1/2} > 2,7 \cdot 10^{20} \text{ лет (90\% CL).}$$

Под руководством Калебина была сооружена установка для обнаружения и исследования в земных условиях слабых физических взаимодействий методом подвеса с помощью магнитного поля тел весом 180 кг при токе электромагнита 170 мА. Выполнены эксперименты со свободным вращением магнитно подвешенных тел по инерции во время

солнечного затмения в Москве 11 августа и новолуния 9 октября 1999 года. Полученные данные давали указание на то, что вектор намагниченности в установке с магнитным подвесом может служить чувствительным индикатором в ряде фундаментальных исследований по гравитации и измерению приливных колебаний земной коры в зависимости от пространственного положения Земли, Луны и Солнца.

2. Работы по радиационной физике и химии конденсированного состояния

На реакторе ТВР проведены очень важные исследования по физике твёрдого тела. В конце 70-х годов под руководством Абова был создан бета-ЯМР спектрометр, на котором А.Д. Гулько, М.И. Булгаков, С.П. Боровлев, Ф.С. Джепаров и С.С. Тростин выполнили большой цикл работ по исследованию магнитного резонанса поляризованных бета-активных ядер ^8Li в кристаллах LiF, образующихся в реакции $^7\text{Li} (n, \gamma) ^8\text{Li}$ на тепловых нейтронах. Бета-активные ядра получали импульс отдачи вследствие захватного гамма-излучения, выбивались из узла решётки и создавали до своей остановки дефекты в кристаллической структуре. Было показано, что сверхтонкие взаимодействия бета-активных ядер с дефектами влияют на поляризацию этих ядер и на спектр ядерного магнитного резонанса. Таким образом, исследуемые радиоактивные ядра сами инициируют радиационные нарушения в кристалле и сами же являются измерительными зондами для локальных сверхтонких полей, обусловленных дефектами. Метод позволил экспериментально установить тип образующихся радиационных дефектов, характер их отжига, определить пространственное распределение точечных дефектов относительно первично выбитого атома. В дальнейшем этим методом были измерены времена жизни свежих радиационных дефектов, зависимость времени жизни дефектов от температуры, изучены виды дефектов. Обнаружен эффект корреляции локальных полей на примесных спинах. Развита теория этого эффекта. Проведены эксперименты по исследованию кинетики делокализации спиновых возбуждений в неупорядоченных средах, по наблюдению и исследованию запрещённых многоспиновых переходов. Эти данные были получены впервые и сыграли важную роль в развитии теории многочастичных и многокварковых процессов в твёрдых телах.

В 1988 г. метод бета-ЯМР был успешно применён для исследования физики случайных блужданий в неупорядоченных системах. Актуальность этой проблемы обуславливалась тем, что для неупорядоченных систем в то время не получил решения ряд задач, аналоги которых в упорядоченных системах решены уже давно. Авторами была предложена теория, позволяющая предсказать большой круг явлений, которые затем были проверены в серии экспериментов с использованием бета-ЯМР спектроскопии на ядрах ^8Li . Было установлено, что теоретическая модель адекватно описывает

экспериментальные результаты. Полученные данные углубили современные представления о динамике спин-спиновых взаимодействий в кристаллах.

Под руководством Абова на реакторе ИРТ в МИФИ Д.В. Львов и И.Л. Карпихин вместе с сотрудниками МИФИ с помощью универсального многокристального дифрактометра провели исследование малоуглового рассеяния и динамических эффектов при дифракции нейтронов. Уникальные возможности дифрактометра позволили обнаружить ряд тонких эффектов, которые до сих пор не получили теоретического объяснения. При исследовании процесса многократного малоуглового рассеяния нейтронов обнаружено сужение спектральной линии — углового распределения рассеянных нейтронов с увеличением плотности рассеивателя, т.е. плотности рассеивающих центров (дефектов, зерен и т.д.). Обнаруженный эффект получил объяснение в теории Джебарава и Львова. Этот результат следует рассматривать как крупный успех, открывающий перспективу широкого круга экспериментальных исследований.

В середине 80-х годов под руководством А.Л. Суворова был выполнен цикл работ по диагностике радиационных свойств металлоплёночных систем. Для этих целей с участием А.Ф. Бобкова, И.Л. Карпихина, В.А. Касаткина и Н.Е. Лазарева был создан отвечающий мировым стандартам новый экспериментальный прибор — автоэлектронный микроскоп-анализатор с комплексом диагностики поверхностных свойств металлов и металлоплёночных систем в процессе их бомбардировки ионами низких энергий ($1 \div 10$ кэВ). Впервые с использованием разработанной оригинальной методики были изучены процессы распыления материала субатомных плёнок на поверхности электропроводящих металлов во взаимосвязи с энергией бомбардирующих ионов, их химической природой, степенью покрытия. Были изучены радиационные дефекты в кристаллической решётке в металлах с целью определения их радиационной стойкости. Впервые получены автоионно-микроскопические изображения материалов высокотемпературной сверхпроводимости. На автоионном микроскопе впервые достоверно установлено существование подпороговых радиационных эффектов.

В конце XX – начале XXI веков под руководством А.Л. Суворова работы по ультрамикроскопии и микрозондовым исследованиям радиационных дефектов в кристаллических твердых телах (металлах, сплавах, высокотемпературных сверхпроводниках) развернулись широким фронтом. В этих работах активно участвовали А.Г. Залужный, А.Ф. Бобков, С.В. Зайцев, Н.Е. Лазарев, В.П. Бабаев, М.О. Попов, Ю.Н. Чеблуков, М.А. Козодаев, О.Н. Макеев, Е.Н. Скороходов, А.В. Карпов. Исследования проводились на нескольких экспериментальных установках:

- многофункциональном цельнометаллическом автоионном микроскопе с телевизионным съёмом информации и её компьютерной обработкой;
- автоионном микроскопе АИМ-005-СМ;

- воздушном сканирующем туннельном микроскопе;
- работающем на воздухе атомно-силовом микроскопе;
- автоматизированной установке для изучения особенностей автоэлектронной эмиссии различных материалов;
- масс-спектрографе с лазерным ионным источником ЭМАЛ-2;
- масс-спектрометре с магнитным разделением ионов МИ-1201.

Все микроскопы имели атомарное разрешение, были снабжены системами автоматизации эксперимента и компьютерной обработки получаемых результатов.

На созданном ранее ускорителе тяжёлых ионов с энергией 20 кэВ/заряд в линию с автоионным микроскопом изучена энергетическая зависимость параметров единичных каскадов атомных смещений, а также зависимость параметров от концентрации имплантированных частиц. С помощью автоионного микроскопа проведены исследования предельных механических свойств облучённых ионами с энергией 35 кэВ металлических образцов и анализ структуры поверхности разрушения, определены коэффициенты распыления углеродных волокон и пиролитического графита в припороговой области энергий.

Методика определения коэффициентов распыления электропроводящих материалов при бомбардировке лёгкими ионами в припороговой области энергий (от 10 до 500 эВ) реализована для трёх углеродных материалов: высокопрочного реакторного графита МПГ-6, высоко-ориентированного пиролитического графита ВОПГ и полиакрилонитрильных углеродных волокон УКН-400. Облучение образцов проводилось в автоионном микроскопе при температуре 78 К. Установлены энергетические пороги распыления исследованных материалов. Проведено детальное сравнение полученных данных с теоретическими расчетами.

Начат цикл работ по развитию методов изготовления структур «кремний на изоляторе» (КНИ) с целью получения широкой номенклатуры микросхем специального назначения.

С помощью автоионной микроскопии впервые на атомарном уровне изучена кластеризация точечных дефектов (единичных вакансий) в каскадах атомных столкновений при ионном облучении металлов и сплавов. Установлено существенное отличие распределения вакансий и их кластеров малых размеров по кратности в объёме обеднённых зон и вне их. Обнаружено влияние на указанные распределения наличия в металле тех или иных примесей.

Ряд разработок, основанных на полученных оригинальных научных результатах, лёг в основу новых технологий и устройств для промышленности и народного хозяйства. Это относится к использованию сканирующей туннельной и автоионной микроскопии для экспресс-анализов воды на предмет выявления в ней различных вредных примесей, развитию и освоению

методики визуализации, идентификации и исследования разнообразных биологических объектов (вирусов, бактериофагов). Получены качественные микроскопические изображения вирусов полиомиелита, аденовирусов, некоторых фагов. Освоена методика наработки партий культур вирусов полиомиелита и ротавируса. Начата наработка антигена вируса гепатита А.

Прорабатывались уже запатентованные в большинстве стран мира высокоэффективные, экологически чистые источники света на основе автоэлектронной эмиссии деструктурированных материалов, создавались новые наукоёмкие технологии изготовления элементов нанoeлектроники. Некоторые из этих работ поддерживались и финансировались Правительством Москвы.

В 90-е годы Ю.Н. Чеблуков, Н.А. Васильев, А.С. Федотов провели комплексное исследование распыления металлов и высокоориентированного пиролитического графита под воздействием тяжёлых ионов в неупругой области потерь энергии ионов. Впервые было показано, что коэффициент распыления поликристаллических металлов под воздействием ионов урана с энергией 1,5 ГэВ и ионов криптона с энергией 300 МэВ соответствует предсказаниям каскадной теории, учитывающей только упругие взаимодействия. Было предсказано и экспериментально получено резкое увеличение (на $2\div 3$ порядка) коэффициента распыления металлов под действием быстрых тяжёлых ионов по мере накопления радиационных дефектов за счёт упругих взаимодействий при больших флюенсах ионов. Впервые была обнаружена резкая неоднородность распыления поверхности металлов под действием быстрых тяжёлых ионов, что важно для понимания механизма передачи энергии быстрого тяжёлого иона атомам металла.

В масс-спектрометрической лаборатории Г.М. Кукавадзе В.К. Горшковым, Л.Я. Мемеловой, И.Н. Николаевой и др. были разработаны методы тонкого изотопного анализа большого количества элементов периодической системы. Разработаны методы работы с ультрамалыми количествами веществ в твёрдом состоянии, методы определения примесей в материалах, изучены свойства различных нуклидов, проводились регулярные арбитражные анализы.

Широким фронтом проводились физико-химические исследования. Под руководством Б.В. Эршлера сотрудниками физико-химической лаборатории Л.Я. Суворовым, Р.Л. Сердюком, М.П. Аникиной, Е.К. Завойским, В.Н. Бовиной, Ф.С. Лаптевой, М.А. Нежевенко и др. для целей реакторостроения были разработаны новые методы исследования радиолитиза тяжёлой воды и разделённых изотопов. Широко разрабатывались проблемы, связанные с изучением быстрых и сверхбыстрых химических реакций, протекающих в конденсированной среде под действием ионизирующих излучений.

В 1965 г. В.Г. Фирсовым была предложена и обоснована идея использования параметров деполаризации μ^+ -мезона в конденсированных средах для определения скоростей химических реакций водородоподобных атомов. Идея оказалась весьма плодотворной и легла в основу целого направления — мюонной спектроскопии.

Под руководством Фирсова, Бякова и Графутина были впервые разработаны уникальные ядерно-физические методы с использованием легчайших водородоподобных атомов — позитрония и мюония и созданы мюонные и позитронные спектрометры, успешно работавшие в ОИЯИ и ПИЯФ РАН.

К числу наиболее ярких научных достижений следует отнести открытие (№ 161) явления существования мюония в конденсированных средах. А.И. Бабаев, М.Я. Балац, Г.Г. Мясищева, Ю.В. Обухов, В.Г. Фирсов и В.С. Роганов впервые экспериментально установили неизвестное ранее явление существования атомарного мюония, впервые наблюдавшегося в конденсированных химически инертных средах по ларморовой прецессии системы спинов его триплетного состояния в поперечном магнитном поле. Несколько позже была разработана рекомбинационно-диффузионная модель радиолиза вещества.

В 1978 году в работах Фирсова, Кудинова, Минайчева и др. был развит метод использования μ^+ -мезонов для изучения взаимодействия мюония как аналога атомарного водорода с кристаллической решёткой твёрдых тел и в первую очередь полупроводниковых материалов.

Итог этих работ позволил перейти ко второму важному этапу исследований — изучению сложных полупроводниковых структур на основе экспериментально подтверждённых теоретических представлений, что имело существенное значение для дальнейшего развития физики твёрдого тела

В 1982 году В.Г. Фирсов, Е.В. Минайчев, Г.Г. Мясищева и другие впервые экспериментально установили свойство одноэлектронных атомов, внедрённых в кристаллическую решётку полупроводника, быть глубокими донорами; свойство, проявляющееся в существенном уменьшении размеров области локализации принадлежащего им электрона по сравнению с аналогичной характеристикой для мелких водородоподобных донорных центров. Это явление зарегистрировано как открытие № 259.

Сотрудники физико-химической лаборатории Фирсов, Бяков, Графутин и др. провели систематические исследования взаимодействий мюония и позитрония с кристаллической решёткой элементарных полупроводников и сложных бинарных соединений, исследовали кинетику химических реакций в жидкой фазе. Были изучены магнитные взаимодействия мюона в монокристаллитах керамики высокотемпературных сверхпроводников YBaCuC и EuBaCuO.

Выполнен цикл работ по реакциям мюония с неорганическими ионами и сложными органическими молекулами в водных растворах, проанализирована кинетика процессов, определены константы скорости химических реакций, выявлено сходство механизмов образования атомов позитрония, мюония и радиолитического водорода. Проведены исследования реакций мюония с молекулами биопротекторов с целью выяснения элементарных актов их взаимодействий с ионами и атомами водорода. Методом мюонной спектроскопии проведены систематические исследования остаточной поляризации мюонов для ряда неорганических ионов в водных растворах в широком интервале концентраций.

В 1997 г. проведена модернизация позитронных спектрометров ИТЭФ и получены первые оригинальные результаты в исследовании свойств поверхности конденсированных сред. Методом позитронной спектроскопии исследованы механизмы превращений и аннигиляции позитронов и позитрониевых состояний в водных растворах NaF, NaCl, NaBr, NaI в широком интервале концентраций. Экспериментально определены зависимости вероятностей аннигиляции позитронов от концентрации галогенид-ионов.

Исследованы процессы прохождения позитронов через границу раздела фаз в слоистых структурах, получена информация о свойствах отдельных слоев и позитронных состояний на их поверхности.

В.И. Графутин, В.Л. Гришкин, О. В. Илюхина и др. провели изучение механизма и кинетических параметров химических реакций позитрония с молекулами среды и исследование ионных кристаллов, полупроводников и металлов методом позитронной спектроскопии.

В.М. Бяков, С.В. Степанов и О.П. Степанова выполнили цикл работ, проясняющих роль ионизирующих излучений в образовании угля и нефти на Земле.

Научное и практическое значение представленных в настоящей статье работ состоит в изучении физико-химических процессов, определяющих механизм и кинетику взаимодействий ионов, атомов и радикалов с веществом, имеющих существенное значение для физики твёрдого тела, химической кинетики, радиационной химии и реакторостроения. В настоящем обзоре автор ограничился описанием только важнейших достижений института в области ядерной спектроскопии, радиационной физики и химии конденсированного состояния за период с основания института до начала XXI века.

*По препринту Ю.В. Терехова
«К истории Института теоретической и экспериментальной физики»,
М., ИТЭФ, 2002, препринт 20-02.*

Физико-химические исследования в институте

В.И. Графутин, Ф.Г. Ничипоров

Лаборатория физической химии была создана в Лаборатории № 3 в 1947 году для решения специфических физико-химических проблем, возникавших на стадии проектирования и эксплуатации тяжеловодных ядерных реакторов. Основным направлением деятельности лаборатории была разработка перспективных методов получения тяжёлой воды.

Одним из таких методов в тот период был метод двухколонного двухтемпературного концентрирования, в основе которого лежало теоретическое обоснование Л.Д. Ландау, изложенное им в работе «Расчёт двухколонной ректификации». Метод был положен в основу промышленной установки получения тяжёлой воды. В лаборатории был детально разработан дифференциальный пикнометрический метод анализа тяжёлой воды и экспериментально определены значения коэффициентов распределения дейтерия между газовой и жидкой фазами для двух значений температур. Большой вклад в создание и технологию эксплуатации первой в СССР промышленной установки внесли М.Я. Кац, В.К. Завойский, Ф.С. Лаптева и Л.Я. Суворов.

В 1955–1956 годах В.Г. Фирсовым был спроектирован и смонтирован мощный γ -источник Co^{60} . Это позволило начать широкие экспериментальные исследования по радиационной химии, связанные с изучением механизма радиолиза воды и водных растворов разных химических соединений под действием как γ -излучения на данной установке, так и смешанного нейтронного и γ -излучения на тяжеловодном реакторе. Результаты этих исследований, помимо многочисленных публикаций в научных журналах, были доложены на Менделеевском съезде.

Кроме названных проводились работы по определению выходов осколков деления различных химических элементов при делении урана U^{233} и U^{235} . Было измерено количество атомов, испаряющихся с поверхности делящегося материала в результате деления одного из них. Исследуя каталитическую активность платины, Б.В. Эршлер экспериментально определил долю активных центров на её поверхности. Результаты этих работ были доложены на Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии в 1955 году.

В то же время была выполнена работа по измерению эффективного сечения Th^{232} для тепловых нейтронов и резонансного интеграла поглощения нейтронов. Эти данные вошли в Международный атлас данных по нейтронной физике.

Результаты многоплановых экспериментальных работ лаборатории отражены в докладе, представленном нашей страной на выше названной Женевской конференции. Доклад имел достойный резонанс, тем более что в отечественной практике это был один из первых выходов наших учёных на мировую арену.

Была создана модель кипящего гомогенного реактора, работающего за счёт внешнего источника нейтронов. На ней были изучены в условиях, близких к реальным, такие проблемы, как коррозионная стойкость конструкционных материалов, радиационная и термическая стойкость топливных растворов, распределение делящихся материалов между жидкой и паровой фазами. По результатам проведённых работ коллективом авторов в составе Б.В. Эршлера, Л.Я. Суворова, В.И. Графутина, И.Г. Аксенова, Ю.В. Фунтикова в 1966 году получены авторские свидетельства на изобретения № 37563, № 40645 и № 252492.

В ходе исследований проблем кипящего гомогенного реактора были получены интересные практические результаты по технологии переработки использованного топлива гетерогенных реакторов. В процессе выполнения работ были оформлены изобретения № 23050, № 26227 и № 26228 (авторы М.П. Аникина, Ф.С. Лаптева, Г.Г. Мясищева, М.А. Нежевенко, Н.И. Пирогова, Р.Л. Сердюк, Л.Я. Суворов, В.Г. Фирсов, Б.В. Эршлер).

Проводились работы по исследованию коррозионной стойкости конструкционных материалов (титан и сплавы на его основе) и воздействию на них n , γ и осколочного излучений. Были измерены их электрохимические потенциалы, теоретически решена и экспериментально проверена задача о распределении коррозионных токов в узлах изделий сложной геометрической конфигурации. Например, цилиндр в контакте с плоскостью (в гетерогенном реакторе это кессонная труба, контактирующая с трубной доской). Эти работы были пионерскими не только у нас, но и за рубежом. Работы проводились В.Н. Воробьевым и В.И. Графутиным под руководством Б.В. Эршлера и Л.Я. Суворова.

Уникальные результаты были получены и при изучении объёмного кипения водных растворов. Известно, что процесс кипения в гомогенном реакторе сильно отличается от процесса кипения, привычного нам в повседневной жизни: в условиях объёмного кипения зародыши пузырьков пара образуются непосредственно в объёме жидкости, и это обстоятельство чрезвычайно важно для проектирования и эксплуатации такого рода реакторов. Важными составляющими при изучения объёмного кипения в гомогенном аппарате являются и вопросы удаления из активной зоны

накапливающихся там продуктов радиолиза воды, деления урана, а также плутония, образующегося при работе реактора. Ряд исследований был проведён по изучению стабильности кислых растворов уранилсульфата — топливных растворов гомогенного реактора — при разных температурах и рН. Исследовалась роль рН при извлечении названных продуктов.

Результаты работ по гомогенному реактору были использованы в дальнейшем по новой тематике лаборатории — переработке ядерного топлива гетерогенных реакторов. Они способствовали усовершенствованию технологии переработки использованного топлива.

С начала 1966 года значительная часть сотрудников лаборатории переключилась на решение проблемы получения новых продуктов путём радиационно-химического синтеза. Экспериментально и теоретически изучался синтез этилен- и пропиленгликолей из метанола и этанола, важнейших остродефицитных к тому времени продуктов, применяемых во многих отраслях народного хозяйства. Работы проводились на реакторе ТВР. В итоге двухлетних исследований были получены весовые количества этиленгликоля, разработана технология его очистки, и в Институте синтетического волокна (г. Калинин) из него изготовлен опытный образец лавсана, что подтвердило высокое качество «рождённого» в ядерном реакторе продукта.

Была разработана методика измерения и экспериментально измерены мощности поглощённых доз отдельно от нейтронного и γ -излучений в активной зоне реактора ТВР. Впервые мощности поглощённых доз были измерены не в химическом соединении, а в ряде отдельных элементов, в том числе в водороде, углероде и кислороде, т.е. в элементах, из которых состоит большая часть органических продуктов. Эти данные позволяли расчётным путем легко определять мощности поглощённых доз в различных материалах при облучении их в каналах реактора.

Часть сотрудников, работавших над этой проблемой, составила «группу радиационно-химических процессов», которая под руководством В.М. Бякова изучала внутритрековые химические реакции. Их усилиями при ускорителе И-2 была создана единственная в мире установка импульсного радиолиза, использовавшая пучок ускоренных до 20 МэВ протонов. Большая заслуга в её создании принадлежала И.Г. Аксенову, Л.Я. Суворову и В.В. Чернышову. Исследования на этой установке завершились двумя крупными достижениями: описанием механизма образования радиолитического водорода в водных системах и изучением механизма первичного радиобиологического действия.

Другая часть сотрудников лаборатории, которую возглавил В.Г. Фирсов, переключилась на работы по химии мюония, которые впоследствии получили широкую известность.

Предложенный В.Г. Фирсовым и В.М. Бяковым мюонный метод изучения вещества основан на том, что мюон является меченой частицей,

за направлением спина которой можно следить по асимметрии углового распределения позитронов ($\mu^+ \rightarrow e^+$)-распада. Положительный мюон теряет поляризацию при взаимодействии его магнитного момента со средой. Это даёт возможность изучать различные физико-химические свойства вещества по измерениям остаточной поляризации мюонов во времени и в магнитных полях разных направлений и величин. Мюонный метод открыл новые горизонты в исследовательских технологиях физической химии.

Эта идея была поддержана А.И. Алихановым и И.Я. Померанчуком. Была создана специальная установка «Мюоний» для наблюдения ларморовой прецессии спинов мюона и мюония в поперечных магнитных полях и организовано проведение уникальных экспериментов на пучке синхроциклотрона ОИЯИ.

Основным экспериментальным результатом было наблюдение и исследование поведения атомарного мюония. Ввиду высокой реакционной способности мюония, как и атомарного водорода, можно было ожидать, что мюоний может продолжительно существовать лишь в химически инертных материалах. Попытки группы экспериментально увидеть прецессию примесного атома мюония в поперечном магнитном поле увенчались успехом. В кристаллическом кварце в поперечном магнитном поле напряженностью 7,17 Э впервые группой была наблюдена ларморова прецессия системы спинов триплетного мюония.

Работа была заслуженно оценена научной общественностью, и коллектив авторов в составе: Бабаев А.И., Балац М.Я., Мясичева Г.Г., Обухов Ю.В., Роганов В.С., Фирсов В.Г. — получил диплом на открытие № 161 с приоритетом от 3 ноября 1965 г. «Явление существования мюония в конденсированных средах». В дальнейшем эта группа выполнила большой цикл работ по физике и химии мюона и мюония, который включал в себя эксперименты по изучению слабого взаимодействия в $\mu^+ \rightarrow e^+$ -распаде, исследованию свойств твёрдого тела с помощью положительных мюонов и вопросы химии водородоподобного атома мюония.

Мюонный метод лёг в основу целого направления — мюонной спектроскопии. Ряд проведённых исследований позволил определить абсолютные константы скорости реакций мюония для некоторых органических соединений, выявить зависимость реакционной способности ковалентных органических молекул от их структур, а также зависимость реакционной способности органических соединений от типа галоида в кольце. Кроме того, проведённые исследования температурных зависимостей скорости реакций мюония позволили определить энергии активации процессов взаимодействия с органическими и неорганическими соединениями.

Для решения некоторых вопросов физики твёрдого тела важны проведённые исследования взаимодействия с кристаллической решёткой ряда полупроводников, а также определённые в процессе исследований параметры

феноменологической теории деполяризации положительного мюона в среде на примере ионного кристалла хлористого калия

Значительный интерес представляло изучение поведения мюония (мюона) в полупроводниковых материалах. Введение легирующих примесей и изменение температуры позволили выявить полный спектр изменения поляризации положительного мюона в широком диапазоне сред — от диэлектриков до металлов. Был обнаружен ряд новых эффектов: зависимость процессов деполяризации от типа проводимости и концентрации носителей заряда, характер зависимости поляризации и скорости релаксации спина от температуры, наблюдение прецессии триплетного мюония, искажение волновых функций мюония, внедренного в кристаллическую решётку германия и кремния.

По итогам работ с полупроводниками сделано открытие № 259 «Свойство одноэлектронных атомов в кристаллических полупроводниках быть глубокими донорами», авторами которого были Андрианов Д.Г., Минайчев Е.В., Мясичева Г.Г., Обухов Ю.В., Роганов В.С., Савельев Г.И., Фирсов В.Г. и Фистуль В.И.

Зародившееся в ИТЭФ направление исследований по физико-химическим взаимодействиям мюона и мюония в веществе получило название μ SR-исследований (muon spin rotation) и активизировало экспериментальные работы этого направления на ускорителях в Ванкувере (Канада), США и на ускорителе в SIN. По μ SR-исследованиям стали проводиться конференции и выпускаться научные сборники.

Следует особо отметить, что было сделано и третье открытие № 100 «Свойство мезоатомов передавать без излучения всю энергию перехода мезона ядру, когда она близка к разности энергий ядерных уровней», авторы которого: М.Я. Балац, Д.Ф. Зарецкий, Л.Н. Кондратьев, Л.Г. Ландсберг, П.И. Лебедев, Ю.В. Обухов, Б.М. Понтекорво.

Мюонная спектроскопия позволила изучать реакции мюония с неорганическими ионами и сложными органическими молекулами в водных и органических средах, проанализировать кинетику процессов, определить константы скорости химических реакций большой группы соединений, проводить систематическое изучение физико-химических взаимодействий мюония с кристаллической решёткой элементарных полупроводников.

Модель радиолиза, усовершенствованная В.Л. Бугаенко в 1992 г., позволила описать практически все имеющиеся на сегодняшний день экспериментальные данные по радиолизу чистой воды и воды, насыщенной водородом и кислородом. Накопленный опыт позволяет рассчитывать скорость газовыделения в реальных условиях эксплуатации ядерных энергетических установок.

С середины 1970-х годов группа В.И. Графутина положила начало фундаментальным исследованиям по изучению свойств конденсированных

сред методом позитронной аннигиляционной спектроскопии. Кратко приведём наиболее интересные результаты: выявлен механизм образования позитрония в жидких средах путём рекомбинации позитрона с одним из квазисвободных электронов позитронного трека, установлено сходство механизмов образования позитрония, мюония и радиолитического водорода, экспериментально определено время образования позитрония в полярных средах (несколько пикосекунд), установлен механизм сольватации электронов в полярных средах, создана количественная модель образования позитрония и радиолитического водорода в водных растворах. Эти результаты являются общепризнанными, и именно они позволили сделать позитронную спектроскопию эффективным инструментом изучения первичных стадий внутритрековых процессов и определения физико-химических характеристик первичных продуктов радиолитического распада. Позитронная методика используется и для проведения систематических исследований поликристаллических металлов, полупроводников и слоистых структур.

В работах этого направления показано, что позитронная спектроскопия даёт обширную, уникальную информацию об электронной структуре сред, образовании и эволюции нано-масштабных дефектов кристаллической решётки, вызванных, в частности, радиационными нарушениями. В них было установлено, что концентрации электронов проводимости в металлах, определённые позитронным методом УРАФ (угловое распределение аннигиляционных фотонов, см. рис. 1), хорошо согласуются с результатами расчётов в рамках модели свободного электронного газа.

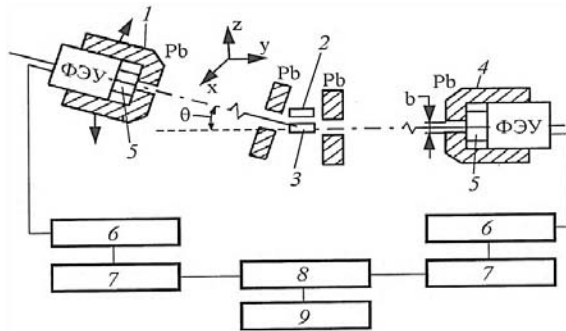


Рис. 1. Схема параллельно-щелевой установки для измерения угловых распределений аннигиляционных фотонов.

На рис. 1 приняты следующие обозначения: 1 — подвижный детектор, 2 — источник позитронов, 3 — образец, 4 — неподвижный детектор, 5 — сцинтиллятор, 6 — усилитель, 7 — дискриминатор, 8 — схема совпадений, 9 — анализатор.

Позитроны в металлах аннигилируют как на свободных электронах, так и на остовных; в металлах взаимодействие позитронов с электронным газом приводит к локальному повышению концентрации электронов вокруг позитрона; позитроны могут образовывать со свободными электронами комплексы Уилера ($e^-e^+e^-$). В полупроводниках позитронная спектроскопия обладает высокой чувствительностью к точечным дефектам (примесные атомы, первичные радиационные дефекты и т.п.). Соответствующие зависимости приведены на рис. 2 и 3.

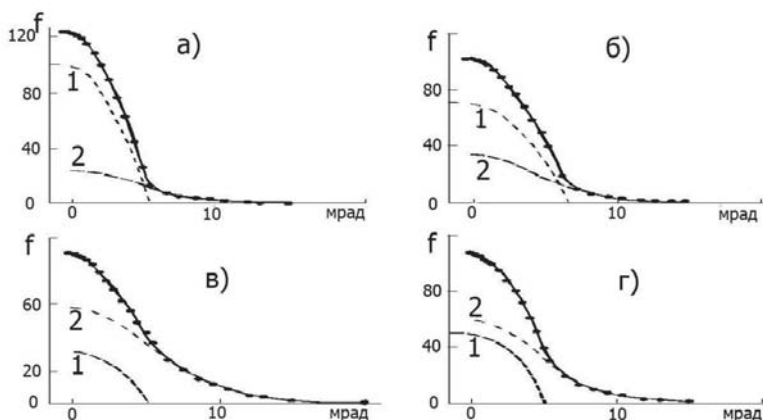


Рис. 2. Угловые распределения аннигиляционных фотонов в образцах магния (а), алюминия (б), меди (в) и индия (г).

Штриховые линии — их разложение на параболическую (1) и гауссову (2) компоненты. Сплошная линия — сумма этих компонент. Параболическая компонента описывает аннигиляцию позитронов на электронах проводимости (свободные электроны), а гауссова компонента — на остовных электронах атомов (связанные электроны).

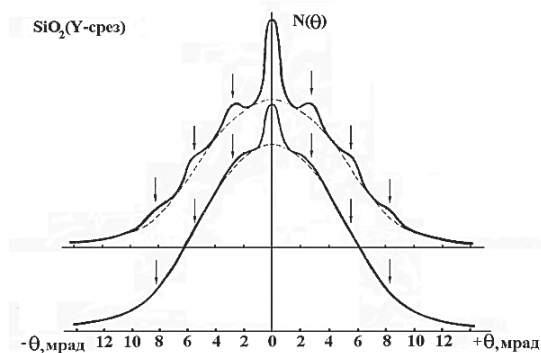


Рис. 3. Спектр углового распределения аннигиляционных фотонов для монокристаллов кварца. Верхняя кривая — образец кварца с минимальным содержанием примесей. Нижняя — образец кварца с большим содержанием примесей. Стрелки соответствуют периоду обратной решётки кристалла.

В лаборатории были проведены исследования пористого кремния разного типа проводимости и с разной технологией получения пористых слоев. Экспериментально доказана возможность существования термализованного атома позитрония в пористом кремнии. Методами позитронной спектроскопии проведены исследования монокристаллических кремниевых и кварцевых пластин, облучённых протонами. Определены типы радиационных дефектов, их топология и концентрация.

На основе позитронной спектроскопии предложен метод оценки размера пылинок в запыленной космической плазме.

Создание космических γ -телескопов, расположенных на орбитальных станциях и работающих вне земной атмосферы, ставит задачу интерпретации различных энергетических участков γ -спектров из различных областей Вселенной, в том числе от Солнца. Особый интерес представляет изучение доплеровского уширения гамма-линии с энергией порядка 0,511 МэВ. Анализ экспериментальных результатов, полученных обсерваторией «Интеграл», позволяет сделать заключение, что наблюдаемая линия 511 кэВ обусловлена аннигиляцией пара-позитрония и, скорее всего, источник представляет собой газопылевое облако. Аннигиляция позитронов происходит путём образования позитрония в космических пылинках и дальнейшем диффузионном выходе позитрония в вакуум, где и происходит аннигиляция на два (парапозитроний) и три (ортопозитроний) гамма-кванта.

Зная коэффициент диффузии (земные эксперименты) и время жизни позитронов в среде, можно оценить размер пылинок и начальную энергию позитронов. Сделан вывод, что размер пылинок сопоставим с длиной диффузии позитронов и равен $0,1\div 1$ мкм, а начальная энергия позитронов составляет несколько килоэлектронвольт.

В.М. Бяковым было предложено использовать особенности позитронной спектроскопии для создания экспресс-метода выявления канцерогенно- и мутагенноопасных соединений. Метод базируется на свойствах этих соединений подавлять образование атомов позитрония.

Выполнены работы по выявлению роли ионизирующего излучения в процессах образования в природе угля и нефти, в которых было показано, что образование этих продуктов происходило не только под воздействием тепла из недр Земли, но и под воздействием ионизирующего излучения от рассеянных радиоактивных элементов, в первую очередь, — от урана.

Некоторые из выполненных в лаборатории прикладных исследований и разработок представляют интерес и в настоящее время, а также имеют учебно-методическое значение. Приведем их перечень.

1. Очистка выбросных газов от диоксида серы. Основным загрязнителем атмосферы в отходящих газах ТЭЦ и металлургических производств, представляющих наибольшую экологическую опасность, является диоксид серы SO_2 . В лаборатории разработан процесс удаления SO_2 из газовых смесей

посредством радиационно-каталитического окисления диоксида в концентрированную (30÷50%) серную кислоту (И.Г. Аксенов, Ф.Г. Ничипоров, О.П. Степанова, Л.Н. Гейман).

2. Очистка тяжёлой воды от органических веществ. Наилучшие результаты получены при использовании каталитического сжигания органики в газовой фазе с добавкой кислорода. Эффективность сжигания превышала 99%, а полученный продукт отвечал требованиям колонны изотопного обогащения D₂O. На этот метод получено авторское свидетельство ЧССР «Способ очистки тяжеловодного замедлителя реактора от органических примесей, возникающих при радиолизе» № 191469 от 15.12.1981 г. Авторы: Burel R., Grafutin V., Konecny L. Метод прошел апробацию на АЭС А-1 (Чехословакия). От органических примесей очищено несколько тонн D₂O.

3. Радиопротекторы. Механизм радиобиологического действия дискутируется в литературе с двадцатых годов прошлого века. В.М. Бяковым было высказано и обосновано предположение, что одним из основных факторов первичного биологического действия ионизирующих излучений является повышение кислотности в треках заряженных частиц.

4. Новые типы ядерных реакторов. Проведены исследования по разработке новых типов ядерных реакторов (Сердюк Р.Л., Воробьев В.Н.), в том числе промышленного и модульного тяжеловодного реактора МРТ для атомной электростанции (идея Б.Р. Бергельсона). Многие из проведённых экспериментальных и расчётно-аналитических работ использованы в промышленном реакторе (водно-химический режим, коррозионная стойкость конструкционных материалов).

5. Ультрадисперсные порошки. Предложен метод получения ультрадисперсных порошков меди (Графутин В.И.), проведены соответствующие исследования. На предложенный метод получен патент «Способ получения высокодисперсных порошков меди» за № 2429107 от 12 октября 2009 г.

Список монографий и обзоров, опубликованных сотрудниками лаборатории физической химии.

Монографии.

1. Арефьев К.П. Воробьев С.А. Прокопьев Е.П. Позитроника в радиационном материаловедении ионных структур и полупроводников. М., Энергоатомиздат, 1983.
2. Бяков В.М., Ничипоров Ф.Г. Внутритрековые химические процессы. М., Энергоатомиздат, 1985.
3. Бяков В.М., Ничипоров Ф.Г. Радиолиз воды в ядерных реакторах. М., Энергоатомиздат, 1992.
4. Прокопьев Е.П., Тимошенко С.П., Графутин В.И., Мясищева Г.Г., Фунтиков Ю.В. Позитроника ионных кристаллов, полупроводников и металлов. М., МИЭТ, 1999.

5. Богданович Б.Ю., Графутин В.И., Калугин В.В., Нестерович А.В., Прокопьев Е.П., Тимошенко С.П., Чаплыгин Ю.А. Технология и методы исследования структур КНИ. М., Тривант, 2003.

6. Stepanov S.V., Vyakov V.M. Physical and Radiation Chemistry of the Positron and Positronium. In the book "Principles and Applications of Positron and Positronium Chemistry". Eds: Y.C. Jean, P.E. Mallone, and D.M. Schrader. World Scientific Publications, chapter 5, Singapore, 2003.

7. Chaplygin Yu.A., Grafutin V.I., Svetlov-Prokopiev E.P., Timoshenkov S.P. Positronics and Nanotechnologies: Possibilities of Studying Nano-objects in Technically Important Materials and Nanomaterials. In book "Advances in Nanotechnology", v. 1, 2010. Eds: E.J. Chen and N. Peng. Nova Science Publishers, New York, 2010, p. 191.

Обзоры.

1. Firsov V.G., Ponomarev L.I. Modern Phys. in Chemist., 1976, 1 Chart. 8, p. 309.

2. Vyakov V.M., Grafutin V. I. Positronium in radiation chemistry of liquids. Radiat. Phys. Chem., 1986, v. 28 (1), p. 1.

3. Графутин В.И., Прокопьев Е.П. Применение позитронной аннигиляционной спектроскопии для изучения строения вещества. УФН, 2002, т. 172, № 1, с. 67.

4. Степанов С.В., Бяков В.М. Что говорят позитроны о структуре и свойствах жидких сред? Журнал структурной химии, 2002, т. 43, № 6, с. 1034.

5. Бяков В.М., Степанов С.В. К механизму первичного биологического действия ионизирующих излучений. УФН, 2006, т. 176, № 5, с. 487.

Нейтронные исследования на циклотроне

И.В. Кирпичников

Основной задачей института в 1945–60 годах было участие в создании фундамента атомной промышленности. Было необходимо провести измерения полных и парциальных нейтронных сечений, определить нейтронные константы, необходимые для расчётов реакторов и проведения работ по ядерной физике. С этой целью в институте был собран и запущен циклотрон, на базе которого был создан время-пролётный спектрометр медленных нейтронов.

Циклотрон работал в режиме «мигающего пучка» ускоряемых дейтронов, с длительностью импульса ~ 5 мксек. Источником быстрых нейтронов, с энергиями до 12,5 МэВ, служила внутренняя бериллиевая мишень. Медленные нейтроны генерировались в парафиновом замедлителе толщиной 10 см, установленном близко от мишени.

Один из первых в стране спектрометр медленных нейтронов создавался силами сотрудников института под руководством С.Я. Никитина. Спектрометр работал по принципу измерения времени пролёта. Его создавали, а затем и проводили исследования Н.Д. Галанина, К.Г. Игнатъев, В.В. Огороков, С.И. Сухоручкин, Г.И. Щедрин; несколько позже в эту группу вошёл И.В. Кирпичников.

Трудности, которые пришлось преодолевать при разработке и монтаже спектрометра, были связаны как с недостатком практического опыта, так и с нехваткой необходимого оборудования и материалов. Например, часть радиодеталей была получена при разборке радиостанции трофейного немецкого танка, доставленного целиком в институт из Германии. Все блоки спектрометра разрабатывались и создавались с нуля, начиная с выпрямителей и стабилизаторов сетевого напряжения — источников питания электроники спектрометра. Игнатъев и Щедрин разработали и смонтировали два 64-канальных ламповых временных анализатора, на выходе каждого канала работал механический счётчик числа импульсов, считывание результатов и установка счётчиков на «0» проводились вручную. Для измерения нейтрон-ядерных сечений и констант методом времени пролёта были созданы два канала с пролётными базами 3 м и 6 м. В 1950 г. нейтронный спектрометр был запущен, и измерения сечений делящихся и конструкционных материалов начались.

В первую очередь были проведены прецизионные измерения полных нейтронных сечений ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , В, Аи, сечений деления ^{235}U и ^{239}Pu , эффективного количества вторичных нейтронов ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu в области тепловых и надтепловых энергий нейтронов.

Параллельно с этими измерениями проводилась модернизация циклотрона с целью расширения возможностей проводимых исследований. И.В. Кирпичниковым была разработана и запущена в 1956 г. система вертикального отклонения дейтронного пучка внутри дуантов циклотрона. Длительность импульса дейтронов на мишени удалось сократить с 5 до $0,1 \div 0,2$ мксек без потери интенсивности пучка генерируемых нейтронов. Процесс иллюстрирует рис. 1, на котором: а) — исходный сигнал, б) — сигнал при вертикальном отклонении пучка (число событий на графике б) уменьшено в 5 раз). Система без доработок и изменений использовалась вплоть до 1971 года.

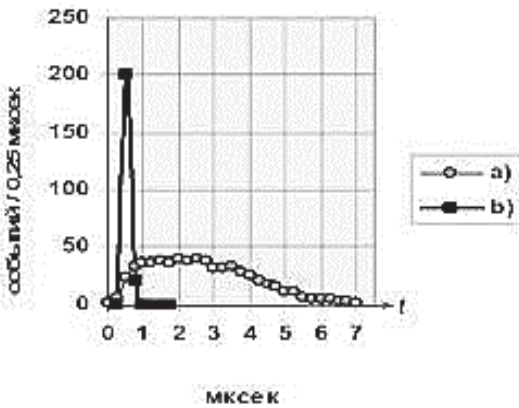


Рис. 1. Сокращение длительности импульсов дейтронов.

К концу 60-х годов задача измерения реакторных констант была в основном выполнена. Полученные экспериментальные данные были доложены на первых международных (Женева, 1955 и 1958 г.) и всесоюзной (Москва, 1955 г.) конференциях, опубликованы в научных журналах и были включены в наиболее полный атлас нейтронных сечений (BNL-325), издаваемый в США, и в библиографический указатель «Советские работы по ядерной спектроскопии», изданный АН СССР. В те годы аналогичные работы по измерению реакторных констант выполнялись в четырёх институтах (ИТЭФ, ИАЭ, ФЭИ, ОИЯИ). Такие же измерения проводились одновременно в США, Англии и Франции. Осуществлялся оперативный обмен результатами

В последующем пролётная база спектрометра была увеличена до 19 м, а число каналов анализаторов доведено до 256. Толщина парафинового замедлителя была уменьшена с 10 до 2 см. После этих преобразований разрешение спектрометра составило около $0,01$ мкс/м, что поставило его в один ряд с лучшими мировыми установками этого типа.

На модернизированной установке был выполнен цикл работ по измерению полных сечений и сечений деления ^{235}U и ^{239}Pu в резонансной области энергий нейтронов вплоть до 100 эВ (рис. 2).

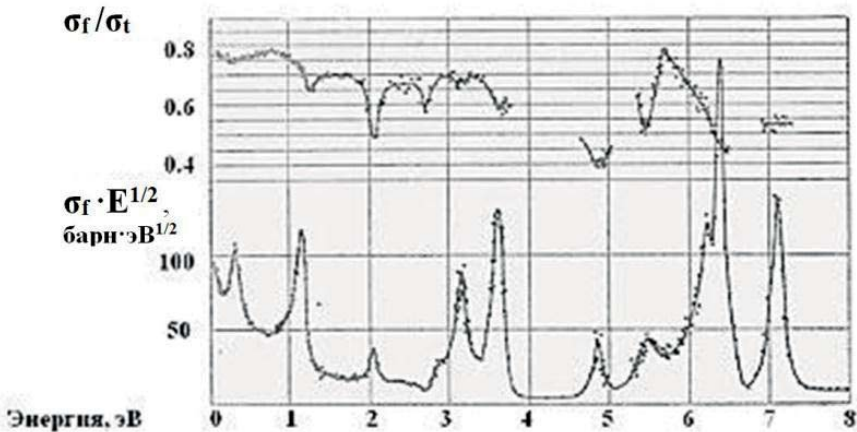


Рис. 2. Сечение деления σ_f и отношение σ_f к полному сечению σ_t изотопа U-235 в диапазоне энергий от тепловых до 8 эВ.

измерений как в пределах Союза, так и с зарубежными коллегами через МАГАТЭ. Работы, выполненные на циклотроне, способствовали успешному решению поставленных перед институтом в 1950–60 годы задач. Выполнение именно этой программы создало институту имя и позволило в дальнейшем сосредоточиться в основном на проведении чисто фундаментальных исследований.

Одновременно с измерением реакторных констант на нейтронных пучках циклотрона проводились и чисто физические исследования. В этих работах принимали участие в разные годы Ф.Н. Беляев, А.Я. Диамант, Н.М. Козодаева, И.С. Тростин, Б.Ф. Шварцман.

Научным руководителем исследовательской программы на циклотроне с 1961 года был профессор И.И. Левинтов. Под руководством главного инженера циклотрона Б.М. Стасевича был осуществлён вывод пучка дейтронов и α -частиц. В.В. Окороков и И.С. Тростин создали магнитный канал выведенного пучка. Фокусируемый системой магнитных линз пучок дейтронов или альфа-частиц направлялся на мишень, удаленную на 12 м от камеры ускорителя.

В последующие годы группой Тростина и Окорокова были проведены исследования (d, n) и (α , n) реакций на ядрах лёгкого и среднего атомного веса. Продолжались и работы на нейтронном время-пролётном спектрометре, носившие эпизодический характер.

4 ноября 1971 года работы на циклотроне были завершены, после чего он был демонтирован.

**Основные публикации по работам,
выполненным на нейтронных пучках циклотрона.**

1. Никитин С.Я., Галанина Н.Д., Игнатъев К.Г., Огороков В.В., Сухоручкин С.И. Физические исследования (Доклады советской делегации на Междун. конф. по мирному использ. атомной энергии). Изд-во АН СССР, 1955, с.106.

2. Vladimirsky V. et al. Proc. of the Second United Nations Conf. on the Peaceful uses of Atomic Energy (Geneva, 1958). Geneva, 1959, v. XVI, p. 204.

3. Kirpichnikov I.V., Okorokov V.V., Suchoruchkin S.I. J. Nucl. Energy II, 1957, v. 6, p. 163.

4. Игнатъев К.Г., Кирпичников И.В., Сухоручкин С.И. ПТЭ, 1959, № 4, с.25.

5. Игнатъев К.Г., Кирпичников И.В., Сухоручкин С.И. АЭ, 1964, т. 16, в. 2, с. 110; т. 16, в. 3, с. 211.

Исследования резонансного взаимодействия гамма-лучей с атомными ядрами

А.В. Давыдов

В середине пятидесятих годов XX века одним из актуальных в физике элементарных частиц был вопрос о варианте слабого взаимодействия при бета-распаде. Ситуацию можно было прояснить, измерив угловую корреляцию:

$$W(\Phi) = 1 + A \cos(\Phi) \quad (1)$$

между испускаемыми бета-электроном и антинейтрино.

Коэффициент A определял искомый вариант слабого взаимодействия. Н.А. Бургов показал, что определить этот коэффициент можно из опытов по наблюдению резонансного поглощения (рассеяния) гамма-лучей, испускаемых ядром после бета-распада в зависимости от энергии бета-электрона и угла между направлением вылета бета-электрона и направлением вылета поглощаемого гамма-кванта.

Для реализации этого метода был спроектирован и изготовлен большой безжелезный бета-спектрометр типа «апельсин» с большой светосилой. Спектрометр был соединен газовой магистралью с реактором ТВР, по которой прокачивался ^{22}Ne [3]. В реакторе осуществлялась реакция $^{22}\text{Ne}(n,\gamma) ^{23}\text{Ne}$. При бета-распаде ^{23}Ne возникал нуклид ^{23}Na в возбужденном состоянии, гамма-лучи которого могли резонансно поглощаться резонансным поглотителем. Выполненные на этой установке эксперименты показали, что реализуется аксиально-векторный вариант слабого взаимодействия, что было большим достижением.

Следует отметить, что в «домессбуэрские» времена само наблюдение резонансного поглощения гамма-лучей было связано с большими трудностями. В каждом отдельном случае приходилось подбирать индивидуальную методику компенсации потерь энергии гамма-квантом на отдачу излучающего и поглощающего гамма-квант ядра. Группой гамма-резонансной спектрометрии были развиты методы компенсации этих потерь за счёт отдачи от предшествовавшего гамма-, бета- или антинейтринного испускания. Эти методы были использованы в опытах с гамма-источниками ^{23}Na [1] и ^{60}Co [2], которые подтвердили вывод о гамов-теллеровском аксиально-векторном варианте слабого взаимодействия.

Мы будем называть процесс резонансного поглощения гамма-квантов, происходящего с отдачей ядер, классическим резонансным поглощением в отличие от мёссбауэрского резонансного поглощения, происходящего без отдачи.

Вскоре после открытия Р. Мёссбауэром явления испускания гамма-лучей без отдачи автором настоящей статьи было предложено использовать этот эффект для возбуждения долгоживущих изомерных состояний ядер $^{107,109}\text{Ag}$ со средними временами жизни порядка минуты, что соответствует естественной ширине излучаемой гамма-линии $\sim 10^{-17}$ эВ (более чем на восемь порядков величины меньше естественной ширины наиболее широко используемого мёссбауэрского нуклида ^{57}Fe). Эксперименты должны были состоять в облучении высокочистых образцов серебра или его сплавов гамма-лучами интенсивных источников при температуре жидкого гелия и наблюдении гамма-активности поглотителя, возникшей в результате резонансного поглощения фотонов источника. В опытах с изотопом ^{107}Ag гамма-источник следовало изготовлять облучением высокочистого серебра протонами на циклотроне с использованием реакции $^{107}\text{Ag}(p,n)^{107}\text{Cd}$. Материнский нуклид ^{107}Cd испытывает бета-распад путем электронного захвата ($T_{1/2} = 6,49$ ч) с образованием ядра ^{107}Ag в изомерном возбуждённом состоянии с энергией 93,1 кэВ. Для опытов с изомером ^{109m}Ag исследуемые образцы в то время приходилось готовить из диамагнитных сплавов Ag-Pd, а источники делать, облучая эти образцы нейтронами в реакторе. Требуемая гамма-активность источников достигалась в результате образования возбуждённых ядер ^{109m}Ag (энергия возбуждения 88,03 кэВ) после бета-распада ядра ^{109}Pd ($T_{1/2} = 13,4$ ч), образующегося в реакции $^{108}\text{Pd}(n,\gamma)^{109}\text{Pd}$. Это предложение было реализовано в экспериментах, описанных в работах [4–6]. Мёссбауэровская активация ядер серебра наблюдалась, однако эффект был очень слабым, и при использовании гамма-источников с активностью 2–3 Кюри после трёхминутного облучения при температуре 4,2 К поглотитель давал не более пяти-шести отсчётов детектора выше фона в первую минуту регистрации. Результаты этих опытов находились в согласии с теоретическими оценками эффекта резонансного поглощения гамма-лучей изомера серебра, учитывающими различные механизмы уширения мёссбауэровских гамма-линий, среди которых основную роль играют диполь-дипольные взаимодействия магнитных моментов возбуждённых ядер с магнитными моментами соседних ядер и электронов проводимости. По этим оценкам фактор уширения гамма-линии достигал величины $\sim 10^5$, что должно было приводить к уменьшению сечения резонансного поглощения в такое же число раз. Заметим, однако, что малая величина эффекта резонансного поглощения, наблюдавшаяся в этих опытах, могла быть обусловлена изомерным сдвигом гамма-линии источника, подвергнутого интенсивному облучению. Эти работы проводились в 60–70-е годы прошлого века и были возобновлены в новой постановке в начале 90-х

годов в связи с появлением зарубежных работ [7–10], выполненных по другой методике. Результаты этих последних работ находились в явном противоречии с упомянутыми теоретическими оценками и говорили об аномально малом уширении мёссбауэровской гамма-линии изомера ^{109m}Ag .

В новой серии экспериментов группы, руководимой автором настоящей статьи, изучалось влияние температуры, гравитации и направления внешнего магнитного поля (земного магнетизма) на резонансное самопоглощение гамма-лучей изомера ^{109m}Ag в образцах моно- и поликристаллического серебра высокой чистоты. Во всех выполненных к настоящему времени опытах были получены данные, в той или иной степени указывающие на малое уширение мёссбауэровской гамма-линии этого изомера. Это позволило нам спроектировать и изготовить прибор совершенно нового типа — гравитационный гамма-спектрометр [11, 12], с помощью которого удалось измерить форму гамма-резонанса изомера ^{109m}Ag . Этот резонанс оказался уширенным лишь в $7,0^{+7,3}_{-2,5}$ раз. Тем самым достигнута разрешающая способность гамма-спектрометра, в 10^8 раз превосходящая величину, характерную для обычных мёссбауэровских спектрометров, работающих с нуклидом ^{57}Fe . Результат совершенно выдающийся и, помимо физического значения, открывающий новые перспективы в технике измерений.

Литература

1. Бургов Н.А., Терехов Ю.В., ЖЭТФ, 1958, т. 35, с. 932.
2. Бургов Н.А., Терехов Ю.В., Бизина Г.Е. ЖЭТФ, 1959, т. 36, с. 1612.
3. Карташов Г.Р., Бургов Н.А., Давыдов А.В. ЯФ, 1965, № 1, с. 733.
4. Бизина Г.Е., Беда А.Г., Бургов Н.А., Давыдов А.В. ЖЭТФ, 1963, т. 45, с. 1408.
5. Беда А.Г., Бизина Г.Е., Давыдов А.В. Проблемы ядерной физики и физики элементарных частиц. М., Наука, 1975, с. 209.
6. Alpatov V.G., Beda A.G., Bizina G.E., et al. Proc. of Int. Conf. on Mössbauer Spectroscopy. Bucharest, Romania, 1977, v. 1, p. 43.
7. Wildner W. and Gonser U. J. Phys. Coll. Suppl., 1979, v.40, p. 2.
8. Taylor R.D. and Hoy G.R., SPIE, 1988, v. 875, p. 126.
9. Hoy G.R. and Taylor D., Quant. Spectrsc. Radiat. Transfer, 1988, v. 40, p. 763.
10. Rezaie-Serej S., Taylor R.D. and Hoy G.R. Laser Phys., 1995, v. 5, p. 240.
11. Алпатов В.Г., Баюков Ю.Д., Давыдов А.В. и др. Измерит. техн., 2005, № 2, с. 61.
12. Давыдов А.В. Исследования по физике гамма-лучей. М., Физматлит, 2013.

Исследования с применением тепловых нейтронов

Ю.Г. Абов, Ф.С. Джепаров, Н.О. Елютин, Д.В. Львов, А.Н. Тюлюсов

1. Первые нейтронные исследования на реакторе ИТЭФ

Изначально нейтронные исследования в ИТЭФ (тогда ТТЛ) определялись задачами Атомного проекта СССР. Первым нейтронным спектрометром ТТЛ был установленный на одном из горизонтальных каналов реактора кристаллический спектрометр (рис. 1) типа Кошуа с изогнутым монокристаллом кварца [1]. Радиус кривизны монокристалла $AB = 2000$ мм. Радиус фокального круга $CA = 1000$ мм. При повороте кристалла на угол $\theta \leq C'AC$ нейтроны фокусируются в точке фокального круга B' , где расположена входная щель детектора.

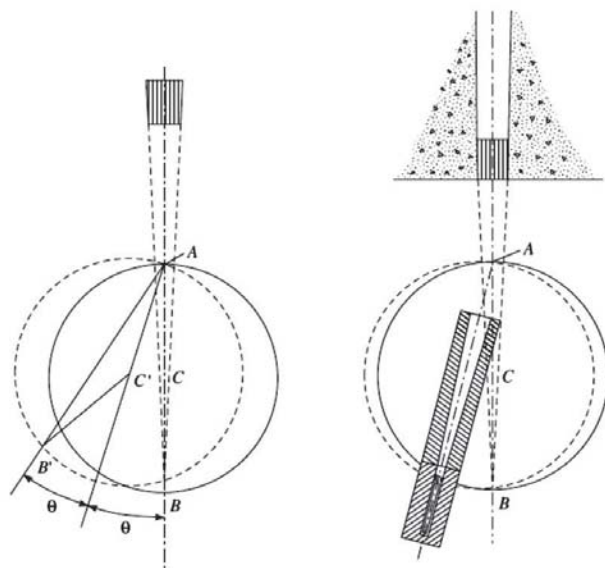


Рис. 1. Кинематическая схема спектрометра Кошуа (ИТЭФ, 1949–1987 г.).

Спектрометр обладал высокой светосилой и разрешающей способностью, но самое главное для того времени, позволял использовать исследуемые образцы делящихся изотопов ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu малых размеров,

что немаловажно, так как указанные изотопы были доступны лишь в небольших количествах.

Был измерен энергетический спектр нейтронов, выходящих из горизонтального канала реактора, берущего начало «на краю» активной зоны (АЗ) реактора. Температура таких нейтронов должна отличаться от температуры (спектра) нейтронов внутри АЗ. Тем не менее, оказалось, что температура нейтронов, выведенных из АЗ, всего на $(40 \div 50)^\circ\text{C}$ выше температуры замедлителя. Это свидетельствовало о том, что в тяжеловодном реакторе достигается высокая степень термализации нейтронов.

С 1952 г. на реакторе ТТЛ начал работать нейтронный спектрометр с механическим прерывателем пучка [2]. Впервые для прерывания пучка был использован метод не поглощения, а рассеяния нейтронов в материале ротора, что давало увеличение светосилы. В первом случае щели в роторе были прямыми. Во втором — кроме прямых использовали и изогнутые щели. Разрешающая способность первого варианта спектрометра составляла $\sim 0,4$ мкс/м, а второго, начавшего работать в 1955 г., — около 0,07 мкс/м. Рабочий диапазон энергий первого спектрометра перекрывал область энергий от 5 до 1000 эВ, второго — от 1 до 1000 эВ.

На рис. 2 дана схема ротора с двумя наборами щелей (прямолинейных и изогнутых): 1 — прямые щели, 2 — изогнутые, d — высота щелей 0,2 мм, h — прогиб щелей 0,4 мм. Максимальная скорость вращения ротора 24000 об/мин. Стартовый сигнал для временного анализатора — импульс луча света, проходящего через прямые щели. Изогнутые щели обеспечивали возможность работы в области 1÷9 эВ. «Кристаллический» и «механический» спектрометры дополняли друг друга: Первый из них переставал работать там, где начинал работать второй.

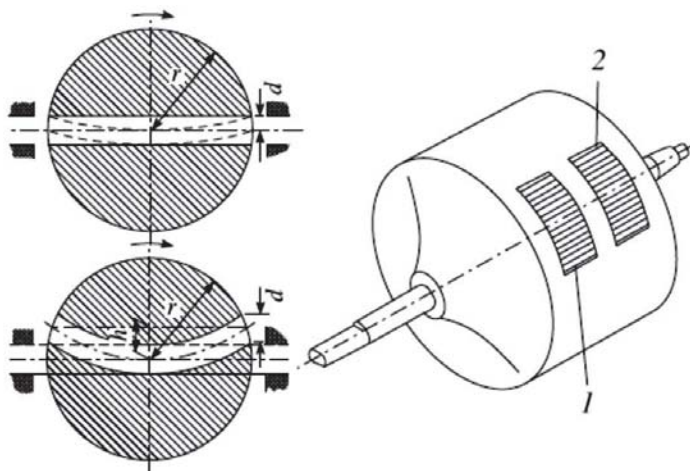


Рис. 2. Ротор механического селектора с двумя наборами щелей.

В 1959 г. В.В. Владимирским было высказано предложение создать механический прерыватель пучка нейтронов (чоппер) с ротором, подвешенным в магнитном поле. Полезность такого решения состоит в том, что быстрое вращение тела в отсутствие трения (в вакууме) осуществляется вокруг собственной оси инерции тела и происходит без толчков и вибраций. Для реализации этой идеи нужно было решить задачу об устойчивости вращения в магнитном поле тяжёлых (~ 30 кг) тел.

Эта задача была решена, и такой чоппер создан [3]. На рис. 3 приведена его схема, где 1 — магнитный полюс, 2 — корпус ротора, 3 — щель ротора (см. сечение по AA), 4 — зеркальце системы измерения скорости вращения, 5 — опорный шарик, на котором ротор может вращаться по инерции после отключения магнитного подвеса, 6 — хвостовик. Скорость вращения ограничивается только прочностью материала. Как показывает опыт, ротор, подвешенный в условиях высокого вакуума, может вращаться при отключённом вращающем поле без изменения скорости вращения несколько суток. Равномерное вращение ротора позволило осуществить синхронизацию по скорости и фазе вращения нескольких роторов.

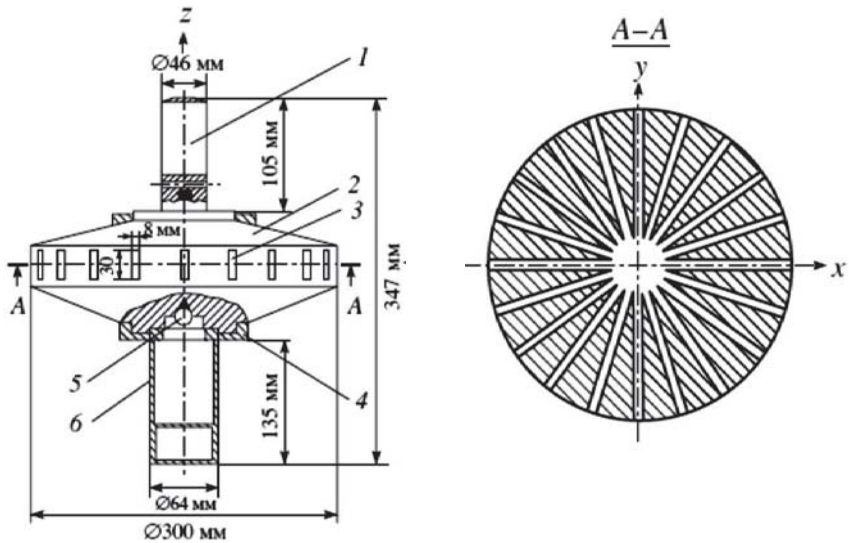


Рис. 3. Ротор механического монохроматора с магнитным подвесом.

Было осуществлено синхронное вращение пяти роторов, установленных друг за другом вдоль пучка нейтронов. Нейтронный «банч» последовательно проходит через щели роторов так, что по мере его прохождения «открытыми» оказываются щели только одного ротора. В результате фон от γ -квантов пучка и быстрых нейтронов снижается настолько, что детектор работает практически в бесфоновых условиях. Система синхронно вращающихся роторов позволяет

использовать её как чоппер в режиме измерений по времени пролёта — нейтронный спектрометр, а также в режиме монохроматора с заданной степенью монохроматизации пучка нейтронов.

Было изготовлено несколько вариантов таких установок. Двухроторный монохроматор был установлен на реакторе в Атомном центре Египта (Каир). Четырёхроторный прерыватель пучка нейтронов в течение ряда лет использовался на реакторе СМ-2 (Научно-исследовательский институт атомных реакторов — НИИАР, г. Дмитровград). На этом спектрометре измеряли нейтронные сечения трансурановых и осколочных изотопов, доступных лишь в миллиграммовых количествах. После остановки реактора ТВР в 1987 г. не имеющий аналогов в мире многороторный прерыватель нейтронов в четырёхроторном варианте был установлен на реакторе типа ВВР-М в Гатчине (ПИЯФ РАН) и будет перенесён на готовящийся к пуску высокопоточный реактор ПИК.

В ИТЭФ впервые в СССР были созданы пучки поляризованных тепловых нейтронов. На их основе был создан бета-ЯМР спектрометр и изучены нарушения фундаментальных симметрий в ядерных реакциях. Результаты работ опубликованы.

2. Нейтронография

В начале 50-х годов прошлого века в нашем институте, впервые в СССР, были начаты нейтронографические исследования. Они проводились в содружестве с сотрудниками Центрального научно-исследовательского института чёрной металлургии (ЦНИИЧМ), который возглавлял друг академика А.И. Алиханова академик Г.В. Курдюмов. Для исследования магнетиков на реакторе ИТЭФ совместно с группой Института кристаллографии АН СССР был получен первый в стране пучок монохроматических поляризованных нейтронов [4].

После остановки реактора ТВР все нейтронофизические исследования были перенесены на другие реакторы как внутри страны, так и за рубежом. Базовым инструментом для нейтронографических исследований на реакторе МИФИ был и остаётся уникальный многокристальный нейтронный дифрактометр на совершенных кристаллах [5, 6], созданный группой «Нейтронной оптики» МИФИ под руководством Н.О. Елютина, а общее научное руководство осуществлял Ю.Г. Абов.

Принципиальная схема дифрактометра ИТЭФ-МИФИ показана на рис. 4, где БДМ — блок двойного монохроматора, 1 и 2 — первый и второй кристаллы в этом блоке, 3 — кристалл-образец (угол α определяет угловое положение кристалла, в случае $\alpha = 0$ кристаллы 2 и 3 параллельны), 4 — кристалл-анализатор (угол φ определяет угловое положение кристалла, в случае $\varphi = 0$ кристалл-анализатор установлен параллельно кристаллу-монохроматору 2). Монохроматизация пучка нейтронов осуществляется с

помощью блока сдвоенного монохроматора – двух монокристаллов германия, установленных в геометрии Брэгга параллельно друг другу. Испытав два последовательных отражения, монохроматический пучок распространяется вдоль направления первичного пучка, сформированного соллеровским коллиматором. Изменение длины волны нейтронов оставляет направление монохроматического пучка неизменным, что упрощает кинематическую схему дифрактометра.

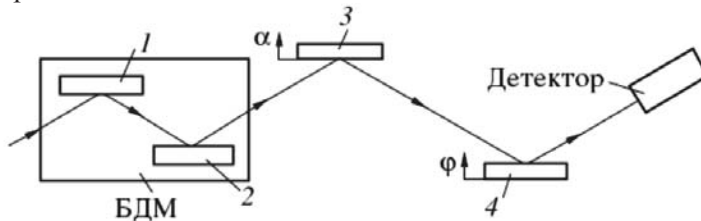


Рис. 4. Принципиальная схема трёхкристального дифрактометра.

Пучок монохроматических нейтронов, выходящий из блока монохроматизации, падает на кристалл-образец, тоже совершенный кристалл, а отражённый им пучок исследуется четвёртым совершенным кристаллом – анализатором. Угловые положения двух последних кристаллов (образца и анализатора) фиксируются с точностью около $0,1''$, что необходимо при дифракционных исследованиях на совершенных кристаллах. Угловое положение кристаллов не требует дополнительной коррекции в течение недели круглосуточных измерений.

Это уникальное свойство дифрактометра позволило обнаружить весьма тонкие эффекты динамической дифракции нейтронов на маломощном (2,5 МВт) реакторе МИФИ с плотностью потока тепловых нейтронов $\sim 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ на краю АЗ и $\sim 10^9 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ — на торце шибера 2 (см. рис. 5). «Белый» (немонохроматический) пучок от АЗ формируется коллиматором 1, проходит через внутришиберную полость 4 и попадает в блок двойного монохроматора 6, позволяющий изменять λ_n в диапазоне $0,5 \div 4,5 \text{ \AA}$. Монохроматический пучок выводится через лобовую защиту 8 и автономный шибер 11 в физический зал. За защитой на плитах 16 и 36 установлены консольно связанные гониометры 13. Для прикладных исследований был установлен дифрактометр с фиксированной длиной волны на дополнительном пучке, отводимом монохроматором 5, размещённом в полости шибера. Тракт состоял из канала вывода пучка нейтронов 28 и гониометрических устройств 31 и 32, установленных на многослойном противовибрационном основании 35, 36 и 37. На столах гониометров размещены механизмы прецизионных угловых перемещений 23, обеспечивающие повороты кристаллов с шагом $0,12''$ в интервале $\sim 1^\circ$, что требуется при работе с совершенными кристаллами.

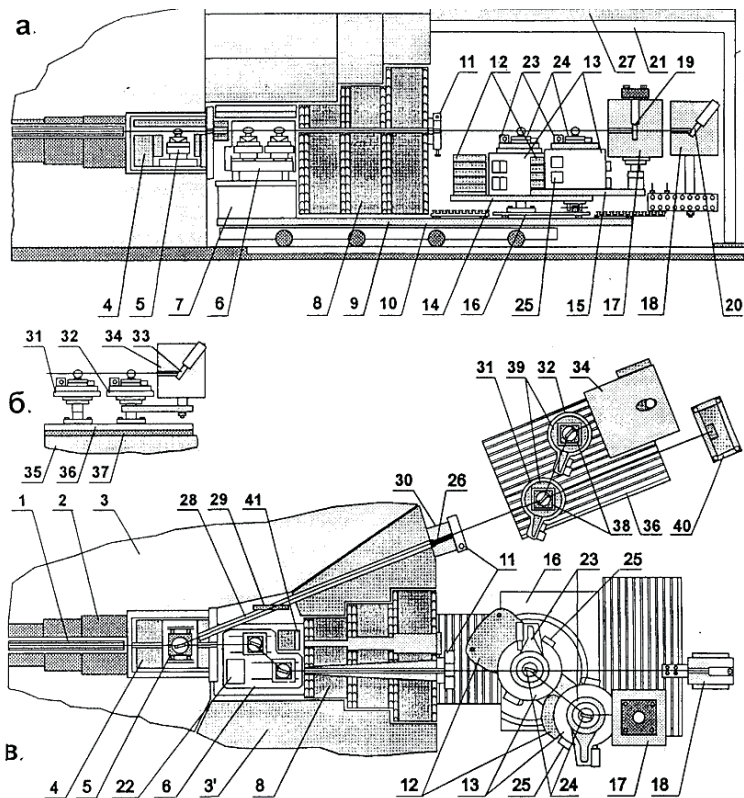


Рис. 5. Общий вид многокристалльного нейтронного дифрактометра:
 а — вертикальный разрез универсального нейтронного дифрактометра;
 б — вертикальный разрез дифрактометра дополнительного пучка,
 в — горизонтальный разрез.

На механизмах стоят юстировочные головки 24: с 5 степенями свободы на первом и с 3 — на втором. Универсальный нейтронный дифрактометр помещается на жёстком сварном основании 7, внутренние полости которого заполнены песком.

Основание покоится на 4-осной платформе 10 с многослойным антивибрационным покрытием. Платформа установлена на рельсы, проложенные в бетонном фундаменте, покоящемся на песчаной подушке, что позволило отсечь прибор от внешних вибраций различной частоты. Платформа отходит на 6 м от шибера, что даёт доступ к полости 4 и БДМ (6). Детекторы 19, 20 и 33, помещённые в защиту из борированного полиэтилена 17, 18 и 34, заполнены смесью $^3\text{He}+4\%\text{Ag}$ до давления 1,0 МПа, что обеспечивает эффективность регистрации тепловых нейтронов $\sim 96\%$ при

потоках 10^5 н/с. Для учёта временной нестабильности нейтронного потока используется монитор 41 — низкоэффективная камера деления и детектор монохроматических нейтронов 26 в канале дополнительного пучка. Для стабилизации температурного поля вокруг дифрактометра был создан термостат 21, тепловыделяющее устройство, термодатчик и модуль управления ими. Аналогичная система была и в полости, окружающей БДМ. Дифрактометр с фиксированной длиной волны был установлен на дополнительном пучке. Он состоял из монохроматора 5, помещённого в шибер, канала вывода пучка нейтронов 28 и гониометрических устройств 31 и 32, стоящих на многослойном противовибрационном основании 35, 36 и 37.

Для организации дополнительного пучка штатный шибер был изменён, что позволило образовать полость 4 объёмом до ~ 60 дм³, в которой можно размещать различные устройства. В полости был размещён юстировочный столик 5 с кристаллом-монохроматором. Вертикальная ось столика смещена на 12 мм относительно оси входного пучка. Монохроматор выводит в физический зал дополнительный пучок нейтронов, отклонённый от оси «белого» пучка на 19° . В канал 28 вставлен монокристалл Рb (29), являющийся γ -фильтром.

Особенностями прибора стали уникальные низкие для приборов такого класса фоновые условия и долговременная стабильность положения кристаллов. Конструкция УНД установки допускает разнообразие экспериментальных схем — двух-, трех- и четырехкристалльные, а использование в БДМ кристаллов различной степени совершенства позволило проводить измерения в широком диапазоне углов: от долей угловой секунды до десятков минут. Такие характеристики прибора позволили получить результаты в нескольких сферах нейтронодифракционных исследований.

На дифрактометре было впервые наблюдено аномальное пропускание нейтронов (аналог эффекта Бормана) в слабо поглощающем кристалле Ge [7]. Ранее считали, что в таких кристаллах этот эффект наблюдать практически невозможно. Уникальной особенностью установки, позволившей поставить опыт, стало наличие двух одновременно действующих трактов детектирования. Полученный результат чётко виден на рис. 6. Здесь под полной интенсивностью понимается сумма интенсивностей отражённых и прошедших нейтронных пучков, одновременное измерение которых и явилось тем методом, который позволил наблюдать эффект.

Другим, может быть, самым ярким событием изучения динамической дифракции нейтронов, было обнаружение динамических эффектов в диффузном рассеянии нейтронов на малодислокационном германии [8, 9]. Речь идет о диффузном рассеянии вблизи брэгговского пика когерентного рассеяния, когда отклонение от брэгговского направления составляет примерно $(10 \div 20)''$. Напомним, что угловая ширина дарвинского столика составляет примерно $2''$.

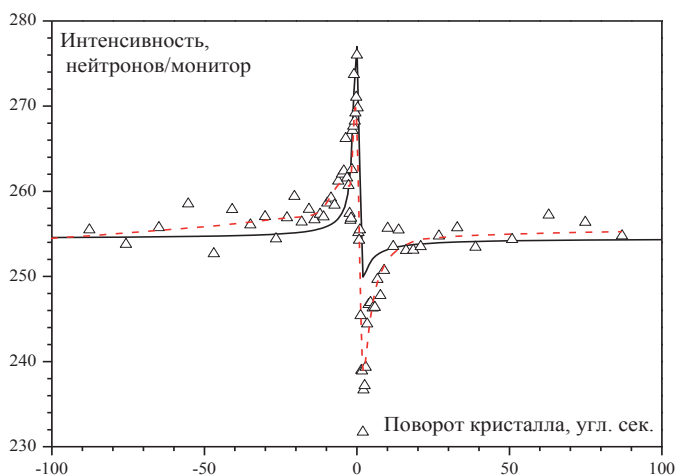


Рис. 6. Угловая зависимость полной интенсивности нейтронов. Сплошная линия — результат расчёта, штриховая — сглаженная опытная кривая, Δ — экспериментальные точки.

Диффузное рассеяние (известное в оптике рентгеновских лучей как хуанговское диффузное рассеяние) образует пик, который, как ореол, окружает брэгговский пик. В нейтронной оптике хуанговское рассеяние нейтронов было обнаружено впервые. Поскольку интенсивность диффузного рассеяния в почти совершенных кристаллах на порядки величин меньше когерентного, для его обнаружения и исследования нужно было разработать специальную методику.

Схема эксперимента показана на рис. 7. Здесь $S1$ и $S2$ — соответственно ограничивающая и сканирующая диафрагмы (стрелка z обозначает направление перемещения диафрагмы $S2$), O — образец, D — детектор (стрелки 1 и 2 обозначают динамические компоненты дифрагированного излучения, соответственно отраженные от входной и задней поверхностей кристалла), A — анализатор, M — монохроматор.

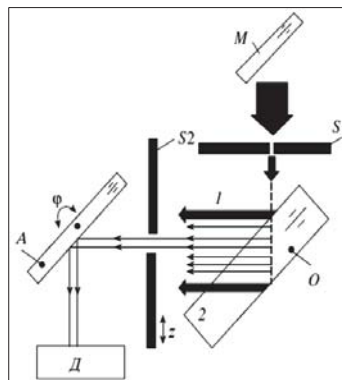


Рис. 7. Схема эксперимента по сканированию пространственного распределения пучка нейтронов, отражённого от монокристаллической пластины в геометрии Брэгга.

Узкий монохроматический пучок формируется диафрагмой и падает на поверхность монокристалла германия (плоскости 111). Окно диафрагмы имеет размер 3 мм. Отражённый под углом Брэгга пучок сканируется второй диафрагмой с таким же окном и регистрируется детектором. В случае совершенного кристалла (число дислокаций меньше 10 см^{-2}) детектор регистрирует два пика: первый, так называемый экстинкционный, отраженный от входной поверхности кристалла, и второй, слабый пик, отражённый от задней поверхности. Его существование обусловлено тем, что расходимость пучка существенно превышает ширину дарвинского столика, в пределах которого отражение является полным. Поэтому часть пучка проходит через объём кристалла и частично отражается от задней стенки. В объёме совершенного кристалла пучок не испытывает рассеяния, подобно тому, как свет не рассеивается прозрачным однородным стеклом. Результат сканирования показан на рис. 8а (точки — эксперимент, сплошная кривая — расчёт для данных условий по теории динамической дифракции нейтронов). Между двумя пиками когерентного рассеяния (дифракционными пиками) наблюдается только фон. Форма наблюдаемых пиков полностью соответствует теории динамической дифракции нейтронов (сплошная кривая).

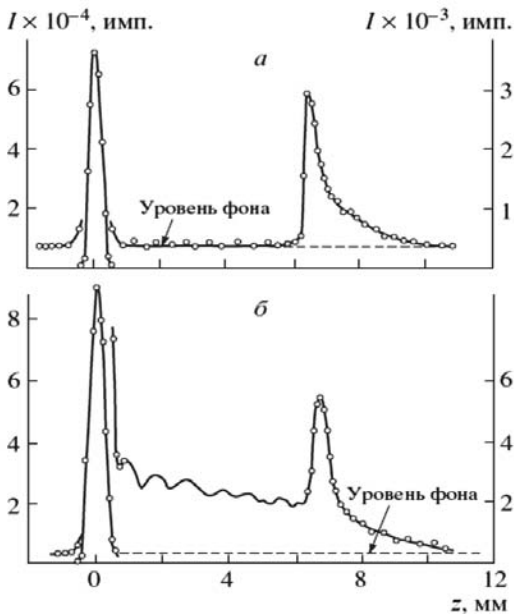


Рис. 8. Пространственное распределение дифракционного излучения (экстинкционный пик изображен в более мелком масштабе):

- а** — распределение, полученное для бездислокационного германия;
- б** — кривая для образца с плотностью дислокаций $\sim 900 \text{ см}^{-2}$.

На рис. 8б представлен результат сканирования аналогичной пластины, но содержащей дозированное количество дислокаций ($\sim 900 \text{ см}^{-2}$). Между двумя когерентными пиками появилось диффузно рассеянное излучение, которое имеет структуру, аналогичную «маятниковым полосам» при интерференции когерентно рассеянного излучения. Такую структуру можно

было бы пытаться объяснить, если бы пластина была изогнута. Но картина не изменяется при замене входной поверхности на выходную, т.е. при перевороте пластины. Прямое изменение кривизны пластины показало, что радиус изгиба, если он есть, превосходит 50 км. В этом случае наблюдаемую структуру следует объяснять динамическим характером рассеяния нейтронов. К этому выводу однозначно приводит анализ диффузно рассеянного излучения, описанный в работе [9].

На рис. 9 представлены результаты исследования углового распределения рассеянного излучения при фиксированной позиции образца (α — фиксирован) и вращении кристалло-анализатора (сканирование по углу φ , см. рис. 4). Приведены распределения для $\alpha = 14,4''$ и $\alpha = -14,4''$. В последнем случае чётко обозначены осцилляции диффузного рассеяния.

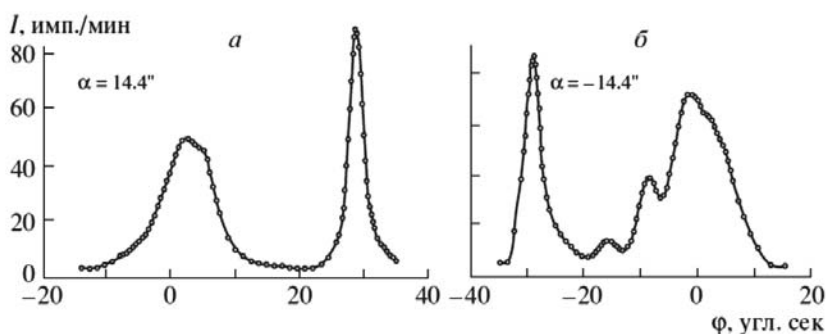


Рис. 9. Угловые распределения, измеренные при фиксированной угловой позиции образца: $\alpha = 14,4''$ (а); $\alpha = -14,4''$ (б).

На рис. 10 показано распределение диффузного рассеяния в импульсном пространстве, полученное методом $(\theta-2\theta)$ -сканирования. Обращает на себя внимание асимметрия в распределении. Так, например, на рис. 9а ($\alpha > 0$) диффузный пик (на рисунке слева) не сопровождается осцилляциями, а на рис. 9б ($\alpha < 0$) они присутствуют.

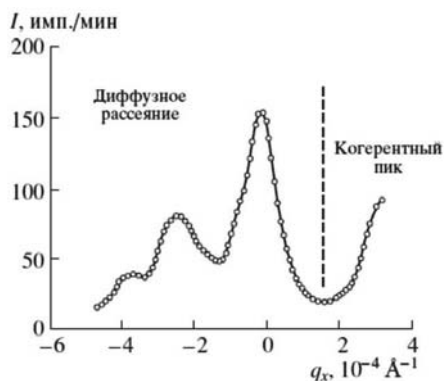


Рис. 10. Распределение интенсивности диффузного рассеяния в импульсном пространстве, полученное способом $(\theta-2\theta)$ -сканирования при $q_y = -8,4 \times 10^{-5} \text{ \AA}^{-1}$.

На рис. 10 осцилляции присутствуют в области отрицательных значений q_x . Этот факт свидетельствует о том, что характер структуры диффузного рассеяния определяется физическими свойствами дефектов, что открывает новые возможности их изучения. Таким образом, впервые экспериментально доказано, что в почти совершенных кристаллах действительно имеет место взаимодействие когерентных и диффузных нейтронных волн, но полное теоретическое объяснение этих результатов ещё отсутствует.

Отметим, что попытка обнаружения на тех же самых образцах аналогичных явлений в диффузном рассеянии рентгеновских лучей оказалась неудачной, так как оно было слишком слабым.

3. Ультрамалоугловое рассеяние нейтронов

Малоугловое рассеяние рентгеновских лучей и нейтронов позволяет извлекать детальную информацию о рассеивающих объектах. При этом толщина образца, как правило, выбирается малой, много меньшей свободного пробега излучения в веществе. Тем самым исключаются из рассмотрения процессы многократного рассеяния, осложняющие интерпретацию данных. В другом предельном случае, когда толщина образца много больше длины свободного пробега, обычно избегают исследовать «асимптотику», т.е. рассеяние при больших значениях вектора рассеяния $\mathbf{q} = \mathbf{K}_S - \mathbf{K}_0$ (где \mathbf{K}_S и \mathbf{K}_0 — волновые векторы рассеянного и падающего излучений), так как интенсивность рассеянного излучения падает до уровня фона. Новые возможности изучения и интерпретации данных малоуглового рассеяния, в частности малоуглового рассеяния нейтронов (МУРН), открывает использование двухкристального дифрактометра на совершенных кристаллах [10]. Совместная деятельность лаборатории «Нейтронной физики» ИТЭФ и группы «Нейтронной оптики» МИФИ внесла существенный вклад в развитие этой методики и разработала новые теоретические подходы как для описания упомянутой выше асимптотики, так и для учёта межчастичной корреляции волн, возникающей при многократном рассеянии нейтронов в образцах. Основные моменты проделанной работы отражены в цикле публикаций [11–16].

Принципиальная схема установки показана на рис. 11а, где M — кристалл-монокроматор (германий), отражающие плоскости (111); A — кристалл-анализатор (германий), отражающие плоскости (111); O — образец; θ — угол Брэгга; γ — угловое отклонение анализатора от положения, параллельного анализатору; D — детектор. Образец помещается между совершенными кристаллами — монокроматором и анализатором. Посредством пошагового поворота анализатора измеряется распределение интенсивности рассеянного образцом излучения, т.е. в зависимости от γ — угла поворота анализатора. Инструментальная кривая прибора измеряется при отсутствии образца (рис. 11б). Для использованных совершенных

кристаллов германия ширина инструментальной кривой на половине высоты составила примерно 3".

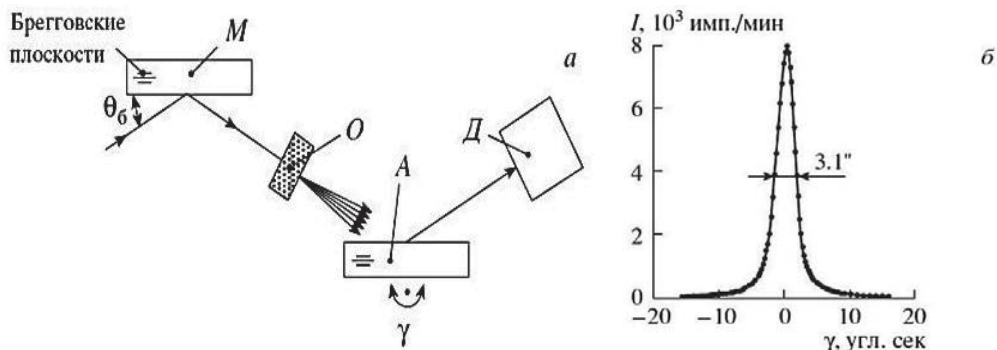


Рис. 11. Схема двухкристального нейтронного спектрометра на совершенных кристаллах германия — *а*.

Инструментальная кривая двухкристального спектрометра, полученная при отсутствии образца — *б*.

Это обеспечивает высокое угловое разрешение при анализе углового распределения рассеянного излучения. При малых углах рассеяния величина вектора рассеяния q определяется соотношением:

$$q \approx (2\pi/\lambda)\theta, \quad (1)$$

где λ — длина волны, θ — угол рассеяния.

Для получения информации о неоднородностях в образце с линейными размерами D необходимо регистрировать рассеянное излучение в области $|q| \leq 1/D$. Рассматриваемая методика позволяет надёжно фиксировать угловое распределение с точностью 1". Это соответствует размерам неоднородности ~ 100 мкм. В угловом диапазоне 1"–5' оказываются доступными для исследования неоднородности с размерами от 0,3 до 100 мкм. При углах рассеяния $\sim 10'$ используют традиционную технику малоуглового рассеяния.

Исследования МУРН стремятся выполнять в возможно более широком интервале значений вектора рассеяния, что позволяет получить информацию как о размерах и концентрации рассеивателей, так и о форме и даже деталях внутренней структуры рассеивающих частиц. При исследовании МУРН на очень малые углы преимущества описанной выше двухкристальной схемы очевидны. В данной ситуации обычно исследуют зависимость от толщины образца t ширины на половине высоты $\omega(t)$ распределения интенсивности МУРН $I(q,t)$ для нескольких образцов с различной толщиной. При этом обычно не интересуются асимптотикой распределений $I(q,t)$ при больших q . Отметим, что, согласно общей теории случайных блужданий [17], асимптотика в однократном и многократном случаях рассеяния имеет сходный характер.

Анализ асимптотики больших q для многократного малоуглового рассеяния нейтронов был дан в работе [11]. Теоретические выводы были подтверждены экспериментально. В работе получено разложение спектра МУРН по величине обратного переданного импульса ($1/q$) с учетом влияния инструментальной кривой. Показано, что при больших значениях q поведение $I(q,t)$ с точностью до коэффициента совпадает с поведением усреднённого по статистическому ансамблю рассеивателей дифференциального сечения однократного рассеяния ($\sigma(q)$) при $q \gg 1/D$. Усреднение производится по возможным ориентациям и отклонениям от средних форм и размеров неоднородностей. Вычислены несколько следующих членов разложения, а также определена область применимости полученных выражений. С помощью двухкристального нейтронного спектрометра была измерена асимптотика спектра многократного МУРН на образцах ВТСП-керамики, сплава FeNi и порошка Al. Показано, что разработанная теория хорошо описывает экспериментальные данные.

Была выполнена серия экспериментов по исследованию многократного МУРН в специально изготовленных образцах с целью обнаружения и исследования влияния межчастичной интерференции волн, рассеянных от разных зёрен порошковых рассеивателей, в зависимости от кратности актов рассеяния. Показано, что межчастичная интерференция сужает угловое распределение рассеянного излучения. Построена общая теория явления, которая расширяет область применения МУРН.

С целью развития и совершенствования методики применения двухкристального спектрометра из монокристаллического слитка Si высокого совершенства были на единой основе изготовлены спектрометрические пары (рис. 12) в различных сочетаниях геометрии рассеяния: по Брэггу, по Лауэ и их комбинация. Предложены и обоснованы вычислительными экспериментами возможные схемы их использования в сочетании с кристаллом-анализатором в опытах по малоугловому рассеянию нейтронов [18].



Рис. 12. Кристаллические пары в схеме Брэгг-Брэгг (а), Лауэ-Брэгг (б) и Лауэ-Лауэ (в), которые вырезаны из единых монокристаллических слитков бездислокационного кремния. Отражающие поверхности пластин совпадают с кристаллографической системой плоскостей.

В рамках участия в проекте создания парка установок реактора ПИК был разработан метод размещения дифрактометров горизонтальной компоновки на наклонных каналах реактора ПИК [19].

Литература

1. Абов Ю.Г. Тр. сессии АН СССР по мирному использованию атомной энергии. М., Атомиздат, 1955, с. 294.
2. Владимирский В.В., Радкевич И.А., Соколовский В.В. Доклады советской делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955. Физические исследования. М., изд-во АН СССР, 1955, с. 20.
3. Владимирский В.В., Калебин С.М. ПТЭ, 1959, № 2, с. 41.
4. Абов Ю.Г., Алешко-Ожевский О.П., Ермаков О.Н., Ямзин И.И. Кристаллография, 1966, № 11, с. 695.
5. Абов Ю.Г., Кулиджанов Ф.Г., Елютин Н.О., Низовой С.Н. ПТЭ, 1984, № 4, с. 52.
6. Абов Ю.Г., Елютин Н.О., Денисов Д.С. и др. ПТЭ, 1994, № 6, с. 67.
7. Elyutin N.O., Smirnov Yu.I., Tyulyusov A.N. Cryst. Rep., 2004, v. 49 (S1), p. 55.
8. Абов Ю.Г., Эйдлин А.О., Денисов Д.С. и др. ЖЭТФ, 1993, т. 104, с. 4072.
9. Абов Ю.Г., Эйдлин А.О., Денисов Д.С. и др. Письма в ЖЭТФ, 1996, т. 63, с. 237.
10. Абов Ю.Г., Елютин Н.О., Тюлюсов А.Н. ЯФ, 2002, т. 65, с. 1989.
11. Абов Ю.Г., Денисов Д.С., Джепаров Ф.С. и др. ЖЭТФ, 1998, т. 114, с. 2199.
12. Джепаров Ф.С., Львов Д.В. Письма в ЖЭТФ, 2000, т. 72, с. 518.
13. Абов Ю.Г., Елютин Н.О., Львов Д.В., Смирнов Ю.И. ЖТФ, 2003, т. 73, с. 71.
14. Абов Ю.Г., Джепаров Ф.С., Елютин Н.О. и др. Письма в ЖЭТФ, 2003, т. 78, с. 1011.
15. Абов Ю.Г., Джепаров Ф.С., Елютин Н.О. и др. ЖЭТФ, 2013, т. 143, с. 507.
16. Абов Ю.Г., Джепаров Ф.С., Елютин Н.О. и др. ЯФ, 2014, т. 77, с. 1250.
17. Джепаров Ф.С. ЖЭТФ, 1991, т. 99, с. 982.
18. Елютин Н.О., Львов Д.В., Тюлюсов А.Н. ФТТ, 2013, т. 55, с. 1041.
19. Elyutin N.O., Lvov D.V., Tyulyusov A.N. Cryst. Rep., 2011, v. 57, p. 1200.

Исследования веществ и фундаментальных процессов **методом бета-ЯМР**

*Ю.Г. Абов, А.Д. Гулько, Ф.С. Джепаров, О. Н. Ермаков,
Д.В. Львов, С. В. Степанов, В. Е. Шестопал*

1. Принцип работы бета-ЯМР спектрометра

Метод бета-ЯМР [1–3] (ядерный магнитный резонанс и релаксация поляризованных бета-активных ядер) был предложен Ф.Л. Шапиро сразу после открытия несохранения чётности в слабых взаимодействиях.

Суть метода бета-ЯМР заключается в циклическом создании в исследуемых образцах с помощью реакции захвата тепловых поляризованных нейтронов ансамбля поляризованных бета-активных ядер с последующим наблюдением временной эволюции их поляризации путём измерения угловой ($0\div 180$)° асимметрии бета-излучения этих ядер. Угловое распределение β -излучения описывается соотношением $w(\vartheta) = 1 + a \cos \vartheta$, где ϑ — угол между импульсом бета-частицы и спином ядра. Асимметрия бета-излучения есть разность количества частиц, вылетающих по и против направления спина, отнесённая к их сумме.

Поляризованные бета-активные ядра в среде являются прекрасными зондами локальных полей различной природы, среди источников которых, в первую очередь, следует указать сверхтонкие магнитные и электрические взаимодействия, а также диполь-дипольные взаимодействия. Возможно проведение исследований во всех типах конденсированных сред: кристаллах, стеклах, жидкостях и т.д.

Метод бета-ЯМР на поляризованных нейтронах был реализован в ИТЭФ сразу после открытия нарушения пространственной чётности в слабых взаимодействиях — фундаментального явления, лежащего в основе бета-ЯМР. Установка, собранная на реакторе в ИТЭФ, была второй после спектрометра, сконструированного в США. Нами этот метод был впервые применён для исследований физики твёрдых тел. После остановки реактора ТВР в 1987 г. установка была воссоздана в модернизированном виде на реакторе МИФИ, где проводились эксперименты, начиная с 1990 г.

2. Схема и особенности метода бета-ЯМР

Принципиальная схема опыта по методу бета-ЯМР представлена на рис. 1. Тепловые нейтроны из реактора попадают в поляризатор. Поляризованные нейтроны захватываются в образце, образуя бета-активные поляризованные ядра. В эксперименте измеряется асимметрия бета-излучения этих ядер, по которой судят о степени их поляризации. На фотографии рис. 2 показан бета-ЯМР-спектрометр, установленный на реакторе МИФИ.

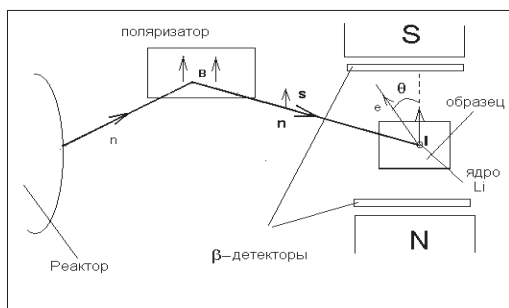


Рис. 1. Схема опыта по методу бета-ЯМР.



Рис. 2. Бета-ЯМР-спектрометр на реакторе МИФИ.

Схема бета-ЯМР-спектрометра [1, 2] представлена на рис. 3, где показаны его основные элементы. Они обеспечивают:

1) поляризацию нейтронов, отсутствие поляризационных потерь на пути нейтронов к образцу, формирование импульсов нейтронов и контролируемую инверсию направления поляризации нейтронов относительно ведущего магнитного поля;

2) определение поляризации бета-ядер через измерение асимметрии бета-распада:

$$\varepsilon = (N_+ - N_-) / (N_+ + N_-), \quad (1)$$

где N_+ и N_- — числа электронов распада, испущенных вдоль и против направления ядерной поляризации.

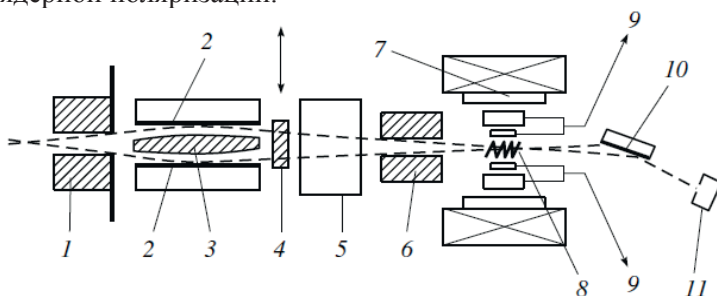


Рис. 3. Схема нейтронного β-ЯМР-спектрометра.

Схема рис. 3 включает в себя узел для получения поляризованных нейтронов (1, 3 и 6 — коллиматоры нейтронов, 2 — нейтронное зеркало-поляризатор, 4 — прерыватель пучка поляризованных нейтронов, 5 — спин-флиппер для изменения направления поляризации нейтронов на образце, 10 — зеркало-анализатор и 11 — нейтронный детектор) и узел для измерения асимметрии эмиссии электронов от распада бета-ядер (7 — электромагнит, 8 — исследуемый образец с радиочастотной катушкой и 9 — сцинтилляционные счётчики-телескопы для регистрации электронов распада).

Основные сведения о строении вещества получаются из спектров бета-ЯМР, а движения проявляются в релаксации ядер как продольной, так и поперечной относительно направления внешнего поля. Продольная релаксация наблюдается непосредственно, а поперечная — по формам линии ЯМР и кросс-релаксации. Результаты измерений, проведённых в бета-ЯМР-спектроскопии, находят непосредственное применение в квантовохимических расчётах по строению веществ и в современной теории неравновесных процессов. Для структурных исследований и изучения дефектообразования и подвижности дефектов очень важно проводить измерения в широком температурном диапазоне, простирающемся от 4 К до 700 К и более. Метод позволяет проводить также изучение пространственных и временных корреляций в различных фазовых переходах, в том числе в магнетиках, сегнетоэлектриках и сверхпроводниках.

Метод бета-ЯМР позволяет проводить неразрушающие исследования вещества и процессов в нём на пространственных масштабах от межатомных расстояний до нескольких нанометров. В частотно-временной области метод чувствителен к процессам, протекающим за времена от 10^{-5} до 1 с и к магнитным и электрическим сверхтонким взаимодействиям с интенсивностью в интервале от 1 до 10^7 Гц. К ярким примерам исследований, проведённым этим методом, можно отнести изучение процессов радиационного дефектообразования в литий, фтор и серебро содержащих кристаллах, работы по исследованию ядерной спиновой динамики и исследование переноса ядерной поляризации в статически неупорядоченных средах.

Основные отличия бета-ЯМР от обычного ЯМР на стабильных ядрах следующие.

1. Поляризация бета-ядер сразу после их образования не зависит от температуры образца и внешнего магнитного поля и может достигать десятка процентов, что на 5÷6 порядков превышает равновесную поляризацию при комнатной температуре, определяемую больцмановским фактором.

2. Бета-активные ядра-зонды присутствуют в образце в чрезвычайно малой концентрации и могут рассматриваться как изолированные ядра (спиновая диффузия по ним отсутствует), количество этих бета-ядер определяется потоком поляризованных нейтронов и сечением захвата нейтронов при образовании бета-активных ядер. При этом бета-ядра

принимают участие в установлении общего баланса поляризации в образце, что в ряде случаев приводит к нетривиальным временным зависимостям кинетики их деполяризации.

3. В ряде случаев бета-ядра обладают квадрупольным моментом, в то время как их соответствующие стабильные изотопы, используемые в обычном ЯМР, могут его не иметь. При этом бета-ЯМР даёт важнейшую для квантовой химии информацию о градиентах электрических полей на ядрах, которую невозможно получить другими методами.

4. В релаксационных бета-ЯМР-измерениях нет необходимости применять радиочастотное поле и можно использовать металлические образцы и контейнеры.

5. Типичные времена жизни бета-ядер, используемых в методе бета-ЯМР, достаточно велики ($T_{1/2} \sim 0,01 \div 100$ с), чтобы не возникало добавочного уширения линии ЯМР ($\sim \hbar / T_{1/2}$).

6. В процессе образования в (n, γ)-реакции бета-ядра испытывают отдачу, что приводит к возникновению дефектов кристаллической и электронной структуры, влияние которых сказывается на форме ЯМР спектров и кинетике их деполяризации.

3. Проведённые исследования

К настоящему времени бета-ЯМР уже применялся в нашем институте для исследования следующих задач ядерной физики и физики конденсированных сред:

- измерение ядерных моментов и спинов;
- изучение природы первичных радиационных дефектов в металлах, ионных кристаллах и полупроводниках, кинетика их образования и отжига;
- исследование процессов спин-решёточной релаксации;
- анализ кинетики фундаментальных процессов спиновой динамики.

Использовались следующие, получаемые в (n, γ)-реакции бета-ядра зонды: ${}^8\text{Li}$ (время жизни ядра $\tau = T_{1/2} / \ln 2 = 1,21$ с), ${}^{20}\text{F}$ (16 с), ${}^{66}\text{Cu}$ (7,4 мин), ${}^{108}\text{Ag}$ (3,5 мин), ${}^{110}\text{Ag}$ (35 с).

3.1. Исследование радиационных дефектов. Диапазон характерных энергий гамма-переходов, существенных в (n, γ)-реакциях, — от десятков килоэлектронвольт до нескольких мегаэлектронвольт. Поэтому в момент своего образования бета-ядра могут приобрести энергию отдачи порядка сотен электронвольт (как в случае ядра ${}^8\text{Li}$) или оказаться в состоянии с ободранной электронной оболочкой, если гамма-переходы имеют значительный коэффициент внутренней конверсии (как, например, у ядер ${}^{108}\text{Ag}$ и ${}^{110}\text{Ag}$). Типичная энергия, необходимая для образования диамагнитного точечного дефекта типа вакансии или междоузлия, обычно оценивается в 25 эВ. Ядро с

ионизированной электронной оболочкой притягивает к себе соседние электроны, что может вести к сложной перестройке структуры вещества в его окрестности. В результате производство бета-ядер в конденсированных средах всегда сопровождается образованием вблизи них радиационных дефектов. В свою очередь, дефекты посредством сверхтонких взаимодействий влияют на зависимость ядерной поляризации от времени, магнитного поля и температуры. Поэтому всякое исследование бета-ЯМР должно начинаться с выяснения вопроса о роли этих послераспадных эффектов (aftereffects). Так, например, исследования, проведённые в 1970–1980 годы, показали, что послераспадные эффекты в кристаллах LiF проявляются при достаточно низких температурах и практически отсутствуют при комнатных и более высоких температурах [1, 4]. Это определило возможность дальнейших работ группы по исследованию коллективных эффектов в ядерной спиновой динамике при комнатной температуре.

Рассмотрим типичные проявления радиационных дефектов, создаваемых бета-ядрами ${}^8\text{Li}$ в кристалле LiF. Пусть нейтроны падают на образец короткими импульсами с длительностью $\tau_{irr} \sim 0,2$ с, а в промежутках между этими импульсами измеряется асимметрия $\varepsilon(t)$ с временным разрешением $\Delta t \approx 0,1$ с. Здесь время $t \sim 1$ с отсчитано от момента окончания нейтронного импульса. Наблюдаемая зависимость имеет вид $\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \exp(-t/T_1)$, причём оказалось, что как ε_0 , так и T_1 зависят от температуры T и внешнего магнитного поля B_0 . Существование зависимости $\varepsilon_0(T, B_0)$ является новым эффектом, означающим, что в системе проходит еще один (быстрый) релаксационный процесс в масштабе $t \ll \tau_{irr}$. Данная быстрая релаксация произведена радиационными дефектами, которые:

а) при комнатной температуре отжигаются за время, много меньшее, чем характерное время вызываемой ими релаксации;

б) частота, соответствующая их взаимодействиям с бета-ядрами, много меньше ларморовской частоты в поле 3 кГс.

Сравнение измеренных спектров бета-ЯМР с предсказаниями теоретических моделей показало, что в LiF вблизи бета-ядер образуются диамагнитные дефекты — вакансии лития и фтора. Были оценены константы квадрупольного электрического взаимодействия с ними и параметры отжига этих дефектов.

В силу кубической симметрии кристалла предполагалась простейшая форма для гамильтониана квадрупольного взаимодействия с точечным дефектом:

$$H_Q = \beta_Q \left((\mathbf{In})^2 - \frac{1}{3} I(I+1) \right), \quad (2)$$

где \mathbf{I} — оператор спина, а вектор \mathbf{n} направлен от бета-ядра к дефекту.

Характерная зависимость $\varepsilon_0(B_0)$ представлена на рис. 4. Измерения при комнатной температуре проводились для образцов с концентрацией изотопа ${}^6\text{Li}$, равной $c \approx 3,2\%$ (заполненные красные кружки), и для обеднённых образцов с малой концентрацией $c \sim 0,3\%$ (черные квадратики).

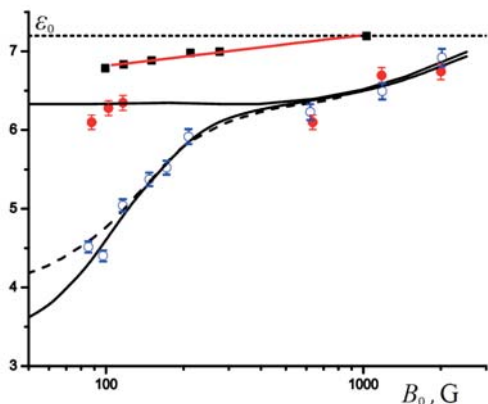


Рис. 4. Зависимость начальной поляризации бета-ядер ${}^8\text{Li}$ в LiF от внешнего магнитного поля $\mathbf{B}_0 \parallel [100]$ при отсутствии (заполненные маркеры) и наличии (пустые маркеры) радиационных дефектов.

Измерения в больших полях [5] показывают, что при $B_0 > 3$ кГс зависимость $\varepsilon_0(B_0)$ выходит на максимальное значение $\varepsilon_{\max} \approx 7,3\%$. В меньших полях, когда $70 < B_0 < 800$ Гс, в обеднённом образце ε_0 почти не изменяется. При бóльшей концентрации $c \approx 3,2\%$ с уменьшением поля ε_0 уменьшается до значения $\varepsilon_0 \approx 6,3\%$, обусловленного быстрой частью кросс-релаксации ${}^8\text{Li}-{}^6\text{Li}$. В еще меньших полях становятся важны кросс-релаксационные процессы с прочими ядрами матрицы.

Влияние радиационных дефектов проявляется как отклонение от этих зависимостей в области $B_0 < 200$ Гс при понижении температуры ниже азотной (открытые кружки, гелиевая температура). Линии представляют результаты расчетов влияния вакансий фтора, попадающих на первую координационную сферу бета-ядра без (пунктир) и с учетом (сплошная линия) их возможного пространственного перемещения.

3.2. Исследование формы линии ЯМР примесных бета-активных ядер. Работы на эту тему были выполнены на ядрах ${}^8\text{Li}$ в монокристаллах LiF [3]. Эти исследования можно отнести к основополагающим в спиновой динамике, поскольку они впервые дали информацию о функции формы линии ЯМР примесных ядер $g(\omega)$ в уникально широком диапазоне её изменения $g(\omega) \geq 10^{-5} g(0)$. Этот результат имеет столь же важное значение в спиновой динамике, как и ранее проведенные другими авторами (и вошедшие в стандартные курсы ЯМР) прецизионные измерения сигнала свободной индукции $F(t)$ стабильных ядер ${}^{19}\text{F}$ в CaF_2 в диапазоне $F(t) \geq 10^{-3} F(0)$. На основе этих исследований впоследствии была разработана теория формы

линии ЯМР в магниторазбавленных средах (см. [1] и цитированные там работы) и теория формы линии кросс-релаксации [3], которая послужила одним из важнейших элементов при построении кинетических уравнений для описания делокализации ядерной поляризации в неупорядоченных средах, рассмотренной в следующем разделе.

3.3. Исследование процесса случайных блужданий в неупорядоченных средах. В последнее время работа направлена на исследование методом бета-ЯМР-переноса возбуждений в пространственно неупорядоченной среде [1–3, 6–8] — процесса, широко распространённого в природе, но до настоящего времени не имеющего точного универсального теоретического описания. Процесс изучается в специально приготовленной пространственно неупорядоченной ядерной подсистеме, состоящей из первоначально поляризованных примесных бета-активных ядер ${}^8\text{Li}$ с периодом полураспада 0,84 с и стабильных неполяризованных ядер ${}^6\text{Li}$ в монокристаллах LiF. Миграция поляризации происходит в системе ядер ${}^8\text{Li}$ - ${}^6\text{Li}$ и инициируется магнитными диполь-дипольными взаимодействиями, моделируя процесс случайных блужданий в неупорядоченной среде. Процесс состоит в переносе поляризации с первично-поляризованного ядра ${}^8\text{Li}$ на окружающие ядра ${}^6\text{Li}$ с последующим переносом обратно на ${}^8\text{Li}$ и прочие ядра ${}^6\text{Li}$. В эксперименте измеряется кинетика релаксации бета-ядер ${}^8\text{Li}$, которая фиксируется по угловой асимметрии их бета-излучения. Исследуется зависимость кинетики от величины внешнего магнитного поля при различных концентрациях изотопа ${}^6\text{Li}$ в монокристаллах LiF.

Изучаемый процесс выделен среди прочих спиновых релаксационных процессов ядер ${}^8\text{Li}$ в монокристалле LiF вследствие исключительной близости гиромагнитных отношений ядер ${}^8\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$ — их различие составляет 0,57%. Поэтому в широком диапазоне значений внешнего статического магнитного поля $200 \text{ Гс} < B_0 < 3000 \text{ Гс}$ в достаточно чистых кристаллах кросс-релаксация ${}^8\text{Li}$ - ${}^6\text{Li}$ является доминирующим процессом продольной релаксации для примесных бета-активных ядер ${}^8\text{Li}$ при комнатной температуре. В эксперименте общее число бета-активных ядер (β -ядер) ${}^8\text{Li}$ в образце не превосходит 10^7 , т.е. их сферы влияния не перекрываются, и в теоретическом описании можно считать, что изучаемая спиновая подсистема состоит из одного β -ядра и стабильных ядер ${}^6\text{Li}$, присутствующих в образце как изотопическая примесь (с концентрацией $c \ll 1$) к основному изотопу ${}^7\text{Li}$. Процесс с большой точностью описывается кинетическим уравнением [7]:

$$\frac{dp_{i0}}{dt} = \sum_j (w_{ji} p_{i0} - w_{ij} p_{j0}), \quad p_{i0}(t=0) = \delta_{i0}. \quad (3)$$

Здесь $p_{i0} = \langle I_i^z(t) \rangle_q$ — поляризация (в направлении внешнего постоянного статического поля \mathbf{B}_0) i -го ядра со спином I_i из подсистемы ${}^8\text{Li}$ - ${}^6\text{Li}$ при

условии, что первоначально поляризация была локализована на ядре ${}^8\text{Li}$ (с номером $i = 0$). Скорость переноса поляризации W_{ji} из узла i в узел j определяется диполь-дипольным взаимодействием и на больших расстояниях r_{ij} между узлами равна $w_{ij}(r_{ij} \rightarrow \infty) = \xi_i w_{ij}^0 (1 - 3 \cos^2 \vartheta_{ij})^2 r_0^6 / r_{ij}^6$, где ϑ_{ij} — угол между r_{ij} и внешним магнитным полем \mathbf{B}_0 ,

r_0 — минимальное расстояние между примесными спинами,

$$\xi_i = 1 - \delta_{i0} + \delta_{i0} \xi,$$

$$w_{ij}^0 = w_0(1 - \delta_{i0})(1 - \delta_{j0}) + w_1(H_0)(\delta_{i0} + \delta_{j0}).$$

Число $\xi = I_0(I_0 + 1) / (I_{j \neq 0}(I_{j \neq 0} + 1)) = 3$ отражает различие в величинах спинов

${}^8\text{Li}$ и ${}^6\text{Li}$, а в W_{ij}^0 выражено различие между переносом по ${}^6\text{Li}$, который не зависит от B_0 , и переносом ${}^6\text{Li}$ и ${}^8\text{Li}$, который зависит от B_0 , в меру различия гиромангнитных отношений этих спинов. Усреднение в определении $p_{i0}(t)$ представляет собой квантостатистическое усреднение, проведённое при фиксированной конфигурации расположения примесных ядер в кристалле, для которой записано уравнение (3). Процесс непосредственно измерим, поскольку угловое распределение β -излучения определяется соотношением:

$$W(\theta) = 1 + ap_{00} \cos \theta, \quad (4)$$

где θ — угол между направлением вылета β -частицы и ядерной поляризацией, а ядерная константа $a \approx 0,1$. Наблюдаемой в макроскопическом образце является поляризация β -ядра, усреднённая по случайному распределению спинов ${}^6\text{Li}$ по узлам кристалла:

$$P_{00}(t) = \langle p_{00}(t) \rangle_c. \quad (5)$$

Важной особенностью изучаемой системы ядер является случайное пространственное распределение в кристалле как бета-ядер ${}^8\text{Li}$, так и стабильных ядер ${}^6\text{Li}$. Поэтому задача о переносе поляризации в системе ${}^8\text{Li}$ - ${}^6\text{Li}$ относится к проблеме случайных блужданий в неупорядоченных средах (СБНС). Экспериментально наблюдаемая величина бета-асимметрии определяется поляризацией, усреднённой по ансамблю β -ядер, присутствующих в образце. Вычисление такого конфигурационного среднего является одной из главных задач теории СБНС. Уравнения (3), описывающие кинетику деполяризации ядер ${}^8\text{Li}$ в системе ${}^8\text{Li}$ - ${}^6\text{Li}$ в кристалле LiF, относятся к числу простейших и в то же время наиболее фундаментальных в теории СБНС.

Преимуществом изучаемой неупорядоченной системы является возможность более адекватного сравнения теории и эксперимента, так как

вероятность переноса поляризации между двумя спинами определяется только магнитным диполь-дипольным взаимодействием и рассчитывается весьма надежно. Тем самым могут быть проверены жёсткие теоретические предсказания кинетики этого процесса для изученной неупорядоченной системы ядер. Важной особенностью используемой методики в измерении кинетики процесса переноса спинового возбуждения в пространственно-неупорядоченной спиновой системе ядер ${}^8\text{Li}$ - ${}^6\text{Li}$ является возможность управлять скоростью кросс-релаксации в системе этих ядер и изменять кинетику делокализации поляризации. Это достигается изменением величины внешнего магнитного поля, в котором находится образец — монокристалл LiF. При этом появляется дополнительная возможность контролируемого воздействия на кинетику процесса переноса поляризации и более глубокого его изучения.

В мировой литературе тщательно изучены процессы в одномерных системах, системах со слабым беспорядком, системах, сводящихся к перколяционным, и некоторые вопросы аномальной диффузии. Задача о диполь-дипольном переносе не попадает ни в одну из этих категорий, и современный мировой уровень в этой области по теории и эксперименту полностью определяется работами теоретиков и экспериментаторов ИТЭФ.

Кинетика процесса носит специфический неэкспоненциальный характер. Основной временной масштаб в рассматриваемой задаче выявляется при вычислении деполяризации одного из ядер в пренебрежении возвратом поляризации в пределе малых концентраций, когда $c \rightarrow 0$, но $\beta_0 t$ конечно [9]:

$$\left\langle \exp\left(-\sum_j w_j t\right) \right\rangle_c = \delta_{i_0} \exp\left(-(\beta_1 t)^{1/2}\right) + (1 - \delta_{i_0}) \exp\left(-(\beta_0 t)^{1/2}\right),$$

$$\beta_0 = \frac{256}{243} \left(\frac{r_0^3}{\Omega}\right)^2 \pi^3 c^2 w_0, \quad \beta_1 = \beta_0 w_1 / w_0. \quad (6)$$

Здесь Ω — объём на один узел в подрешётке лития. Соотношение (6) обычно называется фёрстеровским законом распада, а фёрстеровские константы β_0 и β_1 пропорциональны скорости переноса на среднем расстоянии $r_c = r_0 / c^{1/3}$.

Первые точные результаты по асимптотике в изучаемой нами системе были получены физиками ИТЭФ на основе численно-аналитического исследования в работах [10, 11], где было доказано, что она диффузионна. Эти результаты были обобщены до полного численного моделирования $P_{00}(t)$ при всех t [12]. Гипотеза о существовании диффузионной асимптотики $P_{00}(t)$ была впервые адекватно сформулирована в рамках полуфеноменологической теории [7, 13], которая предсказывает несколько стадий делокализации поляризации бета-ядер ${}^8\text{Li}$ во времени. При $\beta_0 t \leq 1$ это квазифёрстеровский процесс, когда поляризация β -ядра пропорциональна $\exp\left(-\sqrt{\beta_1 t / (\xi + 1)}\right)$. На

больших временах при $\beta_0 t > 25$ наступает диффузионная стадия, где поляризация пропорциональна $t^{-3/2}$. На этой стадии можно измерить коэффициент спиновой диффузии в неупорядоченной системе ядер. При концентрации ${}^6\text{Li}$ порядка 10% выход в эту область происходит за 2÷3 с.

Основные элементы современной теории переноса ядерной поляризации по подсистеме примесных спинов таковы. При значениях $\beta_0 t \sim 1$ удовлетворительное решение задачи нахождения функции $P_{00}(t)$ получается на основе первых членов концентрационного разложения [14] в кумулянтной форме [7]:

$$P_{00}(t) \approx \exp\left(-\left(\beta_1 t / (\xi + 1)\right)^{1/2} - \alpha \beta_1 t\right). \quad (7)$$

Параметр α зависит от внешнего магнитного поля и протабулирован в работе [7] как функция отношения w_0 / w_1 , в частности, при $B_0 = 200$ Гс он мал: $\alpha = 0,0147$.

В результате сшивки первых двух членов асимптотик малых и больших $\beta_0 t$ получена полуфеноменологическая формула [7, 13]:

$$P_{00}(t) = F(t) = Q(t) + \frac{\xi(1-Q(t))}{(\mu\beta_0(t+\tau))^{3/2}} \left(1 + \frac{\varphi}{(\mu\beta_0(t+\tau))^{1/2}}\right), \quad Q(t) = \exp\left(-(\beta_1 t)^{1/2}\right). \quad (8)$$

Фигурирующие здесь параметры μ , τ и φ рассчитываются в теории [7, 13] и связаны с тензором диффузии, поскольку на диффузионной стадии:

$$P_{00}(t \rightarrow \infty) = \frac{\xi}{(\mu\beta_0 t)^{3/2}} = \xi \frac{\Omega}{c} \prod_{\alpha=1}^3 \frac{1}{(4\pi D_\alpha t)^{1/2}}, \quad (9)$$

где D_α — главные значения тензора диффузии. В частности, условие сшивки формул (7) и (8) даёт значение $\mu\beta_0\tau = 5,11$, а коэффициент $\varphi = 2,09$ определяется поведением $w_{ij}(r_{ij} \rightarrow \infty)$. Численное моделирование [15] показывает, что формула (9) удовлетворительно передает общий ход зависимости $P_{00}(t)$, но для более точного описания необходим корректирующий множитель $P_{00}(t) = F(t) \cdot G(\beta_0 t)$.

Исходя из измеренной асимметрии бета-распада была экспериментально определена кинетика деполяризации ядер ${}^8\text{Li}$ (методика обработки данных описана в работе [2]). Рисунки 5 и 6 демонстрируют полученные экспериментальные результаты по зависимости деполяризации ансамбля бета-ядер ${}^8\text{Li}$ от времени (точки с ошибками) и их описание теоретическими зависимостями (сплошные кривые) на основе численного моделирования с учётом влияния корреляции локальных полей на функцию формы линии

кросс-релаксации, которая во многом определяет значения скоростей w_{ij} [2, 3]. Отметим, что $t = 0$ на рисунках соответствует началу нейтронного импульса, облучающего образец, а ступенька при $t = 2,5$ с соответствует его концу и не имеет непосредственного отношения к процессу СБНС. Такая длительность импульса выбрана для оптимизации набора статистики.

Данные, представленные на рисунках 5 и 6, впервые демонстрируют экспериментальное подтверждение того, что сложнейший процесс случайных блужданий в неупорядоченной среде с дипольным переносом стал доступен для удовлетворительного количественного описания в широкой временной области, включающей начало выхода на длинновременную асимптотику.

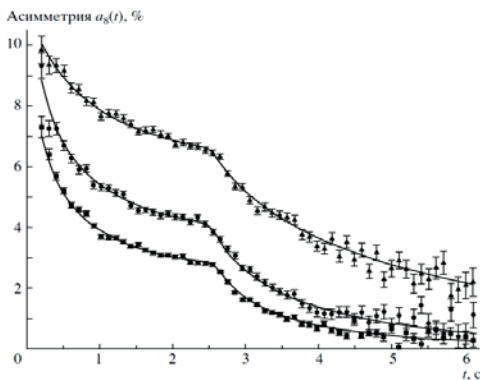


Рис. 5. Результаты для кристалла с концентрацией $c = 0,1006(4)$ [2]. Представлены зависимости β -распада ядер наблюдаемой асимметрии ${}^8\text{Li}$ в полях 200 Гс, 692 Гс и 1200 Гс (в порядке перечисления снизу вверх).

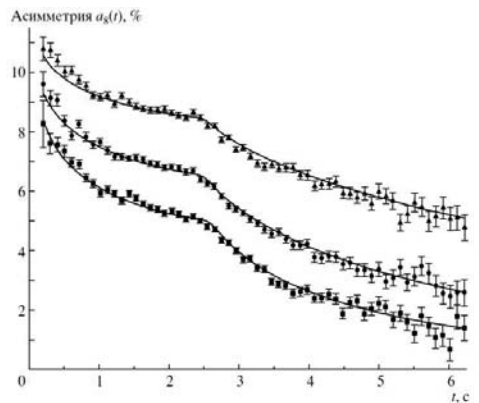


Рис. 6. Результаты для кристалла с концентрацией $c = 0,0530(2)$ [2]. Представлены зависимости наблюдаемой асимметрии β -распада ядер ${}^8\text{Li}$ в полях 200 Гс, 692 Гс и 1200 Гс (в порядке перечисления снизу вверх).

4. Перспективы развития метода

На основе описанной выше установки в институте планируется создание нового бета-ЯМР спектрометра на высокопоточном реакторе ПИК. Планируется:

- оснащение бета-ЯМР-спектрометра современным криомагнитом для проведения высокоточных резонансных измерений при значениях статического поля $B_0 \leq 100$ кГс с однородностью не хуже 0,1 Гс;
- создание новой современной системы детектирования бета-излучения, которая должна иметь наносекундное разрешение для эффективной обработки данных при высокой интенсивности счёта;

– оснащение бета-ЯМР спектрометра безжидкостным криостатом для высокостабильного поддержания температуры T образца в диапазоне $1\text{ K} < T < 300\text{ K}$ и нагревателем для выполнения опытов при $300\text{ K} < T < 1000\text{ K}$.

Данная установка будет предназначена для проведения исследований широкого спектра по физике конденсированных сред и материаловедению. В частности, среди первоочередных задач будут стоять:

а) выяснение природы радиационных дефектов в металлах, ионных кристаллах и полупроводниках и измерение параметров кинетики их отжига;

б) изучение сверхтонких взаимодействий в современных материалах, включая магнетики и биологические объекты;

в) исследование процессов спин-решёточной и спин-спиновой релаксации в широком диапазоне внешних магнитных полей и температур и изучение по ним разнообразных движений в веществе;

г) исследование кинетики фундаментальных процессов спиновой динамики и статистической физики.

Методом бета-ЯМР были проведены исследования по физике конденсированных сред и за рубежом, в основном в Германии и Японии [16,17]. Последнее время наиболее активно развивается ускорительный бета-ЯМР, использующий бета-ядра радиоактивных ионных пучков ускорительных установок [18]. Так как поляризованные бета-активные ядра имплантируются в вещество, этим методом возможно изучение веществ любого химического состава как в объёме, так и, что особенно ценно, в приповерхностной области образцов. Создание такого бета-ЯМР-спектрометра возможно на действующих ускорителях — это позволило бы продолжить ведущиеся в институте уже 50 лет исследования на новом уровне.

Литература

1. Abov Yu.G., Dzheparov F.S., Gulko A.D., Lvov D.V. Applied Magnetic Resonance, 2014, v. 45, p. 1205.
2. Абов Ю.Г., Гулько А.Д., Джепаров Ф.С. и др. ЯФ, 2014, т. 77, с. 721.
3. Абов Ю.Г., Гулько А.Д., Джепаров Ф.С. и др. ЭЧАЯ, 1995, т. 26, с. 1654.
4. Булгаков М.И., Боровлев С.П., Гулько А.Д. и др. Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 481.
5. Булгаков М.И., Боровлев С.П., Гулько А.Д. и др. М., ИТЭФ, 1976, препринт № 150.
6. Абов Ю.Г., Булгаков М.И., Боровлев С.П. и др. ЖЭТФ, 1991, т. 99, с. 962.
7. Джепаров Ф.С. ЖЭТФ, 1991, т. 99, с. 982.
8. Dzheparov F., Gul'ko A., Heitjans P., L'vov D., Schirmer A., Shestopal V., Stepanov S., Trostin S. Physica, B297, 2001, p. 288.
9. Dzheparov F. S. J. Superconduct. and Novel Magnet., 2007, v. 20, p. 161.
10. Джепаров Ф.С., Львов Д.В., Нечаев К.Н., Шестопап В.Е. Письма в ЖЭТФ, 1995, т. 62, с. 639.
11. Джепаров Ф.С., Львов Д.В., Шестопап В.Е. ЖЭТФ, 1998, т. 144, с. 2166.

12. Джепаров Ф.С. Письма в ЖЭТФ, 2005, т. 82, с. 586.
13. Джепаров Ф.С. Радиоспектроскопия (г. Пермь), 1980, т. 13, с. 135.
14. Джепаров Ф.С., Смелов И.С., Шестопад В.Е. Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 51.
15. Джепаров Ф.С. Письма в ЖЭТФ, 2005, т. 82, с. 586.
16. Askermann H., Heitjans P., Stockmann H.-J. Hyperfine Interactions, 1985, т. 24-26, p. 395.
17. Matsuta K., Minamisono T., Mihara M. et al. Hyperfine Interactions, 2013, v. 220, p. 21.
18. MacFarlane W.A. Solid State Nuclear Magnetic Resonance, 2015, v. 68-69, p. 1.

Исследование нарушений фундаментальных симметрий

Г.В. Данилян

Симметрии природы, такие как однородность и изотропия пространства, однородность времени, являются фундаментом современной физики. Из однородности пространства следует закон сохранения импульса; из изотропии пространства — закон сохранения момента импульса; из однородности времени — фундаментальный закон сохранения энергии. Для операции инверсии пространственных координат используется оператор, обозначаемый через P (чётность), для операции обращения времени — T , для операции зарядового сопряжения (замена частиц на античастицы) — C . Их воздействие на функцию состояния системы двояко: либо они не изменяют знак функции (чётное), либо изменяют (нечётное). Все три оператора подчиняются СРТ-теореме: уравнения теории инвариантны при одновременном преобразовании C , P и T . Этот фундамент был незыблем до поры, до времени. Так, в 1956 году обнаружилось, что в распадах K^+ -мезонов имеет место некая загадка, названная τ - θ проблемой: одна и та же частица распадалась по двум каналам, один из которых соответствовал положительной пространственной чётности (состояние θ), тогда как второй (состояние τ) — отрицательной чётности. Если в распадах частиц пространственная чётность сохранялась, то такого быть не могло. Ли (Lee) и Янг (Yang) [1] смело предположили, что в слабых распадах чётность не сохраняется. В следующем году Ву (Wu et al.) [2] показала, что в β -распаде поляризованных ядер ^{60}Co , действительно, электроны испускаются асимметрично относительно вектора поляризации ядра, что указывает на существование P -нечётной псевдоскалярной корреляции импульса электрона со спином ядра. Тогда же Ландау предсказал, что если пространственная чётность не сохраняется в β -распаде, то электроны должны быть продольно поляризованы, причем поляризация пропорциональна скорости электрона. Алиханов с сотрудниками [3], а также Никитин с сотрудниками [4] вскоре подтвердили это предсказание в двух, отличающихся по методике, экспериментах, выполненных в ИТЭФ.

В связи с тем, что пространственная чётность нарушается в слабых распадах, Ландау, чтобы «спасти» СРТ-теорему, выдвинул гипотезу [5] о новом принципе зарядово-зеркальной симметрии, т.е. о сохранении в слабых взаимодействиях CP -чётности. Это означало, что при инверсии координат необходимо одновременно заменить частицу на зарядово-сопряжённую с ней

античастицу. Однако, вскоре было обнаружено, что в распадах K_2^0 -мезонов СР-чётность тоже не сохраняется, правда, на уровне 10^{-3} [6]. Это означало, что в силу СРТ-теоремы должна нарушаться и инвариантность относительно обращения времени. Естественно, начались поиски нарушения временной инвариантности. ИТЭФ не остался в стороне от этих поисков. По предложению Крупчицкого [7], на пучке поляризованных тепловых нейтронов реактора ТВР был поставлен эксперимент по измерению Т-нечётной угловой корреляции импульсов каскадных гамма-квантов со спином составного ядра в радиационном захвате нейтронов ядрами ^{35}Cl . На уровне 10^{-3} эффекта обнаружено не было [8]. Этот верхний предел «продержался» почти 10 лет.

Стандартная, т.е. общепризнанная в тот период, четырёхфермионная теория слабого взаимодействия предсказывала также обязательное существование потенциала между нуклонами, обусловленного слабым взаимодействием. Если эксперимент действительно обнаружит этот потенциал, то универсальность теории будет доказана. Однако оценки показывали, что отношение слабого потенциала к сильному составляет величину лишь порядка 10^{-7} . Столь малую примесь обнаружить в эксперименте — задача чрезвычайно сложная. К счастью, оказалось, что в ядерных реакциях возможны некоторые механизмы усиления наблюдаемых Р-нечётных эффектов. Слабое взаимодействие между нуклонами в ядре приводит к смешиванию уровней ядра с противоположной чётностью. Если расстояние между этими уровнями мало, то измеряемые эффекты могут возрасти на порядки. В классификации Шапиро [9] этот фактор усиления назван динамическим. Кроме того, возможны и иные факторы усиления. Эти соображения инициировали постановку экспериментов по поиску Р-нечётных эффектов в ядерных процессах. По инициативе Шапиро и Алиханова, Абов с сотрудниками поставили поисковый эксперимент на пучке поляризованных тепловых нейтронов тяжеловодного реактора ИТЭФ по измерению Р-нечётной угловой корреляции в процессе радиационного захвата нейтронов ядрами ^{113}Cd [10] и получили значение:

$$\alpha(\text{Cd}) = (-3,7 \pm 0,9) \cdot 10^{-4}, \quad (1)$$

т.е. впервые обнаружили искомый Р-нечётный эффект в ядерном процессе, доказав тем самым существование слабого межнуклонного потенциала.

Однако подобные эксперименты, поставленные за рубежом, не подтверждали результат Абова и др. Им пришлось еще дважды повторять свои измерения на усовершенствованных установках. В итоге среднее значение для коэффициента асимметрии по их данным оказалось равным: [11]

$$\alpha(\text{Cd}) = (-4,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}. \quad (2)$$

Двумя годами позже Лобашев и Назаренко с сотрудниками [12] в ЛИЯФ обнаружили циркулярную поляризацию гамма-лучей, излучаемых неполяризованными ядрами, что также является следствием существования слабого межнуклонного потенциала в ядре. Основные исполнители этих двух работ Ю.Г. Абов, П.А. Крупчицкий, В.М. Лобашев и В.А. Назаренко были удостоены Ленинской премии за открытие слабого межнуклонного потенциала в ядре.

Результат измерений на ядре ^{113}Cd долгое время оставался единственным. Необходимо было повторить эксперимент, но на более подходящем, с экспериментальной точки зрения, ядре. Таким объектом оказалось ядро ^{117}Sn . В 1976 году Даниляном с сотрудниками был поставлен такой эксперимент на реакторе ИТЭФ [13]. Коэффициент Р-нечётной асимметрии в этом случае оказался равным

$$\alpha(\text{Sn}) = (8,1 \pm 1,3) \cdot 10^{-4}. \quad (3)$$

На этом же пучке поляризованных тепловых нейтронов, параллельно основному эксперименту, был поставлен поисковый эксперимент по измерению Р-нечётной корреляции импульсов лёгких (и тяжёлых) осколков со спином делящегося ядра при делении ядер ^{235}U . Постановка этого эксперимента была инициирована случайно попавшей на глаза статьёй Владимирского и Андреева в ЖЭТФ за 1961 год [14], в которой авторы предлагали измерить такую корреляцию при спонтанном делении поляризованных ядер. Основная идея состояла в том, что вследствие грушевидной деформации делящегося ядра не исключена Р-нечётная ориентация пространственного вектора, определяющего форму «груши», относительно вектора поляризации ядра. Эксперимент с поляризованными спонтанно делящимися ядрами практически невозможен, а при вынужденном делении ядер поляризованными тепловыми нейтронами вполне реален, поскольку плотность уровней составного ядра ^{236}U достаточно высокая, и динамический фактор усиления должен быть не меньше, чем в случае ядер ^{114}Cd и ^{118}Sn . В результате измерений было обнаружено, что, действительно, лёгкие осколки испускаются из мишени асимметрично относительно направления поляризации пучка нейтронов, следовательно, и относительно направления спина делящегося ядра. Коэффициент асимметрии [15] оказался равным

$$\alpha(^{235}\text{U}) = (1,37 \pm 0,35) \cdot 10^{-4}. \quad (4)$$

Конечно, в этот результат никто, кроме авторов, не поверил. И.С. Шапиро объявил работу ошибочной. Однако, вскоре на том же пучке реактора ИТЭФ были проведены измерения Р-нечётных эффектов для делящихся ядер ^{233}U и ^{239}Pu . Были получены надёжные данные о

соответствующих коэффициентах асимметрий [16]. Кинематическое проявление асимметрии испускания лёгких ядер при делении ^{239}Pu в эмиссии мгновенных нейтронов обнаружили Андреев с сотрудниками [17] в эксперименте, поставленном на пучке поляризованных нейтронов реактора ТВР. Результаты измерений Р-нечётных корреляций в делении вскоре были подтверждены в экспериментах, поставленных на реакторе ВВР в ПИЯФ [18]. Сомнений более не осталось — группа лёгких (и, соответственно, тяжёлых) осколков, состоящая из громадного количества различных ядер, находящихся в широком спектре конечных состояний (по оценкам, их примерно 10^9) ведёт себя как одна единственная частица в определённом, единственном, конечном состоянии. Здесь акцентируется внимание на роль конечного состояния, поскольку знак коэффициента асимметрии зависит от характеристик конечного состояния. Следовательно, когда знакопеременные эффекты усредняются по большому числу разных конечных состояний, то результирующее значение должно стремиться к нулю. В действительности они имеют величину порядка 10^{-4} и находятся в согласии с оценками Шапиро [9], основанными на данных по плотности уровней составного ядра. Таким образом, впервые была измерена угловая корреляция, не описываемая квантовой теорией. В связи с этим обнаруженное явление было признано открытием. Оно, действительно, открыло новое направление исследований по физике деления ядер. Кроме ИТЭФ весьма активно в этом направлении начали работать в ПИЯФ, ЛНФ, ОИЯИ, Курчатовском институте, ИЯИ (Новосибирск), Институте Лауэ-Ланжевена, Физическом институте Тюбингенского университета и др. Вскоре молодые теоретики из Новосибирска создали феноменологическую теорию явления [19], благодаря которой были в экспериментах обнаружены Р-чётные корреляции осколков, обусловленные интерференцией s- и p-волн во входном канале реакции захвата ядром поляризованного нейтрона [20].

Следующим важным этапом экспериментальных исследований, проводимых ИТЭФ, было обнаружение Т-нечётной угловой корреляции в эмиссии α -частиц тройного деления ядер ^{233}U поляризованными холодными нейтронами [21]. Поисковый эксперимент был поставлен по предложению ИТЭФ большой коллаборацией институтов на пучке поляризованных холодных нейтронов высокопоточного реактора Института Лауэ-Ланжевена (Гренобль). Коэффициент корреляции оказался порядка 10^{-3} , что очень обрадовало некоторых участников эксперимента, полагавших, что обнаружено нарушение временной инвариантности. Однако, в действительности, эта трёхвекторная корреляция лишь формально Т-нечётна, и она, вероятнее всего, является следствием взаимодействия частиц (двух осколков и α -частицы) в конечном состоянии. Дальнейшее исследование этого феномена, который пока не объяснен теоретически, привело к обнаружению нового явления — смещения углового распределения эмитируемых α -частиц, связанного с

направлением вектора поляризации пучка нейтронов. Этот эффект легко понять, если иметь в виду, что поляризованное ядро перед развалом на два осколка вращается, и вследствие этого траектория осколка оказывается не прямолинейной (как при делении покоящегося ядра), а гиперболической. Этот эффект проявился не только в тройном делении, сопровождающимся эмиссией α -частиц, но и в бинарном делении с эмиссией мгновенных нейтронов и γ -квантов [22]. Последнее возможно лишь при условии, когда спины осколков оказываются выстроенными в плоскости ортогональной оси деформации делящегося ядра. Таким образом, гипотеза о выстраивании спинов осколков, объясняющая анизотропию углового распределения γ -квантов, излучаемых возбуждёнными осколками, впервые получила экспериментальное подтверждение.

Обнаружение физиками ИТЭФ межнуклонного электрослабого потенциала имеет важное следствие: в многочисленных теоретических моделях ядра стало необходимым учитывать, что ядерные уровни, строго говоря, нельзя характеризовать определённой пространственной чётностью. Это очень важно и при анализе ядерных реакций. Что касается использования поляризованных медленных нейтронов при исследованиях динамики процесса деления, то, как уже отмечалось, по существу, открылось новое перспективное направление экспериментальных поисковых работ. Особенно это важно с учётом того, что традиционные методы исследований исчерпали себя уже давно. Обнаруженные Р-нечётные и Р-чётные угловые корреляции при бинарном и тройном делении ядер, проявляющиеся как корреляция формы сильно деформированного ядра с его спином, уже почти 40 лет не объяснены квантовой теорией.

Литература

1. Lee T.D., Yang C.N. Phys. Rev., 1956, v. 104, p. 254.
2. Wu C.S., Ambler E., Hayward R.W. et al. Phys. Rev., 1957, v. 105, p. 1413.
3. Алиханов А.И., Елисеев Г.П., Любимов В.А., Эршлер Б.В. ЖЭТФ, 1947, т. 32, с. 1344; 1958, т. 34, с. 78.
4. Вишневецкий М.Е., Григорьев В.К., Ергаков В.А. и др. Nucl. Phys., 1957, v. 4, p. 271.
5. Ландау Л.Д. ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 405.
6. Christenson J.H., Cronin J.W., Fitch V.L., Turlay R. Phys. Rev., 1964, v. 13, с. 138.
7. Крупчицкий П.А. ЯФ, 1966, № 3, с. 974.
8. Bulgakov M.I., Danilyan G.V., Gulko A.D. et al. Phys. Lett., B42, 1972, с. 351; ЯФ, 1973, т. 18, с. 12.
9. Шапиро И.С. УФН, 1968, т. 95, с. 647.
10. Абов Ю.Г., Крупчицкий П.А., Оратовский Ю.А. Phys. Lett., 1964, v. 12, p. 25; ЯФ, 1965, № 1, p. 479.

11. Абов Ю.Г., Ермаков О.Н., Крупчицкий П.А. ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 1738.
12. Лобашев В.М., Назаренко В.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1966, № 3, с. 268.
13. Данилян Г.В., Новицкий В.В., Павлов В.С. и др. Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 24, с. 380.
14. Владимирский В.В., Андреев В.Н. ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 663.
15. Данилян Г.В., Дроняев В.П., Воденников Б.Д. и др. Матер. 4-й Всесоюзн. конф. по нейтронной физике, Киев, 1977, ч. 2, с. 296.
16. Воденников Б.Д., Данилян Г.В., Дроняев В.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 27, с. 27; Данилян Г.В., Воденников Б.Д., Дроняев В.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 26; ЯФ, 1978, т. 27, с. 42.
17. Андреев В.Н., Данилов М.М., Ермаков О.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 28, с. 53.
18. Боровикова Н.В., Весна В.А., Егоров А.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 527.
19. Сушков О.П., Фламбаум В.В. ЯФ, 1980, т. 31, с. 55.
20. Весна В.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 31, с. 704.
21. Danilyan G.V., Fedorov A.M., Gagarski A.M. et al. ЯФ, 2000, т. 63, с. 1759.
22. Данилян Г.В., Кленке Й., Копач Ю.Н. и др. ЯФ, 2014, т. 77, с. 715.

Поиск и исследование двойного бета-распада

А.С. Барабаш

Введение

Интерес к безнейтринному двойному бета-распаду $2\beta(0\nu)$ обусловлен тем, что сам факт существования этого процесса тесно связан со следующими фундаментальными аспектами физики элементарных частиц:

- несохранением лептонного числа;
- наличием у нейтрино массы и её природой;
- существованием правых токов в электрослабом взаимодействии;
- существованием майорона;
- структурой хиггсовского сектора;
- суперсимметрией;
- существованием лептокварков;
- существованием тяжёлого стерильного нейтрино;
- существованием составного нейтрино.

Все эти вопросы лежат вне рамок стандартной модели электрослабого взаимодействия, поэтому регистрация $2\beta(0\nu)$ -распада будет означать открытие «новой физики». Основной интерес к этому процессу, конечно же, связан с проблемой массы нейтрино: если $2\beta(0\nu)$ -распад будет обнаружен, то, по современным представлениям, это автоматически будет означать, что масса покоя хотя бы одного нейтрино отлична от нуля и эта масса — майорановского типа. Кроме того, это будет означать нарушение закона сохранения лептонного числа.

Интерес к $2\beta(0\nu)$ -распаду существенно возрос в последнее время, когда из анализа результатов с атмосферными, солнечными, реакторными и ускорительными нейтрино был сделан вывод о существовании нейтринных осцилляций. Это означает, что нейтрино имеет массу. Однако осцилляционные эксперименты не чувствительны к природе массы нейтрино (дираковская или майорановская?) и не дают информации об абсолютной шкале масс нейтрино (так как измеряется значение Δm^2). Регистрация и изучение $2\beta(0\nu)$ -распада способны прояснить следующие вопросы физики нейтрино.

1. Природа массы нейтрино — дираковская или майорановская?
2. Абсолютная шкала массы нейтрино (измерение или предел на m_1).
3. Тип иерархии (нормальная, обратная или квазивырожденная).

4. CP-нарушение в лептонном секторе (измерение майорановской CP-нечётной фазы).

Обычно рассматривают три основные моды 2β -распада:

$$(A,Z) \rightarrow (A,Z+2) + 2e^- + 2\tilde{\nu} , \quad (1)$$

$$(A,Z) \rightarrow (A,Z+2) + 2e^- , \quad (2)$$

$$(A,Z) \rightarrow (A,Z+2) + 2e^- + \chi^0 . \quad (3)$$

$2\beta(2\nu)$ -распад (процесс (1)) является процессом второго порядка по слабому взаимодействию и не запрещён никакими законами сохранения. В настоящее время этот процесс зарегистрирован для 11 ядер (^{48}Ca , ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{96}Zr , ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{128}Te , ^{130}Te , ^{136}Xe , ^{150}Nd , ^{238}U). Кроме того, зарегистрирован $2\beta(2\nu)$ -распад ^{100}Mo и ^{150}Nd на 0^+_1 возбужденное состояние дочерних ядер и ECЕC(2ν) процесс в ^{130}Ba .

$2\beta(0\nu)$ -распад (процесс(2)) идет с нарушением закона сохранения лептонного числа ($\Delta L = 2$) и требует существования у майорановского нейтрино отличной от нуля массы покоя либо примеси правых токов в электрослабом взаимодействии. Этот же процесс возникает и в некоторых суперсимметричных моделях, где $2\beta(0\nu)$ -распад инициируется обменом суперсимметричных частиц. Кроме того, этот распад возникает и в моделях с расширенным хиггсовским сектором в рамках теории электрослабого взаимодействия и в некоторых других случаях. Этот процесс до настоящего времени не зарегистрирован.

$2\beta(0\nu\chi^0)$ -распад (процесс (3)) требует существования майорона (χ^0), безмассового голдстоуновского бозона, возникающего при глобальном нарушении ($B-L$)-симметрии, где B — барионное, а L — лептонное квантовые числа. Майорон, если он существует, может играть достаточно серьёзную роль в истории ранней Вселенной и эволюции звёзд.

Экспериментальные исследования в области 2β -распада были начаты в ИТЭФ в 1982 году и продолжаются до настоящего времени. Ясно, что эта деятельность будет осуществляться и в будущем. Сотрудники ИТЭФ внесли и продолжают вносить существенный вклад в эту область физики. Работы ведутся тремя отдельными группами, лидерами которых являются А.С. Барабаш, О.Я. Зельдович и И.В. Кирпичников.

1. Основные достижения прошлых лет

За последние 30 лет при участии сотрудников нашего института были выполнены десятки экспериментов по поиску и изучению процессов 2β -распада, получено большое количество физических результатов мирового класса. Рассмотрим наиболее значимые из этих экспериментов.

1.1. Исследования с ^{76}Ge . В ИТЭФ впервые был предложен и реализован эксперимент по поиску 2β -распада ^{76}Ge с использованием полупроводниковых германиевых детекторов, изготовленных из обогащённого ^{76}Ge . Экспериментальная установка содержала три Ge(Li) детектора, два из которых (общим весом $\sim 1,3$ кг) были изготовлены из обогащённого германия (85% ^{76}Ge). Эксперимент проводился в подземной лаборатории (соляной шахте) Ереванского физического института. Измерения были выполнены в 1987–1990 годах. В результате впервые был наблюден $2\beta(2\nu)$ -распад ^{76}Ge ($T_{1/2}(2\nu) = (0,9 \pm 0,1) \cdot 10^{21}$ лет) и установлено жёсткое ограничение на $2\beta(0\nu)$ -распад — $T_{1/2} > 1,3 \cdot 10^{24}$ лет [1].

Успешная работа с детекторами, выращенными из обогащённого германия, продемонстрировала перспективность данной методики и привела к созданию установки, содержащей 6,5 кг ^{76}Ge . Этот эксперимент был выполнен международной коллаборацией IGEX в подземной лаборатории San Franc (Испания). В результате было получено ограничение $T_{1/2}(0\nu) > 1,57 \cdot 10^{25}$ лет [2], что практически повторяло результат коллаборации Гейдельберг-Москва [3]. Около 10 лет именно эти два эксперимента давали наиболее жёсткое ограничение на эффективную массу майорановского нейтрино $\langle m_\nu \rangle$.

1.2. Исследования с ^{136}Xe . В конце 80-х–начале 90-х ученые ИТЭФ внесли большой вклад в поиск различных типов 2β -распада ^{136}Xe . Эксперименты велись параллельно на двух установках: с использованием время-проекционной камеры (TPC) [4] и с использованием ионизационной камеры высокого давления [5]. Эксперименты проводились в ИТЭФ и в БНО (Баксанская нейтринная лаборатория). Были получены ограничения на различные 2β -процессы: $T_{1/2}(0\nu) > 3,3 \cdot 10^{21}$ лет [5], $T_{1/2}(0\nu\chi^0) > 1,9 \cdot 10^{20}$ лет [5], $T_{1/2}(2\nu) > 9,3 \cdot 10^{19}$ лет [4]. В то время эти результаты серьёзно продвинули чувствительность для ^{136}Xe . Кроме того, был внесён вклад в методику эксперимента, поскольку использовались оригинальные экспериментальные подходы, которые впоследствии были использованы при разработке детектора следующего поколения с газообразным ксеноном NEXT [6].

1.3. Исследования с ^{150}Nd на TPC. TPC ИТЭФ была использована для исследований с ^{150}Nd — одним из самых перспективных изотопов для поиска 2β -распада. В этом случае на майларовой плёнке, разделяющей газовые объёмы, помещался твердый источник, содержащий ~ 50 г обогащённого неодаима. В результате измерений был зарегистрирован $2\beta(2\nu)$ -распад ^{150}Nd , $T_{1/2}(2\nu) = (1,88^{+0,69}_{-0,39} \pm 0,19) \cdot 10^{19}$ лет [7]. Это первый опубликованный результат в реферируемом журнале для ^{150}Nd (М. Моу первым доложил о наблюдении этого распада на конференции «Нейтрино'92» [8], но окончательный результат опубликовал только в 1997 г. [9]).

1.4. Первая регистрация $2\beta(2\nu)$ -распада на возбуждённое состояние дочерних ядер в ^{100}Mo и ^{150}Nd . В 1989 году впервые было показано, что, используя низкофоновые полупроводниковые детекторы, можно зарегистрировать $2\beta(2\nu)$ -распад на 0^+ возбужденное состояние дочернего ядра в таких ядрах как ^{100}Mo , ^{96}Zr и ^{150}Nd [10]. Это предложение было сразу же реализовано, и такой тип распада был впервые зарегистрирован для ^{100}Mo в 1991 г. в совместном советско-американском эксперименте [11]: $T_{1/2}(2\nu) = 6,1^{+1,8}_{-1,1} \cdot 10^{20}$ лет. Впоследствии этот распад многократно регистрировался для ^{100}Mo в других экспериментах с участием группы ИТЭФ [12–16], а в 2004 г. этот же тип распада был зарегистрирован для ^{150}Nd : $T_{1/2}(2\nu) = 1,33^{+0,45}_{-0,26} \cdot 10^{20}$ лет [17, 18].

1.5. Эксперименты на установках NEMO-2 и NEMO-3. В 1991 г. группа А.С. Барабаша стала участником международной коллаборации NEMO. В рамках коллаборации были созданы уникальные трековые детекторы NEMO-2 [19] и NEMO-3 [20]. В экспериментах регистрировалась вся полезная информация о 2β -распаде: суммарная энергия двух электронов, энергия отдельных электронов и угол между траекториями электронов. Детектор NEMO-3 стал настоящей «фабрикой» двухнейтринного двойного бета-распада. Общий вид детектора в процессе сборки в подземной лаборатории в Модане (Франция) показан на рис. 1. Детектор состоит из 20-ти секторов, после сборки он был окружён многослойной пассивной защитой.



Рис. 1. Детектор NEMO-3 в процессе сборки.

В результате были получены наиболее точные значения периода полураспада по двухнейтринному каналу для семи изотопов (^{48}Ca , ^{82}Se , ^{96}Zr , ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{130}Te , ^{150}Nd) и измерены все параметры этих распадов (угловые и энергетические распределения). Кроме того, получены лучшие в мире ограничения для ^{100}Mo , ^{82}Se , ^{96}Zr и ^{150}Nd по 0ν -каналу и для распада с испусканием майорона. Из результата для ^{100}Mo получено ограничение $\langle m_\nu \rangle < (0,33 \pm 0,62)$ эВ, что сравнимо с лучшими современными ограничениями, полученными из измерений с ^{76}Ge , ^{136}Xe и ^{130}Te . Основные результаты

для двухнейтринного двойного бета-распада, полученные на детекторе NEMO-3, приведены в табл. 1. На сегодняшний день это самые точные

значения периода полураспада для всех 7-ми указанных изотопов. Методика трековых детекторов, опробованная на установках NEMO-2 и NEMO-3, применяется в настоящее время при создании детектора SuperNEMO.

Табл. 1. Периоды полураспада по каналу $2\beta(2\nu)$ для 7-ми изотопов, исследованных в эксперименте NEMO-3.

Изотоп (переход)	Количество 2ν -событий	Отношение сигнал/фон	$T_{1/2}(2\nu)$, лет
^{100}Mo	219000	40	$[7,11 \pm 0,02(\text{стат}) \pm 0,54(\text{сист})] \cdot 10^{18}$
$^{100}\text{Mo}-^{100}\text{Ru}(0^+_{1})$	37,5	4	$[5,7^{+1.3}_{-0,9}(\text{стат}) \pm 0,6(\text{сист})] \cdot 10^{20}$
^{82}Se	2750	4	$[9,6 \pm 0,3(\text{стат}) \pm 1,0(\text{сист})] \cdot 10^{19}$
^{116}Cd	1371	7,5	$[2,8 \pm 0,1(\text{стат}) \pm 0,3(\text{сист})] \cdot 10^{19}$
^{96}Zr	428	1	$[2,35 \pm 0,14(\text{стат}) \pm 0,19(\text{сист})] \cdot 10^{19}$
^{150}Nd	2018	2,8	$[9,11^{+0,25}_{-0,22}(\text{стат}) \pm 0,63(\text{сист})] \cdot 10^{18}$
^{48}Ca	116	6,8	$[4,4^{+0,5}_{-0,4}(\text{стат}) \pm 0,4(\text{сист})] \cdot 10^{19}$
^{130}Te	178	0,5	$[7,0 \pm 0,9(\text{стат}) \pm 1,1(\text{сист})] \cdot 10^{20}$

2. Настоящее и будущее исследований 2β -распада

В настоящее время все три группы НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ вовлечены в крупнейшие современные международные эксперименты по поиску безнейтринного двойного бета-распада: GERDA, MAJORANA, EXO, SuperNEMO. В табл. 2 приведены некоторые параметры этих экспериментов.

Табл. 2. Основные параметры современных международных экспериментов с участием ученых из НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ.

Эксперимент	Исследуемый изотоп	Масса изотопа, кг	Чувствительность, $T_{1/2}$, лет	Чувствительность, $\langle m_\nu \rangle$, мэВ	Статус
GERDA	^{76}Ge	35 1000	$1,4 \cdot 10^{26}$ $6 \cdot 10^{27}$	90–300 10–40	Принят R&D
MAJORANA	^{76}Ge	30 1000	$1,4 \cdot 10^{26}$ $6 \cdot 10^{27}$	90–300 10–40	Принят R&D
EXO	^{136}Xe	200 5000	$4 \cdot 10^{25}$ $10^{27}-10^{28}$	90–240 10–50	Принят R&D
SuperNEMO	^{82}Se	7 140	$6,5 \cdot 10^{24}$ $(1-2) \cdot 10^{26}$	200–400 40–110	Принят R&D

Полномасштабные установки вступают в строй после 2020 года, а в настоящее время на стадии набора данных (GERDA-I, EXO-200) и подготовки к набору данных (MAJORANA-Demonstrator, SuperNEMO-Demonstrator)

находятся прототипы этих установок. На прототипах планируется провести соответствующие методические исследования и получить новые физические результаты. В частности, чувствительность к массе нейтрино через несколько лет будет доведена до $\sim 0,1$ эВ. Рассмотрим эти установки более детально.

2.1. Эксперимент ECHO-200. Этот международный эксперимент проводится в подземной лаборатории WIPP (США), которая расположена в соляной шахте на глубине 1600 м в.э. (водного эквивалента). В качестве детектора используется ТРС на жидком ксеноне (рис. 2). Камера заполняется обогащенным Хе (содержание ^{136}Xe — 80,6%; полная масса ксенона — 175 кг). Масса ксенона в чувствительном объеме — 98 кг. Камера находится в криостате, который окружён слоями пассивной и активной защиты. Регистрируется как ионизационный, так и сцинтилляционный сигналы. В результате разрешение составляет 3,9% (FWHM) при энергии 2,615 МэВ. Набор данных ведётся с мая 2011 года. Основные результаты, полученные за 477,6 дня измерений, следующие [21–23]:

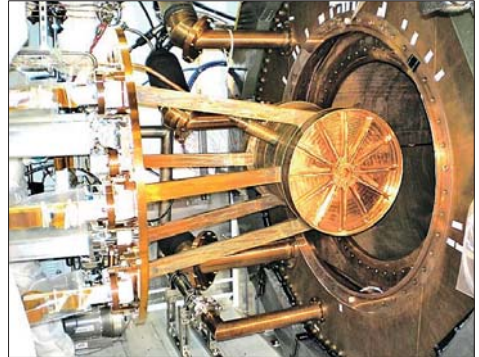


Рис. 2. Детектор ECHO-200 в процессе сборки.

$$\begin{aligned} T_{1/2}(2\nu) &= (2,165 \pm 0,016(\text{стат.}) \pm 0,059(\text{сист.})) \cdot 10^{21} \text{ лет,} \\ T_{1/2}(0\nu) &> 1,1 \cdot 10^{25} \text{ лет,} \\ T_{1/2}(0\nu\chi^0) &> 1,2 \cdot 10^{24} \text{ лет.} \end{aligned}$$

Следует отметить, что именно в эксперименте ECHO-200 был впервые зарегистрирован $2\beta(2\nu)$ -распад ^{136}Xe , а приведённое выше значение периода полураспада является наиболее точным на сегодняшний день. Эксперимент продолжается, и чувствительность для 0ν -распада может быть доведена до $\sim 4 \cdot 10^{25}$ лет за 5 лет измерений.

2.2. Эксперимент GERDA-I. В этом эксперименте используется совершенно новый подход к организации пассивной и активной защиты. Были предприняты серьёзные усилия по минимизации количества конструкционных материалов вокруг полупроводниковых германиевых (HPGe) детекторов. С целью снижения уровня фона кристаллы германия помещены в сосуд с жидким аргоном, который, в свою очередь, помещён в огромный бак с водой высотой 10 м (рис. 3). Жидкий аргон и вода прошли специальную очистку от радиоактивных примесей. Полный вес HPGe детекторов ~ 18 кг. Интересно отметить, что в эксперименте в основном используются HPGe детекторы,

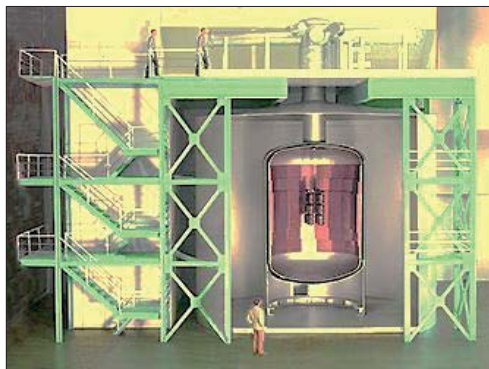


Рис. 3. Установка GERDA.

которые прежде применялись в экспериментах Гейдельберг-Москва и IGEX. Вся установка размещена в подземной лаборатории Гран Сассо (Италия) на глубине 3500 м в.э. Набор данных продолжался с ноября 2011 г. по май 2013 г. Была набрана статистика 17,9 кг·лет и получены следующие результаты [24, 25]:

$$T_{1/2}(2\nu) = (1,9 \pm 0,1) \cdot 10^{21} \text{ лет},$$

$$T_{1/2}(0\nu) > 2,1 \cdot 10^{25} \text{ лет},$$

$$T_{1/2}(0\nu\chi^0) > 4,2 \cdot 10^{23} \text{ лет}.$$

Из ограничения на безнейтринный распад был получен предел $\langle m_\nu \rangle < 0,2 \div 0,4$ эВ. В настоящее время готовится к запуску эксперимент GERDA-II, в котором будет исследоваться 35 кг ^{76}Ge и будет примерно в 10 раз более низкий уровень фона. Это позволит за 2 года измерений достичь чувствительности к 0ν -распаду $\sim 10^{26}$ лет.

2.3. Эксперимент MAJORANA-Demonstrator [26]. В эксперименте Майорана предполагается провести поиск безнейтринного двойного бета-распада ^{76}Ge с чувствительностью к эффективной массе майорановского нейтрино на уровне $0,01 \div 0,04$ эВ (см. табл. 2). На первом этапе создаётся уникальная низкофоновая многокристалльная установка MAJORANA-Demonstrator, содержащая ~ 30 кг HPGe кристаллов из обогащённого германия и ~ 10 кг натуральных HPGe кристаллов и размещённая в подземной лаборатории SURF (Южная Дакота, США) на глубине 4200 м в.э. Схема установки приведена на рис. 4. HPGe детекторы размещены в двух криостатах, которые окружены слоями пассивной защиты (5 см электролитической меди, 5 см обычной меди, 45 см чистого свинца, 10 см борированного полиэтилена, 25 см полиэтилена). Снаружи установка окружена активной защитой (пластический сцинтиллятор). Все компоненты детектора и пассивной защиты изготовлены из низкофоновых материалов. Для этой цели в подземной лаборатории было налажено производство деталей установки из низкофоновой электролитической меди. С целью

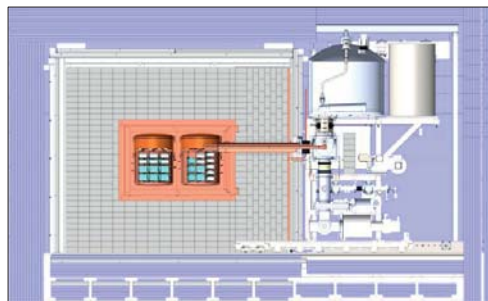


Рис. 4. Схема установки MAJORANA-Demonstrator.

максимального подавления фона используются HPGe детекторы специального типа (с «точечным контактом») и будет применяться анализ сигнала по форме импульса. Такие детекторы были впервые внедрены в практику экспериментов по поиску 2β -распада именно коллаборацией Майорана. Энергетическое разрешение HPGe детекторов составляет ~ 2 кэВ (FWHM) при энергии 2 МэВ. Предполагается достичь уровня фона в области $2\beta(0\nu)$ -распада ${}^{76}\text{Ge} \sim 10^{-3}$ событий/кэВ·кг·год. В результате безнейтринный двойной бета-распад ${}^{76}\text{Ge}$ будет изучен с рекордной чувствительностью (как на основные, так и на возбуждённые состояния дочернего ядра).

2.4. Эксперимент SuperNEMO-Demonstrator [27]. В этом эксперименте создаваемый детектор является первым из 20 модулей будущего эксперимента SuperNEMO (см. табл. 2). В настоящее время идёт сборка этого детектора в подземной лаборатории LSM (Модан, Франция). Схема установки показана на рис. 5. В центре детектора помещён тонкий источник (~ 50 мг/см²), содержащий 7 кг ${}^{82}\text{Se}$. С обеих сторон он окружён трековыми промежутками,

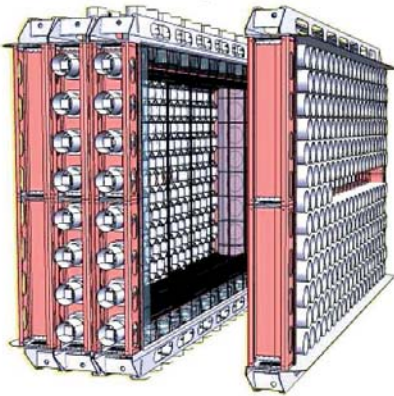


Рис. 5. Установка SuperNEMO Demonstrator (правая стенка калориметра отодвинута).

содержащими 2000 гейгеровских счётчиков, и стенками калориметра (~ 500 отдельных счётчиков). В результате треки электронов будут определяться по сигналам с гейгеровских счётчиков, а энергия электронов измеряться сцинтилляционными счётчиками. Энергетическое разрешение составляет $\sim 4\%$ (FWHM) при энергии 3 МэВ. За 2,5 года измерений будет достигнута чувствительность к $2\beta(0\nu)$ -распаду ${}^{82}\text{Se}$ на уровне $6,5 \cdot 10^{24}$ лет ($\langle m_\nu \rangle \sim 0,2 \div 0,4$ эВ). Набор данных на установке SuperNEMO-Demonstrator начнётся в 2018 г., а на установке SuperNEMO — в 2020 г.

Заключение

Сотрудники нашего института внесли существенный вклад в поиск и исследование процессов двойного бета распада. В начале этой деятельности эксперименты проводились в ИГЭФ или в подземных лабораториях СССР (Баксан, Ереван). Затем основной упор был сделан на проведение экспериментов в составе международных коллабораций в лучших подземных лабораториях мира (Гран Сассо, Италия; LSM, Модан, Франция; Хоумстейк, Судан; WIPP и SURF в США). В табл. 3 показаны результаты наиболее значимых экспериментов, выполненных с участием наших учёных.

Табл. 3. Наиболее значимые результаты, полученные с участием учёных НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ.

Эксперимент, исследуемый изотоп	Основные результаты	Дата, работа	Методика и примечание
ИТЭФ-ИЯИ, ^{136}Xe	$T_{1/2}(0\nu) > 3,3 \cdot 10^{21}$ лет $T_{1/2}(0\nu\chi^0) > 1,9 \cdot 10^{20}$ лет $T_{1/2}(2\nu) > 8,4 \cdot 10^{19}$ лет	1989 [5]	Ионизационная камера высокого давления.
ИТЭФ-ЕрФИ, ^{76}Ge	$T_{1/2}(0\nu) > 1,3 \cdot 10^{24}$ лет $T_{1/2}(2\nu) = (0,9 \pm 0,1) \cdot 10^{21}$ лет	1990 [1]	Ge(Li)-детекторы, изготовленные из обогащённого ^{76}Ge .
ИТЭФ ТРС, ^{136}Xe	$T_{1/2}(2\nu) > 9,3 \cdot 10^{19}$ лет	1992 [4]	Газовая ТРС.
ИТЭФ ТРС, ^{150}Nd	$T_{1/2}(2\nu) = [1,88^{+0,69}_{-0,39}(\text{стат}) \pm 0,19(\text{сист})] \cdot 10^{19}$ лет	1995 [7]	Газовая ТРС.
ИТЭФ-USC-PNL, ^{100}Mo	$T_{1/2}(2\nu; 0^+ - 0^+_1) = (6,1^{+1,8}_{-1,1}) \cdot 10^{20}$ лет	1995 [11]	HPGe детектор. Первая регистрация $2\beta(2\nu)$ -распада на возбужденное состояние дочернего ядра.
НЕМО-2, ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{82}Se , ^{96}Zr	$T_{1/2}(2\nu; ^{100}\text{Mo}) = [0,95 \pm 0,04(\text{стат}) \pm 0,09(\text{сист})] \cdot 10^{19}$ лет $T_{1/2}(2\nu; ^{116}\text{Cd}) = [3,75 \pm 0,35(\text{стат}) \pm 0,21(\text{сист})] \cdot 10^{19}$ лет $T_{1/2}(2\nu; ^{82}\text{Se}) = [0,83 \pm 0,1(\text{стат}) \pm 0,07(\text{сист})] \cdot 10^{20}$ лет $T_{1/2}(2\nu; ^{96}\text{Zr}) = [2,1^{+0,8}_{-0,4}(\text{стат}) \pm 0,2(\text{сист})] \cdot 10^{19}$ лет	1995–1999 [30–33]	Трековый детектор. Прецизионное изучение 2ν -распада с регистрацией всех параметров распада.
ИТЭФ-Бордо, ^{100}Mo	$T_{1/2}(2\nu; 0^+ - 0^+_1) = [9,3^{+2,8}_{-1,7}(\text{стат}) \pm 1,4(\text{сист})] \cdot 10^{20}$ лет	1999 [12]	HPGe детекторы.
ИТЭФ-TUNL, ^{100}Mo	$T_{1/2}(2\nu; 0^+ - 0^+_1) = [5,9^{+1,7}_{-1,1}(\text{стат}) \pm 0,6(\text{сист})] \cdot 10^{20}$ лет	2001 [13]	2 HPGe детектора в режиме совпадений.
IGEX, ^{76}Ge	$T_{1/2}(0\nu) > 1,57 \cdot 10^{25}$ лет	2002 [2]	HPGe-детекторы. Измерения с 6,5 кг обогащённого ^{76}Ge .
ИТЭФ-Бордо, ^{150}Nd	$T_{1/2}(2\nu; 0^+ - 0^+_1) = 1,33^{+0,45}_{-0,26} \cdot 10^{20}$ лет	2004 [17,18]	HPGe детектор. Первая регистрация $2\beta(2\nu)$ -распада ^{150}Nd на возбуждённое состояние дочернего ядра.

NEMO-3, ^{48}Ca , ^{82}Se , ^{96}Zr , ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{130}Te , ^{150}Nd	$T_{1/2}(0\nu; ^{100}\text{Mo}) > 1,1 \cdot 10^{24}$ лет $T_{1/2}(0\nu; ^{82}\text{Se}) > 3,6 \cdot 10^{23}$ лет $T_{1/2}(0\nu; ^{150}\text{Nd}) > 1,8 \cdot 10^{22}$ лет $T_{1/2}(0\nu; ^{96}\text{Zr}) > 9,6 \cdot 10^{21}$ лет Результаты для $2\beta(2\nu)$ -распада для 7-ми изотопов приведены в табл.1.	2005–2015 [34–39]	Трековый детектор. Прецизионное изучение 2ν -распада с регистрацией всех параметров распада.
EXO-200, ^{136}Xe	$T_{1/2}(0\nu) > 1,1 \cdot 10^{25}$ лет $T_{1/2}(0\nu\chi^0) > 1,2 \cdot 10^{24}$ лет $T_{1/2}(2\nu) = [2,165 \pm$ $0.016(\text{стат}) \pm 0,059(\text{сист})] \cdot 10^{21}$ лет	2011–2014 [24–26]	ТРС на жидком ксеноне.
GERDA-I, ^{76}Ge	$T_{1/2}(0\nu) > 2,1 \cdot 10^{25}$ лет $T_{1/2}(0\nu\chi^0) > 4,2 \cdot 10^{23}$ лет $T_{1/2}(2\nu) = (1,9 \pm 0,1) \cdot 10^{21}$ лет	2013–2015 [22,27]	«Голье» HPGe детекторы, помещён- ные в жидкий аргон.

Отметим, что в издании Particle Data Group «Review of Particle Physics» за 2014 год приводится ~ 80 результатов по двойному бета-распаду, авторами или соавторами которых являются сотрудники НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ. В настоящее время все три группы нашего института ведут активную работу по подготовке и проведению экспериментов следующего поколения — EXO, GERDA, MAJORANA и SuperNEMO. Ведутся исследовательские работы со сцинтилляционными низкотемпературными болометрами с целью их применения для поиска 2β -распада (проекты AMORE и LUCINEU).

Литература

1. Vasenko A.A. et al. Mod. Phys. Lett., A5, 1990, p. 1299.
2. Aalseth C.E. et al. Phys. Rev., D65, 2002, 092007.
3. Klapdor-Kleingrothaus H.V. et al. Eur. Phys. J., A12, 2001, p. 147.
4. Artemiev V.A. et al. Phys. Lett., B280, 1992, p. 159.
5. Barabash A.S. et al. Phys. Lett., B223, 1989, p. 273.
6. Alvarez V. et al. JINST, 2012, 7, T06001.
7. Artemiev V. et al. Phys. Lett., B345, 1995, p. 564.
8. Elliott S.R. et al. Nucl. Phys., B (Proc. Suppl.), 31, 1993, p. 68.
9. De Silva A. et al. Phys. Rev., C56, 1997, p. 2451.
10. Барабаш А.С. Письма в ЖЭТФ, 1990, т. 51, с. 181; ИТЭФ, 1989, препр. № 188.
11. Barabash A.S. et al. Phys. Lett., B345, 1995, p. 408.
12. Барабаш А.С. и др. ЯФ, 1999, т. 62, с. 2211.
13. L. De Braekeleer et al. et al. Phys. Rev Lett., 2001, v. 86, p. 3510.
14. Arnold R. et al. Nucl. Phys., A781, 2007, p. 209.
15. Kidd M.F. et al. Nucl. Phys., A821, 2009, p. 251.
16. Arnold R. et al. Nucl. Phys., A925, 2014, p. 25.
17. Барабаш А.С. и др. Письма в ЖЭТФ, 2004, т. 79, с. 12.

18. Barabash A.S. et al. Phys. Rev., C78, 2009, 045501.
19. Arnold R. et al. Nucl. Instr. Meth., A354, 1995, p. 338.
20. Arnold R. et al. Nucl. Instr. Meth., A536, 2005, p. 79.
21. Gando A. et al. Phys. Rev. Lett., 2013, v. 110, 062502.
22. Agostini M. et al. Phys. Rev. Lett., 2013, v. 111, 122503.
23. Andreotti E. et al. Astropart. Phys., 2011, v. 34, p. 822.
24. Albert J.B. et al. Nature, 2014, v. 510, p. 229.
25. Albert J.L. et al. Phys. Rev., C89, 2014, 015502.
26. Albert J.B. et al. Phys. Rev., D90, 2014, 092004.
27. Agostini M. et al. arXiv:1501.02345.
28. Abgrall N. et al. Adv. HEP, 2014, 365432.
29. Vilela J. J. Phys. Conf. Ser., 2015, v. 598, 012034.
30. Dassie D. et al. Phys. Rev., D51, 1995, p. 2090.
31. Arnold R. et al. Z. Phys., C72, 1996, p. 239.
32. Arnold R. et al. Nucl. Phys., A636, 1998, p. 209.
33. Arnold R. et al. Nucl. Phys., A658, 1999, p. 299.
34. Arnold R. et al. Phys. Rev. Lett., 95, 2005, 182302.
35. Arnold R. et al. Nucl. Phys., A781, 2007, p. 209.
36. Argyriades J. et al. Phys. Rev., C80, 2009, 032501.
37. Argyriades J. et al. Nucl. Phys., A847, 2010, p. 168.
38. Arnold R. et al. Phys. Rev. Lett. 2011, v. 107, 062504.
39. Arnold R. et al. Phys. Rev., D92, 2015, 072011.

V. Развитие ускорителей ионов

Развитие ускорительных технологий в ИТЭФ

Н.Н. Алексеев, А.А. Голубев, Б.Ю. Шарков

Введение

Период расцвета ускорительного направления в стране можно отнести к середине 70-х годов прошлого века, когда протонный ускоритель У-70 в Протвино занимал ведущие позиции в мире, и предпринимались попытки сохранить эти позиции практически по всем направлениям развития ускорительной науки и техники. Страна развивалась, и многие институты участвовали тогда в освоении и продвижении ускорительных технологий, выбирая и расширяя свою специализацию в том или ином направлении создания и практического использования ускорительных установок. Трудно было найти такой физический институт, который не имел бы или не собирался иметь в своём составе ускорительную установку для экспериментов в области ядерной физики и физики элементарных частиц или практического использования ускоренных пучков для прикладных целей. В ИТЭФ в это время проводилась реконструкция первого в стране протонного синхротрона с жёсткой фокусировкой У-7, создавались новые экспериментальные установки, внедрялась протонная терапия, прорабатывались и начинали реализовываться новые идеи создания линейных ускорителей с радиочастотной квадрупольной фокусировкой ускоряемого пучка, интенсивно развивалась тематика ионных источников, активно обсуждались идеи создания сильноточных ускорителей для использования в электроядерных установках и в экспериментах по тяжелоионному термоядерному синтезу. Созданный в те годы в ИТЭФ научно-технический потенциал позволил сохранить до настоящего времени активные позиции института в области ускорительной науки и техники.

1. Первая ускорительная установка института

Первая ускорительная установка появилась в институте в 1948 году. Это был циклотрон (рис. 1), способный ускорять протоны до энергии и 6,2 МэВ, дейтроны до 12,5 МэВ и α -частицы до 24 МэВ, с довольно высоким током ускоренного пучка: ток дейтронов при работе на внутреннюю мишень достигал 600 мкА, ток выведенного пучка составлял 70 мкА. Пучок циклотрона использовался для получения нейтронов на внутренней мишени

или непосредственно в выводном канале. Было оборудовано два канала для экспериментов с нейтронными пучками и два канала для работы с выведенным пучком. На пучках циклотрона был выполнен целый ряд важных исследований по нейтронной спектроскопии и другим направлениям. Циклотрон успешно работал более 20 лет и был демонтирован в 1972 г.

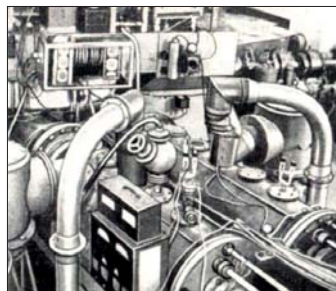


Рис. 1. Общий вид циклотрона.

2. Сооружение первых ускорителей с жёсткой фокусировкой

2.1. Историческая справка. На сообщение о принципе жёсткой фокусировки, появившееся в журнале *Scientific American*, обратил М.С. Козодаев. В 1953 г. по его инициативе состоялось совещание у министра среднего машиностроения М.Г. Первухина [1], где присутствовали ведущие ускорительщики страны. На совещании были высказаны сомнения в работоспособности принципа. Однако В.В. Владимирский убедил присутствующих в целесообразности построения в ТТЛ ускорителя протонов с жёсткой фокусировкой на энергию 7 ГэВ для проверки принципа. В случае успеха можно было бы приступить к проектированию более мощного ускорителя. Предложение было принято.

Благодаря высокому личному авторитету директора ТТЛ академика А.И. Алиханова, вопреки противодействию некоторых влиятельных людей, было принято решение Правительства о сооружении протонных жёстко фокусирующих синхротронов — У-7 (на энергию 7 ГэВ) в Москве и У-70 (на энергию 70 ГэВ) в Протвино.

Начиная с этого времени, в институте под руководством А.И. Алиханова и В.В. Владимирского началась активная деятельность по созданию команды для проектирования обоих ускорителей. Силами членов этой команды, в которую, помимо самого В.В. Владимирского, входили Л.Л. Гольдин, Д.Г. Кошкарёв, Ю.Ф. Орлов, А.П. Рудик и Е.К. Тарасов, были решены основные проблемы, присущие жёсткой фокусировке. Впервые в стране ими были созданы методы расчёта, на базе которых были разработаны физические задания на проектирование двух протонных синхротронов с жёсткой фокусировкой на энергию 7 ГэВ и 70 ГэВ.

2.2. Протонный синхротрон У-7. В 1958 году в ИТЭФ началось сооружение У-7, а в 1961 году ускоритель вступил в строй [2]. Для ускорения строительства протонного синхротрона и ввода его в эксплуатацию Владимирский принял решение в качестве первого инжектора использовать электростатический ускоритель с потенциалом до 5 МВ, серийно

производимый в НИИЭФА. Первый инжектор — электростатический генератор ЭГ-5 вертикальной конструкции — был успешно запущен под руководством Ю.Я. Лапицкого ко времени пусконаладочных работ кольцевого ускорителя. На ускорителе У-7 (рис. 2) была достигнута энергия протонов 7,5 ГэВ, рабочая энергия ускорителя составляла 6,7 ГэВ, интенсивность 10^{11} частиц в импульсе при частоте их повторения 15 имп/мин.

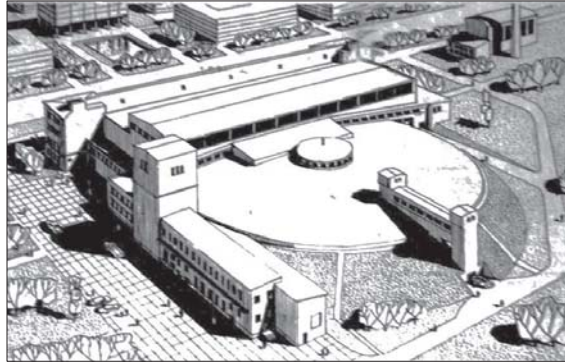


Рис. 2. Общий вид ускорительного комплекса У-7.

Предварительное ускорение протонов осуществлялось на ЭГ-5 до энергии 4 МэВ. Длина орбиты ускорителя составляла 251,2 м. Кольцевой магнит У-7 был собран по системе ФОДО из 98 магнитов с гиперболическими полюсами (С-блоков), совмещающими функции поворота и фокусировки пучка, а также 14 квадрупольных линз (Х-блоков). Частота бетатронных колебаний составляла по обеим координатам 12,8, поле инжекции — 90 эрстед. Питание кольцевого магнита осуществлялось от синхронного генератора переменного тока с пиковой мощностью 37 МВт и 12-фазного игнитронного выпрямителя со схемами управления и стабилизации. Для ускорения частиц использовались пролётные трубки, размещённые внутри Х-блоков ускорителя. Выходные каскады усилителей, питающих пролётные трубки, перестраивались по частоте от 0,77 до 8,33 МГц. Ускорительный комплекс включал в себя два экспериментальных зала. Физические эксперименты проводились на пучках вторичных частиц, генерируемых на внутренних мишенях. Прямой вывод ускоренного пучка из ускорителя У-7 не предусматривался, т.к. в структуре кольцевого магнита отсутствовали прямолинейные промежутки.

2.3. Линейные ускорители — инжекторы протонов И-2 и И-100.

В проектах синхротронов У-7 и У-70 предполагалось использовать инжекторы с током пучка порядка 100 мА в импульсе. Однако имевшийся в ХФТИ и ОИЯИ опыт работы линейных ускорителей (ЛУ) с сеточной фокусировкой не мог быть использован, поскольку не позволял получать протонный пучок более 1 мА.

Для разработки новых инжекторов в июле 1958 г. была организована лаборатория линейных ускорителей во главе с И.М. Капчинским. Полученные в лаборатории расчётным путем и на стендах результаты позволили в период 1960–1961 годов разработать физические обоснования жёсткофокусирующих инжекторов И-2 и И-100. Выполненные расчёты динамики пучка в этих ЛУ определили необходимые магнитные и геометрические параметры линз и трубок дрейфа, после чего были определены основные физические параметры для И-2 [3] и для И-100 [4].

Проектирование, разработка и сооружение обоих инжекторов осуществлялось под общим руководством В.В. Владимирского и А.Л. Минца, возглавлявшего РТИ АН СССР. В работе участвовало несколько десятков научных институтов и предприятий промышленности нашей страны.

ЛУ И-2 состоял из 2-х резонаторов диаметром 1,37 м и общей длиной 18 м, помещённых в общий вакуумный кожух (рис. 3). Ускоряющая частота резонаторов 148,5 МГц. Энергия форинжектора составляла 700 кэВ, выходная энергия ускорителя 24,6 МэВ.



Рис. 3. Форинжектор и общий вид линейного ускорителя протонов И-2.

2 ноября 1966 года состоялся физический пуск ускорителя И-2 [5], импульсный ток ускоренного пучка равнялся 30 мА. На следующий день об этом событии сообщала главная газета страны «Правда». За несколько месяцев импульсный ток был доведён до 135 мА, а через несколько лет — до 200 мА [6]. Такой ток превышал токи всех существовавших тогда ускорителей.

Одновременно с пуском и исследованиями всех технологических систем И-2 завершались разработка и сооружение ЛУ И-100 (рис. 4). Ускоритель И-100 был разработан на энергию ускоренного пучка до 100 МэВ и был составлен из трёх небывало длинных резонаторов. В нем, в отличие от И-2, для поперечной фокусировки пучка в трубках дрейфа были использованы шихтованные линзы с импульсным питанием, что позволило существенно уменьшить их размеры. Разработка и опробование самой идеи импульсного питания линз были выполнены в ИТЭФ.

Форинжекторы линейных ускорителей И-2 и И-100 были построены на основе разработанных в НИИЭФА импульсных трансформаторов ИТ-800, рассчитанных на выходное напряжения 750 кВ, которые оказались гораздо более практичными, чем зарубежные генераторы Кокрофт-Уолтона.

На заключительном этапе создания И-100 в ИФВЭ был организован свой отдел инжектора И-100, руководить которым было поручено И.М. Капчинскому, направленному туда из ИТЭФ для авторского надзора и руководства монтажно-наладочными и пусковыми работами.

Проектная энергия 100 МэВ была достигнута на И-100 28 июля 1967 г. при импульсном токе ускоренного пучка 5 мА. В пусковых работах определяющую роль играла команда специалистов ИТЭФ, уже получившая опыт работы на ЛУ И-2. К концу 1967 г. выходной ток пучка ЛУ И-100 был повышен до 60 мА, что позволило обеспечить инжекцию пучка во время физического пуска синхротрона У-70. Позже на И-100 был зарегистрирован максимальный ток 120 мА. Вскоре после запуска машины все работы по И-100 перешли полностью к сотрудникам ИФВЭ.

2.4. Протонный синхротрон У-70. Разработанный в ИТЭФ физический проект второго синхротрона с жёсткой фокусировкой привёл к созданию в ИФВЭ самого большого в мире на то время протонного ускорителя на энергию 70 ГэВ (рис. 5), запущенного в 1967 г.

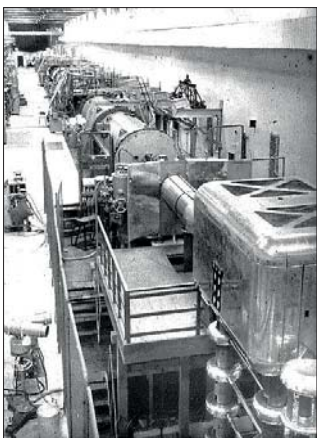


Рис. 4. Линейный ускоритель И-100.

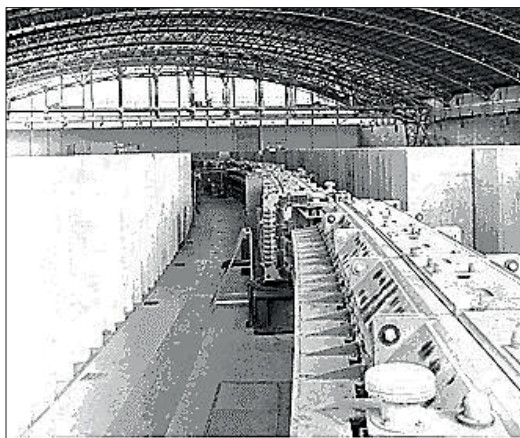


Рис. 5. Протонный синхротрон У-70.

ИФВЭ был организован приказом ГКАЭ СССР от 27 апреля 1962 на правах филиала ИТЭФ в г. Протвино Московской области. Через полтора года, 15 ноября 1963 г., приказом ГКАЭ СССР ИФВЭ был преобразован в самостоятельный институт.

Совместная работа сотрудников ИТЭФ и ИФВЭ по реализации проекта У-70 продолжалась до запуска ускорителя, который состоялся 14 октября 1967 г., и был отмечен в 1970 г. присуждением Ленинской премии В.В. Владимирскому и Д.Г. Кошкареву за физический проект ускорителя, а также Государственной премии — И.М. Капчинскому, В.К. Плотникову и Н.В. Лазареву за физобоснование и участие в разработке инжектора И-100.

3. Модернизация протонного синхротрона У-7

Для повышения эффективности работы синхротрона У-7 в 1967 году Д.Г. Кошкарев и Л.Л. Гольдин предложили реконструировать его, создав в магнитной системе длинные прямолинейные промежутки для вывода как первичного протонного пучка, так и пучков вторичных частиц. Новая структура состояла из 96 магнитных С-блоков и включала в себя 16 прямолинейных промежутков длиной по 2,4 м. Наличие таких промежутков радикально улучшало условия вывода частиц из вакуумной камеры. Кроме того, из-за смещения орбиты частиц в каждом блоке в сторону более сильного поля увеличивалась энергия пучка до 10 ГэВ. Это изменило название синхротрона с У-7 на У-10.

В процессе реконструкции, которая была проведена в 1973 году [7], кроме изменения магнитной структуры были реконструированы практически все системы ускорителя: ферритовые резонаторы были установлены вместо ускоряющих трубок, обновлена вся вакуумная система, слаботочная ламповая электроника заменена на полупроводниковую, создана новая система генерации магнитных циклов с использованием тиристорного преобразователя, сооружена полностью новая система разводки вторичных пучков, создана система автоматизированного управления. В результате реконструкции более чем в десять раз увеличилась интенсивность вторичных пучков, интенсивность самого ускорителя превысила уровень 10^{12} частиц в импульсе и достигла максимального значения $1,5 \cdot 10^{12}$.

3.1. Создание универсальных каналов вторичных пучков.

На реконструированном ускорителе в период 1975–1980 годов была создана сеть из 15 универсальных каналов транспортировки вторичных пучков от трёх внутренних мишеней на экспериментальные установки (рис. 6).

Каналы 211, 212, 222, 223, 312, 313, 321, 322 транспортировали пучки от внутренних мишеней, размещённых в промежутках 203 и 303 ускорителя под углами 3,5 и 10,5 градусов к направлению взаимодействия протонного пучка с мишенями, и стали универсальными, т.к. обеспечивали транспортировку частиц с разным знаком заряда в широком диапазоне энергий. При медленном сбросе пучка на мишень (длительностью около 1 с)

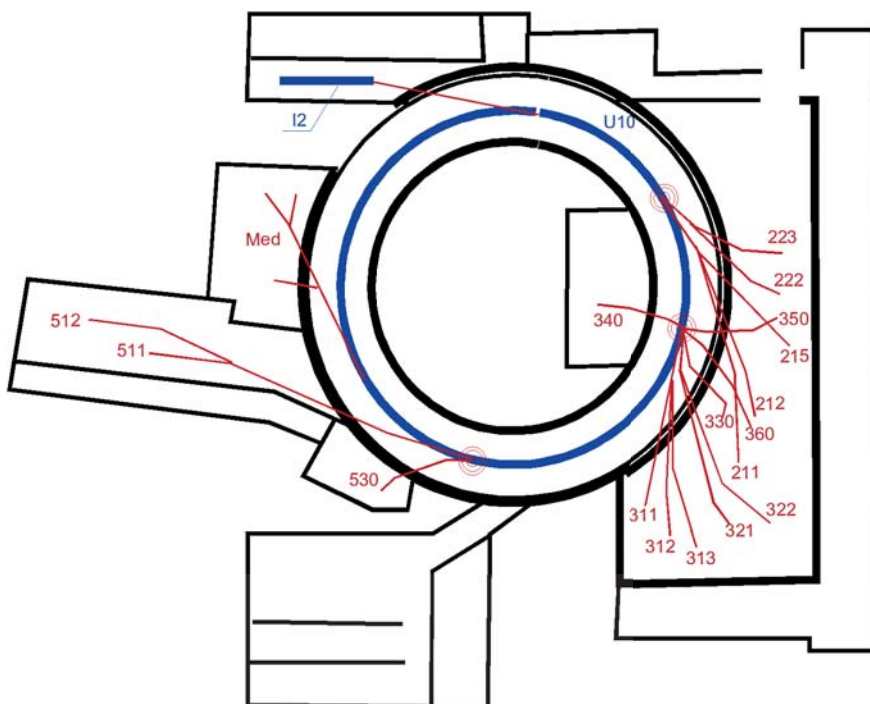


Рис. 6. Схема каналов вывода вторичных пучков синхротрона У-10.

циркулирующего пучка протонов с энергией 9 ГэВ и интенсивностью порядка 10^{12} частиц интенсивность вторичных пучков составляла 10^6 пионов и 10^7 для смеси рассеянных протонов и пионов. При пропускной способности каналов по импульсам частиц порядка $\pm 2\%$ импульсы частиц можно было уточнять в промежуточном фокусе с точностью до $1 \cdot 10^{-3}$ [8–11].

Канал 215 использовался для измерений выходов нейтронов из свинцовой и урановой сборки и для опробования оригинального способа вывода пучка протонов с повышенной интенсивностью (до $2 \cdot 10^9$ р/цикл).

Каналы 340, 350, 360 захватывали частицы, вылетающие из внутренней мишени под большими углами (119, 97 и 61 градусов), для их анализа по импульсам и интенсивности в установке MultyFAS.

Канал 311 позволял работать с пучками нейтральных ($K0$, n) и заряженных частиц с импульсами до 4 ГэВ/с.

Канал 330 формировал пучок «мягких» вторичных частиц от внутренней мишени, размещённой в промежутке 503 ускорителя, под углами 3,5 и 16 градусов к направлению циркулирующего протонного пучка для экспериментов с использованием пузырьковых камер. Использовался быстрый

сброс пучка на мишень (около 1 мс) и двойная электростатическая сепарация исследуемых частиц.

Каналы 511 и 512 использовались для выделения пучков пионов с импульсом до 4 ГэВ/с в экспериментах на водородных камерах при помощи двух электростатических сепараторов (длиной по 8 м каждый, с полем до 80 кВ/см). Канал 530 использовался для выделения пучка каонов с импульсом около 0,8 ГэВ/с в экспериментах на ксеноновой камере при помощи двух электростатических сепараторов (длиной 1,2 м каждый, с полем до 80 кВ/см).

Одновременно могли работать до 5 потребителей.

4. Создание ускорительно-накопительного комплекса ИТЭФ-ТВН

Задача создания тяжелоионного ускорительно-накопительного комплекса для экспериментов на пучках ионов по физике высокой плотности энергии в веществе начала решаться на ускорительном комплексе ИТЭФ по предложению Д.Г. Кошкарёва в 1996 г. Для генерации сильноточных пучков высокозарядных ионов предполагалось использовать излучение мощных импульсно-периодических СО₂-лазеров. Имеющиеся в ИТЭФ два магнитные кольца, синхротрон У-10 и удерживающее кольцо УК, позволяли рассматривать схему получения максимальной интенсивности и, соответственно, высокой мощности пучка на основе технологии многократной перезарядной инжекции тяжелых ионов в накопитель. Проработка проекта показала, что использование У-10 в качестве накопителя тяжёлых ионов с бустерным синхротроном УК позволяет рассчитывать на достижение высокого уровня мощности накопленного пучка [12].

При создании тяжелоионного ускорительного комплекса ИТЭФ-ТВН (рис. 7, 8) разработан и внедрен целый ряд непростых инженерно-физических и технологических решений.

В ходе выполнения работ были решены следующие основные задачи.

Впервые разработана и доведена до практического использования в ускорительных установках новая технология генерации и формирования сильноточных пучков высокозарядных ионов с использованием мощного излучения импульсно-периодического СО₂-лазера.

Впервые разработана и освоена технология многократной перезарядной инжекции тяжёлых ионов и накопления пучков ядер тяжёлых элементов, позволяющая монотонно увеличивать плотность частиц в фазовом пространстве и тем самым достигать экстремальной концентрации ядер в циркулирующем пучке.

На основе разработанных технологий создан уникальный тяжелоионный ускорительно-накопительный комплекс ИТЭФ-ТВН [13] (рис. 7 и 8), включающий в себя ускоритель-накопитель У-10 с протонным инжектором

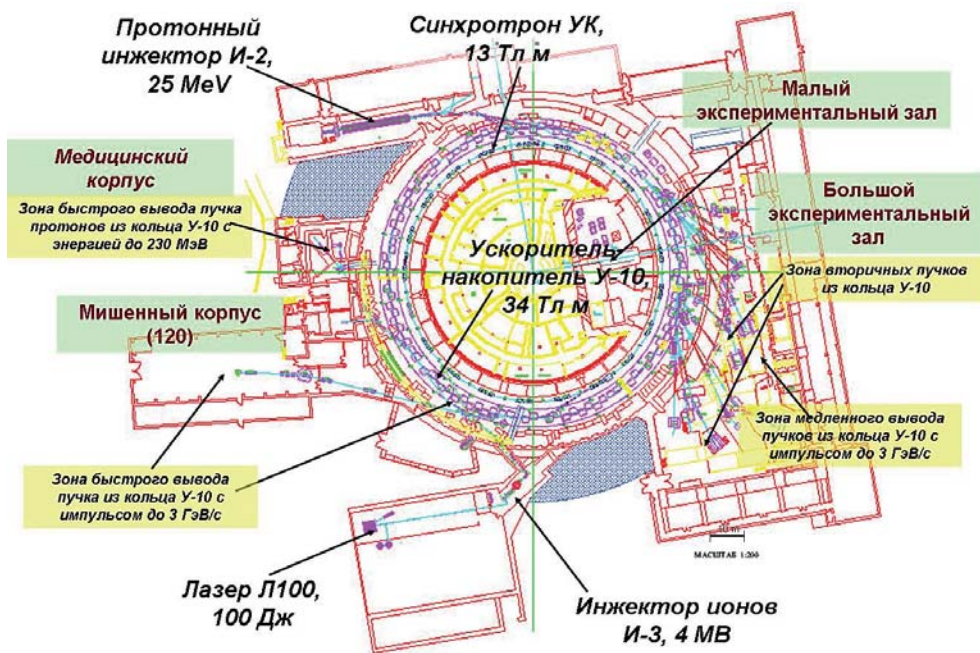


Рис. 7. Схема ускорительного комплекса ИТЭФ-ТВН.



Рис. 8. Магнитный зал ускорительного комплекса.

И-2 на энергию 25 МэВ и связанный с У-10 бустерный синхротрон УК с ионным инжектором И-3 на энергию 4 МэВ, который эксплуатировался в нескольких режимах, ускоряя протоны в диапазоне энергий 0,1÷9,3 ГэВ, ионы

— в диапазоне энергий 0,1÷4 ГэВ/н и накапливая ядра тяжёлых элементов в диапазоне энергий 200÷300 МэВ/н.

Ускоренные пучки использовались в следующих режимах: вторичные пучки, получаемые при взаимодействии ускоренных протонов или ионов с внутренними мишенями в кольце У-10, транспортировались для физических экспериментов в Большой экспериментальный зал (БЭЗ); выведенные из кольца У-10 за один оборот пучки протонов или ионов транспортировались в Мишенный корпус (120); один банч ускоряемого протонного пучка требуемой энергии выводился из кольца У-10 в медицинский корпус для биологических исследований и протонной терапии онкологических пациентов. Некоторые из каналов использовались для транспортировки пучков протонов или ионов при медленном выводе из кольца У-10 на испытательные стенды в БЭЗ.

На установке ИТЭФ-ТВН внедрена и развивается технология получения ионов с помощью лазерного ионного источника (ЛИИ, см. рис. 9) [14–16].



Рис. 9. Лазерное получение ионов: слева — лазер Л-100 (на энергию 100 Дж), справа — наладка мишенной камеры лазерного источника ионов.

На рис. 10 приведены осциллограммы зарядовых состояний ионов, генерируемых ЛИИ. Ускорение различных ионов в синхротроне УК иллюстрируется характерными осциллограммами на рис. 11.

Полученный в кольце УК уровень вакуума 10^{-9} Торр позволил ускорять ионы тяжёлых элементов вплоть до серебра. Для ускорения более тяжёлых ионов требуется дальнейшее повышение уровня вакуума в камере ускорителя.

Технология ускорения ядер железа до релятивистской энергии 3,6 ГэВ/н с использованием трёхступенчатой схемы И-3/УК/У-10 иллюстрируется последовательностью осциллограмм на рис. 12.

Техника перезарядной инжекции пучка использовалась для накопления ядер элементов С, Al, Si и Fe при энергии ≤ 300 МэВ/н. Максимальный фактор накопления пучка 70 был достигнут при накоплении ядер углерода (рис. 13).

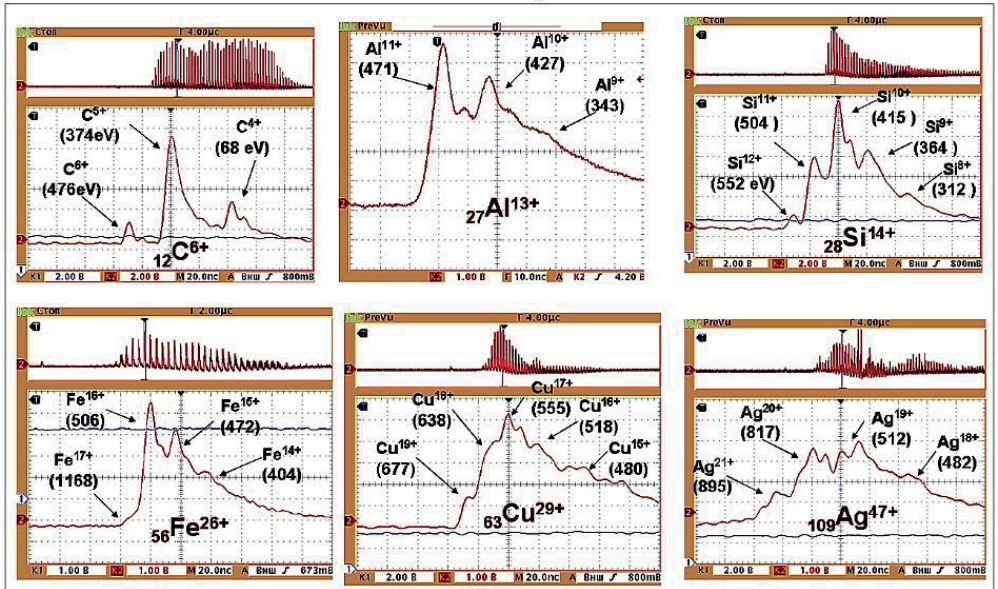


Рис. 10. Ионы, генерируемые в ЛИИ с лазером Л100.

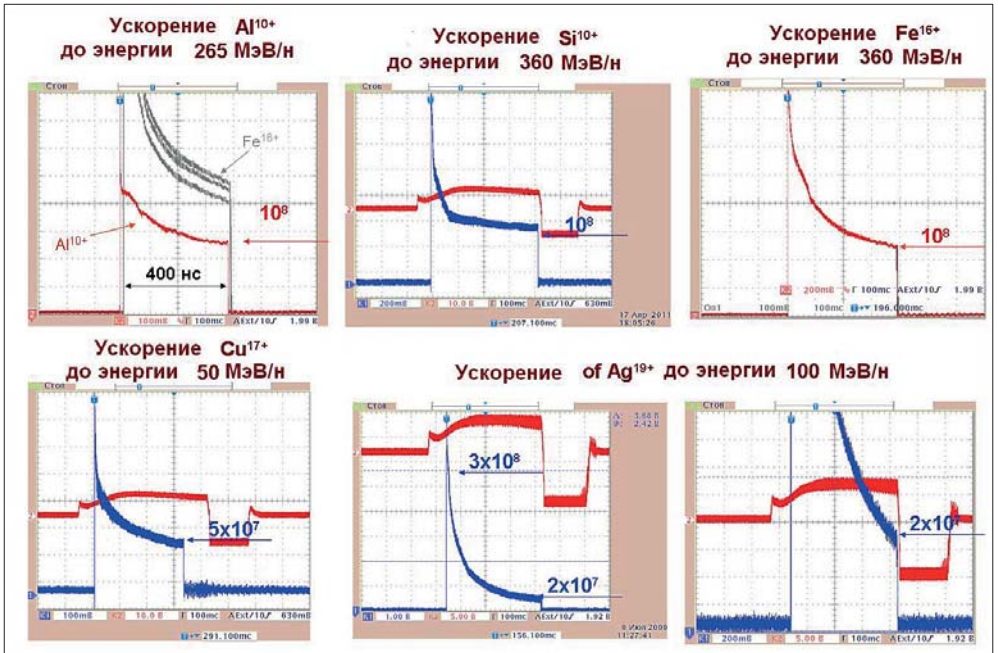


Рис. 11. Ускорение разных типов ионов в синхротроне УК.

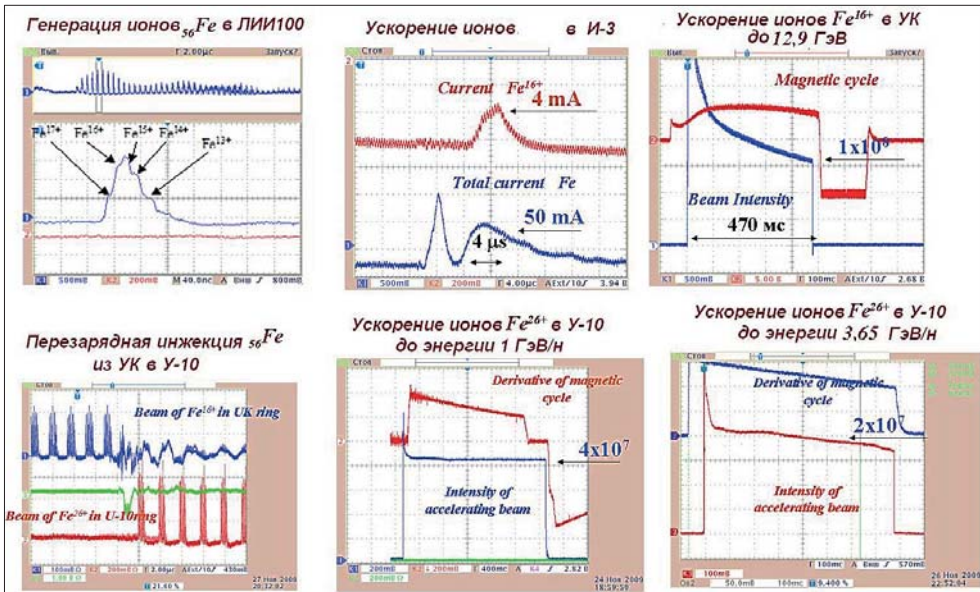


Рис. 12. Ускорение ионов железа до релятивистских энергий.

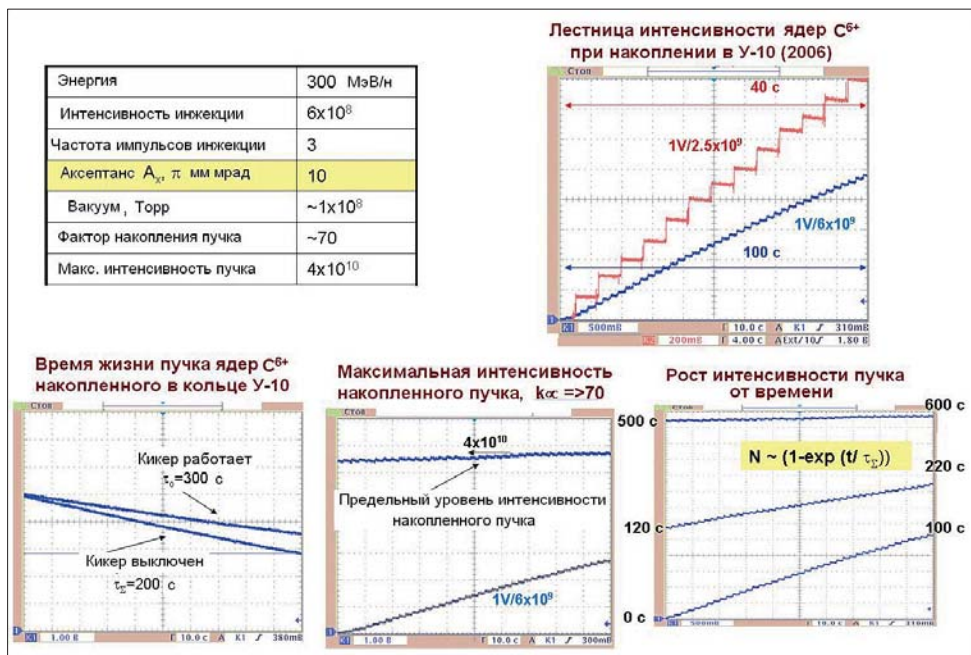


Рис. 13. Накопление ядер углерода в кольце У-10 по схеме $\text{C}^{4+} \rightarrow \text{C}^{6+}$.

Эффективность накопления ядер Si и Fe (рис. 14) при энергии ~ 200 МэВ/н была ограничена на уровне фактора накопления порядка десяти возмущающими эффектами взаимодействия пучка с перезарядной мишенью. Эффективность накопления ядер с массовым числом порядка 60 должна быть существенно увеличена при улучшении технологии генерации высокозарядных ионов в ЛИИ и увеличении энергии накапливаемого пучка до $600\div 700$ МэВ/н. Для ядер с $A < 30$ возмущающие эффекты взаимодействия накапливаемого пучка с перезарядной фольгой оптимальной толщины достаточно малы и эффективность накопления пучка является функцией параметров схемы перезарядной инжекции и динамической апертуры накопителя.

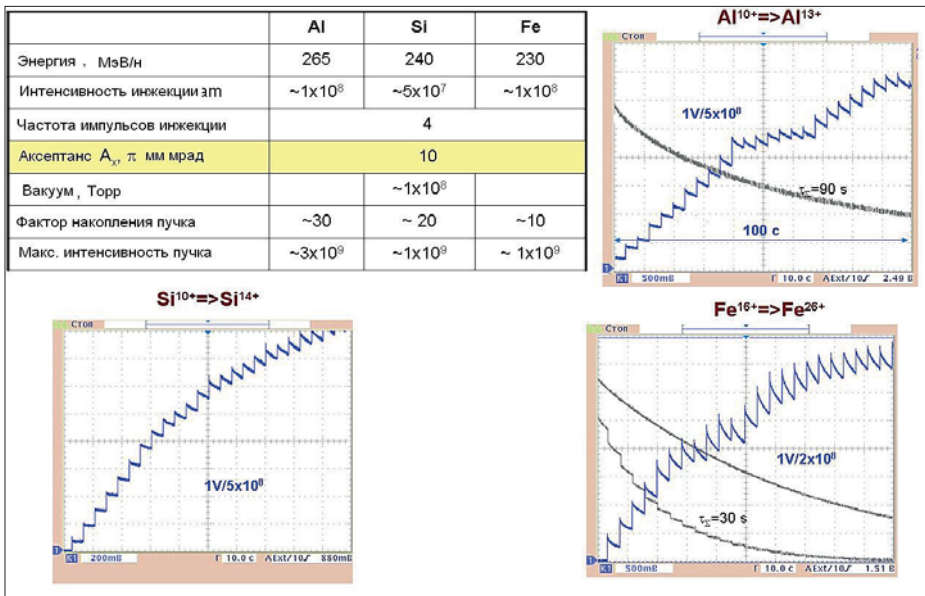


Рис. 14. Накопление ядер Al, Si, Fe в кольце У-10.

Таким образом, на ускорительном комплексе ИТЭФ-ТВН было налажено ускорение до релятивистских энергий ионов с массовым числом A до 100, в том числе ионов Ag^{19+} до энергии 10 ГэВ с интенсивностью $2,5 \times 10^7$ и ядер Fe^{26+} до энергии 200 ГэВ с интенсивностью 2×10^7 . В накопительном кольце У-10 получено накопление ядер углерода, алюминия и железа в диапазоне энергий $200\div 300$ МэВ/н с фактором увеличения интенсивности накопленного пучка до 70. Основные параметры созданного комплекса ИТЭФ-ТВН приведены в табл. 1.

Статистика времени эксплуатации комплекса за 5 лет с 2007 г. по 2011 г. показана на рис. 15. Полное пучковое время составляет около 4000 часов

Табл. 1. Основные параметры комплекса ИТЭФ-ТВН.

Режим работы комплекса	Ускорители	Энергия пучка, МэВ/н	Режим вывода пучка
Ускорение протонов	I-2 I-2/U-10	25 up to 230 up to 3000 up to 9300 up to 3000	импульс, 10 мкс медицинский вывод, 200 нс быстрый вывод, 800 нс внутренняя мишень, 1 с медленный вывод, 0,5 с
Ускорение ионов C, Al, Si, Fe, Cu, Ag	I-3/UK I-3/UK/U-10	1,5 – 400 up to 4000	быстрый вывод, 800 нс, C(400 МэВ/н, 2×10^9), Al (265 МэВ/н, 2×10^8), Si (360 МэВ/н, 1×10^8), Fe (230 МэВ/н, 2.5×10^8), Ag (100 МэВ/н, 2×10^7), внутр. мишень, 1с, быстрый (800 нс, 3 ГэВ/с) и медленный вывод, (0.5 с, 3 ГэВ/с) C(4 ГэВ/н, 5×10^8), Al (4 ГэВ/н, 3×10^7), Fe (3.6 ГэВ/н, 2×10^7),
Накопление ионов C, Al, Fe, Si	I-3/UK/U-10	200-300	C(300 МэВ/н, 4×10^{10}), Al (265 МэВ/н, 3×10^9), Si (240 МэВ/н, 1×10^9), Fe (230 МэВ/н, 1×10^9), Быстрый вывод с компрессией пучка до 150 нс, непрерывный вывод накопленного пучка

в год и разделяется между тремя основными режимами в соотношении: ускорение протонов ~50%, ускорение ионов до промежуточных и релятивистских энергий ~30%, накопление ядер ~20%.

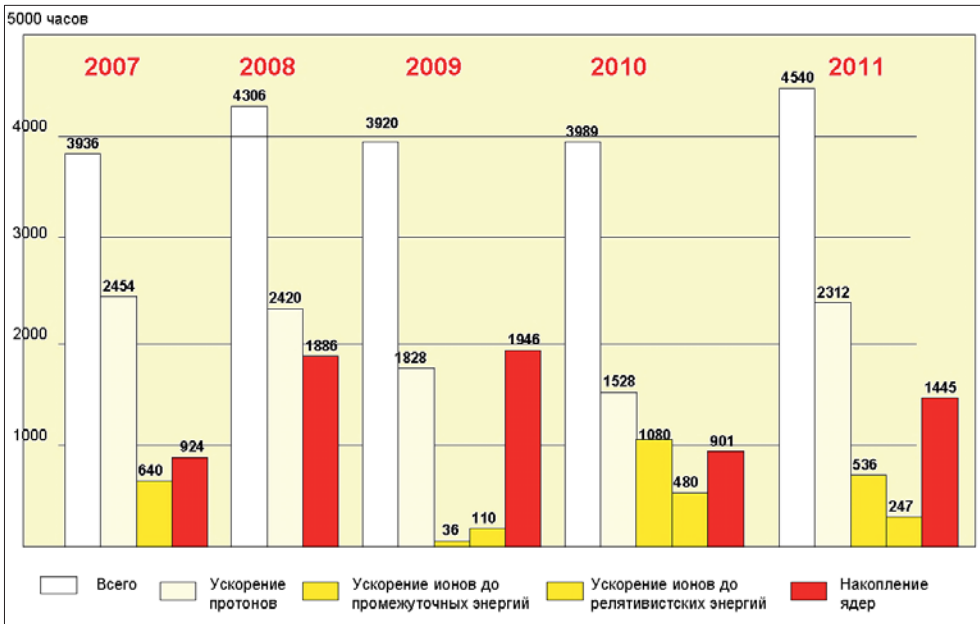


Рис. 15. Статистические данные эксплуатации комплекса ИТЭФ-ТВН в 2007-2011 годах.

В 2011 году ускорительный комплекс отработал 4540 часов, из которых: 2314 часа — в режиме ускорения протонов (504 часа до энергии 9 ГэВ, 1008 часов с энергией 2,5 ГэВ, 298 часов с энергией 100÷400 МэВ), 699 часа — в режиме накопления ядер углерода с энергией 200–300 МэВ/н по схеме $C^{4+} \rightarrow C^{6+}$, 247 часов — в режиме ускорения ядер углерода до энергии 3,2 ГэВ/н, 184 часа — в режиме ускорения и накопления ядер углерода с энергией 600 МэВ/н по схеме $C^{5+} \rightarrow C^{6+}$, 10 часов — в режиме ускорения ионов Cu^{17+} до энергии 150 МэВ/н и накопления ядер меди при той же энергии по схеме $Cu^{17+} \rightarrow Cu^{29+}$, 264 часов — в режиме ускорения ионов серебра Ag^{19+} до энергии 100 МэВ/н, 800 часов — в режиме ускорения и накопления ионов железа по схеме $Fe^{16+} \rightarrow Fe^{26+}$ при энергии 165 и 230 МэВ/н, 22 часа — в режиме ускорения и накопления ионов кремния по схеме $Si^{10+} \rightarrow Si^{14+}$ с энергией 240 МэВ/н.

Статистика использования комплекса по различным областям исследований (табл. 2) показывает тенденцию увеличения пучкового времени для решения задач в биологии, медицине, протонной радиографии и в испытании радиационной стойкости электронных компонентов. Реализуемое пучковое время покрывает лишь около половины востребованного времени.

Табл. 2. Распределение пучкового времени по направлениям исследований.

<i>Направления исследований на пучках протонов и ионов</i>	<i>Пучки</i>	<i>Пучковое время, часов</i>		
		<i>2009</i>	<i>2010</i>	<i>2011</i>
<i>Адронная физика и релятивистская ядерная физика</i>	<i>p (2-9 ГэВ, $10^{11}c^{-1}$) C (4 ГэВ/н, 10^8c^{-1})</i>	1100	850	702
<i>Методические исследования</i>	<i>p (1-9 ГэВ, $10^{11}c^{-1}$) C, Fe (0,2-4 ГэВ/н, 10^8c^{-1})</i>	2100	2045	2450
<i>Физика высокой плотности энергии в веществе</i>	<i>C, Al, Si, Fe (300 МэВ/н, $4 \times 10^{10}c^{-1}$)</i>	350	330	288
<i>Радиобиология и медицинская физика</i>	<i>p (250 МэВ, $10^{11}c^{-1}$) C (200-400 МэВ/н, $10^9 c^{-1}$)</i>	2150	2040	2320
<i>Протонная терапия</i>	<i>p (250 МэВ, $10^{11}c^{-1}$)</i>			
<i>Радиационная обработка материалов</i>	<i>p (20-800 МэВ, $10^{11}c^{-1}$) Fe, Ag (40-200 МэВ/н, $10^8 c^{-1}$)</i>	1100	550	779
Всего		6800	5815	6539

За работы по созданию ускорительно-накопительного комплекса ИТЭФ-ТВН группе сотрудников в составе: Н.Н. Алексеев, В.П. Заводов, Ю.А. Сатов, Б.Ю. Шарков, А.В. Шумшуров, В.А. Щеголев — была присуждена премии Правительства Российской Федерации в области науки и техники 2010 года.

5. Проект создания многоцелевого протонного ускорительно-накопительного комплекса для фундаментальных и прикладных исследований

Структура ускорительно-накопительного комплекса ИТЭФ-ТВН [17], ориентированная на фундаментальные и прикладные исследования с использованием ускоренных пучков протонов и ионов, позволяет рассматривать её в качестве основы для создания многоцелевого протон-ионного ускорительно-накопительного комплекса. Такой комплекс мог бы удовлетворять потребности современной науки, техники и технологии в пучках протонов и любых ионов промежуточных энергий. Проектные параметры многоцелевого комплекса приведены в табл. 3.

Табл. 3. Основные проектные параметры многоцелевого ускорительно-накопительного комплекса.

Режим работы комплекса	Ускорители	Энергия пучка, МэВ/н	Режим вывода пучка
Ускорение протонов	<i>I-2 I-2/U-10</i>	25 up to 230 up to 3000 up to 9300 up to 3000 up to 9300	импульс, 50 мкс/с, 5×10^{13} с ⁻¹ медицинский вывод в МВ, 200 нс, 10^{11} с ⁻¹ быстрый вывод, 800 нс, 10^{11} с ⁻¹ внутренняя мишень, 1с, 10^{11} с ⁻¹ медленный вывод в 210-212 тракты, 0,5 с, 10^{11} комбинированный вывод в 310-312 тракты, 10^{11} с ⁻¹
	<i>I-2/УК</i>	up to 3000	медленный вывод в ТН и МВ, 0,5 с, 10^{12}
Ускорение ионов <i>C, Al, Si, Fe, Cu, Ag Ta, W, Au, Pb, U</i>	<i>I-3/УК, I-4/УК</i>	1,5 – 900 <i>Al (900) Fe (700) Ag (300) U (100)</i>	быстрый вывод, 800 нс, $C(2 \times 10^{11}), Al(5 \times 10^{10}), Fe(2 \times 10^{10}), Ag(8 \times 10^9)$, медленный вывод в ТН и МВ, 1с, $C(2 \times 10^{11}), Al(5 \times 10^{10}), Si(5 \times 10^{10}), Ni(2 \times 10^{10}), Ag(8 \times 10^9), Au(6 \times 10^9), U(5 \times 10^9)$ с ⁻¹
	<i>I-3/УК/U-10, I-4/УК/U-10</i>	up to 4000 <i>C(4000) Fe(3800) U(2900)</i>	внутр. мишень, 1с, быстрый (800 нс, 3 ГэВ/с) и медленный вывод, (0,5 с, 3 ГэВ/с) $C(1 \times 10^{11}), Fe(2 \times 10^{10}), Ni(10^{10}), Au(5 \times 10^9)$ комбинированный вывод в 310-312 тракты (10Z ГэВ/с)
Накопление ядер <i>C, Al, Fe, Si, Cu Ti, Ni, ...</i>	<i>I-3/УК/U-10, I-4/УК/U-10</i>	200-900	быстрый вывод с компрессией пучка до <100 нс, $C(700 \text{ МэВ/н}, \sim 10^{13}), Al(5 \times 10^{12}), Si(5 \times 10^{12}), Ni(2 \times 10^{12})$ непрерывный вывод накапливаемого пучка

ТН – мишенный корпус (119), МВ – медицинский корпус (101В)

К основным направлениям многоцелевого использования комплекса относятся:

– фундаментальные и прикладные исследования с использованием релятивистских пучков протонов и ионов в диапазоне энергий от 1 ГэВ/н до 10 ГэВ для протонов и 4 ГэВ/н для ионов;

- прикладное использование пучков протонов и ионов в диапазоне энергий от 10 МэВ/н до 1000 МэВ/н в промышленности, биологии и медицине;
- фундаментальные и технологические исследования с использованием накопленных пучков ядер высокой интенсивности и мощности в диапазоне энергий <1 ГэВ/н;

- технологические исследования в области ускорительной науки и техники по направлениям генерации, ускорения, накопления, компрессии, вывода и формирования сверхплотных и др. конфигураций сильнооточных пучков тяжёлых ионов высокой и низкой зарядности;

- расширение научной и образовательной активности для подготовки специалистов в области ядерных технологий;

Практическая реализация многоцелевого комплекса основывается на [18, 19]:

- развитию технологии сильнооточных линейных ускорителей протонов и ионов;

- расширении массового состава ускоряемых ионов до $A \sim 200$;

- увеличении интенсивности ускоряемых в кольце УК пучков ионов на основе модернизации инжектора ионов и систем синхротрона;

- кардинальном увеличении интенсивности перезарядного накопления пучков ядер тяжёлых элементов в кольце У-10 за счёт улучшения технологии многократной перезарядной инжекции и создания системы стохастического охлаждения пучка;

- расширении экспериментальной базы комплекса;

- повышении эффективности использования комплекса на основе развития технологии параллельной работы ускорительных установок на пучках протонов и ионов разных типов.

В результате реализации проекта модернизации (рис. 16) ускорительный комплекс предполагается вывести на качественно новый технологический уровень, соответствующий современным требованиям физического эксперимента и прикладных исследований, удовлетворяющим запросам следующих десятилетий.

Прогресс в технологии ЛИИ с CO_2 лазером Л100 позволит генерировать ионные пучки с $Z/A \geq 0,4$ для элементов с массовым числом A до 60 и с $Z/A \geq 0,1$ для элементов с A до >200 .

Модернизация тяжелоионного инжектора И-3 и ввод в эксплуатацию нового инжектора лёгких ионов И-4 является основой для кардинального увеличения интенсивности ускоренных ионных пучков в широком диапазоне массовых чисел до $A \approx 200$.

Развитие инфраструктуры комплекса ИТЭФ-ТВН ориентировано на достижение максимальной эффективности его использования в мультимодовом режиме. Наличие широкого спектра ускоряемых частиц различных масс



Рис. 16. Предложенная структура ускорительно-накопительного комплекса после модернизации.

(от протонов до ионов урана) при промежуточных энергиях $0,1\div 4$ ГэВ/н с достаточно высокой интенсивностью $>10^{10}$ ионов за импульс обеспечит возможность параллельного решения широкого круга научных и прикладных задач. Это позволяет рассматривать модернизированный ускорительно-накопительный комплекс как уникальную отечественную экспериментальную базу.

Твёрдым и надёжным основанием для модернизации ускорительного комплекса института является востребованность пучков ускоренных протонов и ионов широкого спектра энергий, масс и зарядностей для решения большого круга научных и прикладных задач.

Заключение

Более чем шестидесятилетняя история развития ускорительного направления в институте отмечена рядом значимых этапов разработки и реализации идей и проектов, позволивших создать ускорительные установки: У-7, И-2, И-100, У-70, У-10, И-3, УК, ИТЭФ-ТВН, а также создать научно-технический потенциал, технологическую базу и научную школу в области физики пучков заряженных частиц и ускорительной техники.

Создание ускорительных установок в институте всегда было ориентированно на проведение фундаментальных исследований и работ прикладного характера на базе развития перспективных технологий генерации, ускорения, накопления и формирования пучков протонов и тяжёлых ионов.

Реализация предложенного проекта позволит получить в России уникальный тяжелоионный ускорительный комплекс промежуточных энергий мирового уровня, удовлетворить научно-технические потребности в пучках ускоренных ионов и обеспечить высокий уровень исследований и прикладных работ.

Литература

1. Тяпкин А.А. О первом совещании по новому принципу жесткой фокусировки частиц. <http://bourabai.ru/tyapkin/publications.htm>.
2. ПТЭ, 1962, № 4.
3. Плотников В.К., Капчинский И.М. М., ИТЭФ, 1965, препринт № 389.
4. Капчинский И.М. и др. Серпухов, ИФВЭ, 1967, препринт ИНЖ 67-38.
5. Баталин В. А. Данильцев Е.Н., Жданко А.А. и др. ПТЭ, 1967, № 5, с. 9.
6. Баталин В.А., Капчинский И.М., Коломиец А.А. и др. ПТЭ, 1973, № 1, с. 15.
7. Алексеев Н.Н., Барабаш Л.З., Веселов М.А. и др. Тр. IV Всесоюзн. совещ. по ускорит. заряж. частиц, М., 1975, т. 1, с. 327.
8. Барабаш Л.З., Вишнеvский М.Е., Кац М.М. и др. Тр. III Всесоюзн. совещ. по ускорит. заряж. частиц, М., 1974, т. 2, с. 200.
9. Кац М.М., Пьянков А.П. М., ИТЭФ, 1974, препринт № 4.
10. Кац М.М., Бреев В.М. А. с. СССР № 524476 от 04.05.1976 г.
11. Гачурин В.В., Кац М.М., Кондратьев Л.Н. и др. Устройство для вывода пучка из кольцевого ускорителя. А. с. № 1293859 от 15.05.1985 г.
12. Алексеев Н.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 2003, т. 77, в. 3, с. 149.
13. Алексеев Н.Н. и др. АЭ, 2002, т. 93, в. 6, с. 474.
14. Alekseev N.N., Balabaev A.N., Vasilyev A.A. et al. Laser and Particle Beams, 2012, v. 30, p. 65.
15. Сатов Ю.А., Шарков Б.Ю., Алексеев Н.Н. и др. ПТЭ, 2012, № 3, с. 107.
16. Балабаев А.Н., Сатов Ю.А., Турчин В.И., Шумшуров А.В. Патент РФ № 2484549 с приоритетом от 25.10.2010 г.
17. Alexeev N.N., Alekseev P.N., Andreev V.A. et al. Proc. of IPAC-2011, p. 2193.
18. Alexeev N.N., Alekseev P.N., Andreev V.A. et al. Proc. of RuPAC-2012, p.112.
19. Alexeev N.N., Andreev V.A., Golubev A.A. et al. Proc. of RuPAC-2014, p.34.

Первый в стране жёстко фокусирующий линейный ускоритель протонов И-2 — 50 лет в строю

А. М. Козодаев, Н. В. Лазарев, В. С. Столбунов

1. Линейный ускоритель с жёсткой фокусировкой И-2

Более 50 лет тому назад — 2 ноября 1966 года — в ИТЭФ был проведён физический пуск первого в стране линейного протонного ускорителя (ЛУ) с жёсткой фокусировкой И-2. Ускоритель включает в себя 2 цилиндрических высокочастотных резонатора с трубками дрейфа, внутри которых размещены квадрупольные фокусирующие каналы (ускоритель Альвареца-Блюэтта). Резонаторы размещены в общем вакуумном кожухе (рис. 1). Протонный пучок подаётся на его вход от ионного источника типа «дуоплазматрон», получив предварительное ускорение до энергии 700 кэВ на форинжекторе.



Рис. 1. Общий вид ускорителя И-2.

Основные параметры ускорителя [1]:

- выходная энергия 24,6 МэВ;
- расчётный ток пучка в импульсе ≥ 100 мА;
- длительность импульса пучка 30 мкс;
- частота повторения импульсов — от разовых до 1 имп/сек;

Ускоритель предназначен для:

1) работы в качестве инжектора протонного синхротрона (ПС) У-7,

- 2) изучения ряда вопросов с целью построения более мощных ЛУ,
- 3) исследований и облучений прикладного характера.

Название «И-2» ускоритель получил по той причине, что был вторым инжектором для ПС У-7. В качестве первого инжектора сначала использовался ускоритель Ван-де-Граафа с существенно меньшими значениями энергии и тока пучка.

2. Предыстория

Но вернемся в январь далёкого 1953 года. После Великой Отечественной войны не прошло и 7 лет, но промышленность и хозяйство Советского Союза уже восстановлены. Руководство страны понимает важность фундаментальных физических исследований и готово выделять необходимые средства на это направление.

В Первом главном управлении (ПГУ) при СМ СССР (в последующем Минсредмаш СССР) на высоком секретном совещании М.С. Козодаев, тогда сотрудник Института ядерных проблем АН СССР (впоследствии ЛЯП ОИЯИ), докладывал о предложенной в США Ливингстоном, Курантом и Снайдером жёсткой фокусировке ускоряемых частиц [2]. Такая фокусировка предполагала организацию вдоль орбиты частиц поочерёдно меняющихся противоположных по направлению полей, приводящих к тому, что фокусирующее воздействие превосходило дефокусирующее (рис. 2). Это сулило капитальное сокращение габаритов, весов и стоимостей ускорителей.

Однако В.И. Векслер, А.А. Коломенский и некоторые их коллеги выступили с резкой критикой идеи, указывая на вероятность пагубного влияния резонансов и нереализуемость высоких требований по точностям изготовления оборудования и поддержания величин электрофизических параметров. Следует заметить, что к этому времени уже было принято решение о строительстве ускорителя с мягкой фокусировкой на энергию 10 ГэВ в Дубне по проекту В.И. Векслера и его коллег.

Ситуацию спас В.В. Владимирский, который сказал, что идея жёсткой фокусировки имеет слишком большое значение для будущих ускорителей, чтобы от неё сходу отказаться по теоретическим предположениям без экспериментальной проверки и что, по его и А.А. Алиханова мнению, на территории ТТЛ надо построить ускоритель с жёсткой фокусировкой на не очень большую энергию, на нём всё проверить и только после этого поднимать вопрос о проектировании ускорителя на

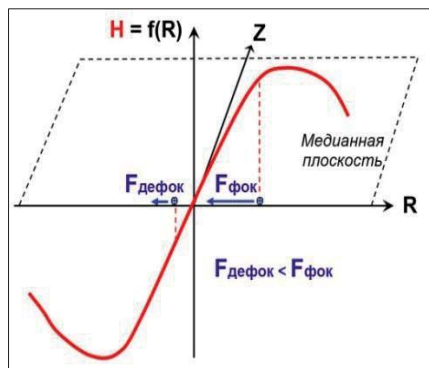


Рис. 2. К действию жёсткой фокусировки.

высокую энергию. Против такого предложения возражений не было. И.В. Курчатов на совещании не присутствовал, но известно, что он положительно относился к идее жёсткой фокусировки.

После принятия Правительством решения о сооружении на территории ТТЛ жёстко фокусирующих ПС У-7 на энергию 7 ГэВ и его инжектора ЛУ И-2 на энергию 25 МэВ работы начались. К ним сразу были привлечены РАИН и НИИЭФА. Функции между разработчиками распределялись следующим образом:

В.В. Владимирский и А.И. Алиханов (ТТЛ) — физические проекты и общее руководство разработкой и сооружением,

А.Л. Минц (РАИАН) — конструкция ускорителей, высокочастотная и другие технологические системы,

Е.Г. Комар (НИИЭФА) — форинжектор.

По мере продвижения работ к ним подключались новые организации.

Отдельной исключительно сложной задачей была разработка ЛУ-инжектора с импульсным током порядка 100 мА. Имевшийся в стране (ХФТИ и ОИЯИ), да и в мире, опыт разработки ЛУ с сеточной фокусировкой и выходным импульсным током порядка 1 мА не мог быть полезным. Требовался ток на 2 порядка бóльший. Проблему могла решить жёсткая фокусировка, но её теоретической проработки фактически ещё не было.

Для работ в этом направлении в июле 1958 г. была организована лаборатория линейных ускорителей во главе с И.М. Капчинским, которого пригласил В.В. Владимирский, поскольку хорошо знал его научно-технический потенциал по предыдущей совместной работе в области радиолокации.

3. Развитие теоретической базы и физобоснование инжектора И-2

На регулярных встречах Владимирского и Капчинского обсуждались теоретические проблемы ускорения высокоинтенсивных протонных пучков вблизи кулоновского предела и многочисленные организационные вопросы сооружения инжекторов для протонных синхротронов У-7 и У-70 — линейных ускорителей И-2 и И-100. В лаборатории была развита теоретическая база линейных резонансных ускорителей ионов с жёсткой фокусировкой, на её основе выполнены конкретные расчёты. Были разработаны:

- методика расчёта фокусирующей и ускоряющей систем;
- система допусков на изготовление основных элементов ускорения и фокусировки;
- оптимальная аппроксимация гиперболических полюсов магнитных линз прямоугольными (полюс В.К. Плотникова);
- физобоснования ускорителей И-2 и И-100 с приведением всех физических параметров [3, 4].

Созданная И.М. Капчинским стройная теория линейных резонансных ускорителей ионов с жёсткой фокусировкой изложена в нескольких книгах [5–8], а предложенное И.М. Капчинским и В.В. Владимирским микроканоническое фазовое распределение (KV-distribution) [9] широко используется в теории интенсивных пучков и сегодня.

Принятые к реализации параметры ускорителя И-2 (табл. 1) были компромиссом между расчётом, возможностями промышленности и удобством изготовления и эксплуатации оборудования. Для группировки частиц и увеличения захвата в режим ускорения на входе в ЛУ предусмотрен банчер.

Табл. 1. Основные принятые к реализации параметры ускорителя И-2.

Параметр	Обозначение	Размерность	1 резонатор	2 резонатор
Энергия на входе	$W_{\text{вх}}$	МэВ	0,7	6,11
Энергия на выходе	$W_{\text{вых}}$	МэВ	6,11	24,6
Макс. ток инжекции	$I_{\text{инж}}$	мА	400	-
Макс. вых. ток (средн. в имп.)	$I_{\text{вых}}$	мА	-	230
Частота ускоряющего ВЧ поля	f	МГц	148,5	
Длительность ВЧ импульса	t	мкс	300	
Амплитуда ВЧ поля в зазорах	E_g	кВ/см	99,5÷65,3	140,5÷76,0
Синхронная фаза	φ_s	градус	-37	
Длина резонатора	L	м	5,98	11,71
Диаметр резонатора	D	м	1,37	
Диаметр апертур	d	см	2	2,5
Градиенты квадруполей	G	кГс/см	4,3÷1,7	2÷1,7
Длина периода ускорения	L_y	$\beta\lambda$	2	1
Длина периода фокусировки	L_ϕ	$\beta\lambda$	2	
Количество трубок дрейфа	n	шт.	$\frac{1}{2}+18+\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}+33+\frac{1}{2}$
Пропускная способность канала	V_k	см·мрад	1,2	

Поскольку разброс частиц по импульсам на выходе ЛУ ожидался превышающим допустимый для ПС, а полной уверенности в том, что от ЛУ будет получен интенсивный пучок, не было, то на выходном канале был предусмотрен дебанчер для уменьшения разброса частиц по импульсам, а длительность импульса пучка выбрана равной 30 мкс, чтобы была возможность организации многооборотной инжекции (время одного оборота протонов в ПС при энергии 25 МэВ равна 3,8 мкс).

4. Структурная схема ускорителя

Упрощённая структурная схема ускорителя показана на рис. 3. Выйдя из ионного источника на форинжекторе, пучок предварительно ускорялся в ускоряющей трубке. Согласующий канал включал в себя квадрупольные линзы, корректор, банчер и камеру наблюдения. С его помощью пучок должен согласовываться с каналом ЛУ как по продольному, так и по поперечному движению. В 1-ом резонаторе протоны ускоряются до энергии 6,1 МэВ; во 2-м — до 24,6 МэВ. По выходному каналу пучок направляется к потребителям. Работу ускорителя обеспечивают системы высокочастотного (ВЧ) питания, вакуумной откачки, авторегулирования параметров ВЧ поля, питания линз фокусировки, пучковой метрики и другие. На рис. 3 ГИ-27А — усилитель ВЧ мощности на лампе ГИ-27А, АРЧ и АРФ — системы автоматического регулирования соответственно собственной частоты резонаторов и разности между фазами ВЧ колебаний в них, ЗГ — задающий генератор.

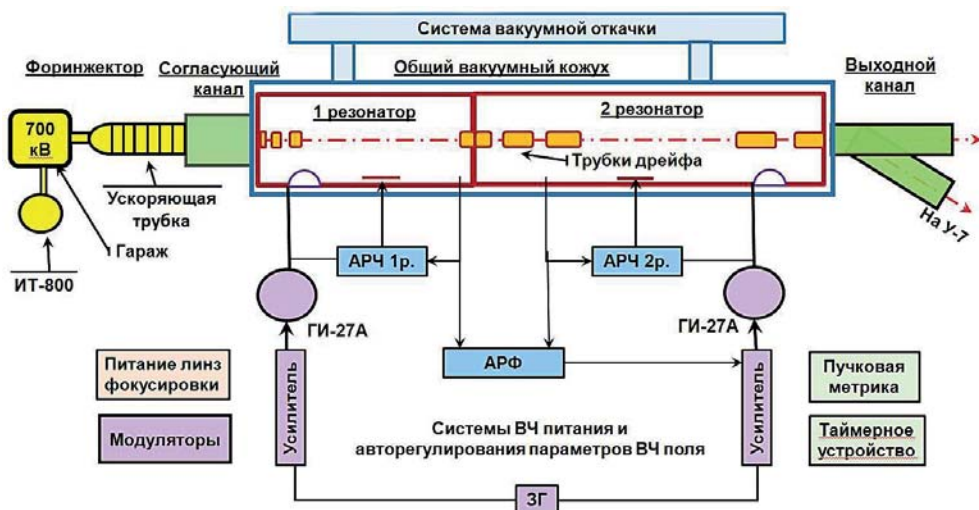


Рис. 3. Упрощенная структурная схема ускорителя И-2.

Поток протонов генерировался в дуоплазматроне с накаливаемым танталовым катодом, содержал 80 % протонов, имел фазовую плотность ~ 750 мА/мрад·см и ускорялся до энергии 700 кэВ в ускоряющей трубке, к которой прикладывалось импульсное напряжение 700 кВ положительной полярности от импульсного трансформатора ИТ-800 (рис. 4) [10].

Резонаторы (рис. 5) выполнены из меди, имеют близкие значения добротности в районе 68000 и возбуждаются на волне E_{010} , при которой наибольшая напряжённость электрической компоненты поля находится в области продольной оси резонаторов, где пролетают ускоряемые частицы.



Рис. 4. Форинжектор.

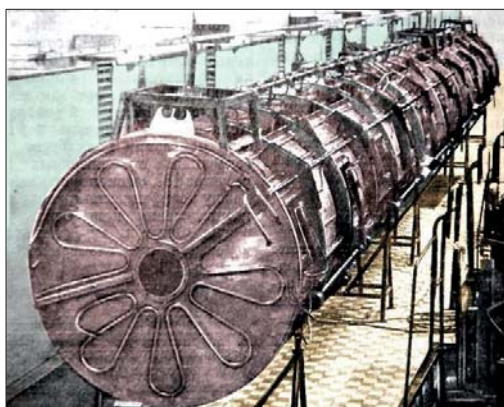


Рис. 5. Общий вид резонаторов.

В корпусе каждой трубки дрейфа (рис. 6) [11] размещены по 2 разнополярных квадруполи. Протоны, пролетая зазоры между торцами трубок, получают приращение энергии от ВЧ поля, а находясь в апертурных каналах, испытывают фокусирующе-дефокусирующее воздействие магнитных полей квадруполей. Чередование разнополярных квадруполей вдоль продольной оси ускорителя обеспечивает эффект жесткой фокусировки протонного пучка. Для исключения передачи вибраций оборудования к трубкам дрейфа последние крепились на отдельной, не связанной с фундаментом здания балке (рис. 7). Юстировка трубок дрейфа выполнялась с точностью $20 \div 50$ мкм (рис. 8).

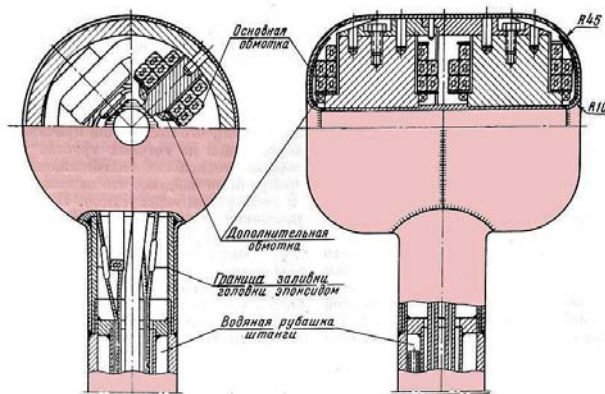


Рис. 6. Одна из трубок дрейфа.

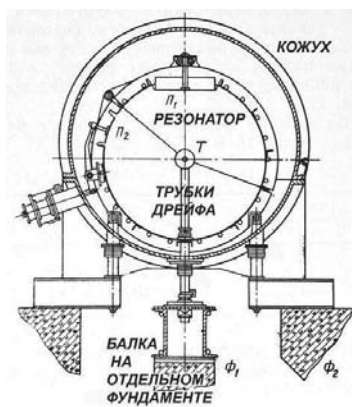


Рис. 7. Размещение трубок дрейфа.

Объем вакуумного кожуха 53 куб. м первоначально откачивался паромасляными насосами с азотными ловушками, рабочий вакуум

в резонаторах составлял $(2\div 3)\cdot 10^{-6}$ Торр, что позволяло получать напряженность поля 180 кВ/см при номинальном значении 140 кВ/см.

Система ВЧ питания [12] состоит из 2 трактов усиления мощности (по количеству резонаторов), наибольшая импульсная мощность выходного каскада (рис. 9) в номинальном режиме — 4 МВт. Петли ввода ВЧ мощности в резонаторы находятся в атмосфере. Наибольшую трудность при возбуждении резонаторов представляла борьба с мультипакторными процессами (рис. 10), которые удалось преодолеть только после тренировок в течение нескольких суток.

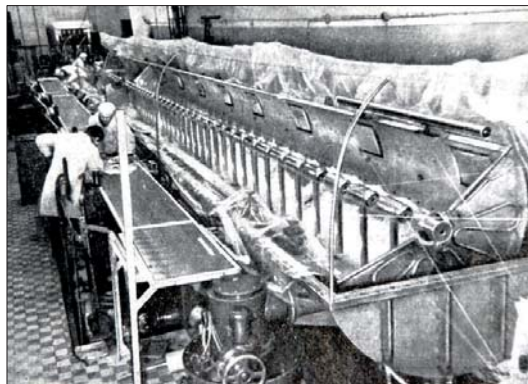


Рис. 8. Юстировка трубок дрейфа.

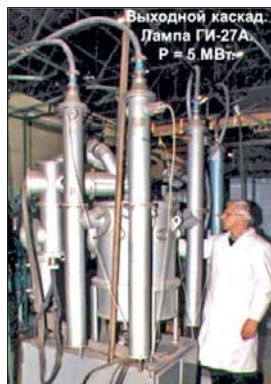


Рис. 9. Выходной ВЧ каскад на частоту 149,5 МГц.



Рис. 10. Осциллограмма ВЧ поля в резонаторе при мультипакторе.

Органы управления ускорителем и электронные системы [13] располагались на центральном пульте (рис. 11) и в стойках, расположенных за ним. Системы АРЧ поддерживали собственные частоты резонаторов с точностью ± 100 Гц (при частоте 148,5 МГц); система АРФ обеспечивала разность фаз между ВЧ колебаниями в резонаторах с точностью $\pm 2^\circ$.

Ускоритель И-2 размещён в отдельном здании (рис. 12), в левой части которого располагались технологические системы, в правой — сам ускоритель.

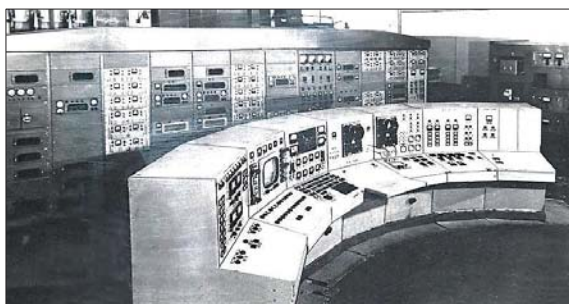


Рис. 11. Центральный пульт управления и стойки электроники.

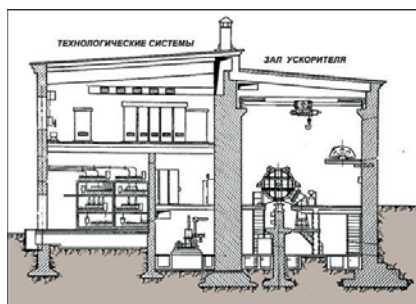


Рис. 12. Сечение здания ускорителя И-2.

5. Физический пуск ускорителя И-2

В процессе физического пуска ускорителя [14] пучок был получен от форинжектора, проведён по согласующему каналу и ускорен в 1-ом резонаторе. 2 ноября 1966 года планировалось получить ускорение во 2-ом резонаторе. Были выставлены номинальные значения ВЧ поля и градиентов магнитных линз в обоих резонаторах, и дан пучок. Но ток на выходе ускорителя был ничтожен... Оказалось, не было нужной фазировки между ВЧ колебаниями в резонаторах. После подбора фазы на выходе был зафиксирован импульс тока пучка (рис. 13) величиной 7 мА с энергией ~ 25 МэВ. К концу дня этот ток удалось поднять до 30 мА, что было в десятки раз больше, чем давали ЛУ с сеточной фокусировкой!

На следующий день главная газета Советского Союза «Правда» писала о том, что ИТЭФ сделал родине большой подарок к годовщине Октябрьской Революции. В разработке, изготовлении и наладке уникального оборудования ускорителя участвовали коллективы РАИАН (МРТИ), НИИЭФА, ГСПИ, МПИ, Спецэлектромонтажа, радиозавода «Коминтерн», ЦНИИ «Проектсталь-конструкция», Ленинградского электротехнического завода, завода «Узбекхиммаш» и других предприятий. От правительства страны всеми процессами энергично руководил Минсредмаш СССР.

В последующие 1,5 года снимались и анализировались всевозможные зависимости, оптимизировался режим ускорения, повышалась интенсивность пучка от форинжектора, включался банчер. Ток пучка в импульсе на выходе установки был увеличен до 135 мА! Энергетический спектр пучка (рис. 14) при токе 105 мА и работе с банчером был уже расчётного значения. Из распределения тока пучка по величине ненормализованного эмиттанса в горизонтальной плоскости \mathcal{E} (рис. 15) видно, что 90% частиц имели $\mathcal{E} \leq 3$ см·мрад. В 1967 году ускоритель И-2 стал работать в качестве инжектора ПС У-7.

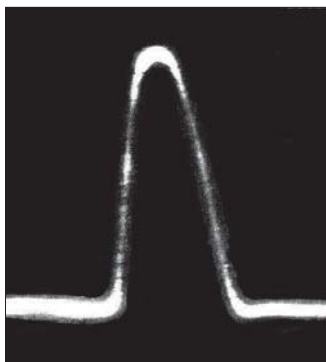


Рис. 13.
Оциллограмма первого ускоренного на И-2 импульса тока пучка.

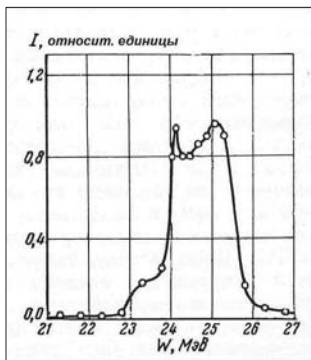


Рис. 14.
Энергетический спектр пучка.

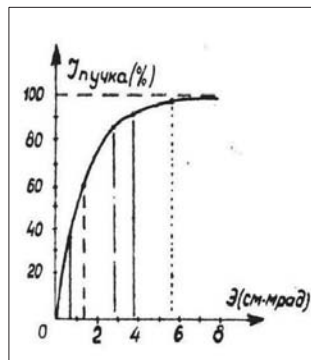


Рис. 15.
Распределение тока пучка по величине эмиттанса.

6. Совершенствование и расширение возможностей установки

Сразу после физического пуска ускорителя начался период модернизации, который коснулся всех его узлов, кроме вакуумного кожуха и резонаторов.

Совершенно новые качества были приданы ионному источнику, накаливаемый катод был заменен на холодный. Использование импульсного клапана (рис. 16) на выпуске [15] в 200 раз сократило натекание водорода в откачиваемый вакуумный объём и перевело задачу отказа от паромасляной откачки ускорителя в реальную плоскость.

Переход на безмасляную откачку с помощью электроразрядных насосов (в первом варианте на вакуумном кожухе было смонтировано 3 насоса НЭМ-1000) сразу же показал большую надёжность работы самой вакуумной системы и устойчивость процесса ввода ВЧ мощности в резонаторы. Впоследствии на всем ускорителе использовались насосы НОРД-250 [16].

Разработана система стабилизации зарядного напряжения на уровне 40 кВ емкостного накопителя (рис. 17), входящего в тракт питания трансформатора ИТ-800 [17]. Внедрение системы позволило форинжектору работать с паузами различной длительности — 0,8 и 3,2 с, а затем и с минимальной паузой 0,4 с, исключив зависимость ускоряющего напряжения форинжектора 700 кВ от нестабильности сети. Возможность инжекции пучка в ПС через малый и большой интервал времени позволили в кольцевом ускорителе поочередно ускорять пучок до невысоких (для медицинских целей) и до высоких энергий (для физических экспериментов) [18].

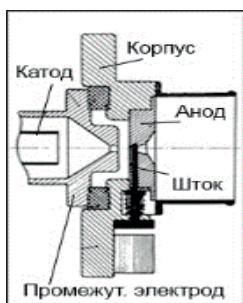


Рис. 16. Дуоплазматрон с импульсным клапаном.



Рис. 17. Осциллограмма стабилизации напряжения на высокоэнергетичном емкостном накопителе.

Был капитально модернизирован согласующий канал, что позволило оптимальным образом вводить пучок в канал 1-го резонатора. Прошла полную реконструкцию система ВЧ питания резонаторов.

Перечисленные работы позволили увеличить ток пучка до 230 мА [19], что некоторый период времени было мировым рекордом! Было успешно опробовано увеличение частоты повторения импульсов пучка с 1 до 2,5 Гц.

Отсутствие в прошлом веке аппаратуры для измерения импульсных параметров заставляло исследователей самим разрабатывать её. Так на И-2 были разработаны прибор для измерения фазового объёма пучка и вольтметр одиночных импульсов микросекундной длительности [20]. Приборы успешно использовались на ускорителе.

Разработаны и внедрены системы импульсного питания ряда электромагнитных устройств ионопроводов, что открывало возможность поочерёдного направления пучка к разным потребителям. Взамен таймера с ограниченными возможностями разработано многофункциональное аналоговое стартовое устройство, которое распределяло сигналы запуска между импульсными системами ускорителя в соответствии с выбранным режимом работы.

Впервые в мире на действующем ускорителе были успешно использованы магнитотвердые квадрупольные линзы вместо вышедших из строя электромагнитных [21]. Все электронные системы ЛУ были переведены с ламповой техники на полупроводниковую, в мощных устройствах тиристоры — заменены тиристорами.

Был решён вопрос совместной поочередной работы И-2 на 3 канала вывода (рис. 18) [22]: к ПС, для прикладного использования пучка (ПИ) и к магнитному анализатору (МА). Разработанное дискретное стартово-командное устройство, организовавшее основные режимы вывода пучка: к ПС, для ПИ, к МА и любое их чередование, — распределяет 50 стартовых команд в 19-ти подрежимах. Устройство позволяет выбрать длительность паузы между

срабатываниями ускорителя в пределах от 0,4 до 4 с и более и организовывать все возможные режимы работы.

Параметры пучка, выводимого по каждому из каналов, регулируются независимо (рис. 19). По первому каналу, по которому пучок подавался к протонному синхротрону, выводился пучок наибольшей интенсивности. Пучок для вывода по второму каналу для измерения его параметров мог быть, наоборот, небольшим. Наконец, для третьего канала формируется такой пучок, который необходим для проведения на выходе этого канала экспериментов или облучений.

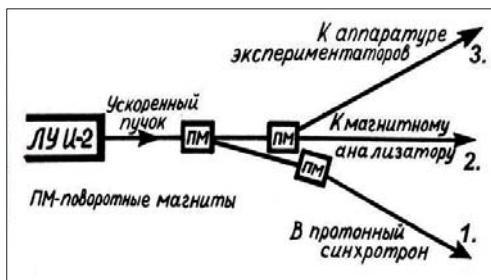


Рис. 18. Схема распределения пучка ЛУ.

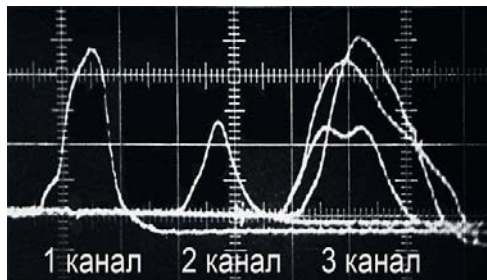


Рис. 19. Осциллограммы независимого регулирования пучка по каналам вывода.

7. Прикладное использование пучка

Помимо работы в качестве инжектора ускоритель служил базой для проведения независимых работ на протонном пучке [23]. Устройство вывода пучка для прикладных целей позволяет проводить исследования и облучения как в вакууме, так и в атмосфере при любой энергии (с использованием поглотителей) в диапазоне от 0,7 до 24,6 МэВ. Одна из настроек плотности потока протонов на мишени приведена на рис. 20. Наибольший из возможных диаметров облучаемых объектов — 125 мм.

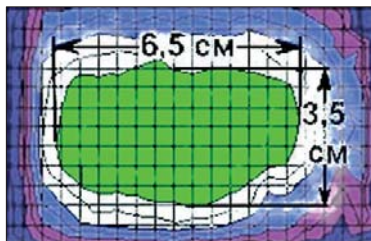


Рис. 20. Одна из настроек плотности потока частиц на мишени.

Протонный пучок И-2 использовался для:

- радиационно-химических исследований механизма образования радиолитического водорода и его радиобиологического действия;
- опробования процесса наработки радионуклидов;

- облучения полупроводниковых материалов с целью улучшения параметров получаемых из них полупроводниковых приборов;
- облучения изделий электронной техники (предназначенных для работы в условиях радиации) в режиме накопления радиационных повреждений и последующей проверкой работоспособности аппаратуры, а также в режиме функционирования приборов и непрерывного контроля качества их работы;
- проведения физических экспериментов (по материаловедению, ядерным данным).

8. Ускоритель И-2: настоящее и будущее

Перечисление усовершенствований ускорителя можно было бы продолжить [24, 25]. Многие из разработок были сделаны впервые в отечественной практике. Современный ускоритель И-2 сильно отличается от того, каким он был полвека тому назад.

В качестве инжектора ПС и как самостоятельная установка для выполнения прикладных работ ускоритель работал 11 месяцев в году циклами по 3 недели с недельными остановками между ними для профилактических работ. Потребителям пучок выдавался около 60% годового времени. Полное время работы установки, с учётом режима наладки, достигало 5700 часов из суммарного времени года ~ 8800 часов.

Диапазон энергий протонного пучка ускорителя востребован в радиационных исследованиях, полупроводниковом материаловедении, производстве коротко и ультракоротко живущих радионуклидов, испытании приборов электронной техники. Однако ограничение среднего тока пучка величиной 4 мкА в ряде случаев осложняет его использование.

Средний ток пучка можно увеличить до нескольких десятков микроампер при:

- замене выработавшего свой срок форинжектора (вместе с трансформатором ИТ-800) секцией с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой ПОКФ;
- удлинении импульса пучка с 30 до 60÷80 мкс;
- увеличении частоты повторения срабатываний ускорителя до ~ 5 Гц.

Конечно, это потребует сил и средств. Кроме того, надо иметь в виду, что кожух не вскрывался 50 лет, уплотняющая резина деградировала, технологические системы нуждаются в обновлении. Но результат позволит сильно расширить востребованность пучка ускорителя в уже названных сферах и откроет новые. А величина расходов будет в десятки раз меньше, чем стоимость сооружения нового подобного ускорителя.

9. Разработки и опыт И-2, которые актуальны в настоящее время

Накоплен богатый опыт, который может быть востребован на других установках и в других сферах физики и техники.

1. Значительную ценность представляют результаты экспериментальных (а не расчётных или компьютерных) исследований физических эффектов, важных для сильноточных ЛУ, например, изучение кулоновского сдвига частоты продольных колебаний [26].

2. На И-2 были апробированы некоторые технологические решения, принятые для ускорителя И-100: предложен и опробован принцип импульсного питания линз трубок дрейфа, разработана технология изготовления шихтованных квадрупольей.

3. Разработано несколько вариантов ионных источников-дуоплазматронов [15] (на ток порядка 1000 мА в импульсе) с холодным катодом, импульсным выпускным клапаном, резко сократившим натекание водорода в канал ускорения, и регулированием длительности импульса в пределах 2÷30 мкс.

4. Получен уникальный опыт совместного многоцелевого использования ускорителя при поочерёдном выводе его пучка к 3 независимым потребителям (рис. 18, 19) [22, 27]. Освоение этого режима эквивалентно вводу в строй ещё одного ускорителя, подобного И-2.

5. Накоплен большой опыт разработки каналов усиления ВЧ мощности в диапазоне 20÷300 МГц с выходной мощностью до 4,5 МВт при длительности импульсов до 500 мкс и скважности 200 с использованием отечественных ламп ГИ-39Б и ГИ-27А. На базе ВЧ генераторов И-2 разработаны мощные выходные каскады на лампе ГИ-27А для частот 80 и 300 МГц (рис. 21), способные работать с длительностью импульсов 300 мкс и частотой повторения до 25 Гц, обеспечивая, соответственно, импульсную мощность 4 и 1,5 МВт, а среднюю — 24 и 10 кВт. Причем, выходная мощность увеличивается с уменьшением частоты повторения импульсов.



Рис. 21.
Разработанные в ИГЭФ
мощные ВЧ генераторы
на частоту
80 МГц (слева) и
300 МГц (справа).



6. Весьма полезным может быть опыт компенсации спада (подсадки) ВЧ поля в резонаторе (рис. 22) при ускорении токов > 100 мА как за счёт обратных связей, так и путем кратковременного увеличения мощности генератора [16]. В экспериментах удавалось в $2\div 3$ раза уменьшить спад поля.

7. Разработано несколько видов генераторов импульсов тока амплитудой до 30 кА и длительностью от десятых долей до 20 мс для питания элементов ионопроводов [28, 29], а также формирователей квазипрямоугольных импульсов тока в индуктивных нагрузках [30, 31] в диапазоне от 1 до нескольких сотен ампер с длительностью плоской вершины от сотых долей до нескольких миллисекунд и стабильностью тока на вершине $10^{-4}\div 10^{-2}$ (рис. 23, а — промежуточный импульс в схеме формирователя, б — импульс тока в нагрузке). Генераторы и формирователи тока успешно использовались для питания поворотных магнитов, линз и корректоров.

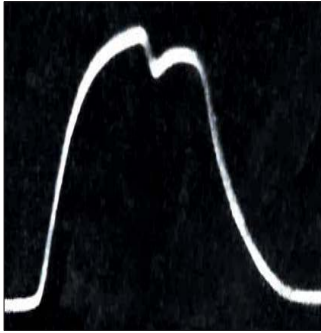


Рис. 22. Спад ВЧ поля при ускорении интенсивного пучка.

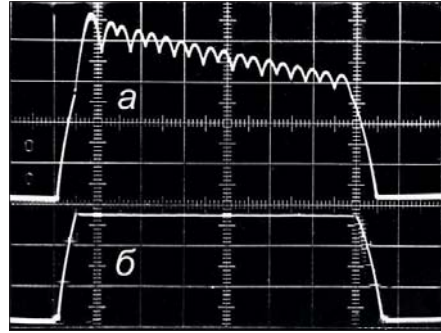


Рис. 23. Формирование квазипрямоугольного импульса тока в индуктивной нагрузке.

8. Разработанная и внедренная на форинжекторе И-2 система стабилизации зарядного напряжения (рис. 17) на высоковольтных емкостных накопителях [17] с электронными защитами не только исключила зависимость зарядного напряжения от длительности паузы, но и предотвратила самопроизвольное увеличение напряжения, прикладываемое к ускоряющей трубке, выше 700 кВ.

9. Ряд схемных решений, успешно реализованных на И-2, могут быть полезны и на других установках:

- использование диода насыщения 2ДЗБ в качестве опорного, сравнивающего и усилительного элемента позволило построить простую и надёжную систему стабилизации тока линз в трубках дрейфа [11];
- стабилизаторы тока (до 5 А при напряжении до 400 В) с использованием транзисторного регулятора и магнитного усилителя [32]

обеспечивали стабильность тока 0,08% при его регулировании в пределах (10±100) %;

– шумы магнитного поля электромагнитов (от пульсаций или коллекторных шумов питающего тока) можно многократно уменьшить, используя пассивные или активные способы, предложенные и опробованные в работе [33].

10. На ускорителе И-2 проведено успешное пробное ускорение гелия-4 при работе секции с фазопеременной фокусировкой, установленной в согласующем канале, и 2-го резонатора ускорителя [34]. Ионы были ускорены до энергии 24 МэВ/ядро.

11. Наконец, решение задач по увеличению тока пучка на ускорителе И-2 стимулировало появление структуры с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой ПОКФ (RFQ) и инициировало ряд предложений по преодолению проблем построения сильноточных ускорителей ионов (магнитотвердые квадрупольники, удвоение частоты ВЧ поля в основных секциях ускорителя относительно начальной секции, графитовые поглотители выпавших из ускорения частиц, меры по повышению надёжности).

Все перечисленное — немалые заделы, стартовавшие на И-2. Они или уже нашли, или находят, или могут найти применение в сегодняшней жизни.

10. Школа И.М. Капчинского

В процессе создания и совершенствования И-2 зародилась «Школа И.М. Капчинского», в которой защищено более 10 диссертаций, сделано около 80 изобретений и 1 открытие, опубликовано порядка 200 работ, выпущено несколько книг.

В команду, которая сооружала и более полувека тому назад запускала ускоритель И-2, входили (в порядке прихода в лабораторию) Е.Н. Данильцев, В.К. Плотников, Н.В. Лазарев, В.А. Баталин, В.И. Эдемский, А.М. Козодаев, В.И. Бобылев, Р.П. Куйбида, В.А. Помелов, В.В. Колосков, Ю.Н. Кузьмин, Р.М. Венгров, Б.К. Кондратьев, А.А. Ходьбин, И.П. Курносков, Н.И. Порубай, Ю.Е. Корчагин, Л.В. Карцев, В.С. Столбунов и др.

В период совершенствования ускорителя к этой команде примкнули В.А. Андреев, В.С. Артемов, П.Г. Бынин, С.Л. Веселов, А.В. Власкин, О.М. Гудков, А.А. Коломиец, В.Г. Кузьмичев, В.С. Скачков, Ю.Б. Стасевич, А.В. Шидловский и многие другие.

В настоящее время эстафету принял коллектив, который под руководством В.С. Столбунова, преодолевая невероятные трудности, поддерживает ускоритель в работоспособном состоянии.

Руководителем и душой всех работ на И-2 был (а в настоящее время является их знаменем) удивительный человек, выдающийся учёный, лауреат Ленинской и Государственной премий, доктор наук, профессор, талантливый

инженер, опытный практик и одновременно романтик и поэт Илья Михайлович Капчинский [35, 36].

Литература

1. Баталин В.А., Данильцев Е.Н., Жданко А.А. и др. ПТЭ, 1967, № 5, с. 9.
2. Тяпкин А.А. АЭ, 2003, т. 95, в. 2, с. 154.
3. Плотников В.К., Капчинский И.М. М., ИТЭФ, 1965, препринт № 389.
4. Капчинский И.М., Мальцев А.П., Плотников В.К. Серпухов, ИФВЭ, 1967, препринт ИНЖ 67-38.
5. Капчинский И.М. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. М., Атомиздат, 1966.
6. Капчинский И.М. Теория линейных резонансных ускорителей. М., Энергоиздат, 1982.
7. Kapchinsky I.M. Theory of Resonance Linear Accelerators. Harwood Academic Publishers, Chur, London, Paris, New York, 1985.
8. Kapchinsky I.M. Selected Topics in Ion Linac Theory. Los Alamos, 1993, LA-UR-93-4192.
9. Kapchinsky I.M., Vladimirsky V.V. Proc. of the Intern. Conf. on High-Energy Accelerators and Instrumentation. CERN, 1959, p. 274.
10. Баталин В.А., Кондратьев Б.К., Могучев В.И. и др. ПТЭ. 1967, № 5, с. 60.
11. Венгров Р.М., Веселов М.Д., Веселова Г.В. и др. ПТЭ, 1967, № 5, с. 28.
12. Бобылев В.И., Иванов Ю.Д., Мищенко А.В. и др. ПТЭ, 1967, № 5, с. 34.
13. Белов А.Д., Гусева К.И., Каминский Н.К. и др. ПТЭ, 1967, № 5, с. 40.
14. Баталин В.А., Капчинский И.М., Лазарев Н.В. и др. ПТЭ, 1967, № 5, с. 65.
15. Баталин В.А., Коломиец А.А., Кондратьев Б.К., Куйбида Р.П. А.с. СССР № 431576. Бюлл. изобр. № 21 от 10.04.75.
16. Капчинский И.М., Лазарев Н.В., Баталин В.А. и др. М., ИТЭФ, 1975, препринт № 10.
17. Козодаев А.М., Лазарев Н.В. ПТЭ, 1970, № 4, с. 92.
18. Барабаш Л.З., Гольдин Л.Л., Клеопов И.Ф. и др. А.с. СССР № 269366 от 25.10.1968 г.
19. Капчинский И.М., Баталин В.А., Коломиец А.А. и др. ПТЭ, 1972, № 5, с. 17.
20. Капчинский И.М., Лазарев Н.В., Баталин В.А. и др. М., ИТЭФ, 1975, препринт № 86.
21. Капчинский И.М., Скачков В.С., Куйбида Р.П., Лазарев Н.В. Тр. IX Всесоюзн совещ. по ускорит. заряж. Частиц, Дубна, 1985, том 2, с. 57.
22. Баталин В.А., Бобылев В.И., Данильцев Е.Н. и др. АЭ, 1972, том 33, вып. 5, с. 939.
23. Сурма А.М., Столбунов В.С., Гудков О.М. RuPAC-2002, 2002, с. 821.
24. Лазарев Н.В., Баталин В.А., Коломиец А.А. и др. М., ИТЭФ, 2005, препринт ИТЭФ № 5.
25. Козодаев А.М. М., ИТЭФ, 2005, препринт № 6.
26. Капчинский И.М., Баталин В.А., Лазарев Н.В. и др. М., ИТЭФ, 1973, препринт № 106.

27. Капчинский И.М., Лазарев Н.В., Баталин В.А. и др. М., ИТЭФ, 1976, препринт № 34.
28. Бобылев В.И., Козодаев А.М., Лазарев Н.В. и др. ПТЭ, 1972, № 4, с. 103.
29. Козодаев А.М., Лазарев Н.В., Скачков В.С., Скачков С.В. М., ИТЭФ, 1976, препринт № 52.
30. Козодаев А.М., Скачков В.С. А.с. СССР № 653736. Бюлл. изобр. № 11 от 25.03.1979 г.
31. Козодаев А.М., Скачков В.С., Стасевич Ю.Б. А.с. СССР № 845273. Бюлл. изобрет. № 25 от 07.07.1981 г.
32. Ястребов С.С., Лазарев Н.В., Козодаев А.М. ПТЭ, 1968, № 4, с. 149.
33. Козодаев А.М., Лазарев Н.В. М., ИТЭФ, 1969, препринт № 729.
34. Артемов В.С., Баталин В.А., Капчинский И.М. и др. ВАНТ, серия «Техника физэксперимента», вып. 4 (35), 1987, с. 3.
35. Ученый, учитель, руководитель. Часть 1. М., ИТЭФ, 2009, препринт № 5.
36. Ученый, учитель, руководитель. Часть 2. М., ИТЭФ, 2009, препринт № 6.

Разработка сильноточных линейных ускорителей ионов

А.М. Козодаев, А.А. Коломиец, Н.В. Лазарев

1. Востребованность сильноточных ионных пучков и проблемы их ускорения

В семидесятых годах прошлого века велись активные дискуссии о необходимости высокоинтенсивных пучков ускоренных протонов, дейтронов и более тяжёлых ионов со средними токами до 100 и более миллиампер для решения остро актуальных, как тогда казалось, задач. Протонные пучки с энергией порядка 1 ГэВ были удобны для электроядерной наработки ядерного горючего и трансмутации долгоживущих радиоактивных отходов атомных станций, потоки дейтронов с энергией 35 МэВ представлялись эффективными для радиационного материаловедения (проблема первой стенки термоядерных установок), тяжёлые ионы (средний ток 10 мА, 10 ГэВ/ядро) могли быть использованы в работах по импульсному термоядерному синтезу. Следует уточнить, что по сегодняшним воззрениям, для электроядерных технологий достаточно иметь ток пучка ~ 50 мА.

На пути реализации ускорения таких больших средних токов первой возникает проблема устойчивости пучка при низких скоростях частиц из-за кулоновского расталкивания. Традиционная схема начального ускорения частиц с использованием электростатического инжектора на напряжение 500÷750 кВ, что необходимо для последующей инжекции в ускоритель Альвареца-Блюэтта, становится непригодной из-за пробоев по ускоряющей трубке, которые вызываются мощным обратным потоком электронов. Возникает проблема понижения энергии инжекции и согласования пучка со структурой Альвареца-Блюэтта.

Кроме того, встают тяжёлые задачи генерирования и подвода огромных высокочастотных мощностей, отвода тепловыделений, недопущения радиационного загрязнения, сокращения потерь частиц, всемерного повышения надёжности и коэффициента полезного действия ускорителя и т.д.

Поиск решения проблем увеличения интенсивности пучка ускоряемых ионов всегда был приоритетным в отделе линейных ускорителей нашего института. В отделе сооружались и исследовались импульсные прототипы сильноточных линейных ускорителей протонов и более тяжёлых ионов, разрабатывались физико-технические решения отдельных проблем, возникающих на пути увеличения тока ускоряемых частиц.

2. Коллективный метод ускорения

Одним из способов получения протонного пучка с энергией 1 ГэВ и средним током до 10 мА при чрезвычайно высоком темпе ускорения считался так называемый «коллективный метод ускорения» (КМУ), активно разрабатывавшийся в ОИЯИ (Дубна) и в лаборатории им. Лоуренса в Беркли (США). Метод предполагал получение электронного кольца, его адиабатическое сжатие и насыщение протонами, ускорение и «вытряхивание» ускоренных протонов из электронного кольца.

Наш институт энергично подключился к этим работам, внося в них свою специфику [1]. Был разработан оригинальной конструкции компрессор, готовился тракт ускорения кольца, начинённого протонами. Для получения электронного пучка был разработан линейный индукционный ускоритель ЛИУ-1,5 на энергию 1,5 МэВ с безжелезными индукторами и кольцевыми разрядниками. Более совершенным электронным ускорителем был ЛИУ-5/5000 (проектные параметры: 5 МэВ, 5 кА), изготовленный по в НИИЭФА. Одновременно с наладкой установки шло уточнение возможностей самого КМУ.

Однако вскоре стало ясно, что по ряду физико-технических причин продвижение этого направления не имело перспективы и работы по КМУ пошли на убыль..

3. Многоканальное ускорение ионов

Другой способ увеличения интенсивности состоит в разбиении ускоряемого пучка на несколько струй, что резко уменьшает кулоновское расталкивание внутри каждой струи и может значительно увеличить общий ток пучка. В ИТЭФ В.В. Кушиным, С.В. Плотниковым и др. предложены, разработаны и экспериментально исследованы несколько вариантов многоканальных ускоряющих структур [2–4], характеризующихся высоким темпом ускорения (до 7 МэВ/м) и принципиальной возможностью получения больших (до сотен миллиампер) токов пучка.



Рис. 1. Общий вид многоканальной структуры.

На рис. 1 показана 19-канальная экспериментальная секция, в которой протоны ускорялись от энергии 60 кэВ до 530 кэВ. Суммарный ток пучка на выходе составлял 42 мА. Величина тока в центральном канале была равна 6 мА, в периферийных — в 3÷4 раза меньше, что в значительной степени определялось характером инжектируемого пучка. Таким образом, суммарный ток всех каналов в 7 раз превышал ток центрального канала.

В период активных работ по многоканальному ускорению институт был одним из ведущих разработчиков и исследователей таких структур.

4. Ускоряющая структура с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой (ПОКФ)

Наилучшим образом решению проблемы ускорения сильных токов в диапазоне низких энергий способствует предложенная В.В. Владимирским, И.М. Капчинским и В.А. Тепляковым ускоряющая структура (рис. 2) с высокочастотной пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой — ПОКФ (английское название Radio Frequency Quadruples — RFQ), которая совершила переворот в физике и технике ускорения ионов при малых скоростях частиц [5] и получила широкое распространение и общее признание в ускорительных лабораториях мира.



Рис. 2. Изобретение, совершившее переворот в физике и технике ускорения сильных токов ионов при малых скоростях частиц.

Суть его состояла в том, что за счёт специальной формы электродов четырехпроводной линии в апертурном канале ускорителя создавались и ускоряющая продольная, и фокусирующая квадрупольная компоненты высокочастотного электрического поля. Это освобождало от необходимости прибегать к фокусировке пучка с помощью электромагнитных линз, конструкция которых становилась невыполнимой (при малых энергиях частиц и высокой частоте возбуждения).

Структура с ПОКФ представляет интерес прежде всего потому, что жёсткость фокусировки не зависит ни от энергии частицы, ни от её фазы относительно высокочастотного поля. Форма электродов позволяет в широких пределах изменять равновесную фазу и эффективность ускорения. Структура с ПОКФ позволяла снизить энергию инъекции с 500÷800 кэВ до 20÷100 кэВ и увеличить захват частиц в режим ускорения с (30÷50) % до (95÷98) %. Использование ПОКФ сделало возможным ускорение непрерывных токов пучка величиной 100 и более миллиампер в диапазоне малых энергий частиц и открыло путь для сооружения сверхмощных ускорителей.

Более общая формулировка этого явления была признана открытием [6], за которое И.М.Капчинский и В.А.Тепляков в 1988 году были удостоены Ленинской премии (В.В.Владимирский уже был лауреатом такой премии, а дважды она не присуждалась).

Структура с ПОКФ впервые в мире была реализована В.А. Тепляковым в ИФВЭ. Однако там запитывали четырёхпроводную линию высокочастотной энергией от так называемого двойного Н-резонатора.

Заявленный в выше названном изобретении 4-камерный вариант ускорителя с ПОКФ начал прорабатываться практически одновременно и независимо в Лос-Аламосе и в ИТЭФ. В последующем 4-камерный вариант получил распространение во всех ускорительных центрах мира благодаря своей наилучшей электродинамике, высокой технологичности, удобству в настройке и большим возможностям по отводу тепла и ускорению значительных средних токов пучка.

5. Первый полномасштабный ускоритель с ПОКФ и 4-камерным резонатором — НЧУ-1

В структуре с ПОКФ и 4-камерным резонатором впервые получено ускорение протонов до энергии 640 кэВ на экспериментальной секции в Лос-Аламосе. А полномасштабный ускоритель с ПОКФ и 4-камерным резонатором на энергию 3 МэВ (при энергии инъекции 88 кэВ) и импульсный ток пучка 150–200 мА был создан впервые в отделе линейных ускорителей ИТЭФ под руководством И.М. Капчинского. Исторически он был первым вариантом начальной части импульсного протонного прототипа сильноточного ускорителя, поэтому назывался НЧУ-1. Ускоряюще-фокусирующий канал НЧУ-1 образовывали медные модулированные электроды четырёхпроводной линии, рабочая частота резонатора составляла 148,5 МГц. Конструктивно резонатор был разделён на 8 секций, имел общую длину 4,7 м и размещался внутри вакуумного кожуха (см. рис. 3).

Ускоряюще-фокусирующий канал состоял из участка согласования длиной 30 см, группировки — 181 см и основного ускорения — 261 см.

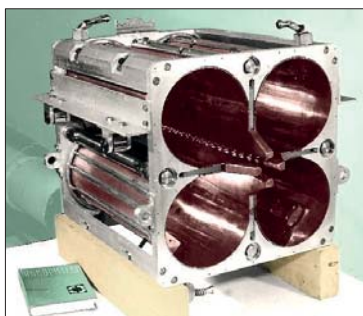


Рис. 3. Первый полномасштабный ускоритель с ПОКФ и 4-камерным резонатором — НЧУ-1. Слева — входная секция, справа — настройка составного резонатора перед вкатыванием в вакуумный кожух.

Инжектор, включавший в себя ионный источник типа дуоплазatron с холодным катодом и ионно-оптическую систему, способен был выдавать ток пучка величиной до 300 мА в импульсе, причем для 80 % частиц нормализованный эмиттанс не превышал 0,2 см·мрад.

При организации высокочастотного питания резонатора впервые были использованы 4 петли возбуждения, установленные по одной в каждой из 4-х камер резонатора и должным образом сфазированные [7]. Это способствовало подавлению паразитных мод колебаний и было впоследствии перенято многими разработчиками.

Физический пуск НЧУ-1 состоялся 18 января 1982 года [8]. Первые экспериментальные зависимости (рис. 4), полученные на ускорителе, подтверждали физическую картину процессов ускорения. Ток пучка протонов, энергия которых не превышала 3 МэВ, с увеличением напряженности ВЧ поля сначала возрастал, а затем падал почти до нуля; ток ускоренных до энергии 3 МэВ частиц, начиная с порогового значения ВЧ поля, неуклонно увеличивался.

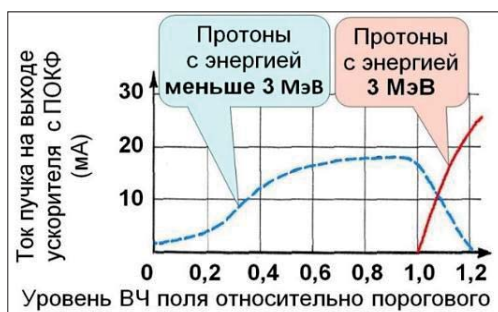


Рис. 4. Первые зависимости, полученные при физическом пуске НЧУ-1.

После принятия ряда улучшающих ситуацию мер и замене входного согласующего раструба на более эффективный максимальный ток на выходе НЧУ-1 был получен равным 250 мА в импульсе длительностью 5 мкс [9]. Доля ускоренных частиц в выходном пучке составляла 95 %. Таким образом,

величина ускоренного до номинальной энергии 3 МэВ тока пучка протонов составляла 237 мА, что было рекордом! В диапазоне токов от 0 до 100 мА потери частиц в канале практически отсутствовали. На ускорителе НЧУ-1 была экспериментально подтверждена правильность заложенных в него основных физических представлений и теоретических расчетов.

6. Ускоритель с ПОКФ и 4-камерным резонатором на повышенный средний ток — НЧУ-2

С целью существенного увеличения среднего тока пучка, увеличения эффективности теплоотвода и жёсткости конструкции, а также учёта, полученного на НЧУ-1 опыта, был разработан второй вариант ускорителя — НЧУ-2 с потенциальной возможностью ускорения средних токов до $4\div 5$ мА. Если в НЧУ-1 резонатор помещался в независимый вакуумный кожух, что осложняло настройку, ввод ВЧ мощности и охлаждение, то в НЧУ-2 резонатор и кожух представляют собой единый триметаллический (медь, сталь, нержавеющая сталь) корпус, что устраняло названные неудобства (рис. 5).

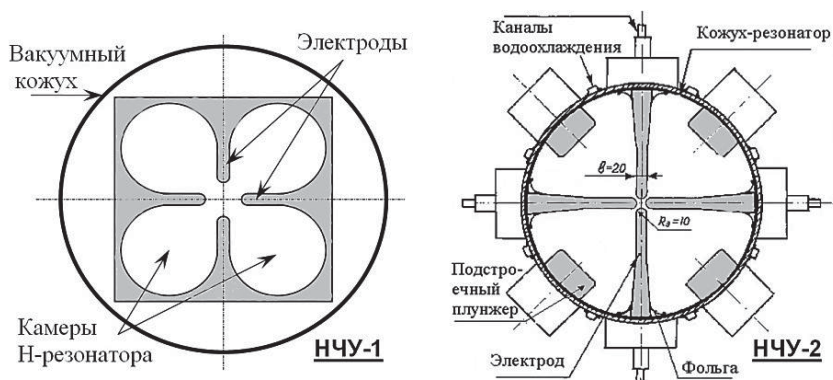


Рис.5. Поперечное сечение ускорителей НЧУ-1 и НЧУ-2.

В канале НЧУ-2 (рис. 6) улучшено поперечное согласование пучка во входном раструбе, противоположные электроды соединены антидипольными связками, на выходе канала устроен динамический согласователь выходного эмиттанса с последующим статическим квадрупольным каналом [10], который, не изменяя энергию частиц, уменьшает зависимость эмиттанса пучка от фазовой ширины сгустка. Канал состоит из 160 периодов ускорения (80 периодов фокусировки).

Расчётные параметры ускорителя: выходная энергия 3 МэВ, энергия инжекции 82 кэВ, частота ВЧ поля 148,5 МГц, импульсный ток до 200 мА. Амплитудная разность потенциалов между смежными электродами в номинальном режиме выбрана равной 185 кВ, максимальная напряжённость

поля на поверхности при этом составляла 250 кВ/см. Ввод ВЧ мощности проводился при давлении $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ Торр через 4 петли, размещённые в вакууме.



Рис. 6. Секция НЧУ-2: а — входной растроб канала с антидипольными связками; б — одна из 4-х камер выходной секции, хорошо видна волнообразная модуляция электродов; в — выходной узел канала с динамическим согласователем и антидипольными связками.

В период физического пуска [11] при номинальных значениях энергии инжекции и ВЧ поля на выходе ускорителя было зафиксировано 60 мА. Распределение частиц по импульсам показывало, что в выходном пучке 92 % частиц — протоны, имеющие импульс в пределах расчётного значения размаха сепаратрисы ($\pm 2,2$ %). Характер изменения спектров в зависимости от уровня ВЧ поля свидетельствовал о достаточной электрической прочности канала и достижении расчётной равновесной фазы. Среднеквадратичный нормализованный эмиттанс выходного пучка был в $1,5 \div 2$ раза меньше пропускной способности канала.

Запуск и работы по доводке ускорителя НЧУ-2, спроектированного для ускорения среднего тока в единицы миллиампер, был в самом начале пути освоения техники ускорения сильных токов в структуре с ПОКФ, продвигаясь по которому, в Лос-Аламосе вскоре ускорили сначала 10 (проект FMIT), а затем 100 мА (проект LEDA) среднего тока.

Выходной пучок НЧУ-2 использовался для проведения ряда важных экспериментов прикладного характера. На нём проводились тестирования высокоплотной (с плотностью свободных электронов порядка 10^{20} см⁻³) плазмы, изучение воздействий протонного пучка на поверхность пиролитического графита, обусловленное его расширяющимся использованием при высоких уровнях радиации, и другие исследования.

7. Ускоритель ИСТРА-56 — импульсный протонный прототип сильноточного ускорителя

Наметившиеся в начале 80-ых годов прошлого века способы преодоления как физических, так и технических препятствий на пути ускорения ионных токов большой величины [12] позволили приступить в

ИТЭФ к сооружению импульсного протонного прототипа сильноточного ускорителя, который получил название ИСТРА-56

Его выходная энергия 56 МэВ была выбрана с тех позиций, что она удобна как для возможного в последующем использования в качестве инжектора протонного синхротрона, так и для наработки любых радионуклидов, включая экзотические. Величина тока пучка в импульсе 150–200 мА. Номинальный средний ток пучка — 500 мкА, однако теплотехнические характеристики резонаторов допускали ускорение средних токов до 2–4 мА.

Ускоритель включает в себя начальную часть НЧУ с ПОКФ и 4-камерным резонатором, согласующий канал СК и основную часть, состоящую из 3 цилиндрических резонаторов с трубками дрейфа (ОЧУ-1, ОЧУ-2 и ОЧУ-3) [13–15]. Некоторые характеристики отдельных секций ускорителя приведены в табл. 1.

Табл. 1. Некоторые характеристики секций ускорителя ИСТРА-56.

Секция	НЧУ	ОЧУ-1	ОЧУ-2	ОЧУ-3
Выходная энергия, МэВ	3,03	10,27	36,30	56,57
Внутренний диаметр резонатора, мм	449	651	632	588
Длина резонатора, м	4,57	3,86	11,6	9,2
Диаметр пучковой апертуры, мм	81 ÷ 15	12	16	24
Равновесная фаза, град.	90 ÷ 35	50 ÷ 37	37 ÷ 30	30
Частота ВЧ поля, МГц	148,5	297		
Тип фокусировки	ПОКФ	Пространственно-периодическая квадрупольная фокусировка с магнитотвердыми линзами		

Предложенные в нашем институте и заложенные в ускоритель ИСТРА-56 физико-технические решения нацелены на решение проблемы ускорения значительных по величине средних токов:

– использование в НЧУ структуры с ПОКФ, что позволяет иметь низкую энергию инжекции (82 кэВ) и обеспечить высокий захват протонов в режим ускорения (~ 97%);

– переход в ОЧУ к вдвое более высокой частоте возбуждения, что позволяет увеличить темп ускорения и уменьшить габариты резонаторов ОЧУ, оставляя достаточно большим предельное значение тока пучка;

– использование в трубках дрейфа ОЧУ малогабаритных магнитотвердых квадрупольей (МТК) [16] уменьшает габариты трубок дрейфа и позволяет создать резонаторы на частоте 297 МГц с хорошими электродинамическими качествами, исключает необходимость в электропитании МТК, что снимает необходимость их охлаждения;

– отсутствие изоляционных материалов в МТК улучшает их радиационную стойкость;

– открытость в вакуум внутренней части трубок дрейфа с МТК облегчает задачу вакуумного уплотнения трубок;

– установка всех трубок дрейфа каждой секции резонаторов ОЧУ на одной общей балке, которую в случае радиационной активации трубок легко заменить вместе с установленными на ней трубками дрейфа;

– триметаллическая конструкция секций, позволяющая объединить ВЧ резонатор и вакуумный кожух, облегчает отвод тепловыделений от ВЧ потерь и способствует увеличению среднего тока пучка.

В процессе сооружения ИСТРЫ-56 были изготовлены НЧУ, ОЧУ-1 (рис. 7) и ОЧУ-2 с полным комплектом трубок дрейфа с МТК (рис. 8), а также резонатор ОЧУ-3, разработаны и изготовлены технологические системы.

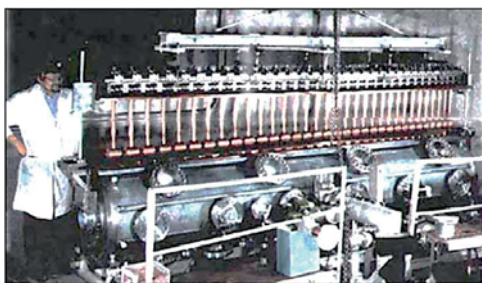


Рис. 7. Съёмная балка с трубками дрейфа над резонатором ОЧУ-1.

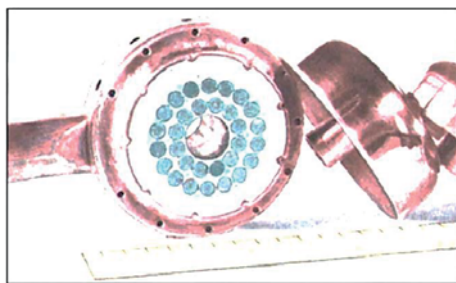


Рис. 8. Открытая в вакуум трубка дрейфа (видны отверстия для откачки) с МТК.

Однако отечественная радиопромышленность не выпускала мощных генераторных ламп на удобную для возбуждения резонаторов ОЧУ частоту порядка 300 МГц. Сотрудникам ИТЭФ совместно с НПО «Светлана» пришлось провести уникальную разработку по расширению частотного диапазона мощной отечественной лампы ГИ-27А со 150 до 300 МГц [17]. На базе этой модифицированной лампы были разработаны и на тамбовском заводе «Комсомолец» изготовлены оригинальные генераторы (рис. 9), каждый из которых отдавал в нагрузку на частоте 297 МГц ВЧ мощность, равную 3,5 МВт в импульсе длительностью 300 мкс.

Физический пуск головной части ускорителя, включавшей в себя НЧУ-1 и ОЧУ-1 и называвшейся ИСТРА-10 (рис. 10), состоялся 19.09.1989 г. [18]. Пучок был ускорен до энергии 10 МэВ. В процессе оптимизации режимов выходной импульсный ток был доведен до 100 мА с параметрами, приближающимися к расчётным.

На ускорителе ИСТРА-56 были успешно опробованы и перечисленные ранее особенности, способствующие повышению среднего тока пучка,



Рис. 9. Генераторный каскад на частоту 297 МГц мощностью 3,5 МВт.

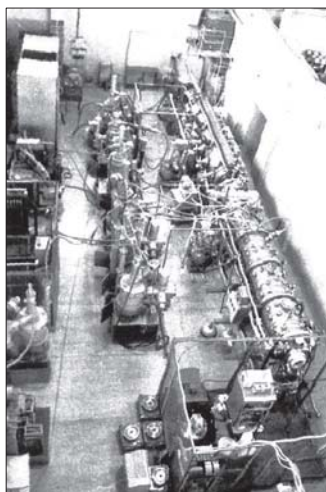


Рис. 10. Ускоритель ИСТРА-10.

и вносимые в его конструкцию по мере его создания. Некоторые идеи переняты в зарубежных центрах. Так, например, сочетание секции с ПОКФ и ускорителя Альвареца-Блюэтта с МТК используется в SNS (США) и в J-PARK (Япония), а в настоящее время стало общепринятым.

8. Ускоряющая структура с ПОКФ на основе 4-камерного резонатора с окнами связи

В 1991 году В.А. Андреев предложил в электродах резонатора с ПОКФ вырезать окна связи. При этом окна на соседних электродах должны быть смещены друг относительно друга, а продольные токи, протекающие по электродам, создавать коаксиальную компоненту ВЧ поля (рис. 11). Это усиливает связь между квадрантами резонатора, увеличивает частотное разделение рабочей и дипольной мод колебаний, обеспечивает лучшую стабилизацию рабочей моды. Кроме того, такая конструкция позволяет уменьшить поперечные размеры резонатора, упростить его настройку и сохранить высокое шунтовое сопротивление.

Первый макет структуры был изготовлен и проверен в ИТЭФ. Автор назвал её

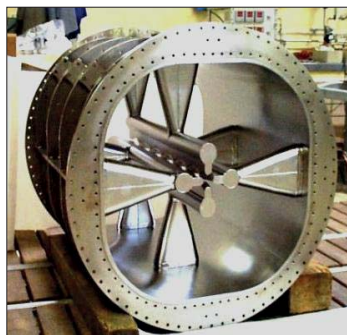


Рис. 11. «4-лестничная» структура с ПОКФ.

«4-лестничной» (4-Ladder RFQ) и реализовал в ускорителе тяжёлых ионов (LNL, Италия) [19]. Её модернизированные варианты успешно работают на ускорителях тяжёлых ионов ТИПр и И-4. На её основе построен тяжелоионный ускоритель непрерывного режима в ANL (США).

Надо сказать, что структура с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой оказалась предрасположенной к различным модификациям и совершенствованиям.

9. Тяжелоионный прототип (ТИПр) сильноточного ускорителя

Ускоритель ТИПр создавался как импульсный прототип сильноточного ускорителя тяжёлых ионов, необходимого для работ по термоядерному синтезу [20]. Первоначально была создана уникальная структура с использованием сосредоточенных индуктивностей на рекордно низкой для ПОКФ частоте ВЧ поля 6,19 МГц, что позволило экспериментально продемонстрировать эффективность использования ПОКФ для начального ускорения высокоинтенсивных тяжелоионных пучков.

В дальнейшем ускоряющая структура была заменена на модификацию «4-лестничного» варианта ПОКФ (рис. 12) [21], которая позволила уменьшить геометрические размеры резонатора при частоте ВЧ поля 27,7 МГц, а также обеспечить высокий шунт-импеданс и надёжное разделение рабочей и дипольной мод колебаний. Действующая сегодня структура рассчитана на ускорение до энергии 110 кэВ/н ионов с отношением $Z/A \geq 1/60$ и импульсным током порядка 15 мА при энергии инжекции 1,5 кэВ/н.



Рис. 12. Ускоряющая структура ускорителя ТИПр

Общая длина резонатора составляет 12 м, внутренний диаметр кожуха 1,2 м, радиус апертуры 6,4 мм, неравномерность поля 1%, трансмиссия при 15 мА — 96%. На ускорителе используется ионный источник типа MEVVA. Ускоряются ионы меди Cu^{2+} и Cu^{3+} , урана U^{7+} , железа Fe^{3+} и Fe^{2+} углерода C^{2+} и других элементов. Ведется широкий фронт прикладных исследований.

10. Ускоритель любых ионов с отношением $A/Z \leq 3$

На базе структуры с ПОКФ и окнами связи создан линейный ускоритель любых ионов с отношением массы к заряду $A/Z \leq 3$ (см. рис. 13) [22]. Его четырёхкамерный резонатор состоит из 9 секций, изготовленных из биметалла (нержавеющая сталь, бескислородная медь). Длина резонатора 6,3 м, внутренний диаметр 0,56 м. Расчётные значения выходных параметров:

энергия — 1,57 МэВ/нуклон, ток пучка в импульсе — 100 мА, эмиттанс — 23π мм·мрад, разброс частиц по энергии — 5 %.

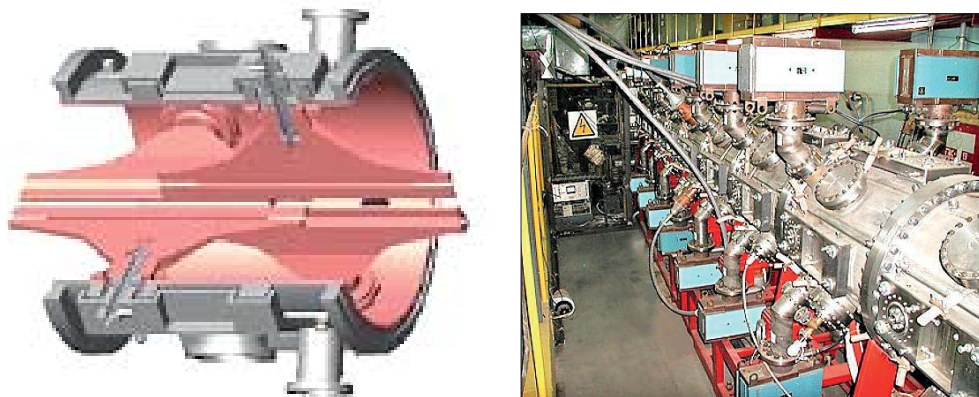


Рис. 13. Фрагмент секции (слева) и общий вид ускорителя любых ионов с $A/Z \leq 3$ (справа).

Частота высокочастотного поля составляет 81,5 МГц. Для возбуждения резонатора на этой частоте разработан специальный генератор на базе ламп ГИ-27АМ и ГИ-39Б. Первые испытания установки проведены при ускорении протонов, ток ускоренного пучка составлял порядка 20 мА при трансмиссии, превышающей 90%. Затем ускорялись ионы H_2^+ [23] и C^{+4} . Работы продолжаются.

11. Проектное предложение по сильноточному линейному ускорителю

В настоящее время оптимальной энергией протонного пучка для энергетических целей считается примерно 1 ГэВ, величиной непрерывного тока пучка — значение, не превышающее 50 мА. Сегодня нет принципиальной проблемы в ускорении указанного тока. Проблема состоит в удовлетворении ряда специфических требований, предъявляемых к ускорителю:

- высокой степени надёжности,
- всемерного сокращения потерь частиц,
- минимизации уровня радиации,
- всемерного повышения КПД ускорителя.

В ИТЭФ разработано проектное предложение [24, 25] сильноточного линейного ускорителя (ЛУ), особенности которого дают обоснованную надежду на решение названных выше проблем. Предлагается построить ЛУ (рис.14) по одноканальной схеме (без сложения пучков). Одновременно работают 2 начальные части, каждая из которых состоит из инжектора и

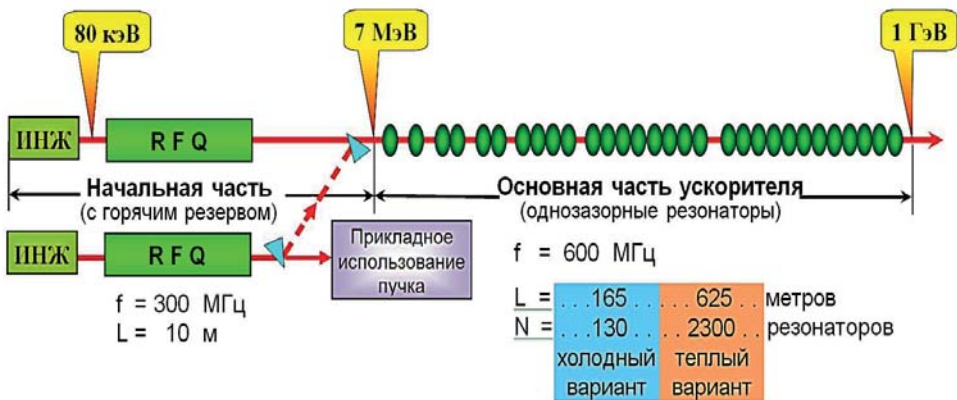


Рис. 14. Предлагаемая структурная схема сильноточного ускорителя.

секции с ПОКФ (RFQ). Начальная часть, работающая на задачи прикладного использования пучка, является горячим резервом для основного тракта ускорения. Основная часть ЛУ состоит из большого количества (N) однозакорных (или двух-трёхзакорных) резонаторов, каждый из которых имеет своё независимое ВЧ питание. Фазирование ВЧ поля осуществляется программным образом при помощи развитой системы управления. Фокусировка пучка в ОЧУ осуществляется МТК, размещёнными вне резонаторов. Для снижения наведенной активности и защиты материала линз и узлов тракта используется материал с относительно низкой активацией — графит. Схема ускорителя может быть реализована как в тёплом варианте основной части, так и в сверхпроводящем. Общая длина ускорителя в тёплом варианте основной части может составить 635 м, в сверхпроводящем — 175 м.

Высокая степень надёжности ВЧ системы основной части обеспечивается за счёт независимой работы каждого из большого количества резонаторов и питающих их ВЧ генераторов [26]. Отказ одного из ВЧ

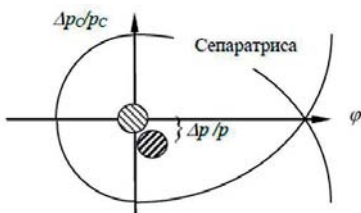


Рис. 15. Кратковременное смещение импульса частиц при прекращении ускорения в одном резонаторе основной части ускорителя.

генераторов не приводит к потере пучка, поскольку смещение частиц по импульсам $\Delta p/p$ составит малую долю размаха сепаратрисы $\Delta p_c/p_c$ (рис. 15). На время ремонта (или замены) вышедшего из строя генератора система авторегулирования будет поддерживать режим доускорения частиц в оставшихся работоспособными резонаторах, незначительно увеличив в каждом из них напряжённость ускоряющего поля, а после возвращения отремонтированного (или резервного)

генератора в строй — быстро восстановит исходный режим. Оценки показывают, что при $N = 2300$ потребуются ВЧ генераторы мощностью 50÷70 кВт каждый. При технически обоснованном времени безотказной работы одного генератора в ремонте будет непрерывно находиться 3–4, что составляет 0,15 % от общего количества генераторов. Так может быть организовано бесперебойное формирование ускоряющего поля, а большое количество резонаторов из недостатка превращается в преимущество.

Из сравнительных характеристик остаточной радиации (рис. 16) для случаев поглощения потерянных частиц в различных материалах видно, что при поглощении частиц в углероде уровень радиации почти на 2 порядка ниже, чем в случае поглощения медью [27]. При этом выход нейтронов также уменьшается в ~ 15 раз. Установка графитовых кольцевых тонкостенных поглотителей выпадающих из ускорения частиц в ускоряющих и транспортирующих каналах (рис. 17) может значительно уменьшить мощность дозы радиоактивного излучения как во время работы ускорителя, так и после его остановки. Предварительные эксперименты показывают, что из углеродных материалов наиболее подходящим для указанных целей (с позиций газовыделения и термостойкости) может быть углеситал.

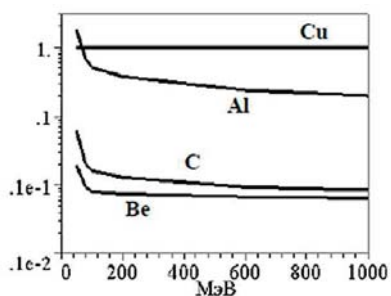


Рис. 16. Относительная мощность дозы через сутки после облучения различных материалов.

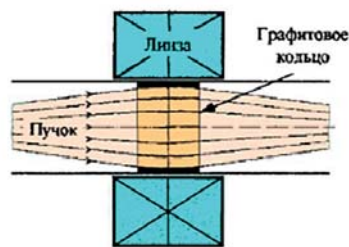


Рис. 17. Возможное размещение графитового кольца – поглотителя теряемых частиц.

Построение элементов магнитной оптики на базе магнитотвёрдых материалов [28], если это допускает уровень радиации, повышает надёжность исключением необходимости в электропитании и охлаждении этих элементов.

Коэффициент полезного действия (КПД) ускорителя в наибольшей степени определяется эффективностью использования ВЧ энергии в его резонаторах. При комнатной температуре в непрерывном режиме работы потери ВЧ мощности в резонаторах ЛУ на энергию 1 ГэВ составят 35÷40 МВт. Если ток пучка меньше ~ 35 мА, то большая часть ВЧ мощности идёт на нагрев резонаторов, и в этом случае очень эффективно использование сверхпроводимости.

Однако КПД ЛУ с тёплыми резонаторами можно поднять за счёт применения импульсного режима, эффективность которого возрастает с уменьшением среднего тока пучка. В работе [29] сотрудниками ИТЭФ показано, что полный (от сети) КПД $\eta_{\text{имп}}$ такого ускорителя, построенного по классической схеме (ПОКФ — секции Альвареца — структура DAW), в импульсном режиме может быть представлен соотношением:

$$\eta_{\text{имп}} = \frac{P_y}{(P_y + P_p \frac{t_{\text{имп}} + 4,3\tau}{t_{\text{имп}}} \cdot \frac{I_{\text{ср}}}{I_{\text{имп}}}) \cdot k + P_{\text{ост}}} \quad , \quad (1)$$

а полный КПД в непрерывном режиме $\eta_{\text{непр}}$ — зависимостью:

$$\eta_{\text{непр}} = \frac{P_y}{(P_y + P_p) \cdot k + P_{\text{ост}}} \quad . \quad (2)$$

В выражениях (1) и (2):

P_y — средняя ВЧ мощность, идущая на ускорение пучка;

P_p — мгновенное значение мощности ВЧ потерь в резонаторах;

$P_{\text{ост}}$ — мощность, потребляемая всеми остальными системами ускорителя;

$t_{\text{имп}}$ — длительность импульса тока пучка;

τ — постоянная времени резонаторов (ОЧ — для грубой оценки);

$I_{\text{ср}}$ — средний ток пучка; $I_{\text{имп}}$ — импульсный ток пучка;

k — коэффициент, учитывающий потери тракта формирования и передачи ВЧ колебаний.

Рассчитанные по приведенным формулам зависимости полного КПД мощного ускорителя с тёплыми резонаторами на энергию 1 ГэВ от величины среднего тока в импульсном и непрерывном режимах приведены на рис. 18. Видно, что импульсный режим выгоден вплоть до величин среднего тока 50÷70 мА, а его эффективность растёт с уменьшением среднего тока пучка.

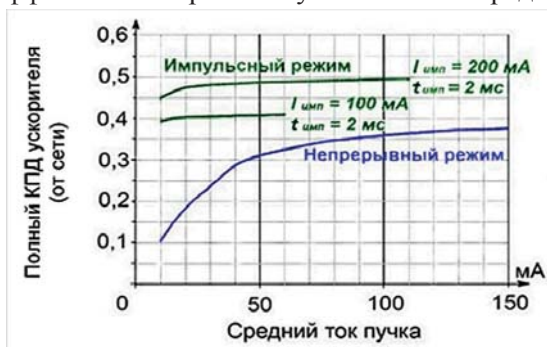


Рис. 18. Зависимости полного КПД мощного ускорителя с тёплыми резонаторами на энергию 1 ГэВ от величины среднего тока в импульсном и непрерывном режимах.

Импульсный режим эффективен и реализуем при токе пучка в импульсе в 2 и более раз превышающем требуемое среднее значение, при длительности ВЧ импульсов в пределах $0,5 \div 2$ мс и скважности по ВЧ — не менее 2.

Литература

1. Плотников В.К. 2-ой симпоз. по коллект. мет. ускор. Сб. докл. Дубна, 1977, с. 29.
2. Кушин В.В., Плотников С.В., Громов Е.В. А. с. СССР № 256492, 1985.
3. Балабин А.И., Кабанов В.С., Кушин В.В., Плотников С.В. А. с. СССР № 260061, 1986.
4. Кушин В.В., Плотников С.В. Патент РФ № 2163426, регистрация в Госреестре изобретений РФ 20.02.2001.
5. Владимирский В.В., Капчинский И.М. и Тепляков В.А. А. с. СССР № 265312. Бюлл. ОИПОТЗ, 1970, № 10, с. 75.
6. Владимирский В.В., Капчинский И.М. и Тепляков В.А. Открытие № 350, 1991.
7. Бобылев В.И., Венгров Р.М., Данильцев Е.Н. и др. А. с. СССР № 1128756 с приоритетом от 02.04.1982 г.
8. Капчинский И.М., Андреев В.А., Артемов В.С. и др. PAC-1983. IEEE, 1983, NS-30, № 4, p. 3579.
9. Балабин А.И., Воробьев И.А., Капчинский И.М. и др. Тр. X Всесоюзн. совещ. по ускорит. заряд. частиц, Дубна, ОИЯИ, 1987, т. 1, с. 403.
10. Воробьев И.А., Коломиец А.А. А. с. СССР № 1265336. Бюлл. откр. и изобрет., 1991, № 34, с. 247.
11. Артемов В.С., Венгров Р.М., Вишневский А.М. и др. XVI Совещ. по ускорит. заряд. частиц. Сб. докл., Протвино, 1998, т. 1, с. 223.
12. Капчинский И.М. УФН, 1980, т. 132, в. 4, с. 639.
13. Балабин А.И., Капчинский И.М., Козодаев А.М. и др. М., ИТЭФ, 1989, препринт № 157.
14. Воробьев И.А., Капчинский И.М., Козодаев А.М. и др. М., ИТЭФ, 1989, препринт № 158.
15. Венгров Р.М., Воробьев И.А., Капчинский И.М. и др. М., ИТЭФ, 1993, препринт № 34.
16. Капчинский И.М., Скачков В.С., Куракин В.В. и др. Нац. конф. США по инженерным проблемам ускорителей. США, Чикаго, 20-23 марта 1989 г., доклад М-56.
17. Раскопин А.М., Капчинский И.М., Лазарев Н.В. и др. Труды II Всесоюзн. совещ. по новым методам ускорения. Ереван, 1989.
18. Андреев В.А., Артемов В.С., Венгров Р.М. и др. Тр. XII Всесоюзн. совещ. по ускорит. заряд. частиц. Дубна, 1992, т. II, с. 57.
19. Andreev V.A., Parisi G. Proc. of the PAC-93, v. 5, p. 3124.
20. Артемов В.С. и др. ВАНТ, серия: Техника физ. эксперимента, в. 3(34), 1987, с. 5.

21. Kashimsky D., Kolomiets A., Kulevoy T. Et al. Proc. of the EPAC-2000, p. 854.
22. Kashinskiy D., Kolomiets A., Minaev S. et al. Proc. of the EPAC-2004, p. 2143.
23. Andreev V., Alexeev N., Kolomiets A. et al. Proc. of the IPAC-2011, p. 2622.
24. Андреев В.А., Венгров Р.М., Дроздовский А.А. и др. Патент РФ № 2152696 от 10.07.2000 г.
25. Михайлов В.Н., Соколов Ю.А., Богданов П.В., Шведов О.В., Шарков Б.Ю., Козодаев А.М., Коломиец А.А., Першин В.И., Плотников В.К., Бацких Г.И., Мурин Б.П., Белугин В.М., Бондарев Б.И., Уксусов Н.И., Федотов А.П., Тепляков В.А., Тюрин Н.Е. Сильноточный линейный ускоритель протонов для электроядерных систем. Труды III Научн. сем. памяти В.П.Саранцева. Дубна, ОИЯИ, 2000, с. 130.
26. Лякин Д.А., Козодаев А.М., Лазарев Н.В. и др. XVII Совещ. по ускорит. заряж. частиц. Сб. докл., Протвино, 2000, т. 1, с. 359.
27. Дроздовский А.А., Козодаев А.М., Коломиец А.А. и др. Proc. of the Int. Conf. on Sub-Critical Acceler. Driven Systems. Moscow, ИТЕР, 1999, p.254.
28. Скачков В.С., Васильев В.В., Кац М.М. и др. XVI Совещ. по ускорит. заряж. частиц, Сб. докл., Протвино, 1998, т. 2, с. 96.
29. Kozodaev A.M., Lazarev N.V., Raskopin A.M. Proc. of the Second Intern. Conf. on ADTTA, 1996, v. 2, p.1054.

Разработка неявнополюсных мультипольных линз на постоянных магнитах для каналов фокусировки пучков заряженных частиц

В.С. Скачков

Введение

К середине 70-х годов прошлого века в ускорительном сообществе укрепилось понимание того, что индивидуальный регулируемый подбор градиентов в квадрупольных линзах, размещаемых в трубках дрейфа ионных линейных ускорителей (ЛУ) со структурой Альвареца-Блюэтта, во-первых, затруднён из-за большого числа степеней свободы, подлежащих выбору, а во-вторых, неоправдан, поскольку установленные расчётные значения градиентов в дальнейшем не изменяются [1].

Это стимулировало переход от электромагнитных линз к магнитотвёрдым, для изготовления которых к этому времени уже были созданы необходимые магнитные материалы. Примерно в это же время, независимо и почти одновременно в СССР и в США зародилась и стала интенсивно развиваться идея эффективного распределения магнитного материала вокруг рабочей области, принёсшая принципиально новую конструкцию магнитотвёрдого мультиполя (МТМ) с неявно выраженными магнитными полюсами. Развитие этого направления оказалось столь стремительным, что вслед за первыми публикациями в 1979 году появилось огромное число свежих и эффективных инженерных решений.

Предложение нового способа возбуждения и последовательной теории формирования магнитного поля практически идеальной гармонической конфигурации послужило толчком к развитию сильноточных линейных ускорителей, работающих на частотах 300 МГц и выше, ондуляторов, генераторов СВЧ электромагнитных колебаний.

1. Предпосылки возникновения прорывной технологии

В ИТЭФ и других ускорительных центрах мира к 1975 году была показана возможность создания линейного ионного ускорителя с величиной максимального градиента магнитного поля фокусирующих элементов до 7 кГс/см. Отсюда следовало, что при уровне развития технологии

производства постоянных магнитов того времени большинство элементов можно было выполнять магнитотвёрдыми. Спустя год появились сообщения о разработке нескольких конструкций магнитотвёрдых квадрупольных линз (МТК). Они имели традиционную конструкцию с явно выраженными магнитными полюсами, а для возбуждения магнитного поля, наряду с обычными постоянными магнитами типа «альнико» и «феррит бария», стал применяться более современный — SmCo_5 .

Первые МТК, разработанные в ИТЭФ, содержали литые постоянные магниты из новейшего на то время литого сплава ЮНДК35Т5БА (рис. 1) [2]. При апертуре $\varnothing 20$ мм и внешнем диаметре <150 мм они обеспечивали градиент не менее 50 Тл/м, что позволяло разместить их в трубках дрейфа ЛУ, работавших на частотах 150÷200 МГц.

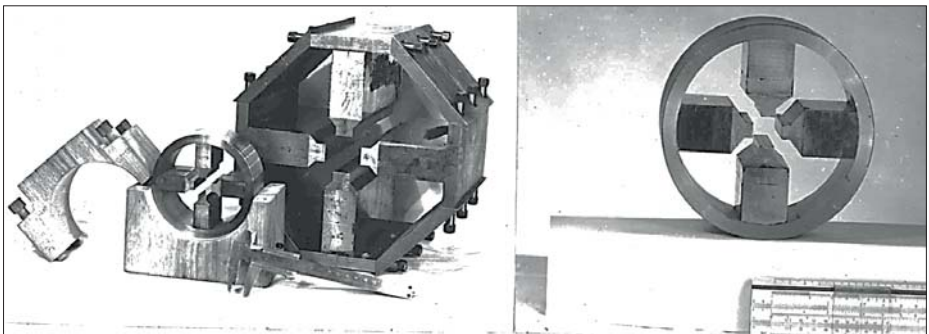


Рис. 1. Явнополюсные квадрупольные линзы, разработанные в ИТЭФ.

Целесообразность использования магнитотвёрдых квадрупольных линз для ускорителей протонов не вызывала сомнений. В результате ряда исследований, выполненных в ИТЭФ и других институтах, стало очевидным, что основным недостатком конструкции с явно выраженными магнитными полюсами является слишком большое рассеяние магнитного потока, возбуждаемого постоянными магнитами.

2. «Большой взрыв»

Идея неявнополюсной мультипольной линзы на постоянных магнитах в ИТЭФ «проросла» при соприкосновении учения о молекулярных токах [3] и теории возбуждения магнитного поля идеальной мультипольной конфигурации с помощью систем с гармоническим распределением по азимуту плотности тока в цилиндрической обмотке [4, 5]. В первой из указанных работ рассмотрено формирование магнитного поля при окружении обмотки магнитомягким ярмом, а во второй — представлена теория электромагнитного квадрупольного магнита, не содержащего ярма, т.е. безжелезного квадрупольного магнита, теория и особенности конструкции которого были

позже обобщены в работе [6]. Впервые проведённый анализ показал, если намагниченность \mathbf{I} синтезируемой кольцевой модели подчинена условию $\mathbf{I} \times \mathbf{n} \sim k \cdot \sin \nu \varphi$, где ν — целое (рис. 2, слева; \mathbf{n} , $\boldsymbol{\tau}$, \mathbf{k} — орты цилиндрической системы координат r , φ , z), то молекулярные токи плотностью $\mathbf{i}_s = \mathbf{I} \times \mathbf{n}$, циркулирующие по поверхности такого магнетика, возбуждают гармоническое поле. Эта мысль оказалась чрезвычайно плодотворной, и вскоре была найдена конструкция неявнополюсной мультипольной магнитотвёрдой линзы [7]. В основном разработка теории линз такого типа и их наиболее эффективных модификаций была завершена в первой половине 1976 года.

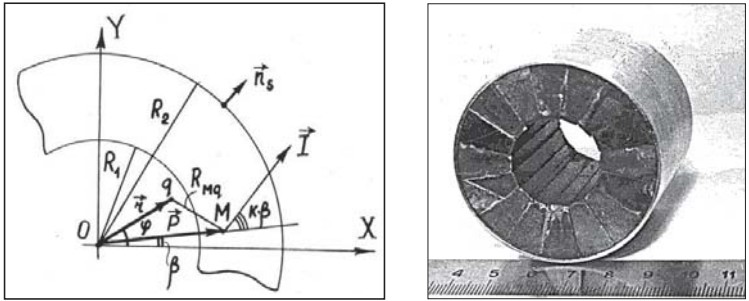


Рис. 2. Слева — правило распределения намагниченности в магнитотвёрдом мультиполе. Справа — первый в мире образец неявнополюсной квадрупольной линзы из SmCo_5 .

Впервые было показано, что кольцевой бесконечно длинный постоянный магнит с радиусом апертуры R_1 и наружным радиусом R_2 , намагниченность которого распределена по правилу:

$$\mathbf{I} = I \cdot (\mathbf{n} \cos k\varphi + \boldsymbol{\tau} \sin k\varphi), \tag{1}$$

где $I = \text{const}$ — модуль намагниченности, $k = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ — мультипольность, возбуждает поле, содержащее единственную гармонику:

$$\mathbf{B} = G_k r^{k-1} (\mathbf{n} \cos k\varphi - \boldsymbol{\tau} \sin k\varphi), \quad G_k = \frac{k}{k-1} \mu_0 I \left(\frac{1}{R_1^{k-1}} - \frac{1}{R_2^{k-1}} \right). \tag{2}$$

Здесь μ_0 — магнитная постоянная, а $G_1 = \mu_0 I \cdot \ln(R_2/R_1)$ понимается как предел G_k при $k \rightarrow 1$. Рабочее поле линзы, отвечающее положительным k , локализовано в области $r < R_1$, а для отрицательных k — в области $r > R_2$. Неожиданным оказалось то, что рассеянное поле такой линзы отсутствует. Поэтому магнитомягкое ярмо, размещённое снаружи магнита, не возбуждается и не изменяет рабочего поля.

К такому же результату независимо от автора настоящей статьи пришли Я.Д. Рабинович (КБСМ, г. Москва) [8] и К.Н. Halbach (LBNL, USA) [9].

В квадрупольной линзе $k = 2$ и градиент магнитного поля

$$G \equiv G_2 = 2\mu_0 I \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (3)$$

При возрастании внешнего диаметра МТК до бесконечности её поле на полюсе $r = R_1$ достигает предельного значения $B_{\max} = 2\mu_0 I$. Современные постоянные магниты способны противостоять встречному полю величиной $2\mu_0 I$, поэтому не существует принципиальных ограничений достижения на практике рабочего поля на полюсе величиной $B_{\max} \cong 2,5$ Тл (для краткости будем индукцию магнитного поля называть полем).

Принцип независимости намагниченности от поля позволил сформулировать основные утверждения, положенные в основу последующих технических решений: 1) эффективная длина линзы совпадает с её геометрической длиной, 2) наращивание величины поля достигается введением снаружи дополнительных слоёв постоянного магнита, 3) регулировка величины поля в широких пределах достигается относительным вращением слоёв, 4) поле произвольной конфигурации может быть сформировано в многослойной конструкции, когда каждый слой настроен на определённую гармонику Фурье-разложения этого поля.

Поскольку постоянные магниты анизотропны, а технология их производства сложна, изготовить магнит с непрерывно изменяющейся намагниченностью (1) трудно. На практике такой закон аппроксимируют, заменяя трубку с непрерывным вращением вектора I дискретным набором однотипных по форме поперечного сечения однородно намагниченных элементов, намагниченность которых совпадает с правилом (1) только в центрах этих элементов. Так, первый в мире образец неявнополюсной квадрупольной линзы, изготовленный в 1977 г. в рамках коллаборации ИТЭФ и Конструкторского бюро специальных магнитов (КБСМ, г. Москва) и показанный на рис. 2, был 16-секторным. Он был изготовлен из сплава SmCo_5 , имел апертуру $\varnothing 23$ мм и градиент 62 Тл/м.

Отрезок идеальной квадрупольной линзы длины L_g возбуждает поле, градиент которого на продольной геометрической оси описывается функцией:

$$G_0(z) = \frac{\mu_0 I}{8} [f(R_1, l, z) - f(R_1, -l, z) - f(R_2, l, z) + f(R_2, -l, z)], \quad (4)$$

$$f(R, l, z) = \frac{12R^2(z+l)^2 + 8(z+l)^4 + 3R^4}{R(z+l)[R^2 + (z+l)^2]^{3/2}}; \quad l = \frac{L_g}{2}.$$

Это выражение удобно для описания поля линзы, поскольку, в основном, используются линзы с высокой линейностью магнитного поля и погрешность формулы (4) на практике часто остаётся меньше 1% в круге радиуса 0,8 от радиуса апертуры. Выражение применяют при моделировании движения пучков заряженных частиц в фокусирующих каналах.

В институте предложена квадрупольная линза стержневой конструкции [10]. Впервые детально описаны её возможности и показана её эффективность. Даны зависимости нелинейности и внешнего диаметра линзы от количества стержней в каждом ряду. Показано, что для снижения нелинейности до 0,5 % на практике достаточно, и потому предпочтительно, проектировать линзу с числом стержней в ряду не более 16 и числом рядов не более трёх. Опытные образцы секторного (рис. 2) и стержневого (рис. 3) квадрупольей предложены и изучены в ИТЭФ в период 1975–1977 годов.

Справа от линзы на рис. 3 — отдельный стержень из SmCo_5 , снабжённый концевиком для установки и фиксации правильного углового положения в сборке; эта техника фиксации через несколько лет была усовершенствована и заменена очень эффективной ключевой парой выступ-паз. Градиенты двух таких линзы составляют $G = 62$ и 36 Тл/м, а апертура — $\varnothing 23$ и $\varnothing 20$ мм соответственно. В этот период была изготовлена и МТК с максимально плотной упаковкой (рис. 4). Градиент на 80 % длины составляет 49 Тл/м, апертура — $\varnothing 20,5$ мм.



Рис. 3. Один из первых образцов стержневой квадрупольной линзы.

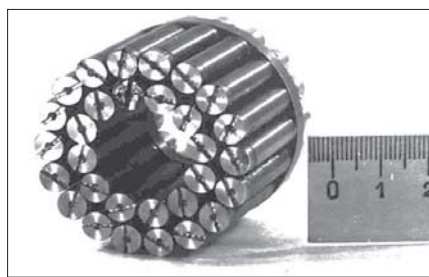


Рис. 4. Стержневая квадрупольная линза с плотной упаковкой магнитного материала SmCo_5

В работе [11] представлена теория неявнополюсной квадрупольной линзы. Дано сравнение гармонических составов рабочего поля в линзе новой конструкции (амплитуды A_k всех её гармоник с азимутальными частотами $k = 1, 2, \dots, 20$ нормированы на амплитуду A_2 квадрупольной гармоники, табл. 1) и в явнополюсной линзе (нормированные амплитуды B_k всех её гармоник приведены в третьей строке).

Табл. 1. Гармонические спектры неявнополюсной и явнополюсной квадрупольей.

k	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
$A_k\%$	1.5	100	2	0.9	1.1	1.3	0.8	1.0	0.6	0.6	0	0.6	0	0	0	0	0	0.9	0	0
$B_k\%$	-	100	-	-	-	15.8	-	-	-	1.7	-	-	-	0.2	-	-	-	-	-	-

Показано подавляющее преимущество неявнополусной линзы: амплитуды A_k всех её гармоник высших частот намного ниже амплитуды B_k гармоники $k = 6$ у явнополусной линзы. В спектре квадрупольной линзы $k = 2$ и при наличии симметрии не выше квадрупольной после доминирующей гармоники присутствуют отличные от нуля обертоны частот 6, 10, 14, 18...

Для решения инженерных задач необходимо было определить связь физических параметров и технических характеристик стержневых мультиполей, требующихся на стадии проектирования. Результаты этого исследования изложены в работах [12–16]. Так, в [12] показано, что в поле однорядного стержневого квадрупольа с числом стержней, равным N , доминирует гармоника:

$$B_f(r, \varphi) = 2 \left(\frac{\pi}{4}\right) \mu_0 I \left[\frac{\sin \frac{\pi}{N}}{\frac{\pi}{N}} \cos^2 \frac{\pi}{N} \right] \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) r (\mathbf{n} \cos 2\varphi + \boldsymbol{\tau} \sin 2\varphi). \quad (5)$$

При возрастании до бесконечности числа стержней $N \rightarrow \infty$ и наращивании числа рядов это выражение переходит в выражение (2) для поля трубчатого квадрупольа с тем лишь отличием, что ввиду неполноты заполнения рядов стержневой линзы магнитным материалом её поле меньше из-за множителя $\pi/4 < 1$. В работе [12] представлена зависимость нелинейности и габаритов линзы от числа рядов и стержней. Основную роль в этой зависимости играет суммирование гармоник поля одинаковых частот $\nu = 1, 2, \dots$ в системе N эквидистантно расположенных по азимуту магнитов кругового сечения:

$$\sum_{p=1}^N e^{i\nu\psi_p} = \begin{cases} N e^{i\nu\psi_1}, & \text{если } \nu \text{ кратно } N, \\ 0, & \text{если } \nu \text{ некратно } N, \end{cases} \quad (5^*)$$

где ψ_p — азимут центра p -того магнита.

Явление, когда на одной и той же странице встречаются два соотношения, одно из которых (5) выражает искомое, а другое (5*) — вскрытый «механизм», обеспечивающий достижение искомого, символично. Оно означает, что исследование подошло к завершению. По отношению к неявнополусным МТМ кольцевого типа, и, следовательно, к секторной и стержневой их модификациям, это произошло в начале 1977 года.

В последующие годы была разработана методика регулировки поля стержневой линзы [13], заявлена многорядная мультиполюсная стержневая линза на постоянных магнитах с произвольным количеством стержней в рядах и числом рядов [14–16]. В работе [15] описана линза с максимальной плотностью упаковки материалом магнитотвёрдых стержней (рис. 4).

Впервые на действующем ускорителе самарий-кобальтовые неявнополусные квадрупольные линзы использованы на согласующем канале ЛУ И-2, где после 17 лет эксплуатации с момента его запуска в 1966 году

вышла из строя сильноточная электромагнитная линза, расположенная внутри вакуумного кожуха ЛУ [17]. Поскольку замена неисправной линзы дубликатом вызывала большие сложности, было предложено установить вместо неё две стержневые магнитотвердые линзы, причём одну из новых линз, в силу её миниатюрности, — разместить в апертуре вышедшей из строя. После установки МТК интенсивность пучка была полностью восстановлена.

3. Магнитотвердые квадруполь для трубок дрейфа ускорителей

Первоначально магнитотвёрдые квадруполь для 33 трубок дрейфа жёсткофокусирующего канала первого резонатора Альвареца (на энергию 10 МэВ) ускорителя ИСТРА-56 были изготовлены с применением эпоксидного компаунда для фиксации стержней. Градиент от линзы к линзе спадал от 60 до 56 Т/м благодаря возможности регулирования градиента.

Более удачной была предложенная в ИТЭФ безэпоксидная линза, позволившая реализовать открытую в вакуум конструкцию трубки дрейфа [18]. Такая конструкция трубок была принята для всех резонаторов Альвареца ускорителя ИСТРА-56. Квадруполь, размещённые в трубках дрейфа (рис. 5), выполнены без применения органических связующих материалов, что практически устраняло опасность ВЧ пробоев между трубками. Интегральные значения градиента удовлетворяли допуску 1 %. Амплитуды нелинейных гармоник поля не превышали 0,7 %. Средняя величина смещения магнитной оси относительно геометрической не превышала 30 мкм. Первый резонатор Альвареца был успешно запущен в сентябре 1989 г.

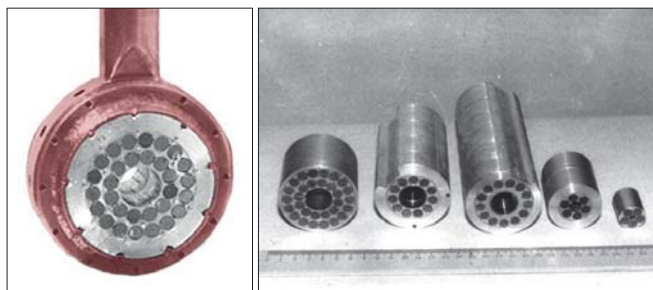


Рис. 5. Слева — открытая в вакуумный объём трубка дрейфа с МТК для 1-ого резонатора Альвареца ускорителя ИСТРА-56.

Справа — семейство стержневых МТК, разработанных для 2-го резонатора и для малоапертурных фокусирующих каналов.

Преимущество стержневой линзы, состоящее в гибкости её конструкции, максимально упрощает технологию изготовления и сборки линз. При изготовлении же линз секторной конструкции возникают значительные отходы дорогостоящего магнитного материала ввиду необходимости

вышлифовывать секторы с различной ориентацией намагниченности к контуру сектора. Это — серьёзный недостаток секторной конструкции. Практически она становится вне конкуренции лишь в случае, когда заданная величина градиента оказывается недоступной для стержневой линзы, и нужно наращивать поле линзы за счёт использования пустых областей в рядах. Доказано теоретически и проверено на экспериментальных образцах, что нет принципиальных особенностей у магнитной сборки с числом стержней, некратным четырём.

На рис. 6 представлено семейство редкоземельных квадрупольей, изготовленных в институте. На переднем плане несколько малоапертурных, высокоградиентных линз, предложенных для ионных ускорителей [19]. Все стержневые линзы изготовлены по безэпоксидной технологии специально для открытых в вакуум трубок дрейфа. В линзах с апертурой \varnothing 8 мм градиент составляет 180 Тл/м, а при \varnothing 5 мм — 225 Тл/м. Образец стержневой квадрупольи, разработанный в ИТЭФ по проекту МНТЦ #2888 в 2007 году (рис. 7) для фокусирующего канала линейного ускорителя ионов H^-



Рис. 6. Семейство редкоземельных квадрупольей для линейных ускорителей.

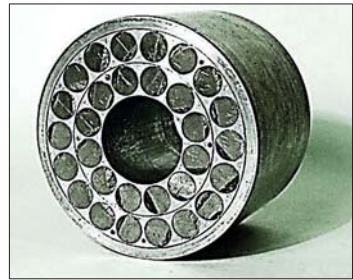


Рис. 7. Полномасштабный образец квадрупольной линзы, разработанный для LINAC-4 (ЦЕРН).

LINAC-4 (ЦЕРН) [20], апертурой \varnothing 22 мм, имел градиент 51,5 Тл/м. Стержни из $SmCo_5$ установлены в два ряда по 12 и 18 стержней. Нелинейность не превышала 1 %, а смещение магнитной оси было не более 100 мкм.

4. Исследования кольцевых квадрупольей

В начале 80-х годов ИТЭФ в соавторстве с Конструкторским бюро постоянных магнитов (г. Владимир) получил свидетельство на мультипольную линзу при высокой степени упорядочивания магнитного порошка на стадии получения опрессованной заготовки [21]. Этот результат стимулировал дальнейшие исследования, целью которых было создание целикомых кольцевых мультипольных магнитов с непрерывной (а не дискретной) намагниченностью, соответствующей правилу (1).

Технология изготовления сплошных кольцевых магнитов позволяет достичь намагниченность $\mu_0 I = 0,78$ Тл при использовании сплава SmCo_5 , что составляет приблизительно 92 % от его стандартной величины (рис. 8) [22].

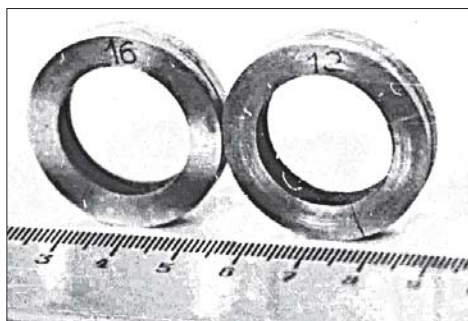


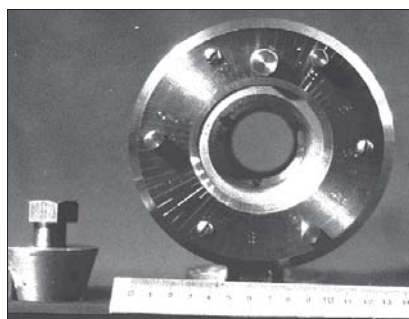
Рис. 8. Экспериментальные модули кольцевых квадрупольей из SmCo_5 для ЛУ с повышенными частотой ускоряющего поля и шунт-импедансом.

Однако при создании таких магнитов возникли трудности, вызванные технологическими особенностями изготовления спечённых постоянных магнитов: ориентация магнитного порошка требуемой стехиометрии во внешнем магнитном поле на стадии прессования, изготовление сложной пресс-оснастки, учитывающей неравномерность усадки опрессованной заготовки при спекании и, наконец, прецизионное шлифование. Кроме того, для намагничивания кольцевых модулей требуется импульсный генератор на ток до 20 кА, а также вводимая внутрь кольца гармоническая катушка [6] повышенной механической прочности. Эти трудности ограничивают возможность применения линзы такого типа конструкции, хотя они в значительной степени технические, а не принципиальные.

5. Магниты для «Электроядерного нейтронного генератора» ИТЭФ

Рассмотрены возможности замены электромагнитных элементов оптики каналов транспортировки пучков заряженных частиц «Электроядерного нейтронного генератора» магнитотвёрдыми линзами и особенности конструкции диполей и квадрупольей с регулируемым в широком диапазоне полем [23]. Представлен NdFeB дипольный магнит с полем 0,64 Тл и

Рис. 9. Двухрядный дипольный магнит из NdFeB с регулировкой поля для исследования рассеяния реакторных нейтронов.



диапазоном регулировки 95 % (рис. 9). Он изготавливался для исследования рассеяния реакторных нейтронов на ядрах некоторых кристаллических веществ в присутствии внешнего магнитного поля. Конструкция магнита — секторная двухрядная, апертура \varnothing 40 мм. Исследования показали, что магнитный сплав с коэрцитивной силой величиной не менее 1,4 Тл обеспечивает высокую однородность (линейность в случае квадрупольной линзы) во всём диапазоне регулировки поля.

Краевое поле магнита соответствует распределению на продольной оси полубесконечного идеального дипольного магнитотвёрдого магнита с неявно выраженными полюсами, имеющему вид:

$$B_0(z) = \frac{\mu_0 I}{4} \left[\frac{z}{\sqrt{R_2^2 + z^2}} - \frac{z}{\sqrt{R_1^2 + z^2}} + 2 \ln \frac{z + \sqrt{R_2^2 + z^2}}{z + \sqrt{R_1^2 + z^2}} \right], \quad (6)$$

который при $z \rightarrow -\infty$ переходит в известную функцию (2), когда $k \rightarrow 1$.

Разработана конструкция магнитотвёрдого квадрупольного дублета из NdFeB, предназначенного для подачи протонного пучка на бериллиевую мишень «Электроядерного нейтронного генератора» [24]. Апертура дублета \varnothing 100 мм и автоматизированная регулировка градиентов в линзах (диапазон перестройки 58%) могли обеспечить снижение расходимости пучка на 4-метровом участке перед мишенью до $3 \div 12$ мрад. Радиационная деградация намагниченности на 10 % (при наборе соответствующего расчётного флюенса для этого материала $3 \cdot 10^{15}$ нейтрон/см²) ожидалась через 1 год непрерывной работы.

6. QSM магниты

В конце 90-х годов прошлого века в результате поисков новой магнитной системы, формирующей мультипольное магнитное поле в области произвольной формы, была найдена конструкция, именуемая «Квазилистовый мультипольный постоянный магнит» (или QSM—Quasi-sheet multipole permanent magnet). Её теория и три магнита для разрезных микротронов, изготовленных в НИИЯФ МГУ в сотрудничестве с ИТЭФ, описаны в работе [25].

Идея новой концепции возбуждения мультипольного поля в области V (рис. 10) состоит в создании на стыке постоянных магнитов 1, 2 и магнитомягкого ядра поверхностных молекулярных токов, обеспечивающих такое распределение скалярного потенциала, которое соответствует требуемой гармонике магнитного поля. При этом молекулярные токи на гранях FF постоянных магнитов, обращённых в сторону рабочей области, и MF, являющихся поверхностями соприкосновения магнитов между собой, должны быть устранены. Как показали исследования, эта задача имеет решения. При

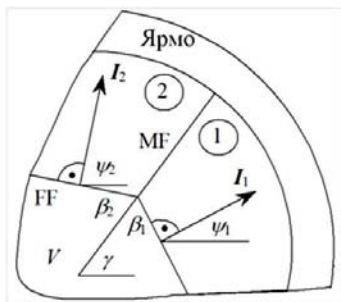


Рис. 10. Поперечное сечение магнитной системы QSM.

заданной величине b_0 , являющейся масштабным коэффициентом для скалярного потенциала, уравнение профиля $r_p(\varphi)$ магнитопровода QSM мультипольности k на стыке ярма и блока намагниченности I , наклонённой к отсчётной плоскости под углом ψ , в двумерном случае имеет вид:

$$\frac{1}{k} \frac{b_0}{\mu_0 I} r_p^k \sin k\varphi = r_p \cos(\varphi - \psi) + C, \quad (7)$$

где C — константа интегрирования.

Всякий магнит, удовлетворяющий принципам построения системы QSM, возбуждает единственную гармонику магнитного поля мультипольности k , если профиль магнитопровода удовлетворяет условию (7). Исследования показали, что в рассматриваемой системе только дипольная и квадрупольная линзы имеют линейчатые (удобные для практики) профили магнитопровода. Их поле и градиент равны соответственно:

$$B = \mu_0 I \frac{\cos(\psi - \alpha)}{\sin \alpha}; \quad G = \frac{\mu_0 I \cos(\psi_1 - \alpha_1)}{r_0 \sin \alpha_1}; \quad (8)$$

где r_0 — точка касания профиля к медиане и α_1 — его угол наклона.

У дипольного магнита профиль магнитопровода всегда состоит только из отрезков прямых и может быть наклонён к координатным осям под произвольным углом α (рис. 11а). В квадрупольной линзе в общем случае профиль состоит из отрезков гипербол, и только в частном случае гиперболы вырождаются в пару пересекающихся под прямым углом прямых (рис. 11б).

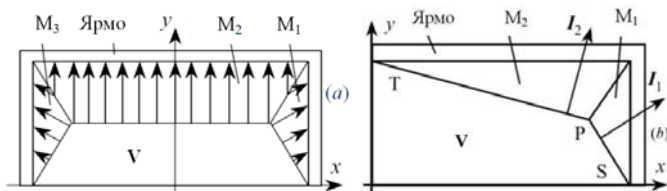


Рис. 11. Поперечные сечения простейших разновидностей QSM с плоским полем и прямоугольным ярмом: диполь — (а); квадруполь — (б).

Частные случаи QSM диполя и квадруполя с прямоугольным магнитопроводом, изображенные на рис. 11, являются аналогами известных электромагнитных систем, называемыми «оконной рамой» и «линзой Панофского» соответственно.

Впервые новый принцип построения мультипольной линзы успешно опробован при разработке (с участием ИТЭФ) двух α -магнитов для линий

инжекции разрезных микротронов. Оба α -магнита возбуждают квадрупольное поле и служат для ввода низкоэнергетичного электронного пучка на ось линейного ускорителя. В первом из них градиент имеет нерегулируемую величину 1 Тл/м, а во втором — регулируется в диапазоне 3,5÷4,5 Тл/м.



Рис. 12. QSM квадрупольные триплеты.

С целью снижения расходимости электронных пучков в микротроне RTM-70 на чётных орбитах, где энергия электронов находится в диапазоне 9,8÷57,8 МэВ, установлены квадрупольные триплеты (рис. 12). Их градиенты (9,4÷56,2 Тл/м) обеспечивают фокусное расстояние, равное 2 м, для фокусировки электронных пучков лишь в одной плоскости. Конструкция триплетов унифицирована. Единственный варьируемый параметр для установки нужного градиента — угол ψ_1 .

По технологии QSM в коллаборации ИТЭФ – НИИЯФ МГУ разработаны и изготовлены поворотные дипольные магниты для микротрона RTM-35 [26]. В рабочей области магнитов с размерами 500×250×20 мм³ поле величиной 0,5 Тл имеет высокую однородность — 0,05 %. Для повышения однородности распределения намагниченности использована техника локального перемагничивания. Реализация магнитов по QSM технологии потребовала на 30 % меньше магнитного материала, чем его потребовалось бы в случае применения коробчатой конструкции.

7. МТК для протонных микроскопов

На ускорительно-накопительном комплексе ТВН-ИТЭФ впервые в России была создана радиационно-графическая установка для исследования статических объектов и динамических процессов методом протонной радиографии. Для этой установки разработана и изготовлена фокусирующая система из 4 квадрупольных линз (рис. 13а), каждая из которых содержит по 4 QSM-модуля (рис. 13б). При наличии этой системы установка работала в режиме протонного микроскопа, когда на сцинтиляторе возникало увеличенное в 4÷10 раз изображение облучённого образца.

Материал постоянных магнитов обеспечивал приведённое значение градиента 28,75 Тл/м при апертуре 40×40 мм, а интеграл градиента — $I_G = 1,15$ Тл. У всех линз величина I_G/L одинакова с точностью не хуже 0,1 %. Благодаря этому приведённое значение поля на полюсе, равное 0,578 Тл, у них одинаково, что обеспечивало магнитную симметрию системы относительно середины квадруплета, где расположен коллиматор.

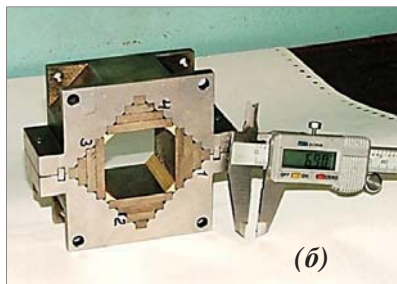
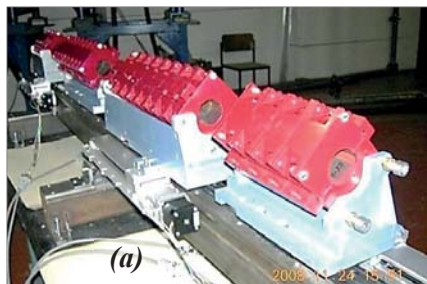


Рис. 13. QSM-квадруполь для протонного микроскопа:
 (а) — фокусирующий канал микроскопа, установленный на направляющей балке; (б) — отдельный модуль.

Опыт работы с протонными микроскопами и результаты компьютерного моделирования, накопленные до 2010 года в LANL (США), ИТЭФ и GSI (Германия), показали, что разрешающая способность микроскопа может быть увеличена в несколько раз, если поле на поверхности апертуры линз его фокусирующего канала поднять до $1,5 \div 2$ Тл и за счёт этого уменьшить в несколько раз длину линз. Такие высокие значения поля технически недостижимы в линзах QSM конструкции. Однако и в рамках хорошо изученной Split-pole конструкции попытки создать линзу со столь высоким полем при нелинейности $\leq 0,5\%$ до тех пор также не предпринимались.

Проблема была решена в нашем институте. В опытной двухслойной квадрупольной линзе [27] внутренний слой изготовлен из сплава NdFeB с рекордно большой коэрцитивной силой по намагниченности — 2,7 Тл, что позволяет противостоять высокому фактору размагничивания. Во внешнем слое используется сплав того же типа, но с рекордно большой остаточной индукцией, что обеспечивает наращивание поля до технически предельно достижимого значения. Изготовлена опытная квадруполь с полем $1,5 \div 2$ Тл (рис. 14а) в качестве прототипа фокусирующего элемента протонного микроскопа PRIOR, создаваемого в GSI (Германия). Апертура прототипа $\varnothing 15$ мм, внешний размер $\varnothing_{\text{out}} = 80$ мм, длина 50 мм. При этом градиент составляет 211,6 Тл/м, а поле на полюсе $>1,6$ Тл. Измерения показали, что нелинейность поля в 75 % апертуры $\leq 0,9\%$. Результат исследований этого прототипа послужил обоснованием возможности продвижения в область полей до 2 Тл и создания квадруполей для установки PRIOR [27, 28].

В 2013 году изготовлены 4 квадрупольные линзы для установки PRIOR, содержащие 30 модулей (рис. 14б, в). В линзах использован магнитный материал NdFeB: во внутреннем слое — марки N42S ($B_r = 1,30$ Тл; $\mu_0 H_{C1} = 2,0$ Тл); в наружном — N45M ($B_r = 1,33$ Тл; $\mu_0 H_{C1} = 1,4$ Тл); полный вес

всех постоянных магнитов составил 106 кг. У каждой линзы — 2 слоя (24 сектора), апертюра — $\varnothing 30$ мм.

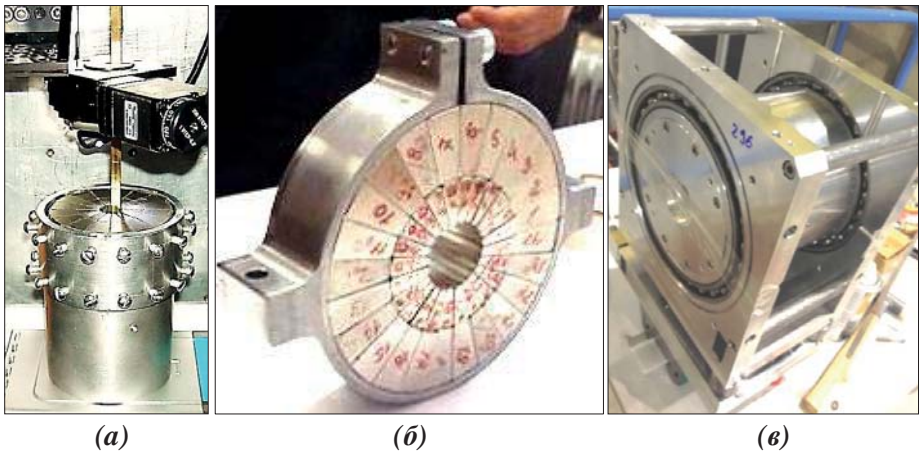


Рис. 14. Линзы для установки PRIOR:
a — прототип линзы во время магнитных измерений;
б — отдельный модуль линзы; *в* — короткая линза в сборе.

Приведённое к длине одиночного модуля значение поля на полюсе составляет $1,833 \pm 0,006$ Тл (усреднено по комплекту), что соответствует эффективному значению градиента 122,2 Тл/м; интеграл градиента 4,4 Тл. После стяжки модулей при сборке квадрупольных линз (рис. 14*в*) размагничивающий фактор возрастал, и измеренное поле составило $1,77 \pm 0,02$ Тл, что всего на 2÷3 % ниже ожидавшегося. Нелинейность поля — не более 0,9 %. Достигнутые результаты являются, по-видимому, рекордными в мире, полученное поле отличается от гарантированной производителем коэрцитивной силы внутреннего, наиболее нагруженного слоя всего на 10 %. Опыт, накопленный при создании линз для установки PRIOR, убедительно свидетельствует о том, что предельное поле величиной $\cong 2,5$ Тл в квадрупольных линзах класса Split-pole достижимо на практике.

8. Техника магнитных измерений

В 70-х годах уже производились малогабаритные датчики Холла с достаточно высокой чувствительностью к магнитному полю, линейностью и температурной стабильностью, которые позволяли считать измерения точечными. Однако значительно бóльшую информацию приносили измерения, выполняемые с помощью измерительных катушек. Особенно полезными они оказались при определении гармонического состава поля квадрупольных линз.

На рис. 15 показана линейка гармонических катушек, избирательно чувствительных к гармоникам 1–6. Автором предложена гармоническая

катушка, нечувствительная к обертонам поля, с витками в форме синусоид на развёртке цилиндра [29], и которая с успехом применялась в измерениях. Однако катушечные измерения не дают представлений о локальных свойствах поля. В этом они сильно уступают холловским измерениям, которые их вскоре вытеснили.

Методика построения трёхмерной модели магнитного поля, методика магнитных измерений и магнитометр (рис. 16), работающий по новому принципу, изложенному ниже, впервые с успехом применены в ИТЭФ при аттестации магнитотвёрдых квадруполь ускорителя ИСТРА-56. Эта методика использована также при настройке и аттестации линз установки PRIOR с совершенно новым магнитометром и на современной элементной базе [28].

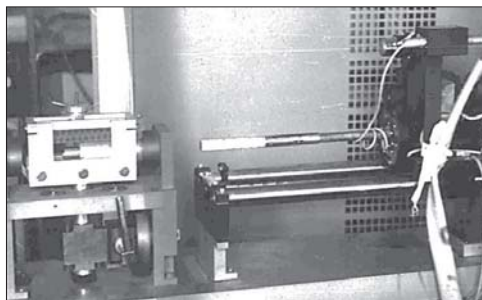


Рис. 15 Гармонические катушки. Рис. 16 Холловский магнитометр ИТЭФ.

Согласно предложенной в ИТЭФ методике, трёхмерная модель скалярного потенциала поля представляется в удлинённом цилиндре измерения S_L радиуса r_0 , длиной l в виде ряда:

$$U(r, \varphi, z) = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{I_n \left(\frac{\pi k r}{l} \right)}{I_n \left(\frac{\pi k r_0}{l} \right)} (\bar{A}_{kn} \cos n\varphi + \bar{A}_{kn} \sin n\varphi) \sin \frac{\pi k(z - z_0)}{l}, \quad (9)$$

где I_n — модифицированная функция Бесселя, z_0 — координата левого торца цилиндра измерения, $\bar{A}_{kn}, \bar{A}_{kn}$ — коэффициенты разложения. С помощью магнитометра на боковой поверхности цилиндра S_L измеряется только радиальная компонента магнитного поля, которая определяет граничное условие краевой задачи для потенциала U . Модель (9) позволяет восстановить скалярный потенциал и все три компоненты магнитного поля с точностью $\sim 0,1$ % в любой точке внутри области моделирования S_L , что намного сокращает объём измерений и упрощает само измерительное устройство по сравнению, например, с традиционным сканированием трёх компонент магнитного поля в многочисленных узлах трёхмерной сетки.

Магнитные системы, построенные на базе магнитотвёрдых материалов, обладают рядом преимуществ перед электромагнитными устройствами.

Поэтому они находят все более широкое применение в ускорительной технике. Технология формирования магнитных полей с помощью постоянных магнитов уже несколько десятилетий успешно развивается в ИТЭФ и продолжает совершенствоваться.

Литература

1. Капчинский И.М., Лазарев Н.В. М., ИТЭФ, 1975, препринт № 78.
2. Капчинский И.М., Козодаев А.М., Лазарев Н.В., Скачков В.С. ПТЭ, 1977, № 5, с. 42.
3. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М., Наука, 1976.
4. Бадалян Г.В. ЖТФ, 1963, т. XXXIII, в. 3, с. 345.
5. Скачков В.С. ПТЭ, 1974, № 6, с. 32.
6. Скачков В.С. М., ИТЭФ, 1984, препринт № 178.
7. Скачков В.С. М., ИТЭФ, 1979, препринт № 76.
8. Рабинович Я.Д. А. с. СССР № 662979, Бюлл. ОИПОТЗ, 1979, № 18.
9. Halbach K. IEEE Trans. on Nucl. Science, 1979, NS-26, № 3.
10. Lazarev N.V., Skachkov V.S. PLAC-1979, Montauk, N.Y., 1979.
11. Герберг А.Н., Мухо С.Б., Рабинович Я.Д., Скачков В.С. ПТЭ, 1980, № 1, с. 49.
12. Скачков В.С. ПТЭ, 1980, № 3, с. 34.
13. Скачков В.С. ПТЭ, 1980, № 3, с. 37.
14. Скачков В.С. А. с. СССР № 766550, Бюлл. ОИПОТЗ, 1981, № 19, с. 271.
15. Скачков В.С. А. с. СССР № 776526, Бюлл. ОИПОТЗ, 1982, № 1, с. 278.
16. Скачков В.С. А. с. СССР № 693549, Бюлл. ОИПОТЗ, 1979, № 39.
17. Капчинский И.М. и др. Тр. IX Всесоюзн. совещ. по ускорит.заряж. частиц, т. II, Дубна, 1985, с. 57.
18. Kapchinskiy I.M., Skachkov V.S. et al. Proc. of the PAC-1989, v. 2, p.1073.
19. Kapchinskiy I.M. et al. IEEE Trans., 1992, v. 28, № 1, p. 531.
20. Skachkov V.I., Minaev S., Sergeeva O. et al. Proceedings RuPAC-2006, p.298.
21. Скачков В.С., Лазарев Н.В., Растегаев В.С., Шалаяев Е.Д. А.с. СССР № 1109031, Бюлл. ОИПОТЗ, 1984, № 30.
22. Skachkov V.S. et al. Circular permanent magnet quadrupoles for higher frequency and higher shunt impedance linacs. Proc. of EPAC-1992, p. 1400.
23. Skachkov V.S. Proc. of EPAC-1996, v. 3, p. 2190.
24. Скачков В.С., и др. Тр. XVI Совещ. по ускорит. заряж. частиц, 1998, с. 96.
25. Skachkov V.S. NIM A, 2003, v. 500, issues 1–3, p. 43.
26. Shvedunov V.I. et al. NIM A, 2004, v. 531, issue 3, p. 346.
27. Skachkov V.S. et al. 2nd Workshop on High Energy Proton Microscopy, Russia, Chernogolovka, June 2 – 4, 2010.
28. Kantsyrev A., Golubev A., Bogdanov A. et al. 4-th Intern. Workshop on High Energy Proton Microscopy, Germany, Darmstadt, July 15–17, 2013.
29. Скачков В.С. А. с. СССР № 978086, Бюлл. ОИПОТЗ, 1982, № 44.

VI. Исследования элементарных частиц при средних энергиях

Развитие методики криогенных пузырьковых камер

Д.Д. Богаченко, В.З. Колганов, В.И. Силаев, В.Ф. Туров

В начале 50-х годов 20-го века важное место в развитии новых методических разработок в ИТЭФ заняли исследования с использованием криогенных жидкостей. Впервые в СССР в эксперименте на реакторе ИТЭФ была использована жидководородная мишень для измерения спиновой зависимости ядерных сил при рассеянии медленных нейтронов на орто- и пара-водороде, дейтерии и тритии. Эти исследования были важны в плане дальнейшего изучения законов ядерных взаимодействий и представляли несомненную ценность для начинавшихся в то время работ по управляемому термоядерному синтезу. Результаты этих исследований были доложены на первой Международной Конференции по мирному использованию атомной энергии в 1955 г. в Женеве.

В 1955 г. под руководством С.Я. Никитина были начаты работы по развитию новой прогрессивной методики с использованием жидководородных пузырьковых камер (ЖВК).

Первая в СССР и Европе ЖВК оригинальной конструкции была создана в ИТЭФ в 1956 г. На ней были получены первые физические результаты [1], что продемонстрировало возможность проведения физических экспериментов с использованием жидкого дейтерия и определило параметры работы с этой жидкостью [2].

Затем в применении ЖВК наступает период «бури и натиска», когда эти приборы стали использоваться для поиска рождения всё новых и новых элементарных частиц, предсказываемых различными теоретическими моделями. Для изучения свойств новых объектов микромира криогенные пузырьковые камеры стали размещать в сильных магнитных полях, что давало возможность определять импульсы заряженных частиц по измерению радиусов кривизны их траекторий, а для анализа сотен тысяч фотографий, получаемых при исследованиях с помощью пузырьковых камер, использовались компьютерные программы, позволявшие анализировать данные с очень большой скоростью.

Под руководством В.Т. Смолянкина в 1958–1959 годах была создана жидководородная камера, размещённая в магнитном поле, которая облучалась на протонном пучке синхроциклотрона ЛЯП (Дубна). Были проведены исследования упругого pp -рассеяния и рождение π -мезонов при энергии протонов 650 МэВ. В дальнейшем научные подразделения, руководимые С.Я. Никитиным, В.Т. Смолянкиным и Я.М. Селектором, разработали и ввели в эксплуатацию целый ряд криогенных пузырьковых камер. Были решены основные задачи конструирования ЖВК: оптимизация освещения, разработка механизмов расширения и термостатирования, решение вопросов аварийной защиты и безопасной работы [3].

В 1963 г. в ИТЭФ была запущена 55-сантиметровая жидководородная пузырьковая камера (ЖВК-55) [4], в течение ряда лет являвшаяся самой крупной в нашей стране. Накопленный опыт работы позволил создать камеру с иллюминаторами малых размеров, послужившую прообразом многокубовых камер, созданных позднее в США и Европе.

Сразу после ввода в строй протонного синхротрона У-7 на выведенном пучке π -мезонов начались работы с использованием ЖВК, а в дальнейшем — и гелиевой пузырьковой камеры (ГПК). Был выполнен цикл работ по адронной спектроскопии и исследованию малонуклонных систем.

Среди ряда важных результатов, полученных с использованием снимков ЖВК-55, следует отметить следующие:

- обнаружение A_3 -резонанса ($\pi_2(1670)$), вошедшего в таблицы Розенфельда, определены его каналы распада, сечение образования и квантовые числа;

- наблюдение g -мезона ($\rho_3(1690)$) при анализе реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- n$ в спектре масс 4 π -мезонов, определение доли его распада на $\rho\pi\pi$ - и $\rho\rho$ -системы;

- определение сечения образования A_2 -мезона и уточнение отношения способов распада A_2 -мезона на $\pi\eta$ - и $\pi\rho$ -системы при изучении реакции $\pi^- p \rightarrow \rho\pi^+ \pi^- \pi^0$ при импульсе 3,25 ГэВ/с.

Группой Я.М. Селектора в 1965 г. была создана и экспонировалась на пучках ускорителя У-10 ЖВК диаметром 0,5 м (ЖВК-50) [5], отличавшаяся оригинальной конструкцией и высокой точностью восстановления событий. На этой камере был выполнен ряд важных исследований по адронной физике.

ЖВК-55 и ЖВК-50 экспонировались на пучках π^- -мезонов при импульсе 4,5 ГэВ/с, что позволило провести систематическое изучение механизмов образования A_1 , A_2 и A_3 - мезонов и свойств этих резонансов, а также выполнить большой цикл работ, посвящённых экспериментальной проверке различных теоретических моделей, предлагавшихся для описания неупругих адронных процессов.

Проведено изучение сохранения спиральности в реакции $\pi^- p \rightarrow \rho A_1$ при импульсе 4,45 ГэВ/с в джексоновской и спиральной системах координат и

вычислена зависимость элементов ρ -матрицы для A_1 -максимума от величины импульса t , переданного протону налетающим π -мезоном. Было показано, что зависимость элементов ρ -матрицы от t для упомянутых систем координат хорошо согласуется с расчётной, полученной при помощи модели обмена π -полусом Редже [6].

Детальное изучение реакции $p\pi^- \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^-$ позволило выяснить основные характеристики образования 3π -системы при указанной энергии и подтвердить ведущую роль однопионного обмена в изучаемой реакции [7–9].

Когда на ускорителе ИТЭФ были введены в эксплуатацию созданные коллективом под руководством Ю.В. Требуховского сепарированные пучки, на ЖВК-50 был выполнен цикл исследований по взаимодействию π^+ -мезонов с импульсом 3,1 ГэВ/с с протонами [10].

В 1970 г. под руководством С.Я. Никитина была введена в строй крупнейшая в СССР 2-метровая жидководородная камера (ЖВК-205, рис.1 и 2), успешно работавшая на различных пучках ускорителя У-10 ИТЭФ [11].

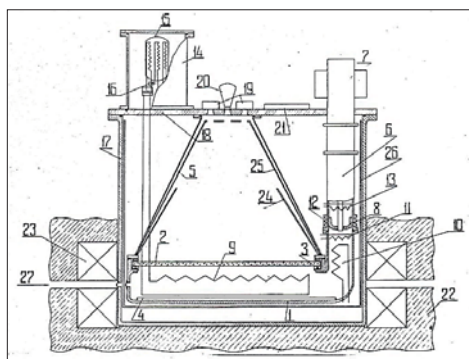


Рис 1. Схематический разрез ЖВК-205.

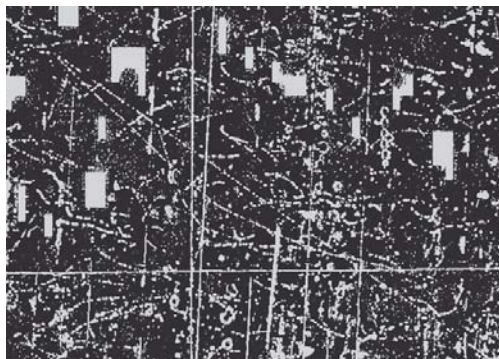


Рис 2. Снимок, полученный 24.02.1969 г., на второй день после физического пуска ЖВК-205.

На рис. 1: 1 — корпус; 2 — главное стекло; 3 — разжимная прокладка; 4 — растровая система; 5 — конус; 6 — система расширения; 7 — пневмопривод; 8 — поршень; 9 — теплообменник корпуса; 10,11,12,13 — теплообменники; 14 — «башня»; 15 — водородный бачок; 16 — терморегулятор; 17 — вакуумный кожух; 18 — крышка; 19 — фотоаппарат; 20 — система освещения; 21 — лазер; 22 — яро магнита; 23 — обмотка магнита; 24 — водородный экран; 25, 26 — азотные экраны; 27 — вход пучка.

На рис. 2 видны треки от прохождения через камеру космических частиц.

На ЖВК-205 отработывались методы работы камеры, заполненной неон-водородной смесью и содержащей в качестве вершинного детектора

жидководородную мишень [12]. Такая схема заполнения камеры более плотной жидкостью (с добавкой неона) позволяла повысить эффективность регистрации лёгких частиц, рождавшихся в результате взаимодействия налетающей частицы с протоном (ядром атома водорода) и, тем самым, более точно восстанавливать детали изучаемой реакции.

На ЖВК-205 был выполнен широкий круг исследований, в том числе:

- в пучке π^- -мезонов с импульсом 4,85 ГэВ/с определены топологические сечения реакции $\pi^- p$, получены инклюзивные спектры Λ и Σ -гиперонов, К-мезонов, тяжёлых изобар, резонансов $\Sigma(1385)$ и K^* , впервые измерена поляризация Λ -гиперона в инклюзивной реакции;

- в пучке π^+ -мезонов с импульсом 4,25 ГэВ/с определены топологические сечения реакции $\pi^+ p$, определены сечения большинства каналов со странными частицами и без них, получены указания на существование экзотического резонанса с изоспином 5/2, определены поляризации Λ и Σ^+ -гиперонов, отмечено значительное увеличение поляризации указанных гиперонов при совместном рождении с K^* ;

- в пучке π^- -мезонов с импульсом 6,2 ГэВ/с на ядрах неона изучены инклюзивные спектры адронов и Λ -гиперонов, измерена средняя поляризация Λ , произведено сравнение с реакцией $\pi^- p$ и обнаружены отклонения в спектрах, вызванные ядерными процессами.

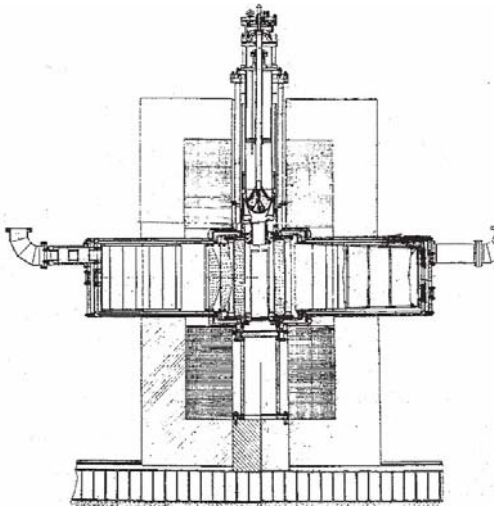


Рис. 3. Схема ЖВК-80.

По инициативе В.В. Владимирского в 1972 г. в лаборатории Я.М. Селектора была построена ЖВК-80 (рис. 3), унаследовавшая от своей предшественницы высокое качество восстановления изучаемых событий. Увеличение рабочего объема камеры позволило решать более сложные задачи ядерной физики высоких энергий и вело к постоянному расширению круга этих задач. Была предложена и успешно выполнена большая программа по систематическому изучению физики малонуклонных систем. Камера ЖВК-80 экспонировалась на сепарированном пучке ускорителя У-10. На ней был выполнен целый ряд работ, посвящённых изучению реакций $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$, $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^0$

и $pp \rightarrow p\pi^+\pi^+\pi^-$, что позволило определить вклад каналов с образованием Δ^{++} -, Δ^+ -, Δ^0 -, Δ^- -изобар и ω^0 -мезона, а также провести сравнение с предсказаниями модели реджезованного однопионного обмена [13, 14].

Большой прогресс в развитии теоретических подходов к микроскопическому описанию легчайших ядер вызвал все возрастающее внимание к экспериментальному изучению малонуклонных систем (^3H , ^3He , ^4He). Директор института И.В. Чувило проявил большой интерес и активно поддержал предложение о систематическом изучении физики малонуклонных систем в области промежуточных энергий (при кинетической энергии на нуклон $0,3 \div 3$ ГэВ). В рамках этой программы были проведены экспозиции камеры ЖВК-80 на сепарированных пучках ^3H и ^3He при импульсах 2,5 и 5 ГэВ/с, позволившие детально изучать в эксклюзивной постановке эксперимента в 4 π -геометрии физические механизмы ядерных реакций в малонуклонных системах.

В те годы большой интерес вызывало изучение возбужденных состояний ядерной материи. Появились указания на возможное существование двух- и даже трёхбарионных резонансов. Экспериментальный материал, полученный при экспозиции ЖВК-80 на сепарированном пучке ядер трития с импульсом 2,5 ГэВ/с, позволил предпринять поиск 3-барионных резонансов. В спектрах масс систем $p\pi\pi$ и $p_s\pi\pi$ наблюдались ярко выраженные структуры, однако резонансное происхождение их вызывало сомнение, так как они вполне удовлетворительно описывались полюсной моделью [15].

Позднее эти исследования были продолжены при облучении ЖВК-80 на сепарированных пучках ^3H и ^3He при импульсе налетающих частиц 5 ГэВ/с [16, 17].

В результате обработки экспериментального материала были получены следующие основные результаты:

- впервые в рамках одной и той же экспериментальной методики при двух значениях начальных импульсов ядер ^3H и ^3He были получены данные по полным сечениям $^3\text{H}p$ - и $^3\text{He}p$ -взаимодействий, дифференциальным сечениям основных эксклюзивных каналов в $^3\text{H}p$ - и $^3\text{He}p$ -столкновениях с абсолютной нормировкой с точностью не хуже 5% и со статистической погрешностью в полных сечениях неупругих эксклюзивных каналов $1 \div 5\%$ [18,19];

- были получены угловые, импульсные и массовые спектры вторичных частиц практически в полном фазовом объеме в реакциях как без пионообразования, так и с образованием π -мезонов, детально проанализированные в рамках полюсной модели с ядерной волновой функцией для различных NN-потенциалов [20];

- впервые полученные в едином эксперименте данные как о квазисвободном рассеянии вперед, так и о рассеянии назад, дали новую информацию о структуре ядер ^3H и ^3He . Полученные зависимости ядерных вершинных функций полного распада от энергии отделения pn -пары, а также

энергетические зависимости спектров кумулятивных нуклонов наложили жёсткие ограничения на вид трёхнуклонной волновой функции и служили хорошим критерием для отбора NN-потенциала [21].

Набор экспериментального материала по этой проблематике был продолжен на камере ЖВК-205. Была проведена экспозиция камеры на сепарированном пучке α -частиц при импульсе 2,7 ГэВ/с. Определены полное сечение, топологические сечения, сечения различных каналов α p-взаимодействия. Из эксклюзивных каналов $\alpha p \rightarrow \text{trp}$ и $\alpha p \rightarrow \text{trp}$ были извлечены спектральные функции распадов $\alpha \rightarrow \text{tr}$ и $\alpha \rightarrow \text{tp}$ хорошо совпавшие друг с другом в пределах экспериментальных ошибок [22–24].

Проведено изучение парных pp-корреляции в ${}^4\text{He}$ -взаимодействиях в эксклюзивной постановке эксперимента с помощью ЖВК-205, экспонированной в пучке α -частиц с импульсом 5 ГэВ/с с использованием данных в 4 π -геометрии по трём каналам с образованием pp-пар, где возможно однозначно восстановить импульс нейтрона, была определена корреляционная функция pp-эмиссии в ${}^4\text{He}$ -взаимодействиях. Получено указание на то, что эмиссия pp-пар в основном происходит через образование виртуального дейтрона [25].

Параллельно с указанными исследованиями велись работы по созданию крупнейшей в мире гелиевой пузырьковой камеры, вступившей в строй в 1989 г. Был запущен совершенно новый исследовательский прибор ГПК-80 — уникальная пузырьковая камера с жидким гелием в качестве рабочей жидкости [26], что позволяло исследовать ${}^4\text{He}$ -взаимодействия в системе покоя ядра ${}^4\text{He}$. Эта камера разрабатывалась в качестве инструмента для продолжения цикла исследований характеристик взаимодействий легчайших ядер с элементарными частицами, т.к. это позволяло развивать теорию лёгких ядер с учётом их микроструктуры. В 1990 г. ГПК-80 экспонировалась на пучке π^- -мезонов с импульсом 1,1 ГэВ/с (рис. 4).

На протяжении всего периода использования методики криогенных камер (водородных, дейтериевых, гелиевых, неон-водородных) ИТЭФ был лидером в этой области как в плане методических разработок, так и в физических исследованиях с их использованием.

Завершение эпохи криогенных пузырьковых камер означало окончание

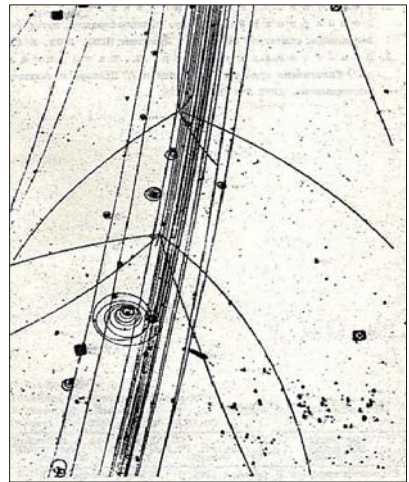


Рис. 4. Фотография π^- - ${}^4\text{He}$ -взаимодействий в ГПК-80 при импульсе 4 ГэВ/с.

«романтического» периода развития физики высоких энергий, когда наглядная картина ядерных взаимодействий фиксировалась аналоговым методом на фотопленках, а затем пространственная структура происходящих столкновений, распадов и рождения новых частиц восстанавливалась по стереофотографиям.

Наступал более «прагматичный» период визуализации изображения ИТ-методами. Прекрасная фотография таинственной незнакомки по имени Лямбда была заменена прозаической «цифрой», упрятанной в терабайтных недрах новейших электронных накопителей информации.

Литература

1. Никитин С.Я., Смолянкин В.Т. и др. ПТЭ, 1958, № 1, с. 31.
2. Никитин С.Я., Смолянкин В.Т. и др. ПТЭ, 1958, № 4, с. 30.
3. Клигер Г.К., Колганов В.З., Лебедев А.В. и др. ПТЭ, 1964, № 3, № 5.
4. Никитин С.Я., Смолянкин В.Т. и др. ПТЭ, 1967, № 4, с. 43.
5. Селектор Я.М., Зомбковский С.М. и др. ПТЭ, 1968, № 2, с. 47.
6. Beketov G.V., Zombkovsky S.M. et al. Nucl. Phys. B59, 1973, p. 265.
7. Бекетов Г.В., Зомбковский С.М. и др. ЯФ, 1974, т. 20, с. 64.
8. Бекетов Г.В., Зомбковский С.М. и др. ЯФ, 1974, т. 20, с. 1196.
9. Бекетов Г.В., Зомбковский С.М. и др. ЯФ, 1975, т. 22, с. 525.
10. Бекетов Г.В., Ергаков В.А. и др. ЯФ, 1978, т. 28, с. 1266.
11. Алешин Ю.Д., Арутюнянц Г.А. и др. ПТЭ, 1970, № 3, с. 100.
12. Алешин Ю.Д., Киселевич И.Л. и др. ПТЭ, 1976, № 1, с. 26.
13. Бекетов Г.В., Ванюшин И.А. и др. ЯФ, 1979, т. 29, с. 402.
14. Бекетов Г.В., Ванюшин И.А. и др. ЯФ, 1980, т. 32, с. 1319.
15. Блинов А.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 538.
16. Абдуллин С.К., Блинов А.В. и др. ЯФ, 1990, т. 51, с. 121.
17. Абдуллин С.К., Блинов А.В. и др. ЯФ, 1990, т. 52, с. 15.
18. Абдуллин С.К., Блинов А.В. и др. ЯФ, 1989, т. 49, с. 1645.
19. Абдуллин С.К., Блинов А.В. и др. ЯФ, 1989, т. 50, с. 400.
20. Блинов А.В. и др. Труды симпозиума, 1986г., ЛИЯФ, с. 364.
21. Абдуллин С.К., Блинов А.В. и др. ЯФ, 1990, т. 52, с. 1423.
22. Абдуллин С.К., Блинов А.В. и др. ЯФ, 1993, т. 56, с. 204.
23. Абдуллин С.К., Блинов А.В. и др. ЯФ, 1993, т. 56, с. 181.
24. Блинов А.В., Гречко В.Е. и др. ЯФ, 1995, т. 58, с. 1814.
25. Блинов А.В., Туров В.Ф., Чадаева М.И. ЯФ, 2005, т. 68, с. 1341.
26. Абдуллин С.К., Бекетов Г.В., Блинов А.В. и др. ПТЭ, 1991, № 1, с. 64.

Исследования элементарных частиц и их свойств с помощью тяжеложидкостных пузырьковых камер

В.В. Бармин, А.Г. Долголенко

Открытие эффекта образования пузырьков на пути прохождения заряженной (ионизирующей) частицы сквозь слой перегретой жидкости в середине прошлого века привело к созданию целого поколения пузырьковых камер, которые являлись в течение почти 30 лет одними из основных детекторов в экспериментах по исследованию свойств элементарных частиц. Тяжеложидкостное заполнение (пропан, ксенон и др.) пузырьковой камеры обеспечивало уникально высокую (до 100 %) эффективность регистрации радиационных процессов, что было востребовано в целом ряде экспериментов.

С помощью таких пузырьковых камер в условиях 4 π геометрии можно регистрировать продукты взаимодействия элементарных частиц с нуклонами и ядрами рабочего вещества камеры, идентифицировать образовавшиеся частицы и измерять их кинематические параметры.

Директор института академик А.И. Алиханов энергично инициировал создание пузырьковых камер. Уже в 1955 году в ИТЭФ была создана первая в СССР пузырьковая камера. Объём камеры составлял 0,5 литра, в качестве рабочего вещества использовался пропан. Пионерские эксперименты с камерой проводились на пучке нейтронов синхроциклотрона в Дубне. С помощью этой камеры выполнена классическая работа [1], в которой впервые показана возможность идентификации частиц по плотности ионизации (количеству пузырьков на единицу длины) вдоль следа частицы в рабочем веществе пузырьковой камеры.

Рабочее вещество пузырьковой камеры является одновременно мишенью для взаимодействия частиц и детектором частиц, возникающих в процессах этих взаимодействий. В исследованиях с 0,5-литровой камерой показана возможность использования в качестве рабочих жидкостей смесей фреонов, пропана и этана, фреона и ксенона, пропана и ксенона. В дальнейшем это позволило расширить область применения камер в физических исследованиях и существенно упростить их конструкцию.

В 1961 году 0,5-литровая пузырьковая камера была представлена на ВДНХ, за что институт был награждён золотым дипломом ВДНХ, а её создатели Г.А. Блинов, Ю.С. Крестников и М.Ф. Ломанов награждены Большими серебряными медалями. В конце 70-х годов эта камера была

передана в Политехнический музей, а в 2015 г. экспонировалась на культурно-исторической выставке «70 лет атомной отрасли. Цепная реакция успеха» в выставочном зале «Манеж».

Для проведения экспериментальных исследований в физике элементарных частиц требовалось создание больших пузырьковых камер, которые могли обеспечить как необходимое количество вещества в качестве мишени, так и большой объём для регистрации частиц, образующихся в результате взаимодействий пучковых частиц от ускорителя с нуклонами или ядрами мишени.

В 1957 году в ИТЭФ была создана самая большая в то время в мире пузырьковая камера объёмом 17 литров, предназначенная для заполнения различными тяжёлыми жидкостями. Камера работала на ускорителях в Дубне, а позднее — на протонном синхротроне ИТЭФ. Впоследствии она уступила место 200-литровой фреоновой и 120-литровой пропан-ксеноновой пузырьковым камерам, которые были высокоэффективными приборами для регистрации заряженных частиц и γ -квантов. Позднее были построены и успешно использовались 180-литровая и 700-литровая ксеноновые пузырьковые камеры, с помощью которых достигнуты рекордные (95÷99%) эффективности для исследования различных радиационных процессов.

Первый физический эксперимент на запущенном в 1962 году ускорителе протонов У-7 был поставлен с использованием 17-литровой пузырьковой камеры ПК-17, заполненной смесью пропана и ксенона. Камера работала без магнитного поля. Целью эксперимента являлось проведение исследований взаимодействий π^- -мезонов с нуклонами и ядрами ксенона. Экспериментальным материалом для этих исследований являлись снимки, полученные в экспозициях камеры на пучке π^- -мезонов от ускорителя У-7 в 1962–1969 годах. В результате обработки полученного материала в 1963 году экспериментально обнаружен распад $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ [2] и было показано, что он является основным среди нейтральных распадов ω -мезона. Этот результат, полученный В.В. Барминым, А.Г. Долголенко, Ю.С. Крестниковым, А.Г. Мешковским, В.А. Шебановым и Ю.П. Никитиным, зарегистрирован как открытие за № 120 с приоритетом от 3 июля 1963 г. Работа подтвердила теоретические предположения о значительной вероятности электромагнитного распада ω -мезона (Л.Б. Окунь, И.Ю. Кобзарев). В этих исследованиях также был определён предел вероятности распада $\omega \rightarrow e^+e^-$ и проведено исследование распадов $f^0(1270)$ -мезона. Впервые определён верхний предел для вероятности распада $f^0(1270) \rightarrow K^0 K^0_{\text{анти}}$ и подтверждено существование распада $f^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0$, важного для установления квантовых чисел этого мезона. В исследовании реакции обменного рассеяния $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ в соответствии с теоретическими предсказаниями модели Редже обнаружен второй максимум в угловом распределении π^0 -мезонов.

Результаты исследований, выполненных с помощью ПК-17, опубликованы в 11 работах в советских и зарубежных научных журналах, а 3 результата вошли в Таблицы свойств элементарных частиц (PDG).

В 1967 г. была создана 120-литровая пузырьковая камера с магнитным полем 18 кГс. Заполненная смесью пропана и ксенона камера экспонировалась на сепарированных пучках π^+ - и π^- -мезонов с импульсом 2,9 ГэВ/с. После обработки полученного с помощью этой камеры материала было продолжено исследование реакций обменного рассеяния π^+ - и π^- -мезонов, реакций рождения систем $\pi^0\gamma$, $\eta\gamma$, $\pi^0\pi^0\gamma$, $\pi^0\pi^0$, инклюзивного рождения Λ -гиперонов и др. Всего в журналах опубликовано 13 научных работ.

С помощью 180-литровой ксеноновой пузырьковой камеры (рис. 1), которая обладала рекордной эффективностью для исследования различных радиационных процессов (эффективность регистрации γ -квантов около 95 %), проведен цикл фундаментальных исследований различных распадов нейтральных K_L -мезонов. В первых работах этого цикла камера экспонировалась на содержащем K_L -мезоны нейтральном пучке и использовалась только для регистрации в рабочем объёме продуктов распада K_L -мезонов, пролетавших сквозь камеру внутри тонкостенной вакуумированной трубки. На полученном с помощью камеры снимке (рис. 2) видны следы четырёх электронно-позитронных ливней, направленных в одну точку внутри трубки, возникших в результате конверсии γ -квантов от возможного распада $K_L \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$. В результате анализа полученного в экспозиции экспериментального материала

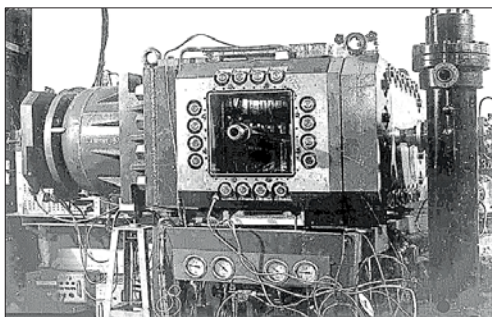


Рис. 1. Фотография 180-литровой пузырьковой камеры. В её торцевой части видна вакуумированная труба, внутри которой через камеру пропускался пучок K_L -мезонов.



Рис. 2. Снимок, полученный на пучке K_L -мезонов, пролетающих в камере по вакуумированной трубе (тёмная полоса в середине вдоль снимка).

идентифицированы запрещенные CP-инвариантностью случаи распада $K_L \rightarrow 2\pi^0$ и определено значение модуля параметра $\eta_{00} = A(K_L \rightarrow 2\pi^0) / A(K_S \rightarrow 2\pi^0)$ [3]. Результат, полученный в ИТЭФ (1970 год), имел наибольшую достоверность по сравнению с данными других

экспериментов и оказался решающим в пользу моделей нарушения CP-инвариантности, в которых предсказывалось равенство модулей параметров $\eta_{+-} = A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-) / (K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)$ и η_{00} . В работах этого цикла с хорошей точностью измерена вероятность распада $K_L \rightarrow 2\gamma$ и отношение вероятностей распадов $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $K_L \rightarrow 3\pi^0$ [4, 5, 6].

Исследование распадов нейтральных K-мезонов было продолжено на экспериментальном материале, полученном при экспозиции 180-литровой камеры на сепарированном пучке K^+ -мезонов с импульсом 0,85 ГэВ/с, созданном на ускорителе ИТЭФ с помощью оборудования, предоставленного физиками ЦЕРН. В этом цикле работ регистрируемые в камере нейтральные K-мезоны возникали в процессах перезарядки K^+ -мезонов на ядрах ксенона. В результате обработки экспериментального материала проведены исследования редких радиационных распадов $K_S \rightarrow e^+e^-$ и $K_S \rightarrow 2\gamma$, и впервые получены оценки верхних пределов вероятностей их распадов. Осуществлён поиск нарушения CP-инвариантности в распадах $K_S \rightarrow 3\pi^0$ и $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Определённые в эксперименте верхний предел на вероятность CP-неинвариантного распада $K_S \rightarrow 3\pi^0$ и значение параметра $\eta_{000} = A(K_S \rightarrow 3\pi^0) / A(K_L \rightarrow 3\pi^0)$ улучшены лишь через 18 лет. Результаты этих работ включены в Таблицы PDG.

По материалам, полученным в экспозиции ксеноновых камер на пучке K^+ -мезонов, выполнен также цикл работ по изучению редких и радиационных распадов K^+ -мезонов. Результаты проведенных исследований использовались для проверки предсказаний различных моделей распадов заряженных K-мезонов (алгебра токов, киральные лагранжианы, релятивистская кварковая модель, КЭД). В эксперименте впервые наблюдались случаи радиационного распада $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\gamma$, для распада $K^+ \rightarrow e^+\pi^0\nu\gamma$ впервые получена двумерная область допустимых значений векторного и аксиального формфакторов структурного излучения, впервые определены верхние пределы вероятности распадов $K^+ \rightarrow e^+\pi^0\pi^0\nu\gamma$ и $K^+ \rightarrow e^+\pi^0\pi^0\nu$. Вероятности распадов $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-\gamma$, $K^+ \rightarrow e^+\pi^0\nu\gamma$ и $K^+ \rightarrow e^+\pi^0\nu$ получены на статистике, составлявшей $\approx 1/3$ от суммарной мировой статистики по этим каналам распада и занимают второе место по точности. Результаты этих исследований вошли в Таблицы PDG.

Следует заметить, что рекордные по статистике и надёжности результаты исследований распадов K^+ -мезонов достигнуты в значительной мере благодаря дополнительному экспериментальному материалу, полученному на том же самом сепарированном пучке K^+ -мезонов с импульсом 0,85 ГэВ/с с помощью 700-литровой ксеноновой пузырьковой камеры ДИАНА (рис. 3), которая работала без магнитного поля и заполнялась 1500 кг ксенона. Эффективность регистрации γ -квантов в камере близка к 100%.

Уникальные возможности камеры ДИАНА по идентификации и измерению обычных адронов, странных частиц и γ -квантов были использованы при проведении исследования аннигиляций антипротонов

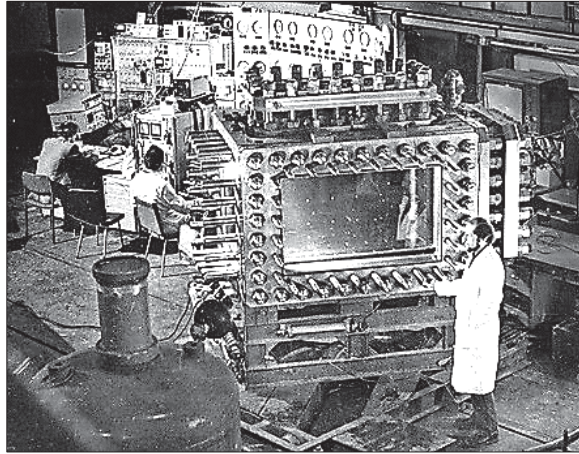


Рис. 3. Общий вид
700-литровой ксеноновой пузырьковой камеры ДИАНА.

низких энергий на ядрах ксенона. Для проведения таких исследований в 1987–1993 годах в экспозициях камеры ДИАНА на сепарированном пучке антипротонов получены снимки аннигиляций антипротонов низких энергий на ядрах ксенона, на которых зарегистрировано 500 тыс. аннигиляций в покое и около 300 тыс. — на лету со средним импульсом 0,7 ГэВ/с.

В этих исследованиях удалось показать, что рождение гиперонов в аннигиляциях антипротонов на ядрах происходит в результате перерасcеяния K -мезонов в процессах внутриядерного каскада, а не из-за возбуждения кварк-глюонной плазмы или образования фэйрболов с барионным числом $B > 1$. В исследованиях получены прямые доказательства образования в процессе внутриядерного каскада бинарных реакций $\omega p \rightarrow K^+ \Lambda$ и $\bar{K} N \rightarrow \Lambda \pi^0$. Показано, что эти реакции являются главными источниками рождения гиперонов в аннигиляциях антипротонов низких энергий на ядрах.

Впервые обнаружено рождение двух гиперонов при аннигиляции медленных и остановившихся антипротонов на ядрах и получен лучший предел на рождение стабильного N -дибариона со странностью $S = -2$ в таких процессах [7]. Определены сечения взаимодействий ω - и η -мезонов с нуклоном при среднем импульсе этих мезонов 0,45 ГэВ/с. Оценено сечение $\omega p \rightarrow K^+ \Lambda$ реакции. Оценены массы K^- и ω -мезонов, взаимодействующих в ядерном веществе [8]. По этой тематике опубликовано 14 работ в российских и зарубежных научных журналах.

О важности выполнявшихся исследований свидетельствует проведение в ИТЭФ двух международных конференций по нуклон-антинуклонной физике NAN'93 и NAN'95.

В 1999 году с целью поиска узкого резонанса в pK_s -системе, наблюдение которого свидетельствовало бы о существовании нового класса элементарных частиц, состоящих из пяти кварков (пентакварка), начато исследование $K^+Xe \rightarrow pK_s X$ реакций. Поиски такого резонанса были инициированы теоретической работой Д. Дьяконова, В. Петрова и М. Полякова, в которой предсказывалось существование узкого (<15 МэВ) барионного пентакваркового состояния с массой около 1530 МэВ, спином $\frac{1}{2}^+$ и изоспином 0. Исследования проводились по снимкам камеры ДИАНА, полученным в экспозициях на пучке сепарированных K^+ -мезонов.

В результате отбора, измерений и анализа событий $K^+Xe \rightarrow pK_s X$ реакций, найденных на $\sim 1/3$ всего имеющегося экспериментального материала, в распределении по эффективной массе pK_s -системы обнаружен узкий (<9 МэВ) резонанс с массой около 1540 МэВ [9] (см. рис. 4).

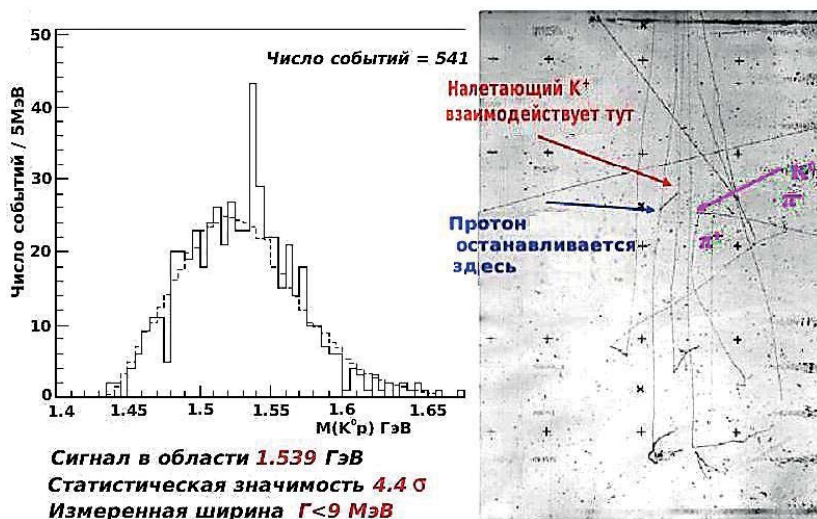


Рис. 4.

Слева — распределение по эффективной массе pK_s -системы (приведено значение массы резонансного пика, его ширина и оценка статистической значимости).

Справа — снимок камеры ДИАНА, на котором зафиксировано событие изучаемой реакции $K^+ Xe \rightarrow pK_s(\pi^+\pi^-)X$.

Результаты этого наблюдения опубликованы в начале 2003 года практически одновременно с работой японской группы LEPS, в которой сообщалось об обнаружении узкого барионного резонанса с массой около 1540 МэВ в pK^+ -системе, образованной во взаимодействиях фотонов с ядрами углерода. Данные двух работ свидетельствовали о существовании нового

класса элементарных частиц, состоящих из пяти кварков-пентакварков. Появление этих двух работ вызвало необычайный взрыв научной активности.

За более чем десять лет, прошедших с объявления экспериментальными группами LEPS и ДИАНА об обнаружении в системах pK^+ и pK^0 узкого резонанса с массой около 1540 МэВ (Θ^+ -пентакварк $uudd$ анти(s)), во многих лабораториях мира выполнено большое количество экспериментальных работ с целью проверки возможности существования Θ^+ . В ряде работ получены доказательства существования Θ^+ в различных реакциях, однако в целом, ситуация остается неопределенной, т. к. в других экспериментах, выполненных при высоких энергиях с большой статистикой и с хорошим разрешением, сигнал Θ^+ не обнаружен. Возможная причина несогласия экспериментальных работ заключается в неизвестном механизме образования Θ^+ -пентакварка и чрезвычайной малости его ширины. Тем не менее, экспериментаторы LEPS и ДИАНА на увеличенной статистике подтвердили свои первоначальные наблюдения. В нашей работе модельно независимым способом для внутренней ширины Θ^+ получено значение $(0,39 \pm 0,10)$ МэВ/с².

На рис. 5а представлено распределение pK_s -системы по эффективной массе, полученное при обработке всего экспериментального материала; на рис. 5б — измеренные события при отборе по углам вылета, переданному

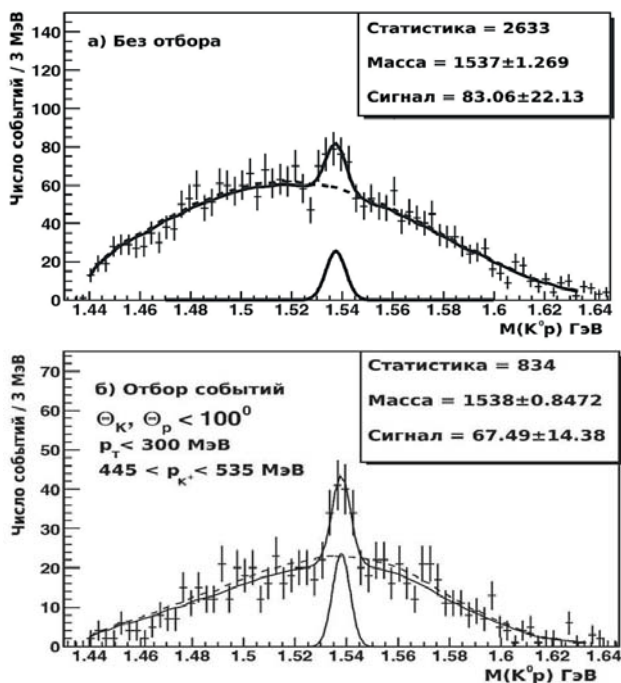


Рис. 5. Распределение по эффективной массе pK_s -системы:

а) по полной статистике;

б) по событиям, удовлетворяющим условиям отбора.

импульсу и импульсу первичного K^+ -мезона. Количество наблюдаемых событий сигнала от Θ^+ -пентакварка увеличилось пропорционально увеличению статистики (в $\sim 2,5$ раза), статистическая значимость сигнала достигла 5,5 стандартных отклонений [10].

За последние несколько лет появилось более 700 теоретических работ с обсуждением природы наблюдаемого состояния. Но пока нет полной ясности ни в достоверности наблюдения, ни объяснения динамики его образования. Требуются новые эксперименты для решения этой проблемы.

Международное сотрудничество. Большинство исследований с помощью 180-литровой и 700-литровой ксеноновых камер проводились в содружестве с учеными из ОИЯИ, Польши, Норвегии, Бельгии и Италии. Некоторые из зарубежных ученых участвовали в получении экспериментального материала.

Всего с использованием материалов, полученных с помощью тяжёложидкостных пузырьковых камер в российских и зарубежных рецензируемых журналах, опубликовано около 100 работ, на которые в базе данных HEP приводится около 1000 ссылок. 20 результатов вошли в Таблицы свойств элементарных частиц (PDG).

В настоящее время пленки камеры ДИАНА, содержащие информацию о взаимодействиях K^+ , K^- и антипротонов с ядрами Хе, доступны для исследований.

Литература

1. Блинов Г.А., Крестников Ю.С., Ломанов М.Ф. ЖЭТФ, 1956, т. 31, в. 5 (11), с.762.
2. Barmin V.V., Dolgolenko A.G., Krestnikov Yu.S. et al. Phys. Lett., 1963, v. 6, p. 279.
3. Barmin V.V., Barylov V.G., Borisov V.S. et al. Phys. Lett., B33, 1970, p. 377.
4. Barmin V.V., Barylov V.G., Veselovsky G.S. et al. Phys. Lett., B35, 1971, p. 604.
5. Barmin V.V., Barylov V.G., Chistyakova T.A. et al. Phys. Lett., B128, 1983, p. 129.
6. Barmin V.V., Barylov V.G., Davidenko G.V. et al. Nucl. Phys., B247, 1984, p. 293.
7. Barmin V.V., Barylov V.G., Chernukha S.F. et al. Phys. Lett., B370, 1996, p. 233.
8. Barmin V.V., Barylov V.G., Borisov V.S. et al. Nucl. Phys., A683, 2001, p. 305.
9. Barmin V.V., Borisov V.S., Davidenko G.V. et al. ЯФ, 2003, т. 66, с. 1763.
10. Barmin V.V., Asratyan A.E., Borisov V.S. et al. Phys. Rev., C89, 2014, p. 204.

Применение ядерных фотоэмульсий
для исследований свойств элементарных частиц
и ядерно-ядерных взаимодействий

В.В. Дубинина, Н.П. Егоренкова, Е.А. Пожарова, В.А. Смирнитский

В середине 20-ого века ядерная фотоэмульсия была наиболее эффективным средством исследования ядерных взаимодействий и свойств элементарных частиц. В ИТЭФ А.О. Вайсенбергом в 1956 году была организована фотоэмульсионная группа в составе, примерно, 5–6 сотрудников. Основное оборудование представляло собой несколько биологических микроскопов, приспособленных для просмотра ядерных фотоэмульсий. В те годы в СССР еще не производилась ядерная фотоэмульсия, поэтому использовались пластинки, полученные от зарубежных физиков и экспонированные в космических лучах. Облучались обычно эмульсионные слои, собранные в камеры. Это позволяло наблюдать и измерять пространственную картину процесса. Интересовали физиков взаимодействия при высоких энергиях. Для этой цели экспонировали эмульсионные камеры при полетах аэростатов в стратосферу. При просмотре одной из таких камер нами был обнаружен и отождествлён распад тритиевого гиперфрагмента (один из нейтронов в тритии замещён нейтральным гипероном). В этом распаде была измерена энергия связи в ядре Λ^0 -гиперона [1].

Эмульсионная группа довольно быстро разрасталась численно и оснащалась приборами. Появились микроскопы фирмы Карл Цейс, сложные измерительные приборы, созданные своими силами, и прецизионные измерительные многоцелевые микроскопы. Следующий этап развития эмульсионной методики определился пуском ускорителей в ОИЯИ, ИТЭФ, ИФВЭ и созданием ускорительных центров в Европе и Америке.

Активное применение эмульсионных камер и развитие эмульсионной методики связано с открытием несохранения чётности в слабых взаимодействиях. К этому времени в СССР (в НИКФИ) разработали ядерную фотоэмульсию высокого качества и в ОИЯИ были облучены десятки эмульсионных камер, что позволило выполнить работы по измерению корреляций в $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ распадах. Изучались асимметрия вылета электронов и позитронов в $\mu^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e \bar{\nu}_\mu$ и сохранение поляризации мюона в магнитных полях. Анализ поляризации в различных магнитных полях позволил

определить энергию сверхтонкого расщепления в 1S состоянии мюония. По этой проблеме было опубликовано в различных журналах 25 статей. В результате работ по мюонной физике А.О. Вайсенбергом написана монография «Мю-мезон» [2], переведенная на английский и немецкий языки. На синхроциклотроне ОИЯИ в пучке медленных π^- -мезонов был измерен спектр масс заряженных частиц, испущенных при поглощении π^- -мезонов ядрами фотоэмульсии. Сравнение полученных результатов расщепления лёгких ядер с расчётами, выполненными по теории прямых реакций, показал, что экспериментальные данные лучше всего описываются полюсным механизмом поглощения π^- -мезонов ядром, если предположить, что виртуальной частицей является ядро He^4 .

В эмульсионных камерах, экспонированных в пучке медленных каонов, изучалось поглощение ядрами фотоэмульсии K^- -мезонов. Измерено их поглощение по мезонному и безмезонному каналам и определен спектр испарительных частиц.

На ускорителе нашего института в несепарированном пучке K -мезонов была облучена эмульсионная камера, в которой впервые была измерена поляризация мюонов в $K_{\mu 3}$ -распаде ($K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu_{\mu}$) [3]. Расстояние от внутренней мишени протонного синхротрона до эмульсионной камеры было всего 5 м. Интенсивность пучка с импульсом 410 МэВ/с (диаметром 4÷5 см) составляла, по оценкам, ~ 30 K^+ -мезонов/цикл работы ускорителя при 1×10^{10} протонов в кольце. Чтобы не загружать просматриваемую часть камеры, облучение проводилось перпендикулярно эмульсионной камере. Имеющиеся в пучке протоны полностью тормозились в поглотителе, для пионов камера была прозрачной, а K^+ -мезоны останавливались в центре камеры. Измерение поляризации μ^+ -мезонов производилось путём исследования пространственной асимметрии позитронов в $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \nu_{\mu}$. Для контроля измерялась поляризация мюонов в $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ распаде. На рис. 1 и 2 показан результат этих измерений. Это были первые измерения поляризации и определения отношения формфакторов в распаде $K^+_{\mu 3}$.

В 1981 году эмульсионная группа была преобразована в «Лабораторию физики слабых взаимодействий» во главе с В.А. Смирнитским.

В рамках сотрудничества с ОИЯИ, ФИАН, ИФВЭ и физиками из ИЯФ (Краков, Польша), ИВЭ (София, Болгария), ИЯФ (Бухарест, Румыния) изучалось состояние ядерной материи при высокой плотности и температуре. Исследовалось взаимодействие ядер от ^4He до ^{207}Pb с энергией от 4,2 ГэВ до 200 ГэВ с ядрами фотоэмульсии. Эмульсионные камеры облучались на ускорителях ОИЯИ и ЦЕРН. По этим проблемам, в рамках сотрудничества, опубликовано в журналах 23 работы. Детектирование с хорошей идентификацией альфа-частиц в ядерной фотоэмульсии позволило провести в

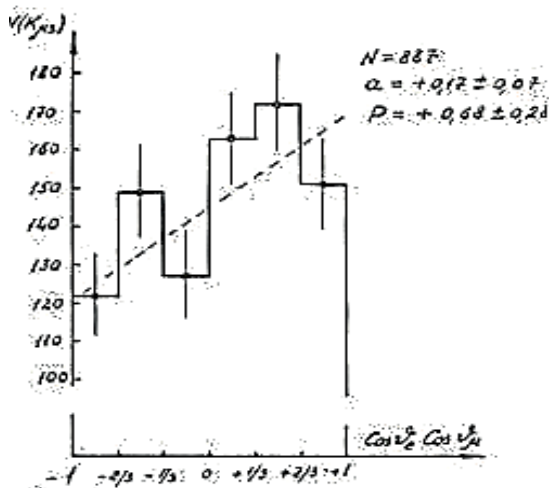


Рис. 1. Угловое распределение позитронов в $K^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ распаде.

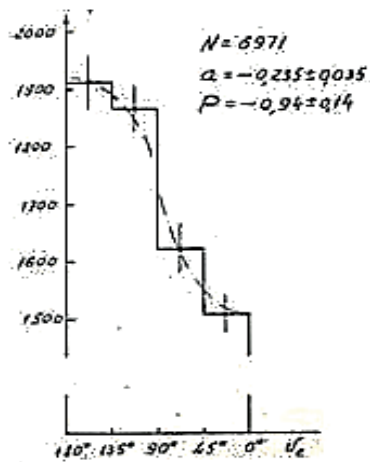


Рис. 2. Угловое распределение позитронов в $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$ распаде.

измерения Бозе-Эйнштейнских корреляций и определить продольный и поперечный размеры источника их испускания [4].

Зависимости корреляционной функции $C(q)$ от q_{10} и q показаны на рис.3, где сплошной кривой отражен результат фитирования $C(q)$ для определения R_{ts} , а пунктирной — R_{10} . Здесь q_{ij} — половины модуля разности импульсов тождественных α -частиц, q_{10} — продольная, а q_{ts} — ортогональная компоненты, R_{10} — продольный, а R_{ts} — поперечный размеры источника. Для удобства визуального сравнения проекции вектора \mathbf{q} нанесены на оси q_{ij} в одном масштабе ($q_{10} \times 10$, а $q_{ts}/10$). Результаты фитирования дают: $R_{ts} = (1,81 \pm 0,22)$ фм и $R_{10} = (2,38 \pm 0,25)$ фм.

В эмульсионной камере, облучённой в ЦЕРНе (LEAR) медленными антипротонами (~ 7 МэВ), были измерены в ИТЭФ выходы испарительных p -, d -, t - и α -частиц при аннигиляции антипротонов с ядрами фотоэмульсии [5]. На рис.4 показан их спектр.

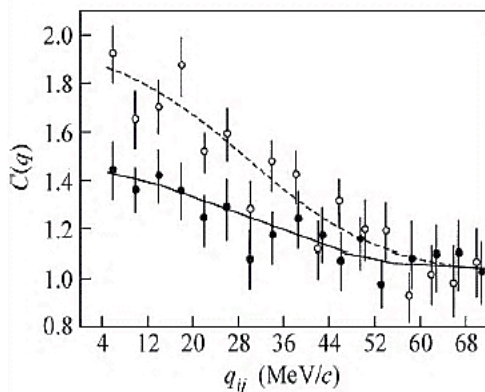


Рис.3. Зависимость корреляционной функции $C(q)$ от q_{10} (\circ) и q_{ts} (\bullet).

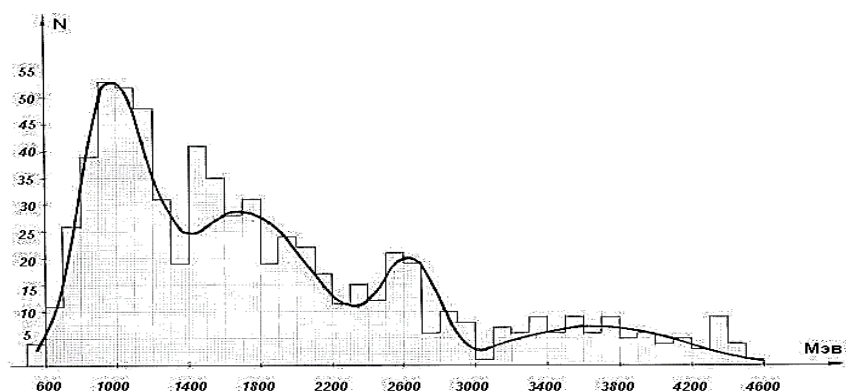


Рис.4. Спектр испарительных частиц при аннигиляции антипротонов в ядерной фотоэмульсии.

В ядро-ядерных взаимодействиях наблюдается азимутальная анизотропия (эллиптический поток с параметром V_2) испускания протонов, пионов и других частиц. Нами впервые была измерена зависимость эллиптического потока α -частиц от энергии ядра-снаряда. На рис. 5 приведена эта зависимость.

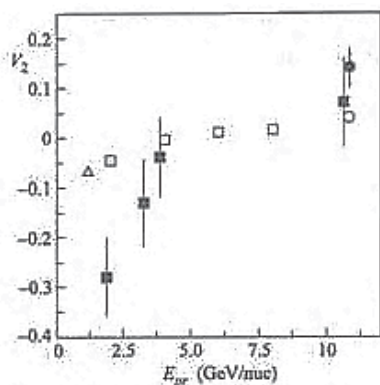


Рис. 5. Зависимость коэффициента азимутальной анизотропии V_2 от энергии ядра-снаряда E_{pr} (ГэВ/нуклон):
 ■ — (α , A+Em), наш результат;
 ● — (α , Au+Em);
 □ — E805 Collab. (p, Au+Au);
 △ — EOS Collab. (p, Au+Au);
 ○ — E866 Collab. (p, Au+Au).

Подробное, очень тщательное исследование неупругих взаимодействий мюонов с импульсом 32 ГэВ/с с ядрами фотоэмульсии проведено Н.В. Рабиным и Э.Д. Колгановой. Были измерены: полное сечение неупругого взаимодействия ($\sigma_{in} = (16,4 \pm 2,0)$ мкбн/нуклон), сечения образования пионов и каонов и их угловые и энергетические характеристики [6]. Количество ядерной фотоэмульсии от нескольких десятков килограмм в опытах с пионами, мюонами и ионами высокой энергии выросло до десятков тонн в нейтринных экспериментах.

Использование больших объёмов ядерной фотоэмульсии связано с появлением гибридных экспериментов, в которых эмульсия используется как

вершинный детектор с превосходным пространственным разрешением, а остальная аппаратура (различного типа электронные устройства, искровые и пузырьковые камеры) применяется для измерения параметров частиц высокой энергии и «целеуказания» (определения в эмульсии координат вершины взаимодействия). Просмотр больших объёмов эмульсии проводится путем сканирования на автоматических устройствах с высокой производительностью. Был создан измерительный центр, оснащённый системой ПАВИКОМ (полностью автоматизированный измерительный комплекс) и доступный для работы на нём физикам всех лабораторий России. Описание применения ядерной фотоэмульсии в экспериментах E180, E564, CHORUS и OPERA приведено в описании этих опытов.

Результаты исследований с применением ядерной фотоэмульсии опубликованы более чем в 120 статьях в отечественных и зарубежных журналах.

В течение нескольких десятилетий использование фотоэмульсий в исследованиях ядерных взаимодействий и свойств элементарных частиц было весьма эффективно и способствовало пониманию целого ряда физических явлений, происходящих в микромире. Существенный вклад в этот процесс внесён физиками нашего института.

Литература

1. Вайсенберг А.О., Смирнитский В.А. ЖЭТФ, 1957, т. 32, в. 4.
2. Вайсенберг А.О. Мю-мезон. М., Наука, 1964.
3. Smirnitsky V.A. and Weisenberg A.O. Phys. Rev. Lett., 1964, v. 12, № 9, p. 233.
4. Дубинина В.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 2009, т. 90, в. 11, с. 800.
5. Дубинина В.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 2011, т. 93, № 5, с. 283.
6. Колганова Э.Д. и Рабин Н.В. ЯФ, 1982, т. 35, в. 6.

Детекторные технологии: от стримерной камеры до детекторов для поиска тёмной материи

Д.Ю. Акимов, А.И. Болоздыня

Введение

Статья посвящена уникальной детекторной технологии, блестяще воплощённой в экспериментах по поиску тёмной материи. Российские учёные внесли огромный вклад в развитие этой технологии, и без их работ такие эксперименты вряд ли бы состоялись. Речь идет об эмиссионном двухфазном (жидкость — газ) детекторе на сжиженном благородном газе. В нём взаимодействие регистрируемых частиц происходит в жидкой фазе детектора, а регистрация треков частиц — в газовой, куда заряд, произведённый частицей, вытягивается. Такой детектор, обладая большой массой рабочего вещества, предоставляет учёным уникальную возможность регистрировать чрезвычайно редкие и слабые события взаимодействия частиц с атомами вещества. Это привело к его использованию в новой области экспериментальной физики — поиске тёмной материи, из которой, согласно современным научным представлениям, состоит большая часть Вселенной, а также — в регистрации нейтрино. С помощью подобного детектора экспериментаторы собираются исследовать процесс упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре, предсказанный около 40 лет назад.

Эти задачи ещё не были актуальными, когда была предложена названная выше технология. Экспериментаторов привлекала возможность создания детектора, сочетающего хорошо отработанные методы регистрации частиц в газовых детекторах и возможность иметь большую плотность и большую массу. Такой детектор, являясь трековым, вполне мог бы заменить пузырьковую камеру. Поэтому первые разработки были направлены на решение этих задач.

Однако вскоре после первых успешных испытаний эмиссионной стримерной камеры на протонном синхротроне ИТЭФ стало понятно, что значительные времена дрейфа электронов из рабочей среды эмиссионной камеры размерами порядка 1 м сильно ограничивают возможности применения таких детекторов для использования в экспериментах на современных ускорителях высокой светимости.

После этого эмиссионный метод стал исследоваться на предмет его использования для визуализации полей гамма-излучений в ядерной медицине. Первая же попытка построения эмиссионной камеры, сравнимой по своим параметрам с классическими гамма-камерами на кристаллах йодистого натрия, была успешной. Группа разработчиков этой камеры (С. Калашников, В. Егоров и А. Болоздыня) в 1984 году была награждена медалью АН СССР.

С развитием неускорительной физики и постановкой низкофоновых экспериментов по поиску редких ядерных распадов и экзотических частиц стало ясно, что эмиссионные детекторы могут открыть новые перспективы благодаря возможности построения детекторов большой массы, «не имеющих стенок» и обладающих очень низким порогом регистрации. Первая попытка такого рода была предпринята в ИТЭФ в 90-х годах прошлого столетия при создании эмиссионного детектора на жидком ксеноне для измерения магнитного момента нейтрино. За относительно короткое время эмиссионные детекторы заняли уникальную нишу в арсенале методов современной экспериментальной и прикладной физики. За последние 30 лет технология эмиссионных детекторов прошла путь от миниатюрных эмиссионных детекторов для методических исследований в объёмах около 1 см^3 до экспериментальных установок объёмом порядка 1 м^3 для решения одной из фундаментальных проблем современной науки — поиска тёмной материи во Вселенной.

1. Эмиссионная стримерная камера

Эмиссионная стримерная камера экспонировалась на вторичном пучке протонного синхротрона в 1977–1979 годах. В этом детекторе рабочей средой служил диск твёрдого криптона толщиной 5 мм и диаметром 12,5 см, помещённый между сетчатым анодом и катодом, которым служило дно камеры. Дно камеры имело сложный профиль, который обеспечивал однородное электрическое поле в твёрдом криптоне и поле зрения диаметром 12 см. Охлаждался детектор с помощью жидкого азота. Визуализация треков происходила в неоне, содержавшем примесь паров криптона, при нормальном давлении.

Схема устройства эмиссионной стримерной камеры показана на рис. 1. Камера запускалась от телескопа сцинтилляционных счётчиков, выделявших частицы высоких энергий (пионы с импульсом 3 ГэВ/с), проходивших через твёрдый криптон. К сетчатому аноду прикладывалось постоянное положительное напряжение, создававшее в твёрдом криптоне электрическое поле напряжённостью $1,5 \text{ кВ/см}$, которое вытягивало электроны в область газовой фазы. С задержкой, необходимой для вытягивания электронов в газ, на анод подавался импульс высокого напряжения (до 100 кВ) длительностью 60 нс. При этом на электронах в газе развивался стримерный разряд.

Распределение стримеров по полю анода фотографировалось через окно с помощью фотокамеры. Изображения треков показаны на рис. 2.

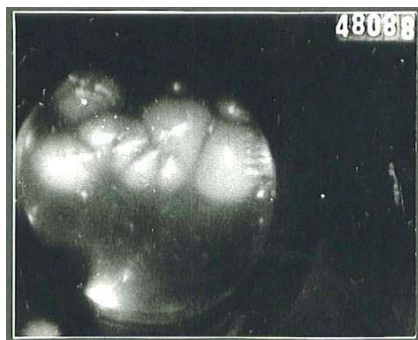
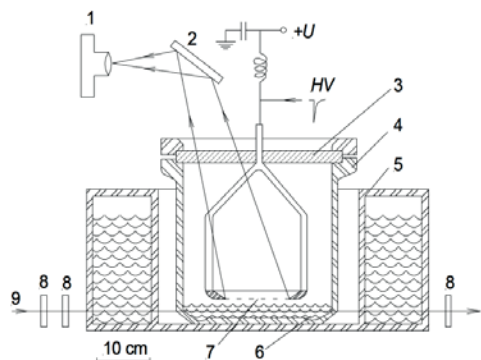


Рис. 1. Эмиссионная стримерная камера.

- 1 — фотокамера,
- 2 — зеркало, 3 — окно,
- 4 — сосуд из нержавеющей стали,
- 5 — жидко-азотный криостат,
- 6 — твёрдый криптон,
- 7 — сетчатый анод,
- 8 — сцинтилляционные счётчики,
- 9 — трек релятивистской частицы.

Рис. 2. Изображение треков вторичных частиц, возникших при взаимодействии первичной релятивистской частицы в корпусе камеры. Светящиеся однородные области — плазма стримеров.

Типичное изображение прямых треков частиц, прошедших через газ при соответствующей установке счётчиков сцинтилляционного телескопа, показано на рис. 3а. «Газовый» трек выглядит как цепочка отдельных стримеров. Типичный «эмиссионный» трек от частиц, прошедших через твердый криптон, выглядит квазинепрерывным с размером стримеров порядка 2 мм по полю и 0,5 мм диаметром; стримеры как бы «упакованы» в трек с плотностью порядка 1 стримера на 1 мм трека (рис. 3б), что является

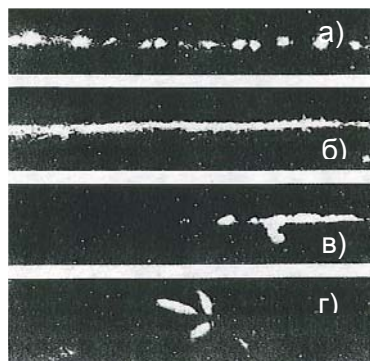


Рис. 3. Треки частиц, зарегистрированные в эмиссионной стримерной камере:

- а — релятивистская частица, прошедшая через газ;
- б — частица, прошедшая через твёрдый криптон;
- в — дельта-электрон;
- г — вторичные частицы.

следствием более высокой плотности электронов на «эмиссионном» треке. Фотографии сделаны 35-миллиметровой фотокамерой «Зенит» с объективом Юпитер-9 с расстояния 1,6 м.

В 1980-е годы в ИТЭФ была предпринята попытка построить большую эмиссионную камеру «Надежда» для регистрации нейтральных пионов, генерируемых при аннигиляции антипротонов в ядрах. При её разработке был получен бесценный опыт, который широко использовался в последующем.

2. Электролюминесцентный эмиссионный детектор

Миниатюрный электролюминесцентный эмиссионный детектор, показанный на рис. 4, использовался в серии работ ИТЭФ по исследованию пороговых эффектов электронной эмиссии из твёрдого аргона, жидких и твёрдых криптона и метана (при использовании неона в качестве балластного газа) и их смесей, а также для сравнения сцинтилляционных и электролюминесцентных свойств различных конденсированных благородных газов.



Рис. 4. Схема устройства детектора:

Было показано, что электролюминесцентные детекторы с несколькими фотоприемниками позволяют достигать высокого пространственного разрешения и строить цифровым методом изображения полей ядерных излучений, которые производят точно-подобную ионизацию в рабочей среде детектора.

В начале 1980-х годов для построения двумерных изображений полей гамма-излучения в ядерной медицине объединенной группой исследователей из МИФИ и ИТЭФ была разработана и испытана электролюминесцентная эмиссионная камера (рис. 5 и 6). Камера представляла собой сосуд из нержавеющей стали, внешние контуры которого позволяли использовать свинцовую защиту от стандартной сцинтилляционной гамма-камеры на кристалле из NaI(Tl). Катодом детектора служило тонкое дно сосуда, на которое намораживался слой твёрдого криптона или ксенона толщиной до

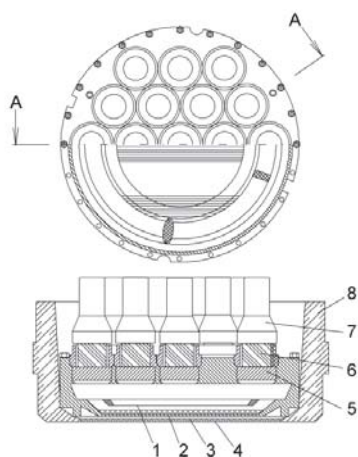


Рис. 5. Электролюминесцентная эмиссионная гамма-камера с 19 фотоумножителями ФЭУ-139:

- 1 – сетчатый анод;
- 2 – катод – дно камеры;
- 3 – вакуумная теплоизоляция;
- 4 – теплоизоляция,
- 5 – стеклянное окно, покрытое паратерфенилом с внутренней стороны;
- 6 – световод из акрила;
- 7 – фотоумножитель;
- 8 – боковая свинцовая защита.

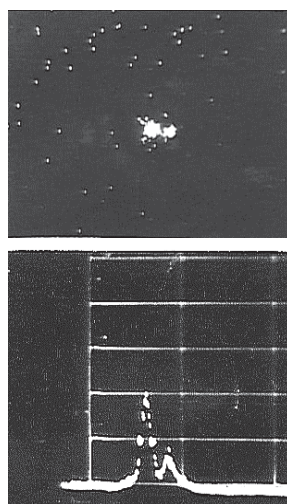


Рис. 6. Изображение гамма-источника с энергией гамма-квантов 59,6 кэВ (^{241}Am), покрытого свинцовой маской с двумя отверстиями \varnothing 2 мм на расстоянии 8 мм (вверху), и распределение координатных сигналов поперёк изображения (внизу) при давлении ксенона в камере 1,8 атм и напряженности поля в газе 7 кВ/см.

1 см. Анод представлял собой кольцо диаметром 30 см, центральная часть которого диаметром 24,5 см была перекрыта сеткой из нихромовой проволоки диаметром 50 микрон с шагом 1 мм.

Девятнадцать стеклянных окон диаметром 7 см были установлены в гексагональном порядке и уплотнены на верхней крышке камеры с помощью медно-индиевых прокладок и пружинных шайб. Внутренняя поверхность окон была покрыта паратерфенилом толщиной $0,5 \text{ мг/см}^2$. Каждое окно через акриловый световод просматривалось спектрометрическим фотоумножителем ФЭУ-139. Для заполнения камеры использовались криптон или ксенон, очищенные путем пропускания через хромосиликатный адсорбент типа Oxisorb (Messer Group GmbH) и горячий кальциевый геттер. Газ хранился при нормальных условиях в присоединенном к камере нержавеющей сосуде, на внутреннюю поверхность которого был в вакууме запылен титан.

Внутреннее разрешение детектора по плоскости анода составило 2,5 мм ПШПМ (полная ширина на половине максимума) при заполнении камеры твёрдым криптоном. При использовании внешнего гамма-источника с энергией 59,6 кэВ (^{241}Am), покрытого свинцовой маской и установленного в центре поля зрения камеры, и жидкого ксенона в качестве рабочей среды были получены распределения координат сигналов (рис. 6), по которым определено пространственное разрешение 3,5 мм, что в 3 раза лучше, чем пространственное разрешение гамма-камеры, использовавшей примерно такую же матрицу для считывания сцинтилляционного сигнала с кристалла NaI(Tl) .

Для демонстрации работоспособности камеры по всему полю зрения перед входным окном детектора устанавливалась свинцовая маска с 17 отверстиями. Маска облучалась гамма-квантами с энергией 122 кэВ (^{57}Co). Энергетическое разрешение определялось путём аналогового суммирования сигналов со всех ФЭУ на резисторной матрице с помощью амплитудного анализатора АИ-256-6. Энергетическое разрешение 15% ПШПМ было измерено с помощью 122 кэВ гамма-источника (^{57}Co) при напряжённости электрического поля 2 кВ/см в 4-миллиметровом слое твёрдого ксенона и 16% ПШПМ — в жидком ксеноне толщиной 1,5 мм.

3. Одновременное использование ионизационного и сцинтилляционного сигналов в детекторах на сжиженных благородных газах; детекторы для поиска тёмной материи

Сжиженные благородные газы в качестве рабочей среды детекторов уникальны тем, что сочетают в себе хорошие сцинтилляционные и ионизационные свойства. Возможность съёма информации с детекторов на чистых благородных газах по двум каналам — сцинтилляционному и ионизационному — давно привлекала исследователей. Это позволяет использовать детектор в качестве так называемой время-проекционной камеры, когда по временной задержке между сигналами сцинтилляции и электролюминесценции (последний, очевидно, пропорционален ионизации, произведенной в детекторе частицей) определяется вертикальное положение точки взаимодействия частицы с детектором (Z-координата), а по распределению сигналов между фотоприемниками — её горизонтальное положение (X- и Y- координаты).

Детектор на сжиженном благородном газе может иметь большую рабочую массу. Если стоит задача экранирования от внешнего радиоактивного фона и исключения воздействия элементов конструкции внутри рабочего объёма, способных давать фон от радиоактивных распадов элементов, содержащихся в них в микроколичествах, то такой детектор подходит как нельзя лучше. Нужно лишь, зная координаты точек взаимодействия, определить в качестве рабочей центральную область детектора, а

пристеночную — использовать в качестве защиты. Такой детектор, у которого рабочая область отделена от защитной лишь условно, называют «бесстеночным». Эта идея нашла своё воплощение в экспериментах по поиску чрезвычайно редких взаимодействий. Уже устоявшееся название таких экспериментов — низкофоновые эксперименты, которые, как правило, проводятся в низкофоновых лабораториях глубоко под землей.

Это, в первую очередь, эксперименты по поиску тёмной материи в виде так называемых WIMP — «вимпов», тяжёлых слабо взаимодействующих частиц, из которых предположительно состоит подавляющая часть материи нашей Вселенной. Многочисленные астрономические наблюдения убедительно свидетельствуют о наличии тёмной материи. Физики в течение последних десятилетий бьются над разгадкой этой интригующей тайны Вселенной. Наше представление о мире будет во многом зависеть от результатов решения этой задачи. Здесь эмиссионные двухфазные детекторы играют первостепенную роль. Важно отметить, что впервые идею использовать эмиссионный двухфазный детектор для поиска WIMP предложили А.С. Барабаш и А.И. Болоздыня в 1989 году. Предложение относилось к использованию в качестве рабочей среды не сжиженного благородного газа, а тяжёлого углеводорода, но важной является сама идея использования в качестве массивной рабочей среды жидкую фазу детектора, имеющую значительную плотность, а регистрацию ионизации осуществлять в газовой фазе с помощью хорошо отработанных методов. Идею бесстеночного детектора впервые озвучил А.И. Болоздыня на международной конференции IEEE NSS в 1994 году.

Другим важным преимуществом при выборе эмиссионных двухфазных детекторов на благородных газах в качестве детекторов WIMP оказалась их способность регистрировать одновременно сцинтилляционный и ионизационный сигналы. Отклик жидкого благородного газа на частицы разного сорта различен, различным является и соотношение величин этих сигналов. Определяя отношение этих сигналов, можно определить тип частицы, которая провзаимодействовала в детекторе. Для поиска WIMP это очень важно, так как основным предполагаемым процессом взаимодействия является упругое рассеяние на атомном ядре. Атомное ядро получает небольшую порцию кинетической энергии (несколько килоэлектронвольт) и само способно произвести ионизацию и возбуждение среды жидкого благородного газа. Отбирая только такие взаимодействия, в которых соотношение сцинтилляционного и ионизационного сигналов является типичным для ядер отдачи, можно значительно подавить радиоактивный фон бета- и гамма-излучения, являющийся преобладающим. Такой способ называют активным подавлением радиоактивного фона, в отличие от пассивного, когда используется только экранирующий слой хорошо поглощающего вещества, например, свинца, для защиты от высокоэнергичных

гамма-квантов, или борированного полиэтилена для защиты от быстрых нейтронов. Этот метод обеспечивает уменьшение фона детектора в тысячу и более раз.

Рассмотренные свойства эмиссионного двухфазного детектора оставили далеко позади все другие методики регистрации WIMP с активным подавлением фона. На сегодняшний день работающие и планируемые детекторы являются чемпионами по чувствительности. В разрабатываемом в настоящее время многотонном детекторе LZ фоновый уровень (темп счёта детектора в центральной «бесстеночной» части с учётом фактора активного подавления) составит в среднем всего несколько взаимодействий в год. Для сравнения напомним, что в человеческом теле происходит несколько тысяч взаимодействий заряженных частиц в секунду за счёт внешней и внутренней радиоактивности.

4. Низкофоновые эксперименты

В 1998 году ИТЭФ начал работать в английской коллаборации UKDMC по созданию новой линейки детекторов на основе жидкого ксенона — ZEPLIN. Д.Ю. Акимовым и В.Н. Лебедеко был предложен оригинальный концептуальный дизайн детектора WIMP, который был реализован в проекте ZEPLIN-III в 2007–2011 годах. Необходимо отметить огромный вклад В.Н. Лебедеко в проектирование, разработку конструкторской документации и сборку детектора ZEPLIN-III (рис. 7). Кроме названных сотрудников в команду ИТЭФ входили А.А. Буренков, В.А. Белов, А.Г. Коваленко, А.С. Кобякин и В.Н. Стеханов.

Эксперимент ZEPLIN-III проводился в соляной шахте Boulby (Великобритания), где была оборудована специальная подземная низкофоновая лаборатория с необходимой инфраструктурой и чистой комнатой для сборки детектора. В коллаборацию ZEPLIN-III входили группы физиков из университетов Великобритании, из ИТЭФ и из университета г. Коимбра (Португалия). Нашим сотрудником В.Н. Солововым разработан новый математический алгоритм реконструкции событий в детекторе, способный определять координаты точки взаимодействия и выделившейся энергии. Созданный алгоритм существенно превосходил по точности классический метод восстановления координат методом взвешивания, применявшийся в гамма-камерах. Значительным вкладом нашего института в эксперимент была также разработка и создание системы сцинтилляционного антинейтронного вето — большого цилиндрического защитного блока, выполненного из отдельных пластмассовых сцинтилляционных модулей, производство которых было организовано в Харьковском институте сцинтилляционных материалов.

Результатом эксперимента явилось установление одного из лучших на то время ограничений на сечение взаимодействия «вимпов».

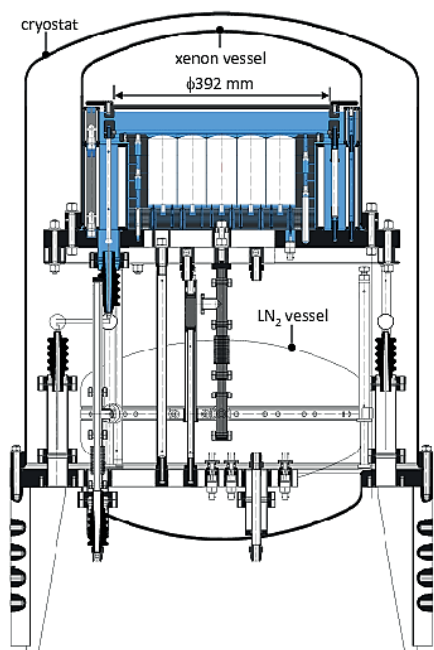


Рис. 7. Слева — сечение детектора ZEPLIN-III.
Справа — сборка детектора, работу ведет В.Н. Лебедеико.

В начале 21 века в институте был собран полнофункциональный прототип этого детектора, на котором были изучены многие вопросы его технического построения и подготовки рабочей среды — жидкого ксенона. На нём исследовалась возможность регистрации сверхмалых величин ионизации — вплоть до регистрации одиночных ионизационных электронов.

Это направление исследований весьма востребовано и продолжается в нашем институте. В настоящее время готовится первый в мире эмиссионный двухфазный детектор РЭД-100 с массой ксенона в жидкой фазе 250 кг для исследования процесса упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре. Энерговыведение от ядра отдачи в этом процессе лежит в той области, где образуются всего несколько электронов ионизации. Исследования планируется проводить на одном из энергоблоков Калининской атомной электростанции с тепловой мощностью 3 ГВт.

Этот процесс был предсказан более 40 лет назад Стандартной моделью электрослабого взаимодействия и был экспериментально подтверждён в 2017 году международной коллаборацией COHERENT, в которую входят сотрудники ИТЭФ. Такая большая задержка по времени между предсказанием и наблюдением объясняется тем, что для его регистрации требуется сверхчувствительный детектор с массой порядка нескольких десятков

килограммов или более, поскольку вероятность взаимодействия нейтрино с веществом исчезающе мала. Сечение упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре на два порядка величины превосходит известный процесс рассеяния нейтрино на атомном электроне и приблизительно на порядок величины — процесс инверсного бета-распада, с помощью которого и было открыто нейтрино. Таким образом, детектор, регистрирующий данный процесс, может оказаться относительно компактным. Исследования процесса упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре помимо большой фундаментальной значимости могут иметь существенное практическое значение: используя этот процесс, можно дистанционно контролировать состояние промышленного ядерного реактора.

В настоящее время технология эмиссионного двухфазного детектора на жидком благородном газе используется в нескольких действующих детекторах тёмной материи с массой газа до 500 кг, готовятся эксперименты с массой жидкого газа порядка 10–20 т. Планируется уникальный эксперимент LZ (LUX-ZEPLIN), в котором предполагается участие сотрудников нашего института.

Есть надежда, что с помощью более масштабных детекторов следующего поколения тайна тёмной матери во Вселенной будет приоткрыта, в чём немалую роль сыграют исследования, проводившиеся с эмиссионными детекторами в НИЦ «Курчатовский институт» — ИТЭФ.

Барийонная спектроскопия: от СПИНа до ЭПЕКУРа

И.Г. Алексеев, В.М. Нестеров

Одним из наиболее важных экспериментальных направлений, развивавшихся в ИТЭФ с начала 80-х годов прошлого века, была спектроскопия лёгких барионов. Квантовая хромодинамика успешно описывает процессы взаимодействия между кварками и глюонами, происходящие на малых расстояниях при высоких и сверхвысоких энергиях, но практически бессильна при описании процессов, происходящих на расстояниях порядка размера нуклона. Сильное взаимодействие на этих расстояниях определяет конфайнмент и массы барионов. Существует довольно много аналитических расчётов и расчётов на решётках, но их результаты пока весьма слабо отражают экспериментальную ситуацию, в частности, предсказывая огромное количество резонансов, в эксперименте не обнаруженных. Ускоритель ИТЭФ обладал уникальными пучками π -мезонов промежуточных энергий, практически идеальными для таких исследований. Следует подчеркнуть, что наш институт был практически монополистом по мезонным пучкам промежуточных энергий. В настоящее время в научном сообществе интерес к адронным пучкам снова возрастает и ощущается явный дефицит таких пучков.

Лабораторией поляризационных исследований под руководством В.П. Канавца и И.И. Левинтова в начале 80-х годов была создана установка СПИН, которая работала на пучке протонного синхротрона и включала в себя поляризованную протонную мишень, размещённую в магните с высоко однородным магнитным полем напряженностью 2,5 Тл. Поляризация мишени достигалась методом динамической накачки при температуре рабочего вещества мишени 0,5 К, которую обеспечивал криостат на основе испарения ^3He . Для регистрации рассеянных частиц использовались искровые камеры с магнитострикционным считыванием информации. Пи-мезоны пучка рассеивались на поляризованных протонах мишени. Упругая реакция выделялась по угловым корреляциям, а нормальная поляризация вычислялась по лево-правой асимметрии рассеяния. Установка СПИН работала до начала 90-х годов. За это время были выполнены самые точные до настоящего времени измерения нормальной поляризации упругого рассеяния π -мезонов [1] и единственные при промежуточных энергиях измерения параметров вращения спина [2]. Данные по нормальной поляризации вместе с данными по

дифференциальным сечениям являются базой для парциально-волновых анализов (ПВА) упругого пион-нуклонного рассеяния. В середине 80-х годов были выполнены три основных ПВА, лежащих в основе списка N и Δ -резонансов Particle Data Group. Данные, полученные на установке СПИН (рис. 1) по нормальной поляризации в π -р-рассеянии при импульсах от 1,4 до 2,1 ГэВ/с, были весомой долей этого списка.



Рис. 1. За контролем установки СПИН.

Поскольку данные по дифференциальным сечениям и поляризации не дают возможности восстановить амплитуды однозначным образом, амплитуды, полученные различными группами, имели заметные отличия в некоторых областях, что отражалось на спектре резонансов, видимых в этих анализах. Была очевидна необходимость устранения такой неоднозначности. В 90-х годах начался новый этап в развитии лаборатории, связанный с тесным сотрудничеством с лабораторией мезонной физики Петербургского института ядерной физики (ПИЯФ) и измерением параметров вращения спина в упругом пион-протонном рассеянии. Измерение параметров вращения спина позволяет устранить дискретную неоднозначность ПВА, связанную с сопряжением Barrelet. Это сопряжение сохраняет дифференциальное сечение и поляризацию при значительном изменении амплитуды. Для этих измерений в установке СПИН-ЛМ на место поляризованной мишени с «тёплым» магнитом была установлена изготовленная в ПИЯФ поляризованная протонная мишень со сверхпроводящими катушками Гельмгольца и поляризацией вдоль оси пучка. В плече, регистрирующем протоны отдачи, был установлен углеродный поляриметр, измерявший их поляризацию. Эксперимент по измерению параметров вращения требует огромной статистики, что возможно только при стабильной работе и установки, и ускорителя. В результате за 10 лет было выполнено несколько серий измерений [3], позволивших выбрать правильную ветку решения ПВА в области импульсов π -мезонов до 2 ГэВ/с. На рис. 2 приведён график из статьи [4], демонстрирующий возможность выбора правильного решения с использованием наших данных.

В 2004 году, когда работа по программе СПИН-ЛМ была почти закончена, начался новый этап в жизни лаборатории, связанный с экспериментом ЭПЕКУР (Эксперимент по поиску ПентаКварка в Упругом Рассеянии), который был логическим продолжением предыдущих исследований.

Основной целью этой работы стало создание базы данных для ПВА с совершенно новым качеством по точности и подробности данных. Толчком к этой работе послужило получение в 2003–2004 годах одновременно группами в ИТЭФ и Японии указаний на существование экзотических пятикварковых состояний. Одной из существенных особенностей этих состояний должна была быть малая ширина ($5 \div 10$ МэВ). В своей работе мы хотели, используя новейшие достижения в электронике и методике эксперимента, получить данные с очень высоким разрешением (0,6 МэВ) и статистической точностью (0,5 %). Такие данные можно будет использовать как для проведения ПВА, так и для непосредственного поиска узких резонансов. Кроме упругого рассеяния в работе предполагалось изучение реакции рождения системы каон– Λ -гиперон.

На рис. 3 приведена схема установки для исследования упругого рассеяния. Она представляет собой безмагнитный спектрометр, в котором упругие события выделяются исключительно по угловой корреляции, и включает в себя:

- жидководородную мишень LqH_2 длиной 250 мм вдоль оси пучка; жидкий водород в мишени заключён в майларовый контейнер, а наружный вакуумно прочный кожух выполнен из бериллия, что обеспечивает большой выигрыш в уменьшении многократного рассеяния;

- пропорциональные пучковые камеры со сплошными потенциальными электродами из алюминиевой фольги и шагом сигнальных проволочек 1 мм, расположенные в первом фокусе магнитооптического канала (1FCH1–4) и перед мишенью (2FCH1–4), что обеспечивает измерение импульса налетающих пионов с точностью лучше 0,1%;

- двухплоскостные дрейфовые камеры с гексагональной структурой (DC1–8); камеры имеют размер чувствительной области 1200×800 мм² и шаг сигнальных проволочек 17 мм в каждой плоскости;

- сцинтилляционные счётчики (S1–2, A1) и годоскопы (H2–3).

Установка оснащена современной электроникой [5], способной зарегистрировать практически без мертвого времени до 100 тыс. триггеров за сброс пучка ускорителя, а также многочисленной автоматикой,

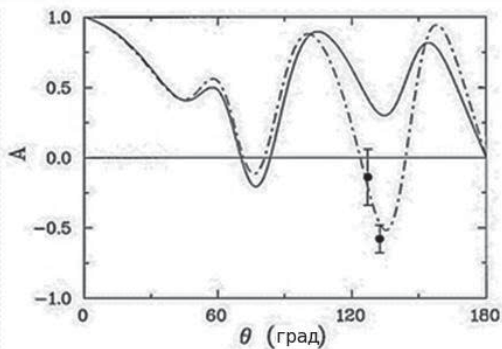


Рис. 2. Сравнение решения ПВА КА84 с нашими данными до (сплошная кривая) и после (штрихпунктир) сопряжения Barlet.

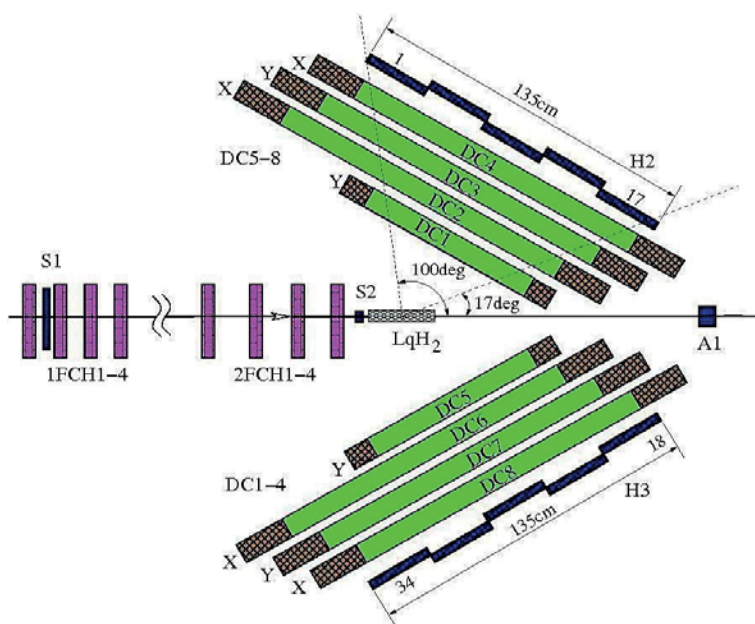


Рис. 3. Установка для измерения упругого пион-протонного рассеяния.

отслеживающей состояние мишени, подготовку газов для камер, ЯМР-измерение поля поворотного магнита и т.д. [6]. Все это было создано впервые для эксперимента ЭПЕКУР усилиями ИТЭФ и ПИЯФ с 2005 по 2008 год. На рис. 4 приведена фотография установки на первом сеансе с полным составом аппаратуры в декабре 2008 года. За время до остановки ускорителя было выполнено 4 сеанса набора статистики и записано более 3 миллиардов триггеров в диапазоне $0,8 \div 1,3$ ГэВ/с для пионов обоих знаков. В результате получены новые высокоточные данные по дифференциальным сечениям пион-протонного рассеяния в более чем 9 тысячах точек [7]. На рис. 5 наши данные (чёрные точки) сравниваются с другими мировыми данными (синие знаки), попавшими в соответствующий диапазон.

Исследования были остановлены в марте 2012 г. Перерыв в работе был использован для подготовки второго этапа эксперимента. Установка для второго этапа ЭПЕКУР показана на рис. 6. Это тоже безмагнитный спектрометр, но рассчитанный на регистрацию одновременно четырёх треков.

В дополнение к уже имеющейся аппаратуре установка включает:

- широкоформатные дрейфовые камеры (DC3–6), имеющие размер чувствительной области 2400×1600 мм² и гексагональную структуру такую же, как у ранее созданных (DC1–2);
- двухслойный времяпролётный годоскоп (H1, H2) для выделения протонов из продуктов реакции;

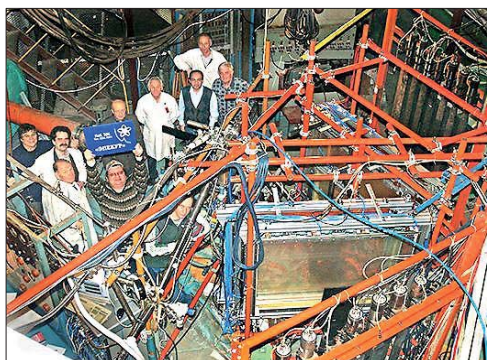


Рис. 4. Установка ЭПЕКУР во время запуска в декабре 2008 года.

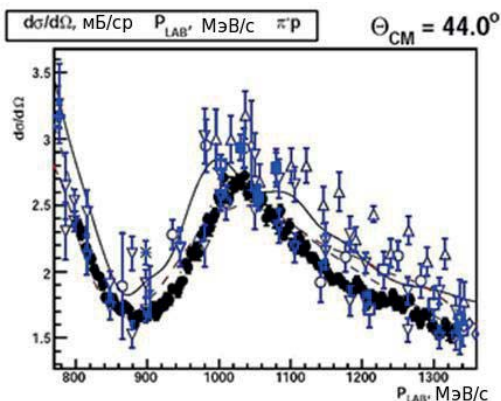


Рис. 5. Дифференциальное сечение упругого рассеяния π^- на протонах при угле 44° в с.ц.м. как функция импульса налетающего пиона.

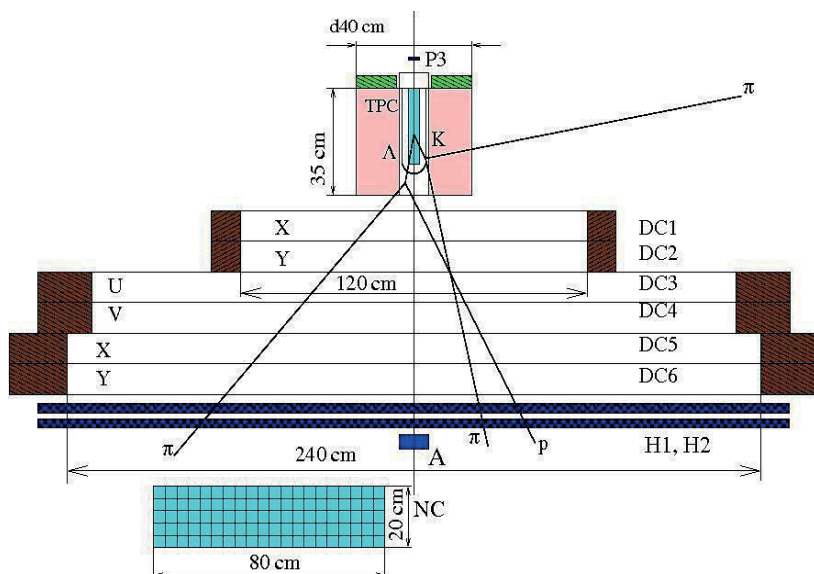


Рис. 6. Схема установки ЭПЕКУР для измерения неупругих реакций.

- компактную времяпроекционную камеру (TPC), окружающую мишень для увеличения акцептанса установки;
- модернизированную жидководородную мишень с использованием криорефрижератора для охлаждения водорода.

В дальнейшем предполагается создать нейтронный годоскоп высокого разрешения для исследования реакций с рождением нейтральных частиц. Уже изготовлены все дрейфовые камеры (рис. 7), приклеены световоды к пластинам годоскопа и получено ожижение водорода в криостате с использованием криорефрижератора. Основной вопрос, который стоит перед коллективом, — это подбор площадки для продолжения эксперимента, что представляет непростую задачу, так как в мире нет готовых пучков, подходящих для эксперимента, а создание нового пучкового канала требует определенных времени и финансирования. В настоящее время подготовлены проекты создания нужного канала пучка на ускорителях ИФВЭ и ОИЯИ.



Рис. 7. Испытание дрейфовой камеры с размером чувствительной зоны $2400 \times 1600 \text{ мм}^2$.

За последние тридцать лет барионная спектроскопия в институте прошла путь от измерения нормальной поляризации, необходимой для выполнения ПВА и получения спектра резонансов, через измерение параметров вращения спина для устранения неоднозначности решений к созданию совершенно новой по точности базы данных по дифференциальным сечениям. Анализ этих данных только начался.

Литература

1. Alekseev I.G., Budkovsky P.E., Kanavets V.P. et al. Nucl. Phys., B348, 1991, p. 257.
2. Alekseev I.G., Budkovsky P.E., Kanavets L.I. et al. Nucl. Phys., B541, 1999, p. 3.
3. Алексеев И.Г., Будковский П.Е., Журкин В.В. et al. ЯФ, 2002, т. 65, с. 244.
4. Alekseev I.G., Kanavets V.P., Morozov B.V. et al. Phys. Rev., C55, 1997, p. 2049.
5. Alekseev I.G., Andreev V.A., Budkovsky et al. Nucl. Instrum. Meth., A578, 2007, p. 289.
6. Алексеев И.Г., Бордюжин И.Г., Будковский П.Е. и др. ПТЭ, 2014, № 5, с. 22.
7. Alekseev I.G., Andreev V.A., Boryuzhin I.G. et al. Phys. Rev., C91, 2015, 02520.

Изучение взаимодействий адронов на 3-метровом магнитном трековом спектрометре

В.В. Куликов, А.П. Крутенкова

Трёхметровый спектрометр ИТЭФ создавался в 60-е годы прошлого века [1]. Это было время бурного развития физики частиц высоких энергий, связанного с открытием принципа жёсткой фокусировки, который послужил мощным толчком к созданию ускорителей сверхвысоких энергий и определил пути развития ускорительной техники вплоть до нашего времени. Первые ускорители, построенные на этом принципе, почти одновременно были введены в строй в лабораториях ЦЕРН (Швейцария), БНЛ (США) и ИТЭФ.

Этот прогресс требовал и совершенствования экспериментальных методов регистрации событий взаимодействия частиц высоких энергий. В то время основным регистрирующим прибором физиков была пузырьковая камера. Она обеспечивала полную визуализацию события взаимодействия заряженной частицы в рабочей среде камеры, например, в жидком водороде. Однако она могла работать в пучках заряженных частиц только с интенсивностью порядка нескольких частиц в секунду и была неуправляемой, т.е. не могла выборочно регистрировать только интересные, с точки зрения физики, взаимодействия. С конца 50-х годов начали развиваться первые электронные методы регистрации треков заряженных частиц — ими были узкоззорные искровые камеры. Развитие этой методики позволило использовать их в качестве трекового детектора, превосходящего пузырьковые камеры. Искровые камеры позволяли работать в пучках с интенсивностью несколько миллионов частиц в секунду, были управляемы и обеспечивали отбор событий во временном интервале, меньшем микросекунды. В ИТЭФ была разработана конструкция многоззорных тонкофольговых искровых камер большой площади, на базе которых был создан 3-метровый спектрометр. Спектрометр был самым большим в ИТЭФ и одним из первых универсальных спектрометров в мире. Схема спектрометра с искровыми камерами (ПИК и БИК) и зеркалами для их фотографирования приведена на рис. 1.

Магнит спектрометра был изготовлен в мастерских института, его вес равнялся 150 т, объём магнитного поля — $0,5 \times 1 \times 3 \text{ м}^3$ (высота, ширина, длина). В магнитном поле были установлены многоззорные искровые камеры с оптическим съёмом информации. Камеры просматривались системой

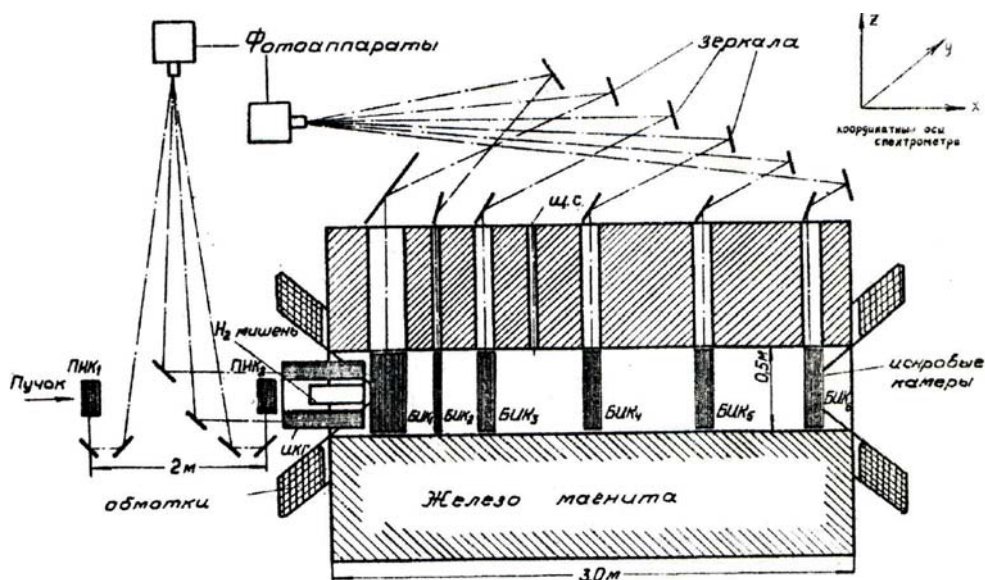


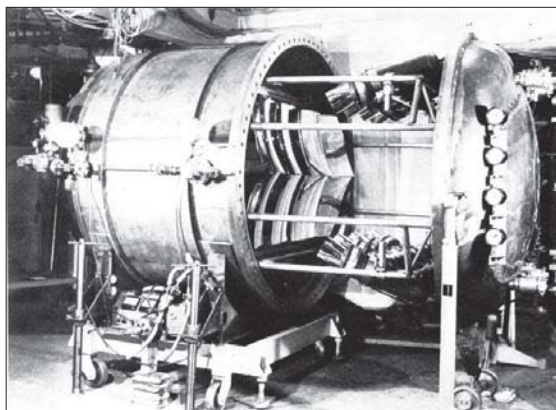
Рис. 1. Схема 3-метрового магнитного трекового спектрометра с искровыми камерами и системой фотоаппаратуры.

фотографирования через щели в верхнем ярме магнита с помощью системы зеркал. Впервые была использована пакетная схема расположения камер, позволявшая обеспечить высокую точность определения импульсов заряженных частиц за счёт использования большого объёма магнитного поля при сохранении небольших размеров их изображений на фотопленке. Это потребовало изготовления высококачественных зеркал большой площади на пределе возможностей, существовавших в СССР. Разработки были использованы впоследствии при создании ещё более мощного 6-метрового спектрометра МИСС-ИТЭФ для работы на ускорителе с энергией 70 ГэВ в ИФВЭ. В результате нескольких модернизаций 3-метровый спектрометр был оснащён жидководородно-дейтериевой мишенью с гелиевым оживительным циклом, сменной ядерной мишенью, быстрым фотоаппаратом с циклом длительностью 200 мс, криогенной замкнутой системой очистки неон-гелиевой газовой смеси искровых камер, 12-киловольтной импульсной системой запуска искровых камер, детектирующими годоскопическими сцинтилляционными счётчиками с общим количеством фотоумножителей около 100, черенковскими счётчиками, в том числе крупнейшим в мире черенковским счётчиком высокого давления (до 7 атмосфер) объёмом 5 м^3 (см. рис. 2) [2], пропорциональными камерами, наносекундной триггерной электроникой и компьютерной системой контроля за ходом эксперимента.

Универсальность спектрометра обеспечила высокую эффективность его использования для решения различных физических задач. На начальном этапе

Рис. 2. Большой пороговый черенковский счётчик высокого давления.

Бак (диаметром 1,8 м) открыт, система зеркал для фокусировки света на 8 ФЭУ-63 (4 вверху и 4 внизу) выдвинута.



обработка снимков велась операторами на полуавтоматических просмотро-измерительных столах. В дальнейшем, благодаря успешному развитию автоматических методов обработки filmовой информации, была освоена полностью автоматическая система обработки снимков на серии приборов со сканирующим пятном ПСП-1/2. Используя ПСП-2 в линию с мощнейшей в то время ЭВМ БЭСМ-6, удалось достичь очень высокой скорости обработки снимков со спектрометра — до одного события за 6 секунд. Дальнейшее развитие вычислительной техники позволило реализовать почти такой же темп обработки и при использовании персональных компьютеров. Высокий уровень автоматизации позволил обработать более миллиона событий и длительное время успешно конкурировать с автоматическими методами съёма информации с трековых детекторов. Такой высокий темп обработки и универсальность позволили спектрометру успешно конкурировать с установками, использующими современные бесфильмовые методы съёма информации с трековых детекторов вплоть до середины 90-годов; а развитая инфраструктура спектрометра используется и в настоящее время.

На спектрометре была реализована обширная программа физических исследований на универсальном пучке вторичных заряженных частиц с импульсом от 0,5 до 6 ГэВ/с. Типичная схема установки на базе 3-метрового спектрометра приведена на рис. 3, где YOKE — ярмо магнита, COIL — медные обмотки, BSC и LSC — искровые камеры, PC — пропорциональные камеры, H — годоскопические сцинтилляционные счетчики, C — черенковские счётчики.

Экспериментальные данные набирались до середины 90-х годов, а обработка этих данных продолжалась значительно дольше. Инфраструктура спектрометра используется и в настоящее время. В 70–80-е годы как во всём мире, так и на ускорителе ИТЭФ интенсивно изучались вопросы динамики адронных взаимодействий, в частности, рождение резонансов и инклюзивные

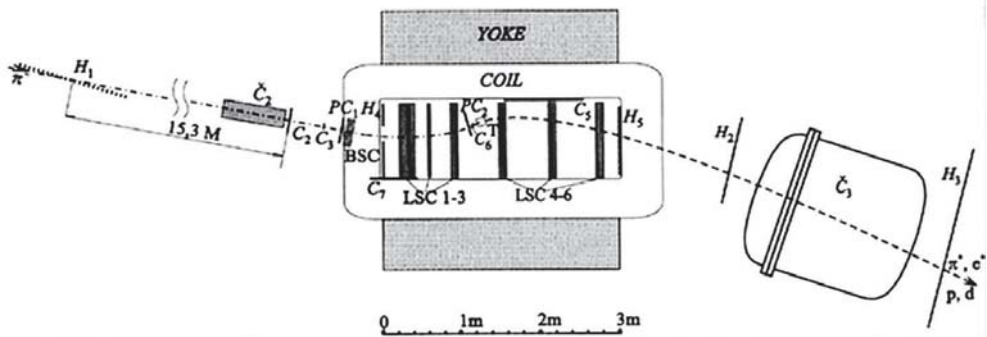


Рис. 3. Схема установки на базе 3-метрового спектрометра для исследования двойной перезарядки пионов на ядрах и квазиупругого выбивания протонов и дейтронов из ядер.

процессы при больших переданных импульсах с целью тестирования бурно развивавшейся в то время модели Редже в предасимптотической области энергий. Позднее велись работы по поиску экзотических барионных [3] и дибарионных резонансов, были выполнены прецизионные измерения дифференциальных сечений упругого пион-протонного рассеяния [4], внесшие значительный вклад в развитие парциально-волнового анализа пион-нуклонного рассеяния — основного источника информации о барионных резонансах. Значительная часть работ была связана с релятивистской ядерной физикой. В этой области можно выделить два направления: изучение упругого пион-дейтронного рассеяния при больших переданных импульсах как на свободных, так и связанных в ядрах дейтронах, и двойную перезарядку пионов на ядрах.

Основной задачей релятивистской ядерной физики является построение теории ядерных сил, исходя из фундаментальных свойств материи. Несмотря на широкий фронт как теоретических, так и экспериментальных исследований, проведенных в этом направлении, проблема ещё далека от окончательного решения. Наиболее сильных проявлений кварковых эффектов следует ожидать на малых межнуклонных расстояниях, естественно связанных с большими передаваемыми импульсами.

На спектрометре было проведено исследование одного из таких процессов, а именно: взаимодействия пионов с дейтроном [5, 6]. В развитие этого актуального направления был вовлечён широкий круг ускорительных центров мира. Среди них: CERN и PSI (Швейцария), TRIUMF (Канада), LBL и LAMPF (США), КЕК (Япония), ПИЯФ и ИТЭФ (СССР). На момент проведения исследований ускоритель ИТЭФ обеспечивал лучшие параметры пучков пионов промежуточных энергий $1 \div 2$ ГэВ, чем на ускорителях в LBL и КЕК. Это позволило не только выполнить работы, не уступающие по точности зарубежным, но и получить данные в области столь больших переданных

импульсов дейтрону, в которой до настоящего времени не удалось провести исследования на других ускорителях. На рис. 4 приведены результаты всех экспериментов по измерению дифференциального сечения пион-дейтронного рассеяния под углом 180° . Выше 1 ГэВ/с имеются только данные, полученные на 3-метровом спектрометре. В этих измерениях удалось достигнуть уровня сечения на три порядка меньшего, чем в других экспериментах. Пока в рамках современных теоретических подходов нет возможности провести расчёты сечения пион-дейтронного рассеяния при столь больших переданных импульсах. На уровне гипотез, наблюдаемая структура при 1,3 ГэВ/с связывается с существованием околопорогового резонанса в системе нуклон-изобара (1950 МэВ), а быстрый спад сечения при импульсах больших 1,5 ГэВ/с совместим с ожидаемым в кварковых моделях.

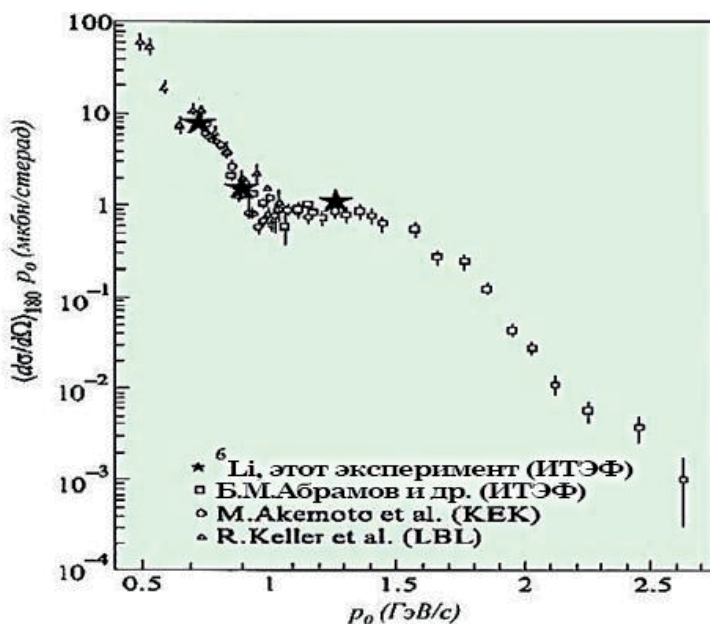


Рис. 4. Зависимость дифференциального сечения упругого пион-дейтронного рассеяния на угол 180° от импульса налетающего пиона.

Светлые квадраты — данные с 3-метрового спектрометра, остальные светлые значки — данные других экспериментов, черные звездочки — данные на дейтроне, связанном в ядре ${}^6\text{Li}$.

Реакция двойной перезарядки пионов на ядрах несёт богатую информацию как о структуре ядра, так и о динамике адронов, поскольку может происходить только как минимум на двух нуклонах. Считалось, что эта реакция идёт через две последовательные однократные перезарядки пиона на нуклонах ядра с нейтральным пионом в промежуточном состоянии.

Этот механизм хорошо описывает экспериментальные данные по двойной перезарядке пионов при энергиях меньших 0,5 ГэВ и предсказывает резкое падение сечения вблизи 1 ГэВ из-за почти нулевого сечения однократной перезарядки в этой области. Эта область является перспективной для поиска новых эффектов во взаимодействии пионов с ядрами. Однако из-за высокого фона множественного рождения пионов измерение двойной перезарядки пионов при высоких энергиях возможно только в очень небольшой области импульсов вылетающего пиона вблизи кинематической границы. Для преодоления этой трудности требуется одновременное наличие высокоинтенсивного пучка пионов высокого разрешения и широкоапертурного магнитного спектрометра высокого разрешения. Такие условия обеспечивали ускоритель ИТЭФ и 3-метровый спектрометр. Энергетическая зависимость двойной перезарядки пионов на ядрах в этой области энергий (от 0,6 до 1,1 ГэВ) была впервые измерена в ИТЭФ (см. рис.5) [7], что привело к обнаружению нового механизма прохождения пионов через ядро. Полученные экспериментальные результаты были впоследствии подтверждены в совместных измерениях, выполненных в лаборатории КЕК (Япония) при энергиях, правда, только до 0,75 ГэВ [8]. Эти данные стимулировали развитие новых теоретических подходов. А.Б. Кайдаловым в подходе Грибова был предложен новый механизм взаимодействия пионов сразу с несколькими

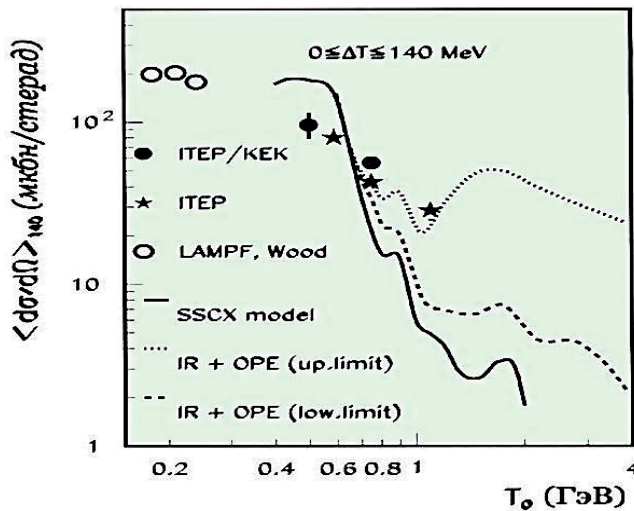


Рис. 5. Энергетическая зависимость двойной перезарядки пионов на ядре кислорода:
 звёздочки — данные ИТЭФ, светлые кружки — LAMPF(США),
 чёрные кружки — данные совместных измерений ИТЭФ/КЕК(Япония),
 кривые — расчёты в различных моделях.

нуклонами, базирующийся на существовании неупругих промежуточных состояний. Расчёты, выполненные в этом подходе, показали возможность описания полученных данных. Хотя этот подход является наиболее вероятным кандидатом для описания двойной перезарядки пионов, однако на её объяснение могут претендовать и другие подходы, связанные с модификацией пион-нуклонной амплитуды в ядерной среде, гипотетическими нуклон-нуклонными корреляциями и кварковыми эффектами в ядрах.

Результаты по развитию методики ядерно-физического эксперимента и полученные физические результаты изложены почти в 100 публикациях. На их основе были успешно защищены 3 докторских и более 10 кандидатских диссертаций. Работы неоднократно поддерживались грантами ИНТАС и РФФИ.

Литература

1. Радкевич И.А., Владимирский В.В., Соколовский В.В., Благородов А.М. ПТЭ, 1964, № 4, с. 54.
2. Abramov B.M., Chuvilo I.V., Kishkurno V.V. et al. NIM, A248, 1986, p. 203.
3. Abramov B.M., Borodin Yu.A., Bystritskaya E.V. et al. Sov. J. Nucl. Phys., 1991, v. 53, p. 114.
4. Abramov B.M., Bulychjov S.A., Dukhovskoi I.A. et al. Sov. J. Nucl. Phys., 1991, v. 54, p. 332; ЯФ, 1991, т. 54, с. 550.
5. Abramov B.M., Bulychjov S.A., Druzhinin B.L. et al. Nucl. Phys., A542, 1992, p. 579.
6. Abramov B.M., Borodin Yu.A., Bulychjov S.A. et al. JETP, Lett., 2001, v. 74, p. 449; Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz., 2001, v. 74, p. 504.
7. Abramov B.M., Borodin Yu.A., Bulychjov S.A. et al. Nucl. Phys., A723, 2003, p. 389.
8. Krutenkova A.P., Watanabe T., Abe D., Fujii Y. et al. Phys. Rev., C72, 2005, 037602.

Изучение фрагментации ядер в эксперименте ФРАГМ

В.В. Куликов, А.П. Крутенкова

В ИТЭФ в 2003 году был запущен тяжелоионный ускорительный комплекс – ТераВаттный Накопитель (ТВН), открывший новые возможности для проведения как прикладных, так и фундаментальных исследований на пучках ионов. Эксперимент ФРАГМ был одним из экспериментов на этом комплексе. В эксперименте впервые было проведено систематическое изучение образования высокоэнергетичных (кумулятивных) протонов в ядро-ядерных взаимодействиях. С момента обнаружения кумулятивного эффекта в 70-х годах прошлого века и его интенсивного исследования, в основном в работах ОИЯИ и ИТЭФ, вопрос о природе кумулятивных частиц всё ещё остаётся предметом дискуссий. Происхождение кумулятивных частиц, образующихся во взаимодействиях с ядрами в кинематической области, запрещённой при взаимодействии свободных нуклонов, связывается с существованием в ядрах флуктуаций плотности ядерной материи. В качестве таких флуктуаций рассматривались флуктоны, кластеры, малонуклонные корреляции, возбужденные дибарионы и т.п. Современные теоретические подходы связывают кумулятивный эффект с вкладом многокварковых состояний в ядрах. Эти состояния (прежде всего шестикварковые) привлекаются при рассмотрении фазовых переходов ядерной материи при высоких плотностях. При промежуточных энергиях образование многокварковых кластеров в холодной и горячей барионной материи размывает границу между адронной и кварк-глюонной фазами.

Ионные пучки открывают новые возможности для изучения кумулятивного эффекта. На ионных пучках возможно измерение выхода кумулятивных протонов в обратной кинематике, т.е. в области фрагментации налетающего ядра, что имеет определённые преимущества перед традиционно используемыми измерениями в области фрагментации мишени. Во-первых, релятивистское сжатие протонов, вылетающих вперёд, позволяет значительно увеличить телесный угол регистрации протонов в системе покоя фрагментирующего ядра при фиксированном захвате установки. Это обеспечивает большую светосилу по сравнению с измерением протонов, вылетающих в заднюю полусферу в области фрагментации мишени. И во-вторых, в обратной кинематике нет проблем с регистрацией протонов, покоящихся в системе покоя налетающего ядра, так как они имеют импульс в

лабораторной системе, близкий к импульсу на нуклон ядра-снаряда. Это даёт привязку к нуклонной компоненте ядра, практически не реализуемую при фрагментации ядра-мишени. Измерения кумулятивных протонов в обратной кинематике создают определённые трудности, которые связаны с регистрацией протонов с импульсом в несколько раз большим, чем импульс ядра, налетающего на нуклон. Измерения, выполненные в рамках эксперимента ФРАГМ [1], использовали уникальную возможность, предоставляемую тяжелоионным ускорительным комплексом ТВН-ИТЭФ. Это наличие пучковых каналов высокого разрешения для измерения импульсов частиц до 6 ГэВ/с. Для сравнения укажем, что в самом современном тяжелоионном центре GSI в Германии подобные измерения можно было бы проводить на магнитном сепараторе FRS только до 2 ГэВ.

Другой уникальной особенностью ТВН была возможность работы на внутренних тонко-фольговых мишенях. Это позволило обеспечить высокое импульсное разрешение пучкового канала и одновременно сохранить высокую светимость мишени за счёт многократного прохождения через неё внутреннего пучка ускорителя. Такой возможности нет ни в одном тяжелоионном центре мира. Кроме того, в ТВН обеспечивался непрерывный сброс ионов с энергией до 1 ГэВ/нуклон на мишень, что минимизировало фоновые помехи. Это достигалось в режиме накопителя, когда ионы циркулировали в накопительном кольце, а их количество поддерживалось постоянным за счёт инжекции из бустерного кольца. Такая возможность также была уникальной особенностью ускорительного комплекса.

Теоретиками института, имеющими большой опыт анализа различных кумулятивных процессов, была успешно использована модель кварк-глюонных струн для описания инклюзивных спектров каонов, пионов и антипротонов в адрон-ядерных взаимодействиях. А.Б. Кайдаловым было предложено использовать эту модель для описания спектров кумулятивных протонов, базируясь на вышеупомянутых преимуществах измерений на пучках ионов. Им же были получены формулы для описания спектров протонов в рамках модели кварковых кластеров с функциями фрагментации, вычисленными в рамках модели кварк-глюонных струн. Это предложение было реализовано в рамках эксперимента ФРАГМ. Было установлено, что модель даёт хорошее описание спектров протонов до предельных величин кумулятивной переменной $x = 2,4$, достигнутых в эксперименте. Впервые по спектрам протонов были получены оценки вероятностей существования шести- и девятикварковых кластеров в ядре углерода, которые составили $8 \div 12\%$ и $0,2 \div 0,6\%$ соответственно.

Была продемонстрирована независимость этих оценок от энергии налетающего иона. Эти оценки хорошо согласуются с вероятностями существования шестикварковых кластеров в ядре углерода, полученных из анализа спектров кумулятивных пионов, и с данными по вероятностям

существования короткодействующих нуклонных корреляций в ядрах, полученным в глубоконеупругом рассеянии электронов на ядрах. Таким образом, полученный результат является весомым аргументом в пользу существования кварковых ассоциаций в ядрах. Несомненным успехом проведённого анализа является то, что впервые была продемонстрирована возможность использования спектров кумулятивных протонов, измеренных в обратной кинематике, для извлечения информации о кварковых ассоциациях в ядрах.

Измерения были проведены с ионами углерода в широком диапазоне энергий от 0,2 до 3,2 ГэВ/нуклон. Спектры протонов перекрывали шесть порядков по величине сечения. Это более чем на три порядка превышает измерения в предыдущих экспериментах на пучках ионов. По наклону энергетических спектров протонов определена «температура» ядерной материи в кумулятивной области. Прослежена её эволюция с изменением энергии. Эта «температура» монотонно возрастает от 15 МэВ при 300 МэВ/нуклон до 40 МэВ при 3,2 МэВ/нуклон, что близко к скейлинговой температуре (около 50 МэВ), установленной в адрон-ядерных взаимодействиях. Такого изучения выхода на скейлинговое поведение не было проведено даже в адрон-ядерных взаимодействиях. Результаты проведённых измерений значительно расширяют базу данных для тестирования моделей образования кумулятивных протонов.

Для получения вышеупомянутых физических результатов была создана экспериментальная установка на базе двухступенчатого магнитооптического канала, расположенного под углом $3,5^{\circ}$ к внутреннему пучку ионов в ускорителе. В первом и втором фокусах канала располагались сцинтилляционные детекторы, которые использовались для координатных, амплитудных и времяпролетных измерений. Фрагменты идентифицировались на корреляционных распределениях (см. рис. 1): амплитуда сигнала с детектора (функция заряда фрагмента) АЦП — время пролета (функция массы фрагмента) ВЦП. Слева приведено распределение для настройки пучкового канала на 1,15 ГэВ/с, при которой в большей степени образуются фрагменты с числом протонов большим числа нейтронов; справа — для 1,80 ГэВ/с, при которой в большей степени образуются фрагменты с числом протонов меньшим числа нейтронов.

При каждой энергии иона выходы протонов измерялись путём сканирования по импульсу канала. Электронная аппаратура была изготовлена частично в нашем институте, частично в ИФВЭ. Хотелось бы отметить два оригинальных решения: разработку интерфейса к системе САМАС-ВЕКТОР, «вшитого» в память компьютера, что позволяло полностью использовать пропускную способность шины САМАС и принимать до 10000 событий за время сброса пучка ускорителя на мишень; а также разработку совместно с персоналом ускорителя системы компьютерного управления по локальной

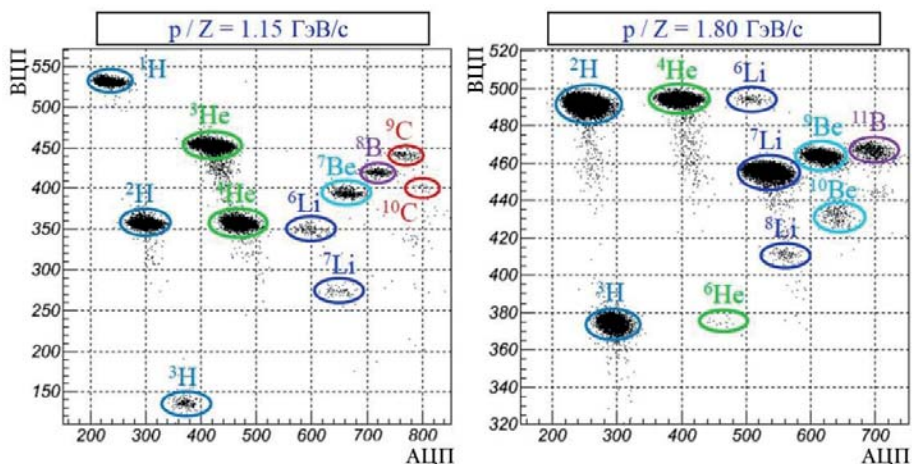


Рис. 1. Примеры идентификации фрагментов от изотопов водорода до изотопов углерода при фрагментации ядер углерода с энергией 600 МэВ/нуклон на корреляционных распределениях АЦП — ВЦП.

сети института килоамперными источниками питания магнитных элементов пучковых каналов, которая позволяла переходить на другой импульс канала всего за 30 секунд, существенно экономя ускорительное время. Система компьютерного управления показала высокие эксплуатационные качества и была внедрена в масштабе всего ускорительного комплекса.

В последние годы большое внимание уделялось вопросам феноменологически точного описания ядро-ядерных взаимодействий, что необходимо в прикладных областях, таких, как тяжелоионная терапия, расчёты радиационной защиты и формирование пучков радиоактивных ядер. Особо следует отметить тяжелоионную терапию, где фрагментация ядер пучка ионов приводит к нежелательному эффекту облучения тканей за пиком Брэгга. На этом направлении было создано значительное количество программ моделирования ядро-ядерных взаимодействий, которые требуют как их экспериментальной проверки, так и совершенствования их базовых подходов. Одной из целей эксперимента ФРАГМ было получение высокоточных данных по фрагментации ионов [2] для тестирования таких моделей. Это направление успешно реализуется. Физиками института совместно с коллегами из ИЯИ РАН и Лос-Аламосской лаборатории США было проведено тестирование моделей квантовой молекулярной динамики (QMD) и бинарного каскада (BC), развиваемых ЦЕРНом, модели SHIELD-HIT разработки ИЯИ, Лос-Аламосской модели кварк-глюонных струн (LAQGSM) и Льежской модели внутриядерного каскада (INCL). Качественно все модели хорошо воспроизводят форму импульсных спектров фрагментов и её модификацию с изменением энергии ионов. Количественно имеются значительные

расхождения, различные в разных областях рассмотренных моделей. В настоящее время эти модели поддерживаются и развиваются.

Проведённое сравнение будет использовано для определения путей их совершенствования. На рис. 2 приводится сравнение данных эксперимента ФРАГМ по фрагментации ионов углерода с энергией 600 МэВ/нуклон под малым углом $3,5^\circ$ с расчётами в двух моделях ион-ионных взаимодействий QMD и INCL. Сравниваются импульсные спектры фрагментов от изотопов водорода до изотопов бора. Видно, что популярная модель QMD, сильно недооценивая ширины фрагментационных пиков, значительно уступает более современной INCL в точности описания экспериментальных данных.

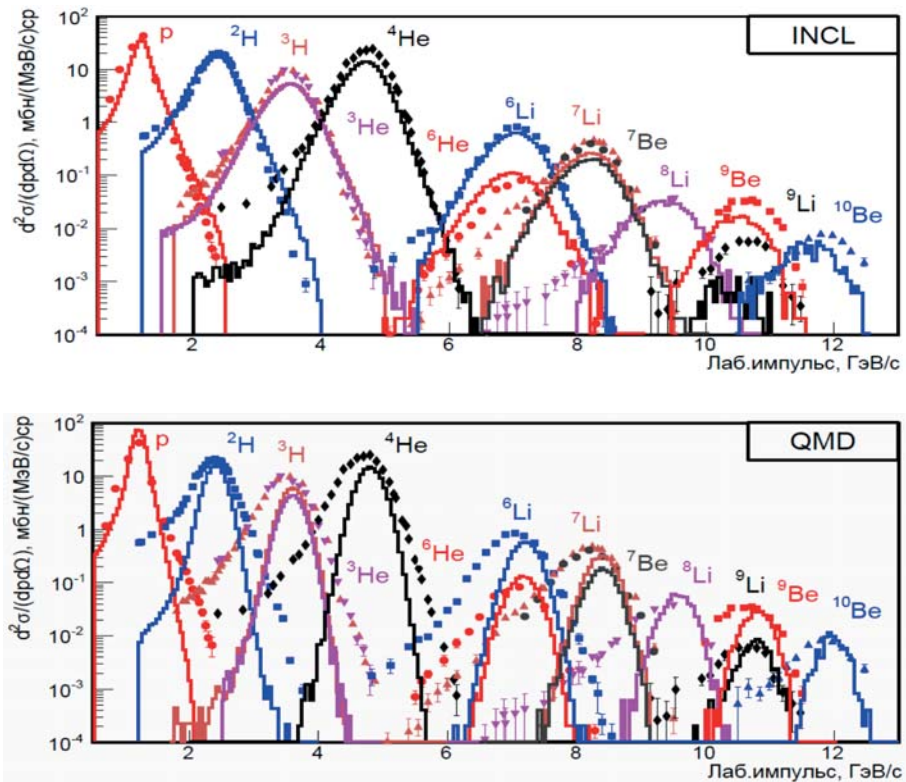


Рис. 2. Сравнение импульсных спектров изотопов от водорода до бора (точки — данные эксперимента ФРАГМ) при фрагментации ионов углерода с предсказаниями двух моделей ядерно-ядерных взаимодействий QMD и INCL.

Приведённые два примера результатов, полученных в рамках эксперимента ФРАГМ, демонстрируют большой вклад этих измерений как в углубление понимания основ взаимодействия высокоэнергетических ядер, так и в совершенствование феноменологических подходов, востребованных

в прикладных областях. По данным эксперимента уже опубликовано более 10 научных работ. Значительная часть материала ещё находится в процессе обработки и анализа.

Литература

1. Абрамов Б.М., Алексеев П.Н., Бородин Ю.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 2013, т. 97, с. 509.
2. Абрамов Б.М., Алексеев П.Н., Бородин Ю.А. и др. ЯФ, 2015, т. 78, с. 403.

Прецизионное измерение радиационной ширины распада π^0 -мезона

А.Г. Долголенко, И.Ф.Ларин, В.А.Матвеев, В.В.Тарасов

Двухфотонный распад π^0 -мезона играет важную роль в исследовании аномальных переходов, предсказанных Квантовой хромодинамикой (КХД). Амплитуда распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ определяется так называемой киральной аномалией, возникающей при взаимодействии кварков с электромагнитным полем [1, 2]. В киральном пределе, предполагающем нулевые массы кварков, амплитуда этого распада точно предсказывается теорией и выражается через постоянную тонкой структуры, константу распада π^0 -мезона и число цветных состояний КХД. С учётом поправок на ненулевые массы кварков теория предсказывает ширину распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ с точностью порядка 1% [3–5]. Поэтому измерение этой величины со сравнимой точностью позволило бы проверить одно из фундаментальных предсказаний КХД. Проведенные до сих пор измерения величины $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ в целом согласуются с предсказанием теории, но значительно уступают ему по точности. До эксперимента PrimEx усреднённая точность существовавших измерений составляла около 7% [6].

В 1999 году коллаборация PrimEx, состоящая из примерно 100 участников (включая 12 сотрудников ИТЭФ) из 24 институтов 7 стран, приступила к подготовке эксперимента, нацеленного на проведение прецизионных измерений ширины распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ на тормозном пучке меченых гамма-квантов от электронного ускорителя лаборатории им. Т. Джефферсона (TJNAF, США). В 2004 году с использованием созданной для эксперимента PrimEx установки (рис.1) проведён сеанс по набору данных. В эксперименте ширина распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ определялась из измерения сечения фоторождения π^0 -мезона в кулоновском поле ядра мишени (механизм Примакова) [7]. Динамика этого электромагнитного процесса хорошо известна, а его сечение пропорционально искомой ширине распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ [8].

В отличие от предыдущих измерений ширины распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, основанных на эффекте Примакова, в этом эксперименте впервые использован пучок меченых фотонов, образованных в тонкой тормозной мишени электронами с первичной энергией 6 ГэВ. При этом энергия фотона определяется пособытийно при помощи анализа траектории рассеянного электрона в магнитном поле. Знание начальной энергии фотона с точностью около 0,1% позволяет значительно снизить фон от других процессов

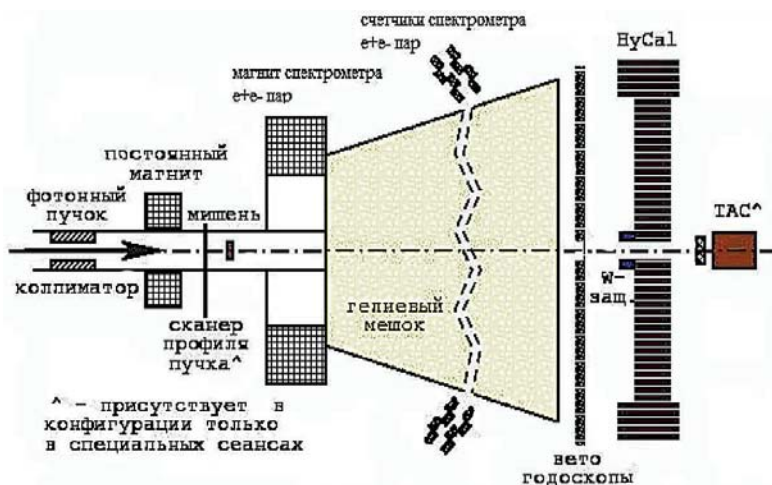


Рис. 1. Схема установки PrimEx.

образования π^0 -мезонов. Той же цели служит формируемый системой мечения сигнал временной привязки с разрешением порядка десятых долей наносекунды. Пучок меченых фотонов с импульсом $4,9 \div 5,5$ ГэВ попадает на мишень (из углерода либо свинца) толщиной $0,05$ радиационной длины, в которой происходит реакция фоторождения π^0 -мезона.

Дипольный магнит с интегральным полем $\sim 1,7$ Тл·м, расположенный после мишени, отклоняет заряженные частицы от детектора фотонов и используется также для мониторинга потока фотонов, определяемого системой их мечения. Система «вето» позволяет пометить незначительную примесь заряженных частиц, образованных взаимодействием пучка в гелиевом мешке, уменьшающим количество вещества на пути пучка и продуктов фоторождения на мишени, и исключить такие события из анализа. Монитор потока фотонов (спектрометр e^+e^- -пар) состоит из двух сцинтилляционных телескопов, регистрирующих электроны и позитроны от конверсий пучковых фотонов в мишени. Абсолютная нормировка потока фотонов проводилась периодически с помощью счётчика полной абсорбции (ТАС на рис. 1) при низкой интенсивности пучка. Неопределенность в измерениях потока фотонов — на уровне 1%. Оба фотона от распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ детектируются и анализируются в гибридном электромагнитном калориметре (NuCal), установленном на расстоянии $7,3$ м от мишени.

На рис. 2 представлена фотография калориметра. Его центральная часть, в которой детектируются фотоны с малыми углами вылета, построена из 1152 модулей вольфрамата свинца размерами $2,05 \times 2,05 \times 18$ см³ с центральным отверстием, размеры которого соответствуют 2×2 модуля, а периферийная часть — из 576 модулей свинцового стекла с более грубой поперечной

сегментацией $3,82 \times 3,82 \times 45 \text{ см}^3$ Кристаллы вольфрамата свинца просматриваются ФЭУ R4125 фирмы Hamamatsu, блоки свинцового стекла — ФЭУ 84-3. В поперечной плоскости калориметр имеет квадратную форму $119 \times 119 \text{ см}^2$. Разрешение по эффективной массе двух γ -квантов в районе массы нейтрального пиона составляет 2,3 МэВ, а точность определения угла вылета π^0 -мезона для кристаллов PbWO_4 — 0,4 мрад, что является рекордным результатом для спектрометров данного типа. С использованием отношения полной энергии, выделившейся в калориметре, и энергии меченого фотона удалось улучшить разрешение по эффективной массе двух γ -квантов до 1,3 %, что позволило отобрать события реального фоторождения π^0 -мезонов с низким уровнем фона.



Рис. 2. Электромагнитный калориметр (HyCal).

Рождение π^0 -мезона в пучке γ -квантов с энергией $\sim 5 \text{ ГэВ}$ на ядре возможно за счёт следующих механизмов: эффекта Примакова, когерентного рождения на ядре как целом, интерференции между этими процессами и некогерентного рождения на нуклонах ядра. Подавляющее число примаковских реакций происходит при угле вылета π^0 -мезона менее 0,2 градуса, где фон от других процессов составляет менее 1%. С использованием полученного в эксперименте выхода π^0 -мезонов (числа случаев в каждом интервале угла вылета π^0 -мезона) определены дифференциальные сечения фоторождения π^0 -мезонов на углероде и свинце (рис. 3). Сечение фоторождения π^0 -мезонов за счёт эффекта Примакова получено путём фитирования дифференциальных сечений теоретическими

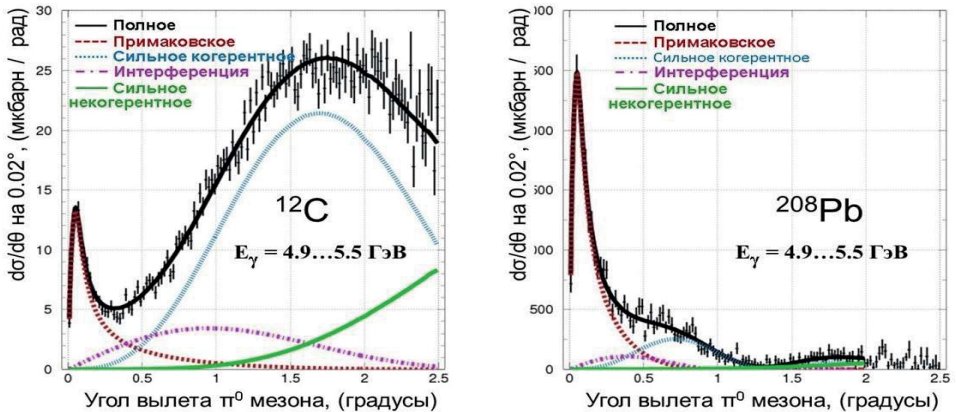


Рис. 3. Дифференциальные сечения фоторождения π^0 -мезонов на углероде и свинце.

функциями для описанных выше четырёх процессов с учётом разрешения и эффективности установки.

По определённым сечениям для ширины радиационного распада π^0 -мезона получено значение $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 7,82 \pm 0,14(\text{стат.}) \pm 0,17(\text{сист.})$ эВ [9]. Этот результат хорошо согласуется с теоретическим предсказанием для трёхцветных состояний кварков и по своей точности (2,8 %) в 2,5 раза превосходит усреднённое по существующим экспериментам значение.

Анализ результатов эксперимента PrimEx-I показал, что существует реальная возможность улучшения точности измерения ширины двухфотонного распада π^0 -мезона до точности теоретических расчётов путем увеличения статистики и уменьшения систематических ошибок.

С этой целью в 2010 году на модернизированной установке проведена новая экспозиция на пучке меченых фотонов электронного ускорителя TJNAF — эксперимент PrimEx-II. В новом эксперименте были использованы более толстые мишени (10 % и 8 % рад. длины для ^{28}Si и ^{12}C соответственно), расширен энергетический спектр меченого фотонного пучка до $4,45 \div 5,3$ ГэВ, добавлена экспозиция с кремниевой мишенью. Набрана в 5 раз большая статистика фоторождения π^0 -мезонов, чем в эксперименте PrimEx-I. Разработан новый метод подавления фона при регистрации γ -квантов от случайных совпадений временного сигнала мечения и времени регистрации фотона калориметром, применён дополнительный метод отбора π^0 -мезонов по разнице времени появления двух гамма-квантов в модулях калориметра. В результате удалось уменьшить статистическую и систематическую погрешности эксперимента. Полученные дифференциальные сечения фоторождения π^0 -мезонов на ядрах кремния и углерода приведены на рис.4.

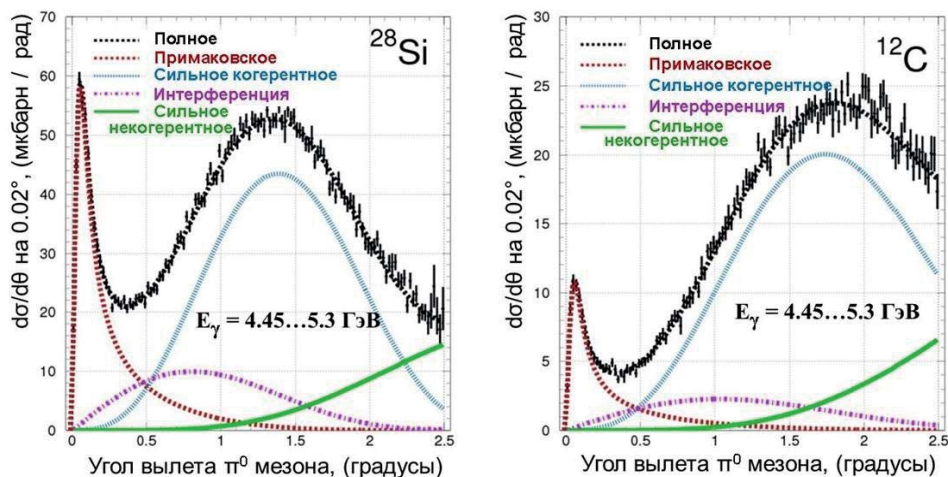


Рис. 4. Дифференциальные сечения фоторождения π^0 -мезонов на кремнии и углероде.

Как и ранее, сечение фоторождения π^0 -мезонов за счёт эффекта Примакова получено путём фитирования экспериментальных дифференциальных сечений теоретическими функциями для описанных выше четырёх процессов с учётом разрешения и эффективности установки. По определённым сечениям фоторождения π^0 -мезонов от эффекта Примакова с мишенями из углерода и кремния для ширины радиационного распада π^0 -мезона получено значение $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 7,80 \pm 0,06(\text{стат.}) \pm 0,11(\text{сист.})$ эВ с полной точностью 1,6 %. На рис. 5 приведены результаты измерений ширины распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ в экспериментах, выполненных ранее, в сравнении с результатами экспериментов PrimEx-I и PrimEx-II и теоретическими расчётами.

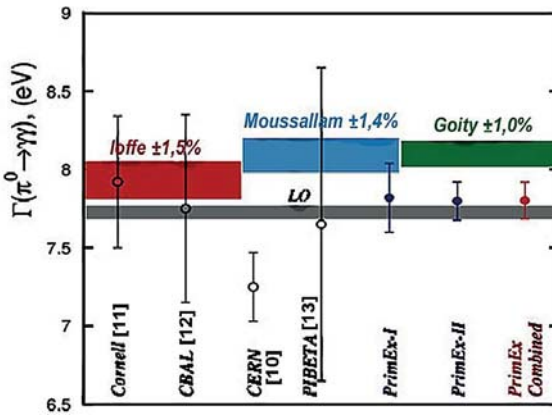


Рис. 5. Результаты измерений ширины распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ в экспериментах PrimEx-I [9] и PrimEx-II в сравнении с другими экспериментами [10–13] и теоретическими вычислениями [3–5] с указанием их точности.

Объединённый результат экспериментов PrimEx-I и PrimEx-II $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = 7,802 \pm 0,052(\text{стат.}) \pm 0,105(\text{сист.})$ эВ имеет полную погрешность 1,5 % [14], является самым точным на сегодняшний день в мире и сравним по величине и точности с теоретическими вычислениями.

Теоретические расчёты ширины распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ основаны на аксиальной аномалии и являются наиболее точными для КХД в области низких энергий. Полученный в экспериментах PrimEx результат является важным подтверждением правильности предсказаний КХД для этой величины и, как следствие, подтверждением существования аномалии (нарушения законов сохранения при правильном учёте квантовых эффектов), составляющей важный компонент квантовой теории поля.

Точность времени жизни π^0 -мезона (τ) определяется точностью измерения ширины распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, как это видно из связывающего эти величины соотношения $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \text{Br}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \times h/2\pi \times \tau$, где $\text{Br}(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (98,283 \pm 0,034) \%$, а h — постоянная Планка и, следовательно, в нашем случае — точностью измерения ширины распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ в экспериментах PrimEx I и PrimEx II.

Определяющим для успеха эксперимента было создание основного элемента установки PrimEx — гибридного электромагнитного калориметра для регистрации γ -квантов от распада нейтрального пиона. Сотрудниками ИТЭФ внесён основной вклад в разработку и создание калориметра: разработана методика его сборки на прототипе, состоящем из 77 кристаллов PbWO_4 и 96 блоков свинцового стекла ТФ-1; обработаны результаты тестовых измерений и проведены расчёты методом Монте-Карло, связанные с оптимизацией расположения детектора на пучке; собран гибридный калориметр; проведены калибровочные измерения в фотонных и электронных пучках; разработаны и изготовлены системы мониторингования и термостатирования с уровнем стабилизации $0,1^\circ\text{C}$. Они принимали активное участие в получении экспериментального материала, его обработке и анализе.

Важная роль ИТЭФ в этих исследованиях отмечена тем, что первым автором в публикации результатов эксперимента PrimEx-I [9] члены коллаборации назвали сотрудника нашего института. Большой вклад в успех экспериментов внесли сотрудники ИТЭФ: А.Э. Асратян, В.Е. Вишняков, В.С. Горячев, Г.В. Давиденко, Г.Б. Дзюбенко, А.В. Евдокимов, М.А. Кубанцев, А.И. Ситников, О.А. Чернышев.

Литература

1. Bell J.S. and Jackiw R. Nuovo Cimento, A60, 1969, p. 47.
2. Adler S.L. Phys. Rev., 1969, v. 177, p. 2426.
3. Ioffe B., Oganessian A. Phys Lett., B647, 2007, p. 389.
4. Kampf K., Moussallam B. Phys. Rev., D79, 2009, 076005.
5. Goity J., Bernstein A. and Holstein B.R. Phys. Rev., D66, 2002, 076014.
6. Nakamura K. et al. (Particle Data Group). J. Phys., G37, 2010, 075021.
7. Primakoff H. Phys. Rev., 1951, v. 81, p. 899.
8. Browman A. et al. Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1400.
9. Larin I. et al. (PrimEx Collab.). Phys. Rev. Lett., 2011, v. 106, 162303.
10. Atherton H.W. et al. Phys. Lett., B158, 1985, p. 81.
11. Browman A. et al. Phys. Rev. Lett., 1974, v. 33, p. 1400.
12. Williams D.A. et al. Phys. Rev., D38, 1988, p. 1365.
13. Bychkov M. et al. Phys. Rev. Lett., 2009, v. 103, 051802.
14. Larin I. $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ decay width: final result from the PrimEx Collaboration. DNP meeting, October 23–27, 2018, Hilton Waikoloa Village, Waikoloa, HI.

VII. Экспериментальные исследования фундаментальных свойств материи при высоких энергиях

Участие института в эксперименте ALICE по исследованию нового состояния материи — кварк-глюонной плазмы

*А.В. Смирнитский, А.В. Акиндинов, К.Г. Волошин, С.М. Киселев,
Ю.Г. Гришук, Д.Б. Малькевич, Р.И. Султанов, К.Р. Михайлов,
А.А. Недосекин*

Основная цель эксперимента ALICE — исследование физики кварк-глюонной плазмы. Эта недавно возникшая область физики имеет целью решение фундаментальной научной задачи современной физики — объяснение структуры, происхождения и эволюции барионной материи Вселенной, которая составляет основу вещества звёзд, планет и живых организмов. Согласно квантовой хромодинамике, являющейся теоретической основой современной ядерной физики, силы притяжения (так называемое цветное взаимодействие), действующие между элементарными сильно взаимодействующими частицами — кварками и глюонами, возрастают с расстоянием, что приводит к явлению «пленения» (confinement) кварков и глюонов. Поэтому в обычной материи кварки и глюоны могут существовать только в составе бесцветных адронов. Этим объясняется тот факт, что не было найдено свободных кварков. Однако, если плотность энергии превысит некоторое критическое значение ($\sim 1 \text{ ГэВ/фм}^3$), произойдёт фазовый переход — «освобождение» (deconfinement) кварков и глюонов. Это можно понять, приняв во внимание, что при повышении плотности энергии среднее расстояние между адронами уменьшается и становится меньше их размеров. При этом границы между адронами исчезают (адроны «плавятся»), и возникает новое состояние материи, реализующееся в виде «макроскопического» бесцветного объекта, состоящего не из адронов, а из свободных кварков и глюонов. Это новое фазовое состояние материи получило название кварк-глюонной плазмы (КГП). Именно таким первичным морем кварков и глюонов являлась Вселенная в первые мгновения ($\sim 10^{-5} \text{ с}$) после Большого взрыва. По мере охлаждения Вселенной в процессе её расширения произошёл фазовый переход из КГП в адронное вещество, в котором кварки и глюоны пленены внутри адронов. Возможно, обратный

переход в КГП происходит и в наше время в ядрах нейтронных звёзд в момент их коллапса, однако на Земле он никогда не наблюдался.

На рис. 1 приведена фазовая диаграмма материи с сильным взаимодействием. Полоса разделяет две различные фазы: адронного вещества и КГП. Теоретические оценки критической плотности энергии дают величину в $1\div 2$ ГэВ/фм³. Возможны различные пути достижения критической плотности энергии. В частности, имеются два предельных случая: 1) барионная плотность близка к нулю, а плотность энергии достигается за счёт повышения температуры; 2) температура близка к нулю, а плотность энергии достигается за счёт повышения барионной плотности.

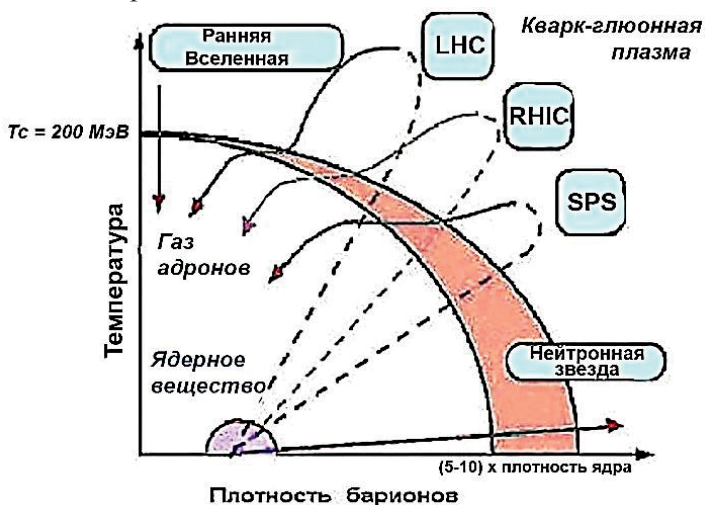


Рис. 1. Фазовая диаграмма материи, состоящей из сильно взаимодействующих частиц.

Первый случай соответствует состоянию Вселенной в первые мгновения после Большого взрыва. Второй, по-видимому, реализуется в ядрах нейтронных звёзд в момент их коллапса. В первом случае критическая температура составляет около 200 МэВ или $2,3 \cdot 10^{12}$ К. Это приблизительно в 100 000 раз выше температуры ядра Солнца. Во втором случае критическая плотность, соответствующая плотности энергии 2 ГэВ/фм³, составляет $3,6 \cdot 10^6$ т/мм³, что в $3,6 \cdot 10^{13}$ раз больше плотности ядра Солнца (100 г/см³).

Единственным способом получения на Земле «макроскопических» сгустков материи при экстремальной плотности энергии и реализации условий фазового перехода материи в КГП является столкновение двух тяжёлых ядер сверхвысокой энергии. В 1983 г. Бьёркен, используя гидродинамическую модель, показал, что в центральных столкновениях тяжёлых ядер сверхвысокой энергии может быть достигнута, хотя и на весьма короткое время, плотность энергии, превосходящая критическую. Центральное

столкновение тяжёлых ядер сверхвысокой энергии в системе их центра масс схематически изображено на рис. 2.

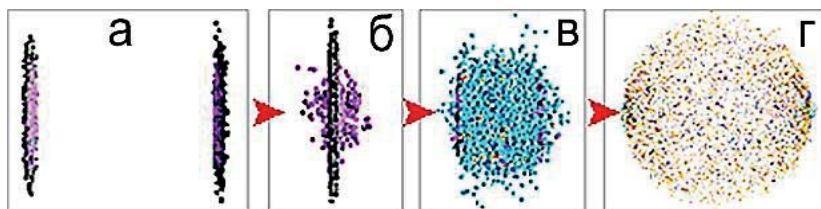


Рис. 2. Схематическое изображение процесса центрального столкновения тяжёлых ядер сверхвысокой энергии.

На этом рисунке изображён момент перед сближением ядер (а). Поскольку энергии ядер во много раз превышают их энергию в покое, имеет место сильное лоренцевское сжатие. Поэтому ядра представляют собой плоские диски, продольный размер которых в γ раз меньше поперечного размера, равного диаметру ядра. Здесь γ — отношение полной энергии ядра в системе центра масс к массе покоя. В следующий момент (б) ядра проходят друг сквозь друга. В этот момент происходят жёсткие взаимодействия составляющих их нуклонов, резко растут плотность энергии и энтропия. Затем нуклонные диски разлетаются, а между ними остаётся сгусток высоковозбуждённой материи, лишённой барионов (в). В нём быстро устанавливается термодинамическое равновесие. Если при этом плотность энергии превышает критическую, сгусток оказывается в состоянии КГП. Поскольку в сгустке создаётся очень высокое давление, он расширяется и остывает. В какой-то момент происходит обратный фазовый переход из КГП в адронную материю. Сгусток продолжает расширяться и остывать (г). Наконец, наступает момент, когда расстояния между частицами сгустка становятся больше длины свободного пробега. Столкновения между частицами сгустка прекращаются, наступает их свободный разлёт. Можно сказать, что, начиная с этапа образования сгустка КГП, его эволюция повторяет эволюцию ранней Вселенной. Здесь мы имеем дело с микроскопическим вариантом Большого взрыва, искусственно произведённым в лаборатории на Земле. Его можно было бы назвать Малым взрывом.

Установка ALICE (её общий вид представлен на рис. 3), предназначенная для исследования физики КГП на Большом адронном коллайдере — Large Hadron Collider (LHC) в CERN, представляет собой уникальное электрофизическое сооружение.

Физики ИТЭФ участвовали в международной коллаборации ALICE с 1993 года. Основным направлением их деятельности было создание новой времяпролетной методики для идентификации заряженных частиц на основе плоско-параллельных газовых камер. Единственным способом реализации

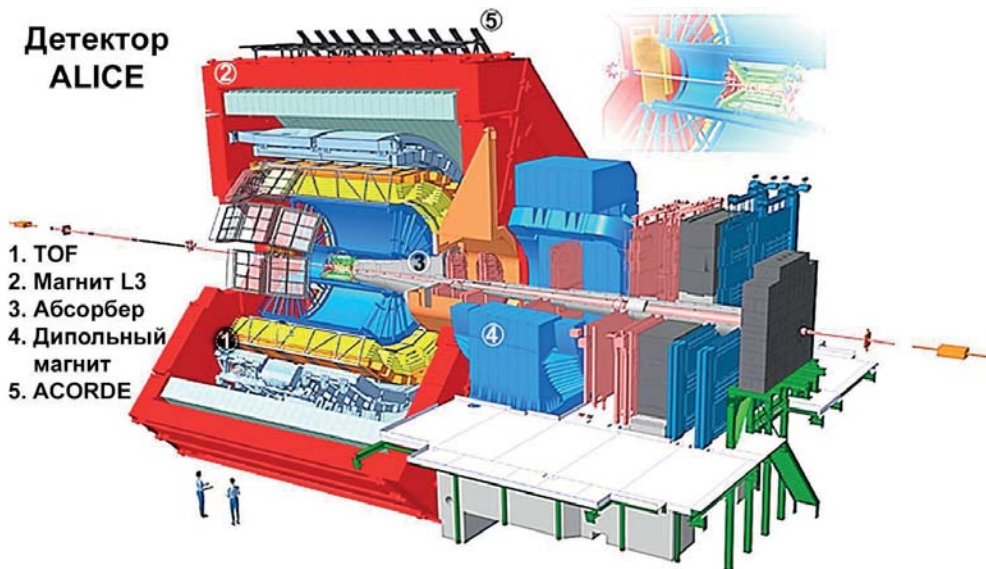


Рис. 3. Общий вид установки ALICE.

детектора времени пролёта (Time-of-Flight — TOF), существовавшим до 1990-х годов, являлась традиционная методика, основанная на использовании фотоумножителей и сцинтилляторов. Эта методика обеспечивала принципиальную возможность получения требуемого временного разрешения (< 100 пс), однако она нереализуема в масштабах больших систем современных ядерно физических экспериментов по причинам высокой стоимости и трудностей, связанных с работой ФЭУ в сильном магнитном поле.

Прорывом в этой области стало создание новой методики TOF, предложенной физиками ИТЭФ и использующей газонаполненные плоскопараллельные камеры (ППК). В результате работы, проведённой группой ИТЭФ в эксперименте ALICE в 1995–2003 годах, путем подбора газовой смеси, оптимизации конструкции камеры и электронного канала удалось достичь временного разрешения ППК на уровне 50 пс при 100 % эффективности регистрации минимально ионизирующих частиц. Созданный детектор (рис. 4) не только имеет выдающиеся характеристики, но и адаптирован к условиям массовой сборки. По окончании стадии разработки в 2003–2008 годах группа ИТЭФ принимала активное участие в сборке и калибровке крупнейшей в мире времяпролётной системы детектора ALICE (159 000 каналов, 150 м^2), превосходившей ранее имевшиеся в $50\div 100$ раз по количеству каналов и площади.



Рис. 4. Сборка детекторов (а) для системы TOF, один из супермодулей TOF (б) и его установка в магнит L3 (в).

Группой ИТЭФ была создана специальная установка для проверки и калибровки модулей этой большой системы от космических лучей. Одновременно была разработана методика детекторов СТАРТ [1], которая основана на использовании новейшей российской разработки — лавинных гейгеровских фотодиодов. Созданный детектор позволяет регистрировать мюоны космического излучения с примесью шумов менее 10^{-2} Гц.

Установка позволила провести проверку и калибровку всей времяпролетной системы детектора ALICE, а система детекторов СТАРТ показала высокую стабильность и надёжность работы, простоту в использовании и высокую чувствительность к малоинтенсивным источникам радиоактивного фона. Она почти в неизменном виде может быть использована для создания порталных мониторов большой площади для общехозяйственных нужд и национальной безопасности (рис. 5).

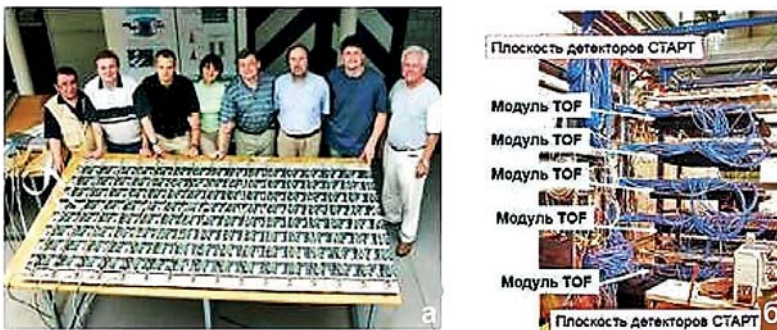


Рис. 5. Группа ИТЭФ у одной из собранных плоскостей (а) детекторов СТАРТ, общий вид космического стенда (б).

Одним из основных элементов установки ALICE является магнит L3, созданный в России под руководством специалистов нашего института. Этот магнит, успешно отработавший в предыдущем эксперименте на LEP, был

модифицирован для задач эксперимента ALICE. В России были изготовлены дополнительные 20-тонные вставки (рис. 6), обеспечивающие большую равномерность магнитного поля. При участии иностранных специалистов были проведены прочностные испытания, все элементы были доставлены в CERN и вмонтированы в магнит L3.

В настоящее время группа физиков НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ принимает активное участие в анализе данных по поиску следов образования кварк-глюонной плазмы на базе использования информации детектора TOF, позволяющей идентифицировать частицы (рис. 7).



Рис. 6. Испытание вставок в магнит L3 на заводе.

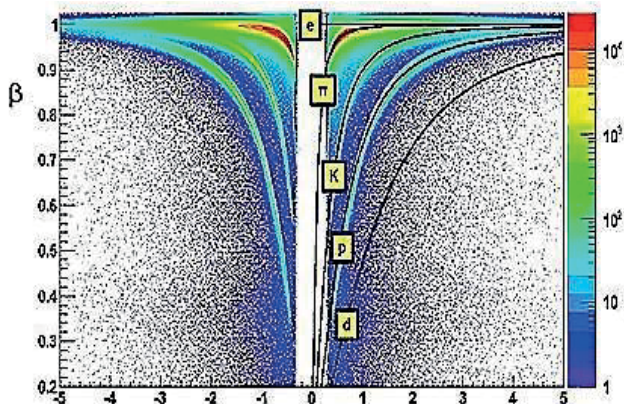


Рис. 7. Идентификация частиц при помощи TOF на плоскости (импульс×заряд, скорость β).

При проведении физического анализа уделяется особое внимание трём направлениям:

- физике короткоживущих резонансов,
- фемтоскопии,
- анализу химического состава струй.

Физика короткоживущих резонансов. К наиболее важным из полученных результатов следует отнести обнаружение изменения масс и ширин короткоживущих резонансов в протон-протонных и ион-ионных столкновениях.

Согласно квантовой хромодинамике горячая и плотная ядерная материя, образующаяся в соударениях тяжёлых ионов, может испытывать фазовый переход с восстановлением киральной симметрии. Модификация свойств резонансов в ядерной среде была предложена в качестве возможного сигнала такого фазового перехода. Данные, полученные на тяжелоионном коллайдере RHIC [2], свидетельствуют об уменьшении массы короткоживущих резонансов $\rho(770)^0$, $K^*(892)^0$ и $\Delta(1232)^{++}$ не только в ядерно-ядерных, но и в

pp-столкновениях. Это может указывать на то, что даже при энергиях RHIC «среда» образуется уже в pp-столкновениях.

Группой НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ в эксперименте ALICE уделяется значительное внимание анализу масс и ширин короткоживущих адронных резонансов. Был выполнен анализ для распадов $K^*(892)^0 \rightarrow K\pi$ и $\Delta(1232)^{++} \rightarrow p\pi$ в pp-столкновениях при различных энергиях ЛНС. В спектре инвариантных масс дочерних пар сигнал можно описать с использованием табличной ширины резонанса. В экспериментальных событиях (рис. 8) виден сдвиг массы резонансов. Сдвиг массы уменьшается с ростом поперечного импульса резонанса и существует вплоть до $p_T \sim 3$ ГэВ/с для $K^*(892)^0$ и до $p_T \sim 7$ ГэВ/с для $\Delta(1232)^{++}$. Видна тенденция роста сдвига масс с ростом энергии столкновения. Максимальные значения сдвига достигают ~ 7 МэВ/с² для $K^*(892)^0$ и ~ 30 МэВ/с² для $\Delta(1232)^{++}$. Одна из возможных причин сдвига массы — взаимодействия продуктов распада резонанса с другими адронами в конечном состоянии реакции.

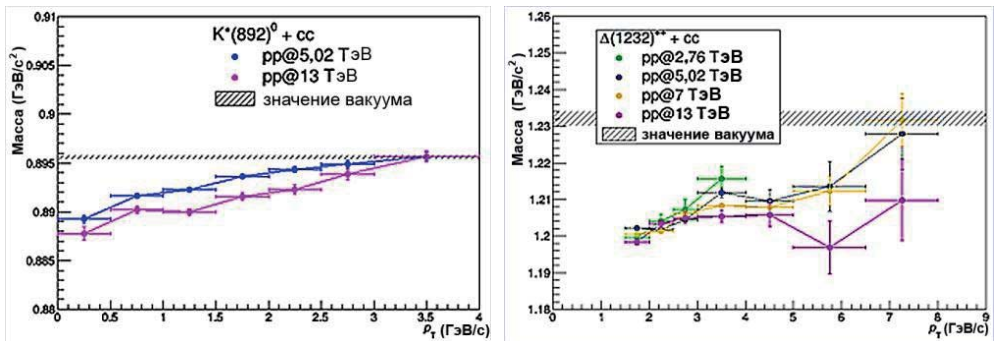


Рис. 8. Экспериментальные события для pp-столкновений при различных энергиях ЛНС. Массы резонансов $K^*(892)^0$ (слева) и $\Delta(1232)^{++}$ (справа) в зависимости от поперечного импульса резонанса.

Исследования по фемтоскопии. При образовании КГП увеличивается число степеней свободы, что неизбежно приводит к увеличению объема области эмиссии частиц и увеличению продолжительности эмиссии. Главным инструментом для получения информации о пространственно-временных характеристиках области эмиссии частиц является фемтоскопия — метод изучения импульсных корреляций частиц при малых относительных импульсах. Импульсные корреляции пары частиц возникают благодаря эффектам квантовой статистики, сильному и кулоновскому взаимодействиям в конечном состоянии. Благодаря фемтоскопии было проведено определение объема и времени жизни фэйрбола в столкновениях ядер свинца при энергии 2,76 ТэВ. Объем в эксперименте на ЛНС получился в два раза больше, чем на

ускорителе RHIC. А время жизни файерболла — на 40% больше, чем на RHIC [3].

Группой ИТЭФ были проведены интенсивные исследования Бозе-Эйнштейновских корреляций заряженных частиц в pp-столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и в столкновениях Pb-Pb при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ ТэВ в эксперименте ALICE (LHC).

Первыми были измерены корреляции двух тождественных заряженных каонов в протон-протонных столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Одномерные корреляционные функции рассматривались в трёх диапазонах по множественности и в четырёх диапазонах — по поперечному импульсу. Из анализа корреляционных функций были получены фемтоскопические радиусы и параметры силы корреляции. Корреляции каонов показывали небольшое увеличение радиусов с увеличением множественности и характеризовались уменьшением радиусов с ростом поперечных импульсов. Важно отметить, что эти тенденции характерны для $\pi\pi$ - и $K_s^0 K_s^0$ -корреляций в pp-столкновениях и столкновениях тяжёлых ионов. При высоких множественностях обнаружено указание на то, что одномерные корреляционные радиусы для заряженных каонов больше, чем для пионов, в отличие от того, что наблюдалось при столкновениях тяжёлых ионов на RHIC. По результатам исследований опубликована работа [4].

В другом исследовании были получены результаты фемтоскопического анализа $\pi^\pm \pi^\pm$, $K^\pm K^\pm$, $K_s^0 K_s^0$, pp- и $\bar{p}\bar{p}$ -пар в PbPb-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ ТэВ. Пример корреляционных функций тождественных каонов показан на рис. 9.

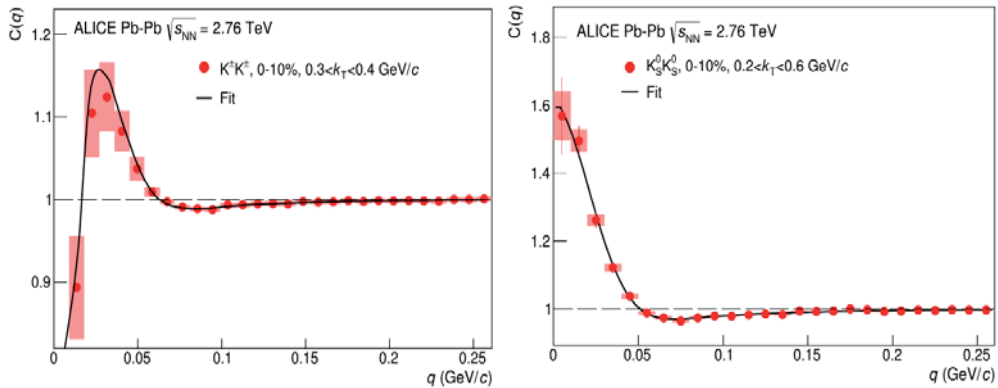


Рис. 9. Корреляционные функции тождественных заряженных (слева) и нейтральных (справа) каонов в PbPb-столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ ТэВ из работы [5].

Анализ полученных корреляционных функций показывает, что фемтоскопические размеры источника пионов, каонов и протонов

демонстрируют монотонное уменьшение с увеличением средней поперечной массы $m_T = \sqrt{(m^2 + p_T^2)}$. Это согласуется с предсказаниями гидродинамических моделей для центральных столкновений о существовании m_T -скейлинга, присущего образованию КПП. Результаты исследований опубликованы в работе [5].

В работе [6] выполнен трёхмерный фемтоскопический анализ каонов во взаимодействиях ядер свинца при энергии 2,76 ТэВ. Были получены трёхмерные радиусы для четырёх диапазонов центральности: 0–5%, 0–10%, 10–30%, 30–50% и следующих диапазонов поперечного импульса: 0,2–0,4; 0,4–0,6; 0,6–0,8 ГэВ/с (для заряженных каонов) и 0,2–0,6; 0,6–0,8; 0,8–1,0; 1,0–1,5 ГэВ/с (для нейтральных каонов). Сравнение каонных и пионных радиусов как функций m_T показало нарушение m_T -скейлинга. Тем самым была подтверждена важность фазы перерасеяния для каонов. В работе также было оценено время эмиссии (τ) каонов, которое оказалось больше, чем у пионов. На рис. 10 показаны квадраты продольной компоненты радиуса каонов и пионов (R_{long}^2) в зависимости от поперечной массы m_T . Кривые соответствуют аппроксимации данных по формуле из работы [7]. Видно, что кривая для каонов лежит выше кривой для пионов (большие времена эмиссии каонов, т.к. $R_{\text{long}}^2 \sim \tau^2/m_T$). Данное наблюдение согласуется с предсказаниями гидродинамической модели НКМ [7] и подтверждает важность учёта адронной фазы перерасеяния.

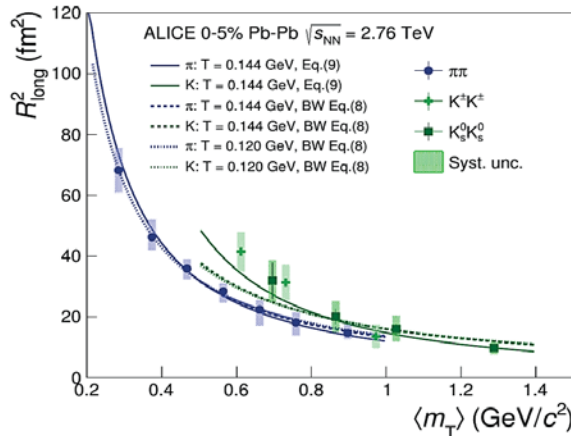


Рис.10. Зависимость R_{long}^2 от $\langle m_T \rangle$ для каонов и пионов из работы [6]. Кривые соответствуют аппроксимации данных по формулам работы [7].

Анализ химического состава струй. Важным инструментом в исследованиях свойств КПП являются струи частиц, летящих в узком конусе. Образуясь на ранней стадии реакции при жёстких соударениях партонов и их последующей адронизации, струи распространяются в горячей и плотной среде, созданной в столкновениях тяжёлых ионов. В результате

взаимодействия со средней струей теряет часть энергии, главным образом на перерасеяние и излучение глюонов. Такой процесс обычно называется «гашением струй» и характеризуется уширением конуса струи и изменением её других кинематических свойств (функции фрагментаций, баланса энергии между противоположно направленными струями в двухструйных событиях, углового распределения энергии относительно оси струи). При этом ожидается изменение химического (адронного) состава струй в присутствии КПП. В протон-протонных системах образование струй хорошо описывается пертурбативной квантовой хромодинамикой, поэтому в таких измерениях струи используются для проверки существующих моделей, а также как «эталонные» измерения для сравнения с измерениями в столкновениях ионов.

На рис. 11 показаны результаты анализа химического состава струй, проведённого коллаборацией ALICE. Измерение отношения количества барионов к мезонам Λ/K_S^0 в инклюзивном случае показывает его сильное увеличение в области средних значений поперечного импульса частиц ($2 \div 5$ ГэВ/с). Такое поведение наблюдается во всех системах столкновений:

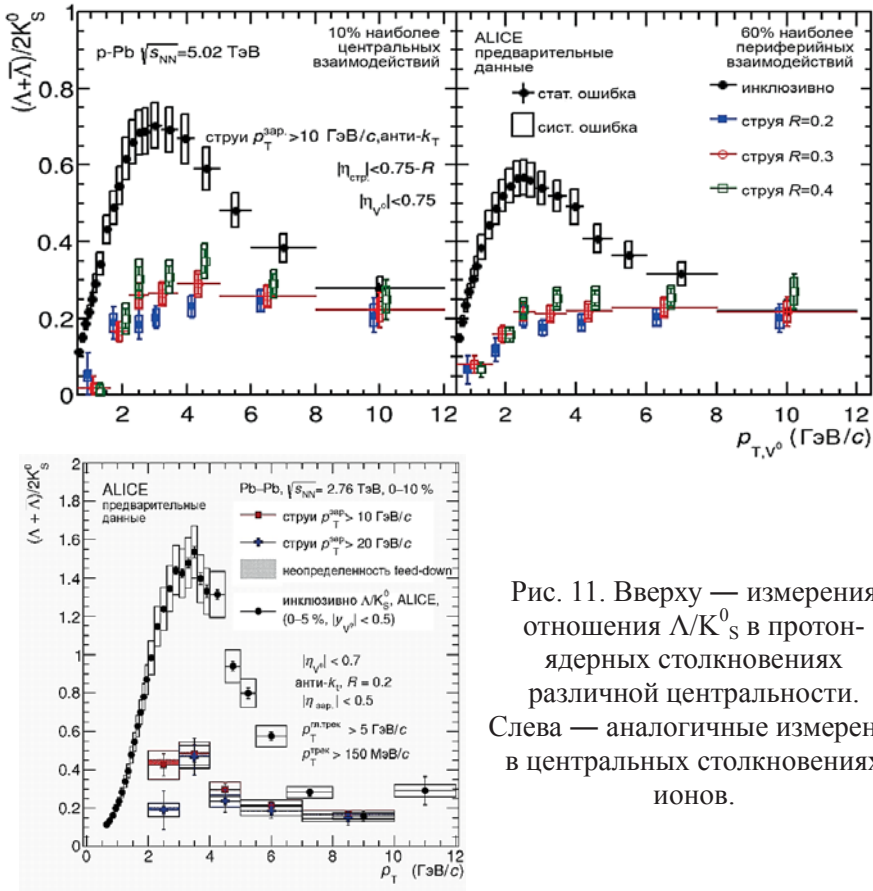


Рис. 11. Вверху — измерения отношения Λ/K_S^0 в протон-ядерных столкновениях различной центральности. Слева — аналогичные измерения в центральных столкновениях ионов.

протон-протон, протон-ядро и ядро-ядро. Однако это отношение не увеличивается для частиц струи. Как видно из рисунка, отношение не меняется с ростом поперечного импульса частиц во всех системах столкновений.

Кроме этого, ведутся исследования, ориентированные на проверку гипотезы о том, что КГП может образовываться и в протон-протонных столкновениях. С этой целью изучаются свойства струй в событиях с разной множественностью.

Перспективы участия группы нашего института в программе модернизации эксперимента ALICE. В рамках работ по модернизации эксперимента ALICE группа нашего института, имея успешный опыт по созданию триггерной системы для космического стенда с детекторами СТАРТ [1], внесла предложение о создании мюонной системы большой площади вокруг магнита L3 на основе сцинтилляционных детекторов и лавинных гейгеровских диодов отечественного производства. Существующий регистратор мюонов ACORDE (рис. 3), расположенный за тремя секторами магнита L3, нацелен на выполнение отдельной физической программы, связанной с анализом событий с большой множественностью атмосферных мюонов, и не способен участвовать в основной физической программе эксперимента ALICE. В настоящее время возможности детектора ACORDE по регистрации физически значимых сигналов ограничены, что обусловлено покрытием этим устройством крайне малого телесного угла (общая площадь чувствительной части ACORDE, расположенной на расстоянии 8,5 м от оси пучка, составляет всего $22,8 \text{ м}^2$) и низким координатным разрешением (гранулярность чувствительной зоны ACORDE составляет $190 \times 20 \text{ см}^2$). В настоящей версии ALICE регистрация мюонов осуществляется главным образом передним мюонным спектрометром, который закрывает область углов $171^\circ < \theta < 178^\circ$ относительно оси пучка, что соответствует диапазону псевдобыстрот $-4,0 < \eta < -2,5$. Расширение области регистрации мюонов в центральную часть ALICE с $\theta \sim 90^\circ$ позволит исследовать важные для физической программы ALICE векторный мезон $\phi(1020)$, а также кварконии $J/\psi(3097)$ и $\Upsilon(9460)$ по их мюонной моде распада в центральной области быстрот. При размещении нового мюонного детектора на внешней поверхности соленоида L3 абсорбером для адронов может стать сам магнит. Кроме того, фон и энергия разлетающихся адронов в центральной части ALICE несравнимо меньше, чем в передней.

Предполагается, что модуль нового детектора ACORDE будет иметь размер $2,6 \times 2,6 = 6,76 \text{ м}^2$. Этими модулями, по мере их готовности, будут покрываться все внешние поверхности секторов магнита L3 (размер сектора $7 \times 9,2 = 64,4 \text{ м}^2$), за исключением нижнего сектора, на котором стоит магнит. Как показало выполненное нами компьютерное моделирование, возможность восстанавливать кварконии по мюонной моде распада требует 4-х секторов с минимальным количеством модулей: 2 модуля на один сектор. Желательно в

первую очередь покрывать сектора, расположенные за калориметрами, которые, помимо магнита, приводят к снижению фоновой загрузки ACORDE. Фоновая загрузка, благодаря главным образом магниту, ничтожно мала, что создаёт благоприятные условия для сшивки с треками и идентификации мюонных треков. При полученном в симуляциях отклонении мюонных треков (из-за многократного рассеяния) приемлемо использование сцинтилляционных стрипов шириной 6 см, из которых будут собираться модули.

Основной узел модуля стрип (strip – полоска) включает 3 базовых элемента: сцинтилляционную пластину размером $260 \times 6 \times 1$ см², спектросмещающее оптоволокно и два миниатюрных лавинных фотодиода со структурой металл-резистор-полупроводник. Диоды располагаются на одном конце стрипа. Здесь же находится плата со считывающей электроникой. Принцип работы стрипа тот же, что и детектора СТАРТ. В институте была создана инфраструктура для массового производства стрипов. Проведённые в CERN тестовые испытания на пучках частиц показали хорошие результаты для эффективности и временного разрешения вдоль стрипа (рис. 12).

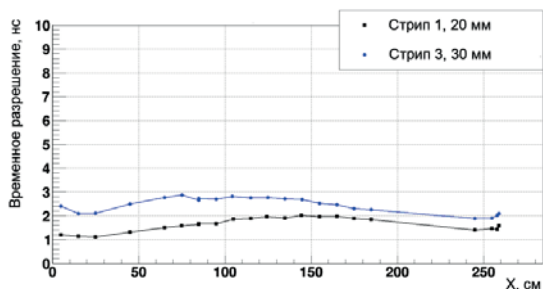
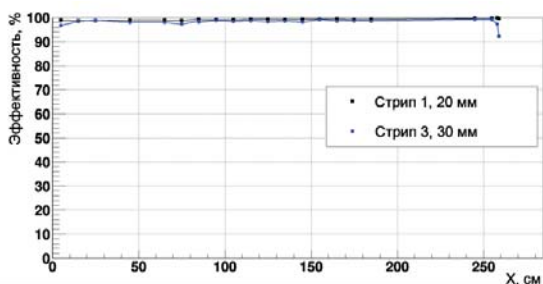
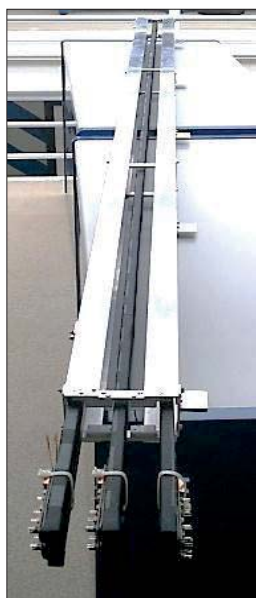


Рис. 12. Слева — сборка из 3-х стрипов будущей системы ACORDE, подготовленная для проведения тестовых испытаний в CERN.

На концах стрипов видны платы считывающей электроники.
Справа — зависимости эффективности и временного разрешения от положения точки измерения вдоль стрипа.

Литература

1. Akindinov A. et al. Nucl. Instrum. Meth., A539, 2005, p. 172.
2. Fachini P. J. J. Phys., G35, 2008, 044032.
3. Aamodt K. et al. (ALICE Collaboration). Phys. Lett., B696, 2011, p. 328.
4. Abelev B. et al. (ALICE Collaboration). Phys. Rev., D87, 2013, 052016.
5. Adam J. et al. (ALICE Collaboration). Phys. Rev., C92, 2015, 054908.
6. Acharya S. et al. (ALICE Collaboration). Phys. Rev., C96, 2017, 064613.
7. Karpenko Iu.A., Sinyukov Yu.M. Phys. Lett., B688, 2010, p. 50.

Физики института в экспериментах ATLAS и CMS на Большом адронном коллайдере

В.Б. Гаврилов, И.И. Цукерман

Как известно, основной теорией, описывающей три фундаментальных взаимодействия элементарных частиц — сильное, электромагнитное и слабое — является так называемая Стандартная модель (СМ). После открытия переносчиков слабого взаимодействия (W- и Z-бозонов) в Европейском центре ядерных исследований (CERN, Швейцария) в 1983 г., самого тяжёлого из кварков (топ-кварка) в Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми (FNAL, США) в 1994 году и тау-нейтрино в 2000 г. там же, единственной необнаруженной на опыте фундаментальной частицей СМ остался бозон Хиггса. В СМ он обеспечивает массами все фундаментальные частицы (шесть кварков, три заряженных лептона и их нейтрино, W- и Z-бозоны), включая самого себя. Особенно важно то, что он должен обладать нулевым спином и положительной чётностью (0^+), т.е. иметь квантовые числа как у физического вакуума — одного из самых загадочных объектов в природе.

Поэтому поиск бозона Хиггса СМ является первостепенной задачей физики элементарных частиц конца XX-го – начала XXI веков. Основная сложность этой задачи связана с тем, что в СМ не предсказывается величина массы бозона Хиггса (m_H). Ожидаемое сечение его рождения в pp -, ep - и e^+e^- -столкновениях на много порядков меньше, чем полное сечение их взаимодействия. Сечение рождения бозона Хиггса должно сильно убывать с ростом m_H . Кроме того, относительные вероятности распадов бозона Хиггса по удобным для экспериментального наблюдения каналам поиска (т.е. с жёсткими лептонами или фотонами в конечном состоянии), как правило, малы и тоже зависят от его массы.

К середине 80-х годов прошлого века из экспериментов на наиболее мощных на то время ускорителях и коллайдерах было получено лишь ограничение снизу на массу бозона Хиггса на уровне нескольких десятков гигаэлектронвольт. С другой стороны, в случае верности СМ, масса бозона Хиггса не должна превышать 1 ТэВ. В противном случае сечение парного взаимодействия W-бозонов будет расходиться. Поэтому уже в 1984 г. в CERN начал обсуждаться проект протон-протонного коллайдера с рекордной энергией в с.ц.м. порядка десятка тераэлектронвольт и беспрецедентно высокой светимостью (10^{34} см⁻²с⁻¹). Появились и проекты двух гигантских

экспериментальных установок для поиска бозона Хиггса в широком диапазоне масс (вплоть до 1 ТэВ) и новых тяжёлых частиц. Впоследствии предлагаемый суперускоритель был назван Большим адронным коллайдером (БАК), что является дословным переводом с английского языка — Large Hadron Collider (LHC).

К 1992 году образовались крупные международные коллаборации физиков, которые начали реализацию проекта создания экспериментальных установок (ATLAS — A Toroidal Lhc ApparatuS [1] и CMS — Compact Muon Solenoid [2]). В настоящее время в эти сотрудничества входят более 2000 физиков и технических специалистов из двух сотен научных институтов. Каждая из этих экспериментальных установок имеет габаритные размеры по несколько десятков метров и весит несколько тысяч тонн; схемы установок легко доступны в интернете. Оба детектора симметричны относительно оси протонных пучков и точки их взаимодействия и состоят из внутренних детекторов, которые служат для восстановления треков заряженных частиц и вершин событий, за которыми стоят электромагнитные и адронные калориметры для измерения энергии электромагнитных и адронных ливней соответственно. За ними располагаются мюонные системы. Но ATLAS и CMS используют разные концепции и технологии в изготовлении детекторов, чем дополняют друг друга. Так, в мюонной системе ATLAS используется тороидальное магнитное поле, а в CMS — соленоидальное. Все электромагнитные калориметры детектора ATLAS — ионизационные с активным веществом в виде жидкого аргона и тяжёлым пассивным веществом-поглотителем, а в CMS основной электромагнитный калориметр — сцинтилляционный на базе кристаллов $PbWO_4$.

Установки ATLAS и CMS проектировались и строились в 1993–2008 годах. В декабре 2009 г. БАК начал набор физических данных сначала при энергии столкновения протонов 2,36 ТэВ, а затем — при 7 ТэВ, постепенно наращивая светимость, которая к концу 2011 г. составила в интегральном исчислении около 5 обратных фемтобарн на эксперимент. В 2012 г. энергия БАК была повышена до 8 ТэВ, а интегральная светимость достигла 20 обратных фемтобарн. После некоторой модернизации коллайдера и установок в 2013–2014 годах, начиная с 2015 г., набираются данные при рекордной энергии 13 ТэВ. К середине 2018 г. интегральная светимость БАК при этой энергии превысила 100 обратных фемтобарн.

Физики ИТЭФ работали в экспериментах ATLAS и CMS с самого начала этих проектов. В институте были созданы две независимые группы, одна — под руководством В.Д. Хованского (ATLAS), другая — во главе с В.Б. Гавриловым (CMS). В 1990-х годах этими группами были разработаны методики калориметрии на основе жидкого сцинтиллятора и жидкоаргоновых дрейфовых трубок (ATLAS) и кварцевых волокон (CMS). Соответствующие калориметры были предложены для использования в области малых полярных

углов (отсюда их название «передние») установок ATLAS и CMS, где требуется беспрецедентно высокая радиационная стойкость аппаратуры (в наиболее опасных местах установки ATLAS доза радиации достигает 1 Град за период работы в один год). Это связано с тем, что в протон-протонных столкновениях плотности потоков энергии сильно растут с уменьшением угла. Такие калориметры должны обеспечивать герметичность установок в целом и быть способными как к измерению энергии жёстких (с большим поперечным импульсом) адронных струй, которые могут сопровождать рождение бозона Хиггса, так и вектора недостающего поперечного импульса p_T^{miss} в событии. События с большим p_T^{miss} могут быть связаны с наличием как нейтрино, так и гипотетических нейтральных частиц, которые не регистрируются из-за малости их сечения взаимодействия с веществом детекторов. Другой характерной особенностью таких калориметров является быстрый и короткий сигнал, который позволяет значительно подавить шумы. Отметим, что на БАК столкновения протонов происходят каждые 25÷50 нс, при этом одновременно происходит 20÷40 взаимодействий, из которых надо выделить редко случающееся жёсткое, представляющее интерес для экспериментального исследования.

Для области малых углов установки CMS физики ИТЭФ предложили использовать калориметр на кварцевых волокнах. Была проведена оптимизация конструкции передних калориметров с кварцевыми волокнами. Для таких калориметров было необходимо изготовить стальные модули поглотителя длиной 170 см со сквозными отверстиями диаметром около 1 мм. Всего таких отверстий должно быть около 2 миллионов. Начальником КБ института А.А. Никитиным было предложено изготавливать пластины с канавками, а затем соединять их в монолитные блоки с помощью диффузионной сварки. Совместно с сотрудниками РФЯЦ ВНИИТФ (г. Снежинск) была освоена уникальная технология производства модулей. 36 модулей весом около 4 т каждый были изготовлены во ВНИИТФ по заказу нашего института. На рис. 1 представлена фотография, сделанная во время приёмки последнего модуля переднего калориметра CMS [3] во ВНИИТФ.

Все модули были доставлены в CERN и оснащены там кварцевыми волокнами и фотоэлектронными умножителями (рис. 2). Сотрудниками института были проанализированы данные, полученные в испытаниях модулей на пучках частиц высоких энергий, проведена калибровка энергетической шкалы всех каналов и осуществлялся контроль работы в течение набора данных.

При подготовке эксперимента ATLAS группой ИТЭФ совместно с партнёрами были созданы и испытаны прототипы калориметра на основе как жидкого сцинтиллятора, так и жидкого аргона. В итоге был выбран вариант на базе дрейфовых трубок в жидком аргоне с материалом поглотителя из меди в электромагнитной секции и из вольфрама — в двух адронных секциях. На рис. 3 показан один из двух передних калориметров ATLAS [4] перед



Рис. 1. Приёмка последнего модуля переднего калориметра CMS во ВНИИТФ.

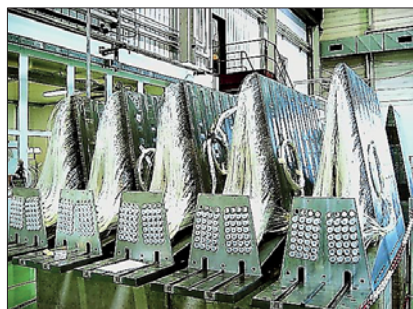


Рис. 2. Модули передних калориметров CMS, оснащённые в CERN кварцевыми волокнами.

установкой в криостат. Он состоит из электромагнитной (слева) и двух адронных секций. Справа — вольфрамовая заглушка для уменьшения утечек энергии в мюонные камеры, расположенные позади калориметра.

Высокая плотность вольфрама позволила сделать калориметр компактным, с минимальными утечками энергии адронного ливня в поперечном направлении. Отметим, что в отличие от более распространённой концепции калориметров с перемежающимися плоскопараллельными пластинами поглотителя и активного вещества, в нашем случае элементы расположены не перпендикулярно направлению движения частиц, рождающихся в первичной вершине, а параллельно пучку. Так создаётся практически проекционная геометрия калориметра, что облегчает восстановление угла вылета входящей частицы или адронной струи.

Сотрудники института вместе с представителями отечественных заводов разработали технологию изготовления и наладили серийное производство анодов из вольфрама диаметром 5 мм с допуском ± 15 микрон. Такая точность в изготовлении была необходима для поддержания постоянного зазора между стрержнем-анодом и трубкой-катодом (рис. 4). На рисунке видны пластиковые нити, которые поддерживали заданную величину зазора между стрержнями-анодами и трубками.

Физики ИТЭФ принимали активное участие в тестировании модулей переднего калориметра на пучке ускорителя SPS CERN в 2003–2004 годах. Модули облучались электронами и π -мезонами в диапазоне энергий 10–200 ГэВ. Измеренные физические характеристики переднего калориметра оказались в согласии с расчётными [4]. Конкретный вклад сотрудников нашего института состоял в подготовке тестовых пучков, создании системы набора данных и прототипа генератора калибровочных импульсов, в криогенных испытаниях и разработке программного обеспечения для физического моделирования, в проведении прецизионного позиционирования передних



Рис. 3. Один из двух передних калориметров ATLAS перед установкой.

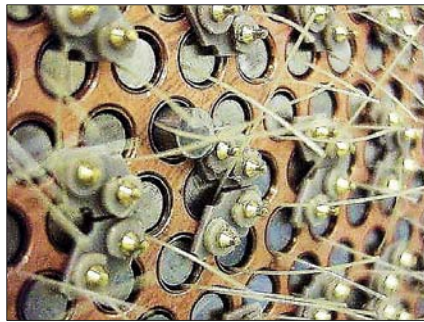


Рис. 4. Электроды переднего калориметра ATLAS.

калориметров ATLAS и осуществлении контроля работы в течение набора экспериментальных данных в 2010–2012 и 2015–2018 годах.

Передние калориметры ATLAS и CMS показали высокую радиационную стойкость и надёжность работы. За шестилетний период эксплуатации из 3524 каналов считывания переднего калориметра ATLAS лишь 8 вышли из строя. Напомним, что данные с передних калориметров необходимы для регистрации адронных струй в области малых углов и реконструкции недостающего поперечного импульса. Соответствующие измерения сыграли важную роль в обнаружении бозона Хиггса в экспериментах ATLAS и CMS.

После обработки всех данных pp-столкновений на БАК в 2011 г. и части данных 2012 г. при энергии сталкивающихся протонов 7 ТэВ и 8 ТэВ соответственно, 4 июля 2012 г. коллаборациями ATLAS и CMS было официально объявлено об открытии частицы со свойствами бозона Хиггса [5]. Физики НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ непосредственно участвовали в анализе этих данных, занимаясь поиском бозона Хиггса по перспективным каналам распада: $H \rightarrow WW$ (ATLAS) [6] и $H \rightarrow \tau\tau$ (CMS) [7].

Следует отметить, что поиски бозона Хиггса велись также на Большом электрон-позитронном коллайдере LEP (CERN) в 1989–2000 годах и на протон-антипротонном коллайдере Tevatron (FNAL) в 1987–2011 годах. В первом случае было получено ограничение снизу на массу бозона Хиггса — 114,4 ГэВ, а во втором сигнал от бозона Хиггса был виден в том же месте по массе, что и на БАК, но только на уровне трёх стандартных отклонений после объединения данных двух экспериментов CDF и D0.

К концу 2015 г., когда в обоих экспериментах была обработана полная статистика данных 2011–2012 годов, сигнал был чётко виден в четырёх каналах: $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$, $H \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ (рис. 5 для ATLAS) и $H \rightarrow \tau\tau$ (рис. 6 для CMS). Измеренная масса бозона Хиггса составила $125,09 \pm 0,24$ ГэВ. Усреднённая по нескольким каналам распада сила сигнала

в единицах СМ оказалась равной $1,18 \pm 0,15$ (ATLAS) и $1,00 \pm 0,13$ (CMS). Спин и чётность найденного бозона (0^+) тоже согласуются со Стандартной моделью. Необходимо отметить, что в содружествах ATLAS и CMS под силой сигнала (signal strength) понимается отношение измеренного сечения к предсказанному в рамках СМ.

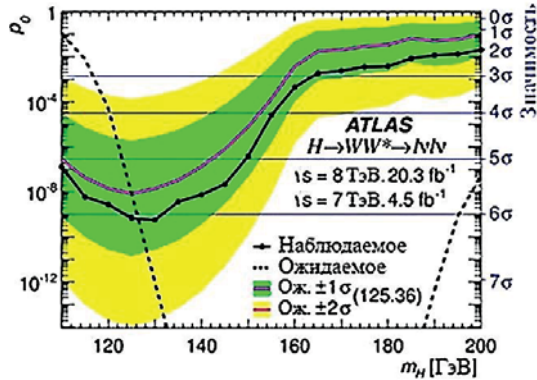


Рис. 5. Вероятность случайной флуктуации фона p_0 в наблюдаемое число событий в зависимости от массы бозона Хиггса в эксперименте ATLAS в канале распада $H \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ (левая шкала) [6]. Видно, что статистическая значимость сигнала превышает 6 стандартных отклонений (правая шкала).

Сразу после успешного завершения первого периода работы БАК (2010–2012 годы) в CERN были проведены работы над программой модернизации самого ускорительного комплекса и экспериментальных установок. В 2017 и 2018 годах. БАК уже достиг светимости вдвое больше проектной, набрав около 100 фб^{-1} данных при 13 ТэВ, а после 2026 года планируется увеличить светимость еще в 3–5 раз (High Luminosity LHC). Соответственно будут модернизироваться установки ATLAS и CMS, которые в их настоящем виде рассчитаны на работу при светимостях $(1\div 3) \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Обе группы физиков из НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ планируют участвовать в модернизации передних калориметров. В программу дальнейших физических исследований при более высокой энергии БАК (13 ТэВ — с середины 2015 г.; и 14 ТэВ — с 2021 г.) входит прецизионное измерение относительных вероятностей указанных выше каналов распада, а также $H \rightarrow b\bar{b}$, поиск редких каналов распада ($H \rightarrow \mu\mu$, $H \rightarrow Z\gamma$ и др.). Предварительные результаты анализа данных 2015 и 2016 годов подтверждают правильность вывода о том, что обнаруженная в 2012 г. частица с массой 125 ГэВ является бозоном Хиггса. Усреднённая по нескольким каналам распада сила сигнала в единицах СМ измерена с точностью 10 % в каждом из экспериментов и хорошо согласуется с СМ. Кроме того, детально

изучаются механизмы рождения бозона Хиггса, измеряются дифференциальные сечения и проводится поиск тяжёлых

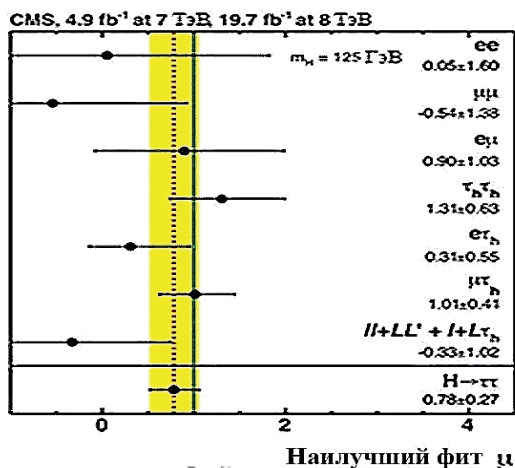


Рис. 6. Измеренная сила сигнала в режиме распада $H \rightarrow \tau\tau$ в различных категориях событий в эксперименте CMS [7]. Усреднённое её значение по всем категориям составляет $0,78 \pm 0,27$, что хорошо согласуется с предсказаниями СМ для бозона Хиггса.

гипотетических бозонов Хиггса и других новых тяжёлых частиц за пределами Стандартной модели. Физики НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ принимают и будут принимать непосредственное участие в наборе и анализе данных, а также эксплуатации установок.

Литература

1. ATLAS Collaboration. JINST, 2008, № 3, S08003.
2. CMS Collaboration. JINST, 2008, № 3, S08004.
3. Гаврилов В.Б. и Данилов М.В. ЯФ, 2004, т. 67, с. 1415.
4. Artamonov A. et al. JINST, 2008, № 3, P02010.
5. ATLAS Collaboration. Phys. Lett., B716, 2012, p. 1; CMS Collaboration. Phys. Lett., 2012, B716, p. 30.
6. ATLAS Collaboration. Phys. Rev., D 92, 2015, 012006.
7. CMS Collaboration. JHEP, 2014, № 5, p.104.

Участие института в эксперименте LHCb **по изучению редких распадов В-мезонов**

*И.М. Беляев, Д.Ю. Голубков, В.Ю. Егорычев, Т.Г. Кварацхелия,
В.И. Матюшин, Д.Ю. Перейма, И.О. Поляков, Д.В. Саврина*

Международный эксперимент LHCb (Large Hadron Collider beauty experiment) — один из четырёх основных экспериментов на Большом адронном коллайдере (БАК) — предназначен для того, чтобы ответить на один из самых интригующих вопросов современной физики высоких энергий: какие процессы, действовавшие после Большого взрыва, позволили материи сохраниться в том виде, в котором мы её наблюдаем сегодня, и понять, почему в ходе эволюции Вселенной исчезло антивещество?

Явление нарушения CP-инвариантности позволяет античастицам распадаться несколько иначе, чем частицам, и исчезать, оставляя избыток частиц в виде вещества Вселенной. Один из нерешённых теоретических вопросов в физике на сегодняшний день — почему Вселенная состоит в основном из материи, а не из равных частей материи и антиматерии? Для создания дисбаланса из первоначально равного количества материи и антиматерии должны быть выполнены условия А.Д. Сахарова, одним из которых является нарушение CP-симметрии в экстремальных условиях первых секунд после Большого взрыва. Как полагают, это и есть то самое нарушение симметрии, которое сделало возможным существование нашего мира. Каким образом это произошло — до сих пор неизвестно.

Возможно, ответ на этот вопрос будет найден в эксперименте LHCb на Большом адронном коллайдере. Цель эксперимента LHCb — наиболее точное изучение свойств частиц, содержащих b -кварк, а также поиск и исследование редких распадов прелестных частиц. Проверка теоретических предсказаний по описанию слабых распадов прелестных мезонов, выполненных в рамках Стандартной модели (СМ), представляется удобной формой тестирования модели и, как следствие, одним из вариантов поиска новой физики. Ярким свидетельством существования новой физики явилось бы обнаружение эффектов, запрещённых или сильно подавленных в СМ. Это придаёт особый интерес поиску и изучению редких распадов B -мезонов. В настоящее время физика прелестных частиц, содержащих b -кварк, — основной полигон исследования нарушения CP-симметрии. Работы в этой области идут полным

ходом, и изучение распадов В-мезонов ещё много лет будет представлять собой увлекательную область исследований.

В эксплуатации детектора LHCb, общий вид которого показан на рис. 1, принимают участие более 700 физиков из 52 институтов, расположенных в 15 странах мира. Для изучения названных выше физических процессов потребовалось создание не только ускорителей нового уровня энергий и светимости, но и новых детекторов, способных выделять редкие сигнальные события из огромного потока фоновых событий. Отсюда возникает необходимость создания высокоэффективной системы идентификации и регистрации частиц. Колоссальное увеличение энергии сталкивающихся частиц и необходимость улучшения точности измерения ставит перед учёными задачи создания детекторов и их элементов, способных работать в тяжёлых радиационных условиях и занимающих малый объем. Их решение возможно только на основе самых современных технологий с применением новых материалов и нестандартных конструкторских решений.

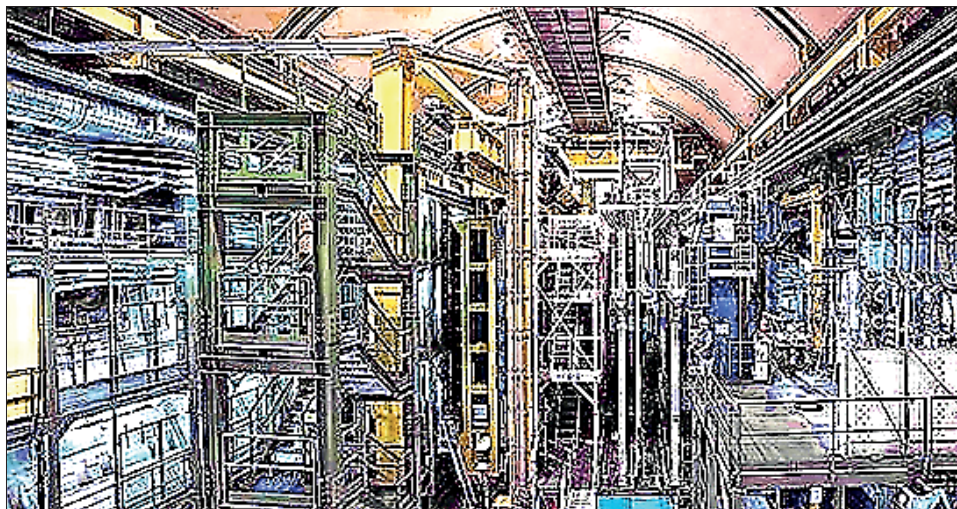


Рис. 1. Общий вид детектора LHCb.

Группа физиков ИТЭФ внесла решающий вклад в создание одной из основных систем идентификации частиц — калориметрической системы, а именно, — в разработку и изготовление электромагнитного калориметра (см. рис. 2). Его задачей является обеспечение идентификации электронов, фотонов и нейтральных пионов, а также выработка сигнала триггера первого уровня. Сейчас группа нашего института в LHCb-эксперименте отвечает за эксплуатацию электромагнитного калориметра.



Рис. 2.
Электромагнитный
калориметр.

В фокусе научных интересов группы находится изучение рождения тяжёлых (прелестных и очарованных) кварков и свойств адронов, содержащих тяжёлые кварки. Геометрия детектора LHCb позволяет изучать процессы рождения тяжёлых кварков и кваркониев в уникальной кинематической области.

Группой был обнаружен эффект множественного рождения тяжёлых кварков в высокоэнергетичных протон-протонных столкновениях. В частности, сначала было обнаружено парное рождение чармония. Этот редкий процесс чрезвычайно важен для понимания роли различных механизмов рождения частиц со скрытым очарованием. Множественное рождение тяжёлых кварков приводит так же к рождению B_c -мезона — частицы, составленной из прелестного и очарованного кварков. Свойства этой частицы очень важны для количественного понимания эффективной теории тяжелых кварков. Физика B_c -мезона представляет особый интерес, так как это единственный мезон, состоящий из двух тяжелых кварков. Самый тяжелый мезон распадается или через механизм слабого взаимодействия, когда или очарованный, или прелестный кварки участвуют в распаде, или через реакции слабой аннигиляции. Несмотря на то, что B_c -мезон был открыт международным сообществом CDF ещё в 1998 году, на момент запуска БАК было известно всего несколько каналов распадов этой частицы. Участниками эксперимента LHCb были проведены рекордные по точности измерения массы и времени жизни данного состояния. Обнаружены и изучены новые каналы распадов этой частицы. На текущий момент практически половина известных каналов распадов этой частицы открыта физиками НИЦ «Курчатовский институт» — ИТЭФ.

Изучение распадов прелестных частиц в частицы со скрытым очарованием и чармониеподобные частицы позволило детально исследовать динамику этих процессов. Большой вклад группа внесла в изучение состояния $X(3872)$. Эта частица была открыта в 2003 г. в эксперименте Belle. Её существование было подтверждено экспериментами других исследовательских коллективов, включая и коллаборации БАК. В ходе исследований были определены некоторые свойства состояния $X(3872)$, проведены измерения массы и исследования спектра дипионной массы в распаде $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$. При комбинировании результатов исследований коллабораций CDF и LHCb были установлены квантовые числа данного состояния $J^{PC} = 1^{++}$. Несмотря на большое количество информации о

X(3872)-частице, природа её до сих пор неясна. Изучение радиационных распадов этого состояния может помочь в решении данной проблемы. Дополнительно такие исследования позволили разрешить противоречие между измерениями, проведёнными группой BELLE и группой BaBar. Результаты, полученные группой физиков института в ходе изучения радиационных распадов X(3872)-состояния, внесли большой вклад в понимание природы этой частицы.

Исследования распада прелестных частиц в частицы со скрытым очарованием позволили внести большой вклад в изучение спектроскопии лёгких адронов и, в частности, — в проблему η - η' -смешивания. С использованием данных эксперимента LHCb, набранных при энергии протонных соударений 7 и 8 ТэВ в системе центра масс, впервые одновременно были исследованы четыре моды распадов $B_{(s)} \rightarrow J/\psi\eta^{(\prime)}$. Были получены наиболее точные параметры смешивания с минимальной модельной зависимостью, и ограничен возможный экзотический вклад от глюбола в волновую функция η' -мезона. Измерения параметров η - η' -смешивания находятся в согласии с предыдущими экспериментами и имеют сравнимую точность. Результат показывает, что вклад глюонной компоненты в η' -мезон маловероятен.

Группа внесла большой вклад в изучение свойств Λ_b -бариона. Изучение свойств этой частицы тесно связано не только с измерением её массы, собственного времени жизни, парциальных ширин распадов, но и с возможностью получения дополнительной информации о проблемах квантовой хромодинамики, таких как перенос цвета, цветовой конфаймент, адронизация кварков. Благодаря новым возможностям, которые открылись с началом работы БАК, стало доступным изучение новых распадов Λ_b -барионов в конечные состояния, содержащие чармоний.

В 2014–2015 г. в этом эксперименте открыты два пентакварка, а в 2019 г. — новое состояние чармония.

Необходимо подчеркнуть, что руководителем международного эксперимента LHCb с 2008 по 2011 годы был русский учёный, сотрудник нашего института Андрей Голутвин. Факт избрания руководителем международного коллектива российского учёного — отражение не только заслуг этого человека, но и признание важной роли нашего института в эксперименте LHCb и мировой физике элементарных частиц.

Участие института в эксперименте CBM

А.В. Акиндинов, Ю.М. Зайцев, И.Е. Королько, М.С. Прокудин

Введение

На сегодняшний день все ещё нерешёнными остаются загадки наблюдаемой иерархии масс и процесса формирования адронов из кварков и глюонов, особенности удерживающих их сил, а также поведение материи при экстремально высоких температурах и плотностях. В последние десятилетия ведущие мировые физические центры проводят интенсивную работу по изучению фазовой диаграммы ядерной материи. Свидетельства существования кварк-глюонной материи были обнаружены при анализе данных, полученных на Большом адронном коллайдере (БАК) в ЦЕРН и на последних высокоэнергетичных сеансах коллайдера RHIC Брукхейвенской национальной лаборатории, говорящих о том, что ядерное вещество образуется с высокой температурой и крайне низкой барионной плотностью (рис. 1), что соответствует первым мгновениям эволюции Вселенной после Большого взрыва.



Рис. 1. Современная фазовая диаграмма состояния ядерной материи.

Это состояние кварк-глюонной материи в процессе её расширения и остывания привело к образованию нашей Вселенной, которая и определила тот Мир, насыщенный протонами и нейтронами, в котором мы живём. Переход кварк-глюонной материи в привычный нам Мир может быть воссоздан в экспериментах на ускорителях путём столкновения тяжёлых ионов. Согласно современным представлениям, для этого необходимы не

очень высокие энергии столкновения, гораздо меньшие, чем те, что сообщаются ускоряемым частицам на БАК и RHIC, — от нескольких единиц до нескольких десятков гигаэлектронвольт. При таких энергиях в первые моменты взаимодействия образуется чрезвычайно сжатое ядерное вещество, плотность которого сравнима с плотностью вещества нейтронных звёзд. Исследование свойств этого вещества и наблюдение фазового перехода плотной барионной материи в адронный газ очень важно для понимания сильных взаимодействий.

Теоретические исследования показывают, что материя может находиться в состоянии адронного вещества, кварк-глюонной плазмы и переходного процесса — «смешанной фазы». При высокой барионной плотности, экспериментально реализуемой в столкновении тяжёлых ионов, материя практически не исследована. Фундаментальными проблемами исследований в этой области являются:

- поиск и изучение новых, не наблюдавшихся ранее форм барионной материи;
- понимание причин связанности кварков в нуклонах;
- поиск причин нарушения симметрии, объясняющих «механизм» формирования Мира, состоящего из вещества при отсутствии антивещества в видимой части Вселенной.

1. Проект ФАИР и эксперимент СВМ

Для проведения таких исследований в Германии был предложен проект FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research, [1]), а в России — NICA (Nuclotron based Ion Collider fAcility, [2]). Оба проекта в настоящее время активно развиваются. Одним из «столпов» проекта FAIR является эксперимент СВМ (Compressed Baryonic Matter, [3]), нацеленный на исследование плотной барионной материи. Явления и экспериментально измеримые величины, такие как распады векторных мезонов на два лептона, рождение частиц с множественной странностью, рождение очарованных частиц, требуют набора огромной статистики. Особенностью готовящихся экспериментов является придание им способности работать с крайне высокой скоростью набора данных. На установке СВМ, например, частота взаимодействий при столкновении ионов золота будет достигать 10 МГц (рис. 2).

Экспериментальная установка СВМ создаётся силами более чем 600 сотрудников из 55 институтов 15 стран. Научная задача международного сотрудничества СВМ состоит в изучении процессов, возникающих при столкновении ускоренных ионов с ядерной мишенью при максимально возможной точности и высокой эффективности. Для этого необходимо надёжно определять вершину события, измерять импульсы заряженных частиц, рождающихся с большой множественностью при столкновении тяжёлых ионов, проводить идентификацию этих частиц и измерять энергию

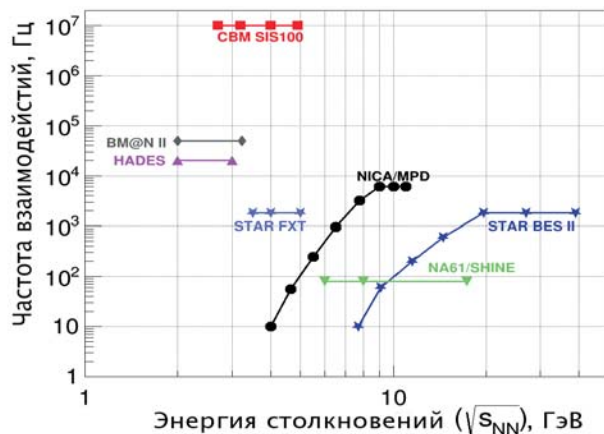


Рис. 2. Частота взаимодействий в зависимости от энергии сталкивающихся ионов для работающих в настоящее время и готовящихся ядерно-физических экспериментов.

фотонов, рождающихся как в первичном взаимодействии, так и при распаде вторичных частиц. Установка CBM (рис. 3) состоит из следующих систем:

- сверхпроводящий дипольный магнит (M),
- кремниевая система регистрации треков (STS),
- микроворшинный детектор (MVD),
- черенковский детектор кольцевого изображения (RICH),
- система мюонных камер (MUCH),
- детектор переходного излучения (TRD),
- времяпролетная система (TOF),
- электромагнитный калориметр (ECAL),
- система позиционирования (PSD).

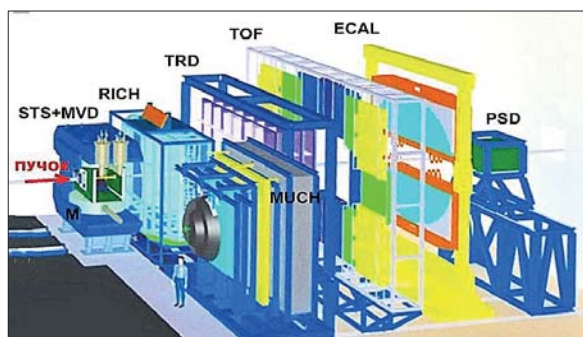


Рис. 3. Схема экспериментальной установки CBM (для регистрации мюонных распадов черенковский детектор кольцевого изображения RICH будет заменён на систему мюонных камер MUCH).
– электромагнитный калориметр (ECAL),

– передний адронный калориметр (PSD).

Ключевой особенностью установки, выделяющей её из всех современных ядерно-физических установок, является способность:

– работать при беспрецедентно высокой множественности частиц, рождающихся в столкновениях тяжёлых ионов — до 1500 частиц в одном столкновении;

– фиксировать ионные взаимодействия, происходящие при чрезвычайно высокой частоте их повторений — до 10 МГц;

– восстанавливать взаимодействия, происходящие при случайном, неизвестном заранее времени;

– быстро и эффективно анализировать все события при отсутствии аппаратной системы отбора.

Отсутствие триггерной системы требует развития нового поколения алгоритмов обработки потоковой детекторной информации в режиме реального времени.

Учёные НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ принимают активное участие в разработке и создании детекторных систем установки CBM. Подготовлен проект и начинается строительство центральной части времяпролетной системы с рекордными характеристиками в условиях высоких нагрузок — до 150 кГц/см². Основываясь на большом опыте, накопленном при создании детекторов HERA-B и LHCb, мы предложили проект электромагнитного калориметра для регистрации фотонов и идентификации электронов. Сотрудники ИТЭФ активно участвуют в развитии нового поколения программного обеспечения для моделирования работы установки CBM и потокового анализа физических данных. Для этого в 2012 году в НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ был запущен суперкомпьютер ИЦФР-ИТЭФ — российский центр расчётов и обработки данных для проекта ФАИР. Суперкомпьютер успешно функционирует.

2. Центральная часть времяпролетной системы

Способ идентификации частиц по измерению её времени пролета TOF (Time Of Flight) в настоящее время является одной из наиболее бурно развивающихся методик в ядерной физике и физике высоких энергий. Определённый вклад в создание нового класса газоразрядных детекторов для этой методики внесли физики ИТЭФ [4, 5].

Принципиальный вопрос о достижении временного разрешения ~100 псек и эффективности регистрации минимально ионизирующих частиц (МИЧ) на уровне 100% для газонаполненных детекторов был решён в 90-х годах прошлого века в ходе разработки системы TOF для эксперимента ALICE [6]. Тогда были созданы и запущены как малые (детектор HARP [7]) так и крупные (детектор ALICE [8]) системы на основе этой методики. Однако эти системы имели малую загрузочную способность и невысокую

радиационную стойкость, поскольку основным материалом детекторов было коммерческое полупроводящее стекло.

Группа ИТЭФ в ходе проведения работ по созданию системы TOF для эксперимента ALICE особое внимание уделяла радиационной стойкости и грузочной способности детекторов. Ею был предложен, испытан и запатентован совместно с фирмой ЦПТА [9] вариант детектора на основе материалов (промышленная керамика, карбид кремния), обеспечивающих высокую грузочную способность и радиационную стойкость [10].

С началом работ по созданию новых детекторов по программе FAIR задача разработки систем аналогичных системе TOF эксперимента ALICE, но работающих при значительно бóльшей нагрузке (для центральной части детектора CBM — 200 кГц/см^2) стала вновь актуальной. На рис. 4 показана зависимость нагрузки детектора TOF эксперимента CBM от расстояния до пучка (по горизонтали) при нахождении детектора на расстоянии 6 метров от мишени в случае столкновения Au+Au при энергии 10 GeV на нуклон.

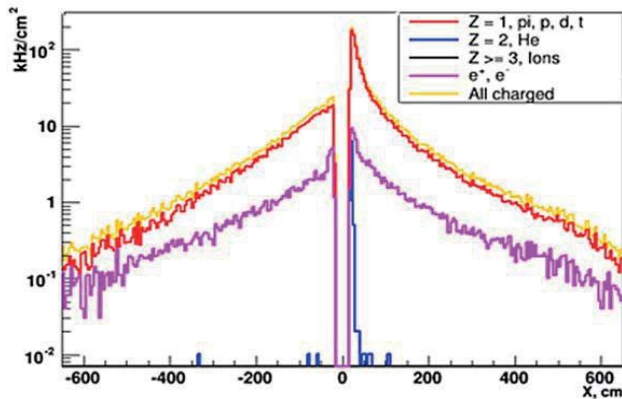


Рис. 4. Зависимость нагрузки детектора TOF от расстояния до пучка.

Поскольку использование стеклянных электродов в камере не имело перспективы из-за отсутствия необходимого стекла с малым сопротивлением, группа ИТЭФ совместно с группой из Россендорфа (Германия) приступила к разработке для этой цели радиационной стойкой керамики с низкой объёмной резистивностью и получила первые результаты, близкие к требуемым. В институте керамики Дрездена по просьбе немецких коллег была разработана композитная керамика на основе карбида и нитрида кремния. Эта технология позволяет варьировать сопротивление керамики в широких пределах (рис. 5) для подбора сопротивления материала электрода таким, которое позволит «погасить» разряд и не допустить его перехода в стример.

В работах был использован опыт нашего института по производству электродов с формой близкой к электроду Роговского, которая позволяет существенно снизить влияние краевых эффектов. На рис. 5 представлена

зависимость эффективности регистрации МИЧ шестизазорных камер от величины загрузки для различных сопротивлений резистивного электрода [11].

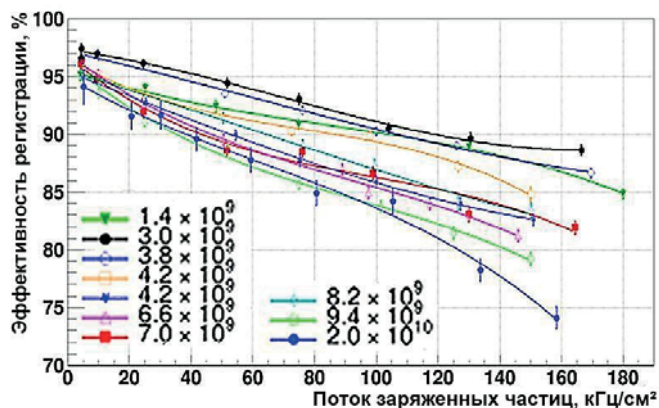


Рис. 5. Зависимость эффективности камер от загрузки.
Напряжение на всех камерах 4,4 кВ.

Из проведённой работы следовало, что оптимальное сопротивление плавающих электродов для камер должно составлять $5 \cdot 10^9$ Ом·см с допустимой погрешностью около 20%. При таком значении сопротивления электродов камеры работают стабильно с эффективностью около 90% вплоть до загрузок 150 кГц/см^2 и более. При этом почти нет стримеров и ток утечки пренебрежимо мал [12]. В настоящее время это лучший мировой результат для камер данного типа, который будет использован в центральной части (рис. 6) детектора TOF эксперимента CBM.

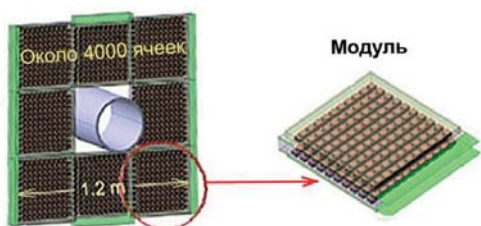


Рис. 6. Модель центральной части времяпролётного детектора и его модуля.

3. Электромагнитный калориметр

Основной задачей электромагнитного калориметра детектора CBM является идентификация электронов (позитронов) и фотонов, а также измерение их энергии и определение точки входа в калориметрическую систему. Группой нашего института было предложено адаптировать относительно дешёвую технологию «шашлык», хорошо зарекомендовавшую

себя в больших экспериментах PHENIX, HERA-B и LHCb, для калориметра CBM. Для стартового варианта эксперимента коллаборация CBM решила не создавать полномасштабный электромагнитный калориметр, покрывающий всю апертуру установки, а ограничиться существенно меньшим калориметром. Нами был разработан проект такого калориметра. Он состоит из 1088 модулей (4352 ячейек), уложенных в два прямоугольных блока выше и ниже пучковой трубы эксперимента, как показано на рис. 7. Блоки калориметра могут перемещаться вверх-вниз для расширения углового диапазона регистрируемых частиц.

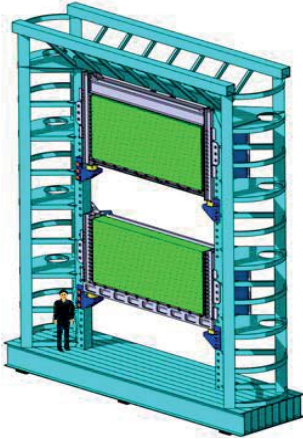


Рис. 7. Оптимизированная калориметрическая система CBM.

Геометрия калориметра оптимизирована для регистрации нейтральных π^0 - и η -мезонов. Результаты симуляции для наиболее трудных для обработки событий столкновений ионов золота при энергии 10 ГэВ на нуклон показаны на рис. 8. Используемая в модельных расчётах статистика составила $1,5 \times 10^6$ событий. Вклад комбинаторного фона рассчитывался с использованием техники «смешанных событий», т.е. перебором комбинаций фотонов из разных событий, по определению не могущих произойти из распада физической частицы. Пик π^0 мезона чётко и с высокой значимостью виден на данной статистике событий. Статистическая значимость пика η -мезона существенно ниже (2,7), что объясняется меньшим сечением его рождения.

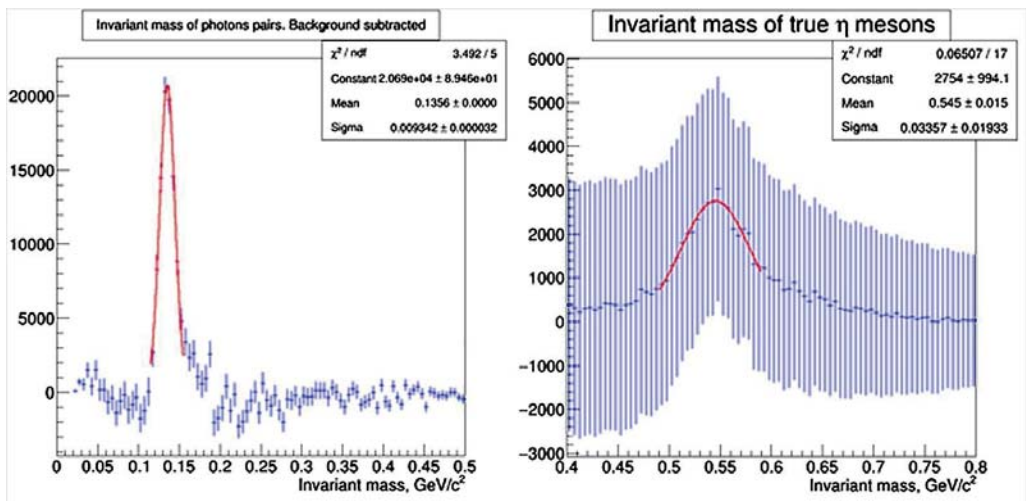


Рис. 8. Инвариантная масса двух фотонов после вычитания комбинаторного фона в области масс π^0 -мезона (слева) и η -мезона (справа).

4. Суперкомпьютер ИЦФР-ИТЭФ

Выполнение физической программы эксперимента СВМ подразумевает набор большого объема данных, который обеспечивается проведением эксперимента при экстремально высоких частотах соударения ядер пучка с мишенью — до 10^7 соударений в секунду (10 МГц). При этом множественность заряженных частиц, рождающихся в результате этих соударений, доходит до 1500 частиц на событие (рис. 9).

Рис. 9. Пример события, типичного для эксперимента СВМ.
Картина получена методом Монте-Карло для центрального столкновения ионов золота при энергии 25 ГэВ/нуклон.



Из-за высокого уровня фона и сложности отбора событий с интересной физической сигнатурой коллаборация СВМ приняла решение проводить обработку всей регистрируемой информации, интенсивность потока которой, может достигать 1 Тбайт/с, в режиме реального времени, отказавшись от использования традиционной триггерной системы. Так как скорость записи данных составляет около 1 Гб/с, возникает необходимость отбирать события для анализа «на лету», сокращая поток данных в тысячу раз.

Пучок, подаваемый к установке СВМ, представляет собой непрерывный поток частиц. В результате отдельные столкновения могут накладываться друг на друга во времени, делая традиционный пособытийный анализ невозможным. Это требует разработки новых методов реконструкции событий и анализа данных, которые учитывали бы не только пространственную информацию от детектора, но и временную. Сотрудники НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ участвуют в разработке пакета программ FLES (First Level Event Selection), нацеленного на полную 4D реконструкцию событий и их отбор в режиме реального времени на специальной многоядерной CPU/GPU компьютерной ферме.

Для обеспечения российских участников проекта FAIR компьютерными ресурсами государственная корпорация Росатом совместно с немецким обществом Гельмгольца поддержала проект по созданию в ИТЭФ суперкомпьютера, который и был построен в 2011–2014 годах (рис. 12).

Основные параметры суперкомпьютера:

- 10240 процессорных ядер (AMD),
- 40 графических ускорителей (TESLA),
- 2 ПБ система хранения данных,

– высокоскоростная сеть Infiniband для связи всех узлов.

Суперкомпьютер оснащён эффективной системой охлаждения, позволяющей снизить расходы на электроэнергию.



Рис. 12. Суперкомпьютер ИЦФР-ИТЭФ.

С первого дня после запуска ускорительного комплекса SIS-100, запланированного на 2024–2025 годы, эксперимент CBM на несколько десятилетий станет одним из ведущих экспериментов по исследованию свойств ядерной материи. Учёные НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ принимают активное участие в создании аппаратуры установки CBM и разработке научной программы исследований.

Литература

1. Guttbod H.H., Augustin I., Eickho H. et al. FAIR Baseline Technical Report. GSI, 2006, v. 1.
2. NICA Conceptual Design Report. JINR, January 2008.
3. Friman B. et al. Lect. Notes Phys., 2011, v. 814.
4. Akimov V.A., Akindinov A.V., Boyarinov S.V. et al. Instrum. Exp. Tech., 2004, v. 47, p. 589.
5. Akimov V.A., Akindinov A.V., Boyarinov S.V. et al. Instrum. Exp. Tech., 2002, v. 45, p. 493.
6. ALICE Collaboration. Time-of-flight system. ALICE TDR 8, CERN/LHCC 2000–12.
7. Ammosov V. et al. Nucl. Instr. and Meth., A602, 2009, p. 639.
8. Akindinov A. et al. Nuovo Cim., B124, 2009, p. 235.
9. Головин В.М., Смирнитский А.В. Патент РФ № 2148283, 2000.
10. Akindinov A., Golovine V., Martemianov A. et al. Nucl. Instr. and Meth., A494, 2002, p. 474.
11. Akindinov A., Dreyer J., Fan X. Nucl. Instr. and Meth., A845, 2017, p. 203.
12. Akindinov A. (Moscow, ITEP) et al. J. Phys. Conf. Ser., 2017, v. 798, № 1, 012136.

Подготовка к эксперименту PANDA: создание корпускулярной водородной мишени

*А.С. Герасимов, А.А. Голубев, П.В. Федорец, В.Д. Чернецкий,
П.В. Балануца, В.И. Демёхин, А.Г. Долголенко, Н.М. Кристи,
А.В. Канцырев*

В Европейском центре по исследованию ионов и антипротонов FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) организованы крупные международные коллаборации, нацеленные на изучение фундаментальных свойств и структуры материи, её экзотических состояний и процессов эволюции Вселенной от своего зарождения до настоящего времени. Для проведения экспериментальных исследований создаётся ускорительный комплекс нового поколения (рис.1), который предоставит экспериментаторам высокоэнергетичные, прецизионно настроенные пучки антипротонов и ионов в широком диапазоне их масс (от водорода до урана), в $100 \div 10000$ раз

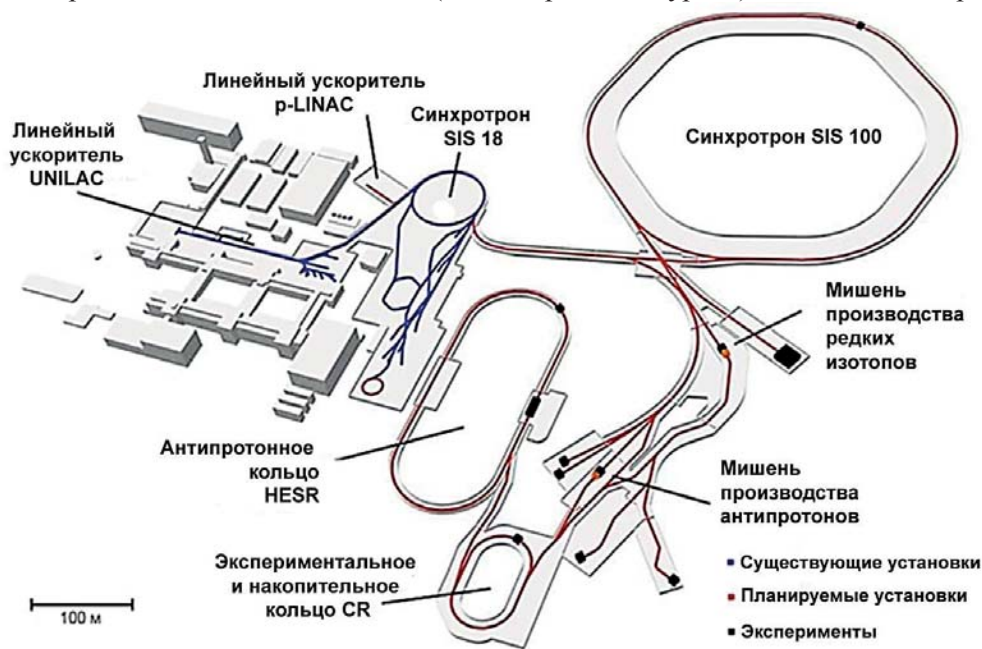


Рис. 1. Ускорительный комплекс FAIR.

превышающих по интенсивности существующие в настоящее время. Пучки заряженных частиц будут использоваться при создании вторичных потоков экзотических радиоактивных ядер для выполнения ряда экспериментальных программ.

Используя ускоренные пучки антипротонов для рождения экзотических частиц, можно будет получать новые сведения о сильном взаимодействии. В частности, — выяснить, на сколько сильное взаимодействие определяет массу обычных ядерных частиц: протонов и нейтронов.

Тяжёлые ионы (вплоть до урана) будут использоваться для получения нестабильных редких атомных ядер, которые живут доли секунды, но, тем не менее играют ключевую роль в процессах образования химических элементов в звёздах.

В рамках проекта FAIR эксперимент PANDA (Proton ANihilation in DArmstadt) позволит провести уникальные исследования на антипротонном пучке накопительного кольца HESR (High Energy Storage Ring, рис. 2). Физическая программа эксперимента направлена на исследование фундаментальных проблем адронной и ядерной физики во взаимодействиях антипротонов с нуклонами и ядрами, нахождение новых экстремальных форм материи, таких, например, как предсказываемые теорией экзотические адроны: глюболы и гибриды.



Рис. 2. Антипротонное накопительное кольцо HESR.

Поиск новых форм материи и спектроскопия очарованных адронов в эксперименте PANDA (рис. 3) станет дополнением к исследованиям, проводимым при ультравысоких энергиях на Большом адронном коллайдере в CERN.

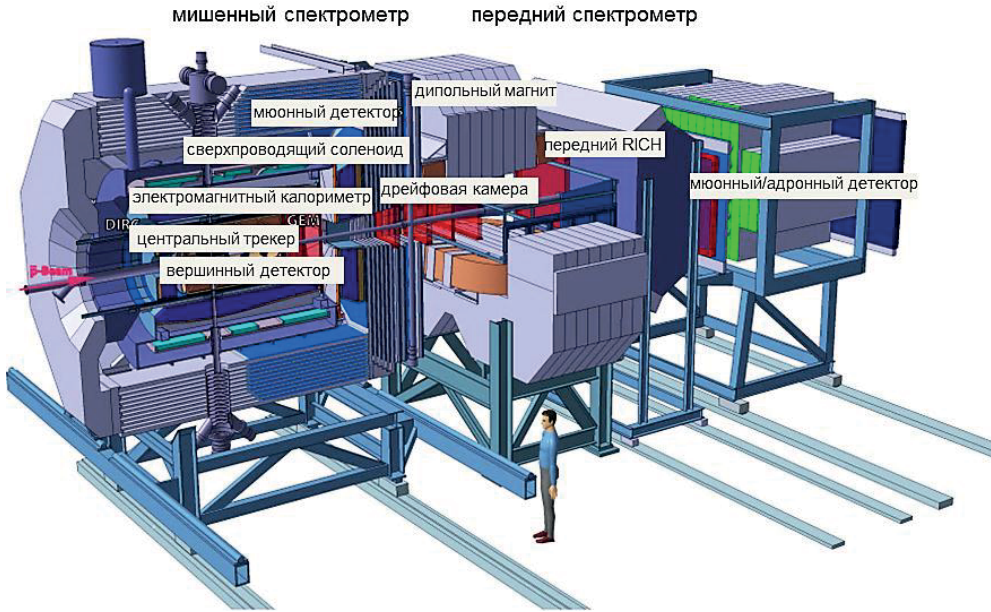


Рис. 3. Детекторы эксперимента PANDA.

При аннигиляции протонов и антипротонов в эксперименте PANDA не будет ограничений на квантовые числа рождающихся частиц в отличие от коллайдеров, где рождаются только частицы с квантовым числом равным единице. Таким образом, будут исследоваться возбуждённые и экзотические состояния адронов, в том числе очарованные, что представляет большой интерес для теории сильных взаимодействий.

С 2003 года было открыто много новых адронных состояний, например, $X(3872)$, $Z(3900)$, $X(3915)$, $X(4140)$, $Y(4260)$ и других, существование которых нельзя описать в рамках имеющихся моделей квантовой хромодинамики (КХД). Внутренняя структура и физическая природа этих экзотических состояний до сих пор не исследованы. Существуют различные модели, которые могут описывать их природу: тетракварковые модели, состоящие из кварк-антикварковых пар, связанных сильным взаимодействием; $c\bar{c}g$ гибридные модели, состоящие из кварк-антикварковой пары и глюонов; адрочармонии; а также так называемые « $D^*\bar{D}$ молекулы». Во многих моделях размер исследуемых состояний достигает нескольких фемтометров и неясно, что удерживает их составляющие вместе. В эксперименте PANDA должно рождаться огромное количество подобных состояний, как и возбуждённых состояний чармония, для исследования которых будут созданы идеальные условия. Исследование названных состояний важно для углубления знаний о физике сильных взаимодействий и природе конфайнмента.

Группой теории решёток НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ проводятся исследования внутренней структуры экзотического состояния $X(3872)$, которое лежит вблизи порога $D^0\bar{D}^{0*}$ и может распадаться как в канале с нулевым изоспином: $X(3872) \rightarrow J/\psi\omega$, так и в канале с изоспином равным единице: $X(3872) \rightarrow J/\psi\rho$. Это явление имеет различные интерпретации. Данный распад, например, может происходить с нарушением изоспина, отсюда следует, что $X(3872)$ может представлять собой «молекулу», состоящую из D-мезонов. Существует огромное количество феноменологических моделей КХД, из которых следует, что $X(3872)$ — это «молекула» нейтральных $D^0(\bar{u}c)$ и $\bar{D}^{0*}(u\bar{c})$ мезонов. Однако высокая доля распадов $X(3872) \rightarrow \gamma\psi'$ является аргументом против этой гипотезы, поскольку неясно, как в высокоэнергетических столкновениях на ускорителях могут возникать подобные объекты. $X(3872)$ также может представлять собой дикварк-антидикварковое состояние, существующее благодаря обмену глюонами. Дикварки, как и кварки, нельзя наблюдать в свободном состоянии, но они могут являться частью бесцветных адронных состояний. Однако эта модель предполагает наличие нейтральных и заряженных партнёров $X(3872)$, которые получаются заменой u-кварка на d-кварк и аналогичной заменой для антикварков. Хотя эти состояния в экспериментах не обнаруживались, их существование не исключено. Доказательства их существования могут быть найдены из тщательного анализа распадов $B \rightarrow KD\bar{D}^*$ и $B \rightarrow KD^*\bar{D}^*$, который не был пока выполнен.

Существует гипотеза о том, что $X(3872)$ является суперпозицией тетракварка и «молекулы», но относительный вклад составляющих неизвестен. Знание этих вкладов позволило бы оценить ширину этого состояния, что важно для успешной постановки эксперимента.

Среди других экзотических мезонов, заслуживающих внимания, следует отметить $X(3915)$. Если это состояние является «молекулой» D_S - и \bar{D}_S -мезонов, то неизвестно, что удерживает их вместе. Это не могут быть пионы, поскольку такая физическая картина противоречит закону сохранения чётности. Такое состояние не может быть тетракварком, так как доля распадов в канале $X \rightarrow \eta\eta_c$ слишком мала. $X(3915)$ мог бы быть гибридным состоянием, но расчёты в решёточной КХД показывают, что его масса слишком мала для этого. Аналогичные вопросы возникают и для состояния $Y(4260)$.

Разнообразные мнения относительно природы и состава экзотических адронов часто противоречат друг другу. Вычисления в решёточной КХД могут пролить свет на физическую природу этих состояний, поэтому данная тематика в настоящее время активно исследуется теоретиками решёточной группы. В физике сильных взаимодействий имеется много неразрешённых вопросов, ответы на которые планируется получить в эксперименте PANDA.

Экспериментальные исследования предполагается проводить на антипротонном пучке накопительного кольца HESR при энергиях антипротонов до 15 ГэВ. Для обеспечения широкого диапазона светимости в эксперименте PANDA планируется использовать два типа внутренних водородных микромишеней: кластерную и криогенную корпускулярную. Криогенное водородное корпускулярное мишенное устройство, в создании которого принимали участие сотрудники НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ и Юлихского исследовательского центра (Германия), позволяет генерировать замороженные сферические микромишени для взаимодействия с антипротонным пучком и рассматривается как один из важных элементов эксперимента PANDA (рис. 4). Высокая плотность замороженных водородных микромишеней в совокупности с рекордной в мире интенсивностью антипротонного пучка позволят достичь светимости свыше 10^{32} $1/\text{см}^2\text{с}$.



Рис. 4. Первый прототип мишенного устройства для формирования криогенных корпускулярных мишеней.

К настоящему моменту в Швеции сотрудничеством CELSIUS-WASA отработаны варианты генерации микромишеней из водорода и дейтерия [1, 2]. Предварительные эксперименты показали возможность получения микромишеней из жидкого состояния газов: N_2 , Ar, Xe, Ne, Kr. Это может быть востребовано в эксперименте PANDA, поскольку планируются измерения антипротонной аннигиляции внутри ядерной материи с использованием микромишеней из более тяжёлых химических элементов, таких как N_2 , Ar, Xe и др. Такие мишени требуются при измерении абсолютного сечения рождения J/ψ на ядрах широкого диапазона: от лёгких до тяжёлых.

В ИТЭФ был создан и испытан первый вариант мишенного устройства (рис. 5, слева) для формирования криогенных корпускулярных микромишеней [3], использующий жидкий азот и жидкий гелий для охлаждения. На этом устройстве были получены монодисперсные потоки микромишеней из водорода, азота и аргона. В дальнейшем работы были продолжены сотрудниками института в исследовательском центре Юлих (Германия), где была проведена серия испытаний и получена большая статистика данных.

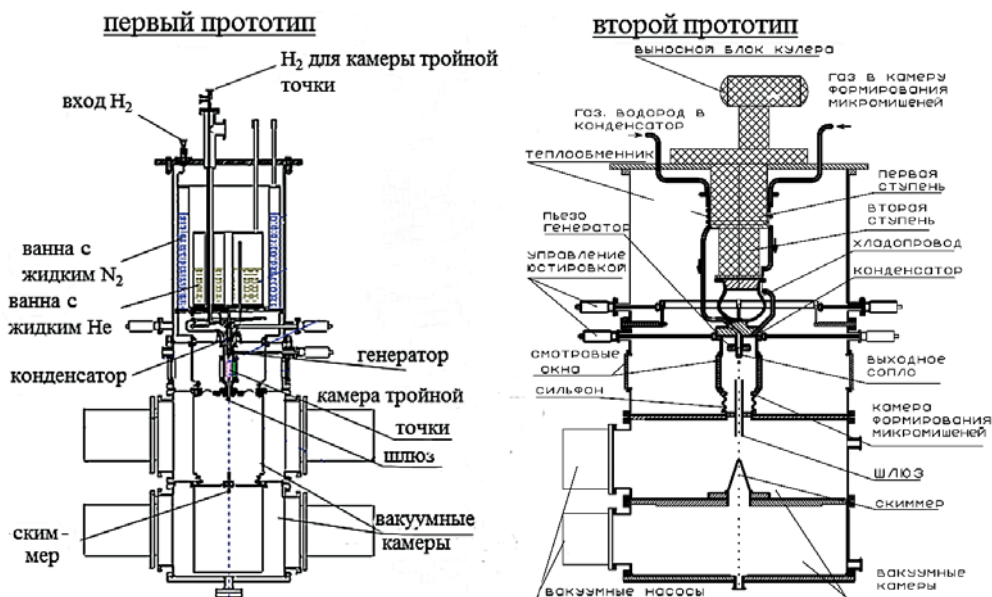


Рис. 5. Сравнение схем двух вариантов прототипов мишенного устройства.

На основе набранного опыта и анализа полученных данных в институте был спроектирован и находится в стадии изготовления второй, улучшенный вариант прототипа мишенного устройства (рис. 5, справа). В нём применяется более прогрессивная и дешёвая в эксплуатации система охлаждения, базирующаяся на использовании находящегося вне криостата маловибрационного охладителя замкнутого типа, где хладагентом служит гелий.

В мишенном устройстве газ охлаждается и оживается при низких криогенных температурах внутри конденсатора, расположенного в криостате. Ожиженный газ подается сверху вниз в сопло и далее — в камеру формирования микромишеней, где формируется сверхтонкая жидкая струя, которая, посредством управляемых (с помощью пьезогенератора) вибраций сопла разбивается на одинаковые капли требуемого диаметра. Процесс управляемого разбиения струи на одинаковые капли описывается формулами линейной теории Релея, которая устанавливает требуемую взаимосвязь между рядом параметров: диаметром струи, вязкостью, скоростью, плотностью и т.п. [4]. Доступный диапазон размеров капель — от нескольких единиц до десятков микрон — определяется диаметром применяемого сопла. При последующей инжекции каплей через шлюз в ниже расположенную вакуумную камеру за счёт поверхностного испарения капли переохлаждаются и замерзают. Таким образом формируется узкий монодисперсный поток твёрдых замороженных сферических микромишеней одинакового размера.

Микромишени, ускоряемые за счёт перепада давлений между камерой формирования микромишеней и вакуумными камерами, перемещаются через проходные каналы (скиммер на рис. 5, справа) сверху вниз на расстояние до двух метров до точки взаимодействия с антипротонами (рис. 6). После взаимодействия с высокоэнергетичным пучком антипротонов микромишени попадают в охлаждаемую ловушку и осаждаются на её стенках. Фотография второго прототипа мишенного устройства приведена на рис. 7.

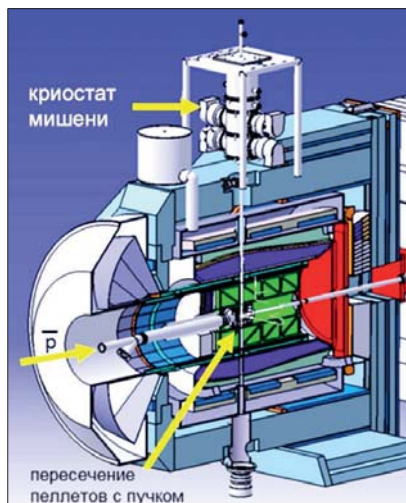


Рис. 6. Расположение криостата мишенного устройства на магните детектора-спектрометра.



Рис. 7. Фотография второго улучшенного прототипа мишенного устройства.

Пример тенеграфической фотографии сформированной струи микромишеней представлен на рис. 8.

Непрерывность потока микромишеней обеспечивает их постоянную возобновляемость в точке взаимодействия с пучком ускоренных ионов. В эксперименте PANDA планируется обеспечить два основных режима формирования микромишеней: режим «трекинга» (микромишени с диаметрами более 20 мкм и частотой формирования около 15 кГц) и режим высокой светимости (микромишени с диаметрами менее 15 мкм и частотой формирования около 150 кГц). В режиме «трекинга» мишенное устройство будет работать совместно со специальной оптической диагностической системой, разрабатываемой в Швеции, в которой отслеживается траектория каждой отдельной микромишени и с высокой точностью определяется точка и время взаимодействия с пучком антипротонов ускорителя. Это позволит установить вершину взаимодействия, что особенно важно для прецизионных



Рис. 8. Тенеграфическая фотография режима управляемого монодисперсного распада криогенной струи сжиженного газа на микромишени.

экспериментов на установке PANDA. Режим высокой светимости предназначен для экспериментов, требующих повышенной эффективной плотности мишени.

В процессе генерирования сверхмалых микромишеней важную роль играет сопло, при помощи которого формируется сверхтонкая криогенная струя. Сопла с внутренними диаметрами от 5 до 30 мкм изготавливаются вытягиванием из стеклянных трубочек. К соплам предъявляются повышенные требования на чистоту поверхности внутреннего канала, качеству выходного отверстия и симметричности формы канала. Производство сопел является дорогостоящим и сложным технологическим процессом. В нашем институте было освоено собственное производство сопел сверхмалого диаметра, их фотографии показаны на рис. 9.

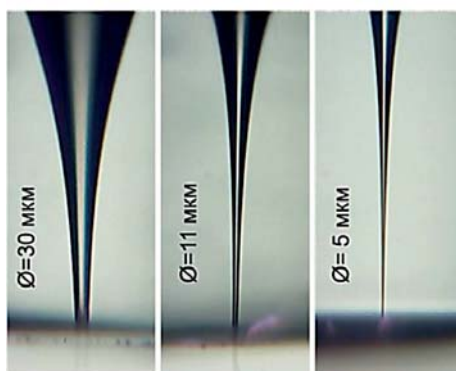


Рис. 9. Увеличенное изображение микросопел, созданных в ИТЭФ.

Для мишенного устройства разработана модульная распределённая система автоматизации, основанная на использовании автономных

микроконтроллеров, соединенных в рамках локальной вычислительной сети Ethernet. Это позволит в дальнейшем значительно упростить управление устройством и настройку требуемых режимов генерирования микромишеней.

Вкладом нашего института в эксперимент PANDA проекта FAIR является сочетание теоретических исследований по интерпретации результатов предстоящих экспериментов с экспериментальными работами по созданию мишенного устройства для генерирования криогенных микромишеней.

Литература

1. B. Trostell. Nucl. Instrum. Meth., A362, 1995, p. 41.
2. C. Ekström et al. Nucl. Instrum. Meth., A371, 1996, p. 572.
3. Afonasyev V., Borgs W., Boukharov A. et al. M., ITEP, 2005, preprint № 9.
4. Boukharov A.V., Büscher M., Gerasimov A.S. et al. Phys. Rev. Lett., 2008, v. 100, 174505.

Участие института в эксперименте KLOE на фабрике ϕ -мезонов

С.А. Булычёв, В.В. Куликов, М.А. Мартемьянов, М.А. Мацюк

Несмотря на многолетнюю историю, физика каонов остаётся одним из наиболее привлекательных и бурно развивающихся направлений в современной физике элементарных частиц. Среди наиболее значимых задач этого направления необходимо назвать проверку СРТ-теоремы, исследование нарушения СР-инвариантности и поиск эффектов, выходящих за рамки Стандартной модели. Кроме того, важное место в современных экспериментах занимают прецизионные измерения распадов нейтральных и заряженных каонов, а также полного сечения аннигиляции e^+e^- в адроны. Прецизионное измерение сечения актуально в связи с измерением аномального магнитного момента мюона ($g-2$), поскольку наметилось расхождение эксперимента с предсказаниями Стандартной модели, превышающее три стандартных отклонения.

Для решения этих проблем создавались (и создаются) детекторы на крупнейших ускорителях во FNAL, CERN и KEK. Уникальные возможности предоставляют также электрон-позитронные коллайдеры, работающие в области энергий ϕ -мезонов. К таким ускорительным комплексам следует отнести ВЭПП-2000 (ИЯФ, Новосибирск) и коллайдер нового поколения DAΦNE (LNF, Фраскати). В 1993 году группа сотрудников ИТЭФ присоединилась к коллаборации KLOE (K LOnG Experiment) с целью участия в создании многоцелевого детектора и проведения экспериментов на нём. Эксперимент KLOE был запущен в 1999 г. на e^+e^- -коллайдере DAΦNE при энергии в 1020 МэВ, что соответствовало пику ϕ -мезонного резонанса.

При распаде ϕ -мезона образуется коллинеарная пара заряженных или нейтральных каонов, которые могут быть использованы для проверки дискретных симметрий. Другой важной особенностью такого распада является возможность получения чистого пучка K_S -мезонов, где долгоживущая компонента (K_L) используется для идентификации события [1]. Проектная светимость DAΦNE должна была позволить провести прецизионное измерение нарушения СР-инвариантности, обнаруженное ещё в 1964 году.

Пример такого события, вероятность которого мала и составляет примерно 10^{-4} , когда нейтральные K -мезоны распадаются на два заряженных пиона, дан на рис. 1. Кроме основной задачи эксперимента KLOE

предполагалось, что в нём будут получены новые данные по распадам нейтральных и заряженных каонов, точное измерение адронного сечения аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, дающего основной вклад в аномальный магнитный момент мюона ($g-2$), и измерены радиационные распады ϕ -мезона с рождением лёгких мезонов ($\eta, \eta', a_0, f_0, \sigma$).

Установка KLOE (рис. 2) была спроектирована для измерений распадов нейтральных и заряженных каонов и состояла из следующих основных компонентов: сверхпроводящего магнита, дрейфовой камеры и

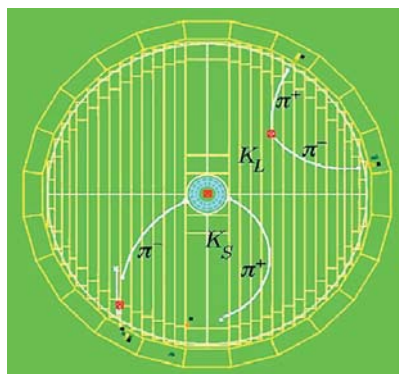


Рис. 1. Событие с нарушением CP-инвариантности, зарегистрированное детектором KLOE.

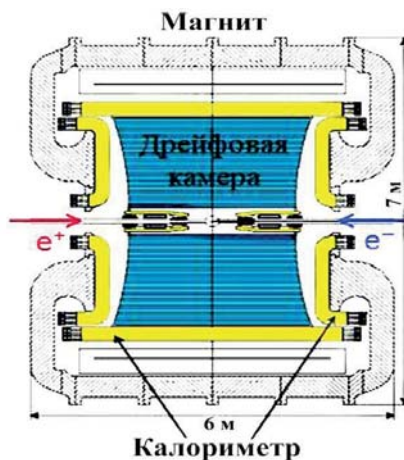


Рис. 2. Схематический вид детектора KLOE.

электромагнитного калориметра. Цилиндрическая дрейфовая камера детектора (рис. 3) является крупнейшей в мире: её длина составляет 3,3 м, а диаметр — 4 м [2]. Размеры камеры обусловлены значительной распадной длиной пробега K_L -мезона ($\lambda = 3,43$ м). Кроме того, дрейфовая камера позволяет с высокой эффективностью регистрировать распады заряженных каонов ($\lambda = 0,95$ м). Внутренний объём камеры разделён на дрейфовые ячейки, которые объединены в цилиндрические слои. Сигнальные проволочки в слоях натянуты под углом к оси камеры, знак которого меняется при переходе от одного слоя к другому, что позволяет определить продольную координату частицы. Пространственное разрешение камеры равно 150 мкм в плоскости, перпендикулярной к оси камеры, и 2 мм вдоль её оси. Электромагнитный калориметр (рис. 4) изготовлен из свинцовых пластин толщиной 0,1 мм и сцинтилляционных волокон диаметром 1мм [3]. Сверхпроводящий магнит, окружающий детектор, создает поле 0,52 Тл, величина которого была выбрана таким образом, чтобы обеспечить высокую эффективность регистрации заряженных частиц при наилучшем импульсном разрешении.



Рис. 3. Дрейфовая камера.

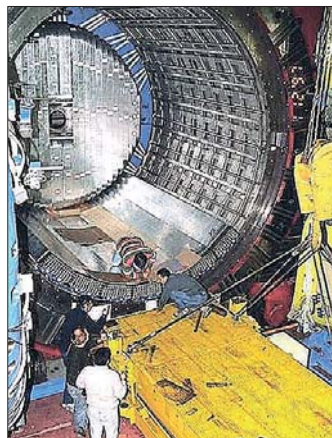


Рис. 4. Сборка электромагнитного калориметра.

Сотрудники нашего института активно участвовали в создании уникальной дрейфовой камеры. Использование традиционного метода измерения натяжения проволочек по резонансной частоте колебаний в магнитном поле [4] было неприемлемо из-за того, что создание магнитного поля в таком большом объеме очень дорого и нецелесообразно. Физики ИТЭФ предложили и реализовали новый эффективный и недорогой метод, основанный на электростатическом возбуждении низкочастотных колебаний для каждой из 52000 проволочек.

Колебания создавались высоковольтным генератором и регистрировались высокочувствительным цифровым способом. Предложенный метод использовался как при создании камеры, так и при её долговременной эксплуатации для контроля натяжения (рис. 5). В дальнейшем система автоматического контроля была использована для создания пропорциональных камер мюонного детектора в эксперименте LHCb (CERN) [5]. Кроме того, сотрудниками института был разработан и изготовлен

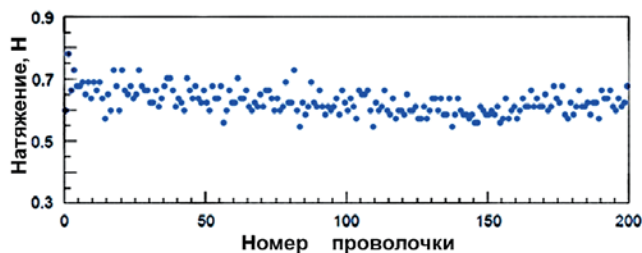


Рис. 5. Результаты автоматического измерения натяжения проволочек.

стенд для тестирования и настройки плат предусилителей сигналов, поступающих с проволочек дрейфовой камеры. На стенде были проверены и отобраны карты предусилителей с требуемым соотношением сигнал-шум, а также подобраны их оптимальные режимы работы под высоким напряжением.

В период с 1999 по 2006 годы сотрудники ИТЭФ участвовали в наборе экспериментальных данных на детекторе KLOE. Ими была разработана система медленного контроля, которая позволила следить во времени за значительным числом параметров детектора и ускорительного комплекса, что позволило повысить надёжность управления процессом набора данных [6].

Стандартный алгоритм восстановления заряженных треков в дрейфовой камере детектора KLOE был разработан ранее для эксперимента ARGUS. Однако, наличие эффектов многократного рассеяния для заряженных каонов при среднем импульсе 100 МэВ/с приводило к разрыву трека на несколько частей и к низкой эффективности восстановления события. Группой физиков нашего института была разработана процедура реконструкции треков заряженных каонов, учитывающая как достоверную их идентификацию, так и точную оценку многократного рассеяния для треков в дрейфовой камере. Это позволило сделать экспериментальные данные пригодными для использования в получении точных значений вероятностей распадов заряженных каонов. В настоящее время данные KLOE по измеренным вероятностям распадов заряженных каонов занесены в таблицу свойств частиц (PDG) и являются наиболее точными. Распады $K_{\mu 3}$ и $K_{e 3}$ позволили осуществить прецизионное измерение элемента V_{us} матрицы смешивания кварков.

Для ускорительного комплекса DAΦNE сотрудниками ИТЭФ были сделаны оценки и проводился мониторинг качества пучков по их энергетическим спектрам посредством изучаемых реакций в самом эксперименте KLOE.

Первый этап набора данных был завершён в 2006 году. Полная интегральная светимость, набранная в эксперименте, составила $2,5 \text{ фбн}^{-1}$, что было ещё недостаточно для изучения CP-инвариантности. Среди несомненных достижений коллаборации KLOE следует отметить прецизионные измерения вероятностей мезонных распадов K_S , K_L , K^{\pm} , которые подтвердили основные принципы Стандартной модели. В частности, следует упомянуть новое измерение распада $K_S \rightarrow \pi e \nu$ [7], который является одним из лучших методов проверки правила $\Delta S = \Delta Q$ (рис. 6). В Стандартной модели степень нарушения этого правила (что эквивалентно нарушению CPT-инвариантности) крайне мала и соответствует величине $\sim 7 \times 10^{-7}$, что находится вне возможных пределов современной физики. С другой стороны, выполнение равенства $\Delta S = \Delta Q$ означает, что $\Gamma(K_S \rightarrow \pi e \nu) = \Gamma(K_L \rightarrow \pi e \nu)$, где $\Gamma(K_L \rightarrow \pi e \nu)$ было ранее измерено с хорошей точностью. Отличие измеренной величины распада от предсказанной может свидетельствовать о существовании эффектов, выходящих за рамки Стандартной модели. Измеренный результат находится в

хорошем соответствии со Стандартной моделью и определяет наиболее точное значение верхней границы нарушения правила $\Delta S = \Delta Q$.

В эксперименте было получено новое прецизионное измерение адронного сечения аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ (рис. 7) [8]. Точное измерение сечения связано с проблемой измерения аномального магнитного момента мюона ($g-2$), поскольку предсказания Стандартной модели и эксперимент имеют расхождения в три стандартных отклонения. Экспериментальный результат находится в хорошем согласии с данными, полученными в экспериментах SND и CMD-2 в ИЯФ. Данные представлены научному сообществу и играют ключевую роль в новых экспериментах по измерению $g-2$ в BNL и J-PARC.

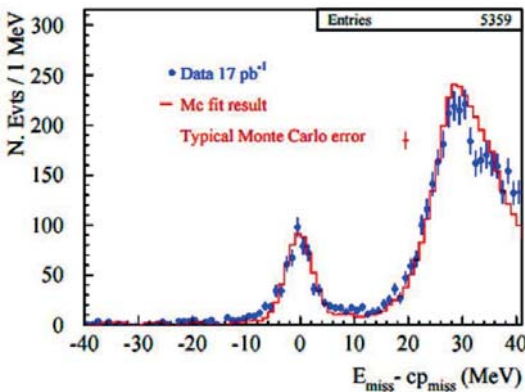


Рис. 6. Распределение по недостающей массе для распада $K_S \rightarrow \pi e \nu$.

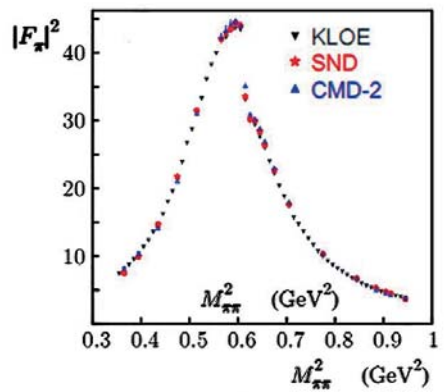


Рис. 7. Пионный форм-фактор, измеренный в экспериментах KLOE, SND и CMD-2.

В 2008 году была успешно проведена модернизация коллайдера ДАФНЕ на базе современной технологии. Светимость была увеличена до величины $2,4 \times 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ ($\sim 14 \text{ пбн}^{-1}$ в день). Модификация детектора, получившего название KLOE-2, базировалась на размещении между вакуумной камерой коллайдера и дрейфовой камерой внутреннего цилиндрического трека с активной длиной в 70 см, спроектированного на основе технологии газовых электронных умножителей и позволявшего значительно улучшить восстановление точки рождения ϕ -мезона. На значительном расстоянии от центра установки, были установлены два новых детектора, низко- и высокоэнергетичный таггеры, предназначенные для регистрации электронов и позитронов в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-X$.

Набор данных на детекторе KLOE-2 был завершен к 2018 году. Интегральная статистика, набранная за весь период, составила 8 фбн^{-1} ($\sim 2 \times 10^{10}$ ϕ -мезонных распадов). В числе последних публикаций коллаборации

следует упомянуть работы по спектроскопии лёгких мезонов, исследованию промежуточных состояний, формирующихся в $\gamma\text{-}\gamma$ взаимодействиях, поиску новых образующих тёмную материю частиц в области энергии 1 ГэВ. Сотрудники нашего института как участники коллабораций KLOE и KLOE-2 являются соавторами около сотни совместных публикаций в реферируемых журналах.

Литература

1. Babusci D. et al. Phys. Lett., B730, 2014, p. 89.
2. Adinolfi M. et al. Nucl. Instrum. Meth., A488, 2002, p. 51.
3. Adinolfi M. et al. Nucl. Instrum. Meth., A482, 2002, p. 364; A494, 2002, p. 163.
4. Andryakov A. et al. Nucl. Instrum. Meth., A409, 1998, p. 63.
5. Ciambrone P. et al. Nucl. Instrum. Meth., A545, 2005, p. 156.
6. Adinolfi A. et al. Nucl. Instrum. Meth., A492, 2002, p. 134.
7. Aloisio A. et al. Phys. Lett., B535, 2002, p. 37.
8. Aloisio A. et al. Phys. Lett., B606, 2005, p. 12.

Физики института в эксперименте CLAS

О.И. Погорелко

Одной из важных задач современной физики высоких энергий является изучение внутренней трёхмерной структуры нуклона и её описание в терминах кварковых и глюонных полей. Использование заряженных частиц и фотонов в качестве зондов позволяет «заглянуть» внутрь нуклона. В многочисленных инклюзивных экспериментах по глубоко неупругому рассеянию лептонов на нуклонах было получено много ценной информации об одномерных распределениях партонов внутри нуклона.

Современная физика крайне заинтересована в детальном выяснении не только статистических свойств нуклона, но и в исследовании его внутренней жизни, его внутренней динамики. С этой целью на базе электронного ускорителя CEBAF в лаборатории им. Т.Джефферсона (TJNAF, США) были организованы широкомасштабные исследования с участием учёных и специалистов из многих физических институтов мира, включая ИТЭФ.

Пучок электронов с энергией 6 ГэВ от ускорителя CEBAF направлялся в один из трёх экспериментальных залов (А, В, С), где сбрасывался на фиксированные мишени. Детектор зала В представлял собой современный широкоапертурный многоцелевой спектрометр со сверхпроводящим тороидальным магнитом и большим набором аппаратуры для надёжной идентификации частиц. Он позволял проводить исследования, подавая интенсивный электронный или фотонный пучок на водородную или ядерную мишени. Детектор получил название CLAS (CEBAF Large Acceptance Spectrometer). Все его системы были разработаны так, чтобы проводить полную реконструкцию реакций с большим количеством частиц в конечном состоянии.

Исследование ер-, еА-, γ p- и γ A-взаимодействий на установке CLAS позволяло проводить одно из важнейших исследований современной физики — изучение внутренней структуры нуклона и описание этой трёхмерной структуры в терминах кварковых и глюонных полей.

В группу сотрудников ИТЭФ, активно участвовавших как в создании детектора, так и в разработке программы экспериментов, а потом — в наборе статистики на сеансах, обработке экспериментальных данных и подготовке публикаций, входили И.Бедлинский, С.Кулешов, М.Косов, В.Кубаровский,

С.Бояринов, А.Власов, Н.Пивнюк, С.Поздняков, К.Михайлов, В.Хомяков, Ю.Кузнецов.

Наиболее значимыми элементами, разработанными специалистами ИТЭФ для детектора CLAS, были магнит мини-торус (рис.1), группа пучковых дипольных растерных магнитов с источниками питания (два из них показаны на рис. 2) и электромагнитный калориметр на основе кристаллов вольфрамата свинца с фотодиодным считыванием (рис. 3).

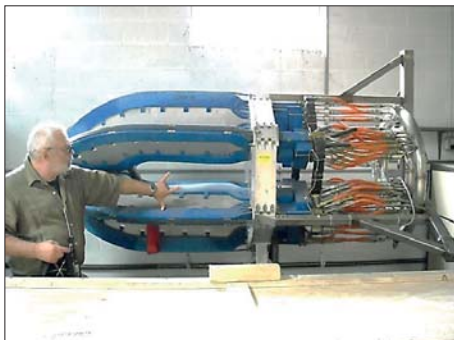


Рис. 1. Магнит мини-торус.



Рис. 2. Два дипольных пучковых магнита с источниками питания.

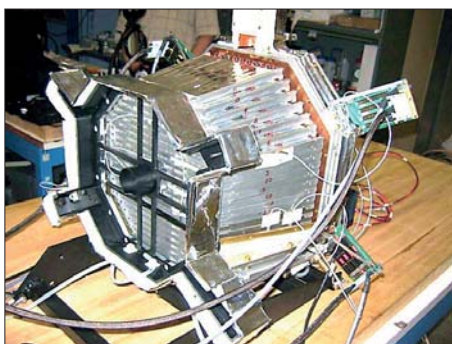


Рис. 3. Внутренний электромагнитный калориметр, собранный из 424 кристаллов вольфрамата свинца.

Мини-торус — тороидальный магнит с водяным охлаждением шести алюминиевых обмоток устанавливался вблизи мишени для рассеивания мягких электронов от мишени. Он уменьшал загрузку аппаратуры более чем в 100 раз.

Дипольные магниты позволяли управлять положением точки попадания интенсивного электронного пучка в мишень для уменьшения эффекта разогрева: размер пучка на мишени составлял около 70 мкм.

Внутренний электромагнитный калориметр состоял из 424 конусных кристаллов вольфрамата свинца с размерами $13,3 \times 13,3$ мм² (передняя часть), 16×16 мм² (задняя часть) и длиной 160 мм. Кристаллы были изготовлены

в г. Богородицке Тульской области. Световойход кристаллов — более 12 фотоэлектронов на 1 МэВ энерговыделения. Лавинные фотодиоды S8664-55 фирмы Хамамацу с окном 5×5 мм² использовались в качестве фотодетекторов. Калориметр использовался для регистрации быстрых фотонов, вылетающих из мишени под малыми углами.

Энергетическое разрешение калориметра можно представить в виде среднеквадратичной суммы:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{0,02}{E}\right)^2 + \left(\frac{0,03}{\sqrt{E}}\right)^2 + 0,02^2}, \quad (1)$$

а пространственное разрешение (в сантиметрах):

$$\sigma_x = 0,02/\sqrt{E}, \quad (2)$$

где E энергия фотона в гигаэлектронвольтах.

В 2012 году в TJNAF начались работы по увеличению энергии ускорителя CEBAF до 12 ГэВ и усовершенствованию экспериментальных установок. Параметры обновлённого детектора CLAS12 (рис. 4) были значительно улучшены по сравнению с детектором CLAS.

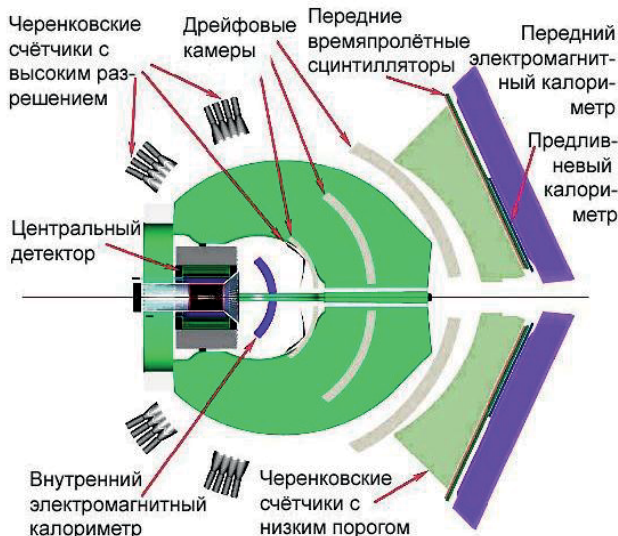


Рис. 4. Структура детектора CLAS12.

Вокруг мишени установлена система силиконовых камер с высоким пространственным разрешением. Система дрейфовых камер заменена полностью. Обновлены пороговые счётчики. Добавлен дифференциальный черенковский счётчик для улучшения идентификации частиц. Установка позволяет использовать поляризованные пучки и поляризованные мишени.

Детектор CLAS12 состоит из передней детектирующей системы, чувствительной к заряженным частицам и фотонам, вылетающим под углами от 5° до 35° , и центрального детектора, перекрывающего угловой диапазон от 35° до 135° . Информацию о траекториях частиц в переднем детекторе дают передняя часть кремниевого микрострипового трекера и дрейфовые камеры. Идентификацию частиц выполняют время-пролётные детекторы, черенковские счётчики и электромагнитные калориметры. Черенковский счётчик с высоким порогом и модернизированные время-пролётные детекторы позволяют идентифицировать пионы, каоны и протоны. Перед передним калориметром будет установлен предливневый калориметр, обладающий лучшим пространственным разрешением. Дополнительный внутренний калориметр будет размещён перед катушками магнита.

Важным вкладом нашего института в новый детектор CLAS12 была разработка эскизных проектов двух сверхпроводящих спектрометрических магнитов: тороидального и соленоидального (рис. 5). Магниты — основные элементы детектора — необходимы для измерения импульсов заряженных частиц. Оба эти магнита были изготовлены и смонтированы на установке.

Работы по модернизации детектора завершены в 2017 г. Первый рабочий сеанс детектора CLAS12 проведён в начале 2018 г. Все системы функционировали устойчиво, что позволяет надеяться на успешную работу в последующие годы.

Физические задачи для нового детектора CLAS12 аналогичны предыдущим: изучение внутренней структуры нуклонов в эксклюзивных глубоко виртуальных процессах при взаимодействии электронов пучка с ядрами мишени, что предполагает регистрацию и идентификацию всех продуктов взаимодействия в широком диапазоне углов.

В коллаборации CLAS работает более 150 физиков из 30 институтов и университетов США, Италии, Кореи, России и Франции. К настоящему времени коллаборацией опубликовано более 200 работ в реферируемых журналах.

Одна из наиболее ярких работ [1] коллаборации посвящена изучению распределения давления внутри протона. Когда электрон сталкивается с протоном, он через виртуальный фотон передает часть своей кинетической энергии одному из кварков протона. Этот кварк, в свою очередь, выбрасывает в окружающую среду уже реальный фотон, чьи параметры будут зависеть от внутренней структуры протона. Измеряя эти параметры и зная направления, по которым разлетелись протон и электрон, можно выяснить, как распределены источники сильных взаимодействий по протону и определить давление, которое они порождают. Оно составляет фантастические 10^{35} Па, что на порядок выше, чем давление в центре самых плотных объектов Вселенной — нейтронных звезд. Это давление возникает из-за взаимодействия кварков внутри протона. На рис. 5 изображено распределение давления $r^2 p(r)$

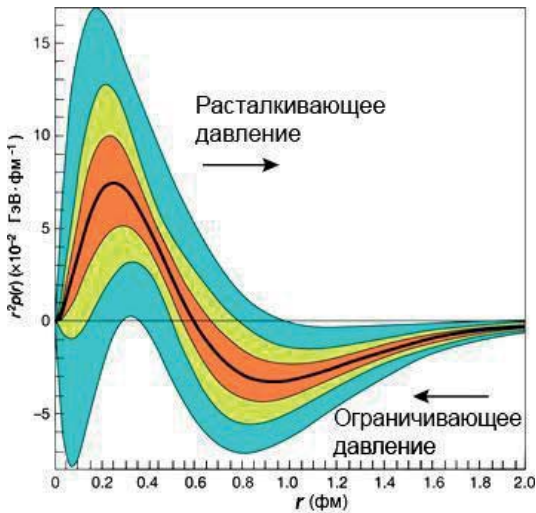


Рис. 5. Распределение давления $r^2 p(r)$ внутри протона в зависимости от расстояния r от центра протона.

внутри протона в зависимости от расстояния до центра протона. Максимум кривой соответствует давлению 10^{35} Па. Толстая чёрная линия соответствует давлению, полученному в работе [2] при энергии электронов 6 ГэВ. Области возможных отклонений истинных значений изображены светло-зеленым цветом. Голубым цветом отражен диапазон суммарных погрешностей всех экспериментов CLAS при 6 ГэВ. Красным цветом изображены области значений при определении давления в протоне на установке CLAS12 при энергии электронов 12 ГэВ.

Важным вкладом НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ в физические результаты, полученные

коллаборацией CLAS, является решение актуальной научной задачи по измерению дифференциальных сечений электророждения π^0 -мезона и η -мезона во внрезонансном кинематическом диапазоне [3–5], где до этого вообще отсутствовали какие-либо данные. Помимо этого, в названных работах были извлечены структурные функции $\sigma_T + \varepsilon_L$, σ_{TT} , σ_{LT} и проведено сравнение с предсказаниями физических моделей.

Литература

1. Burkert V. et al. Nature, 2018, v. 557, p.396.
2. Jo H.S. et al. Phys. Rev. Lett., 2015, v. 115, 212003.
3. Bedlinskiy I. et al. Phys. Rev. Lett., 2012, v. 109, 112001.
4. Bedlinskiy I. et al. Phys. Rev., C90, 2014, № 2, 025205.
5. Bedlinskiy I. et al. Phys. Rev., C95, 2017, № 3, 035202.

Эксперимент BELLE

по изучению структуры материи и свойств антиматерии

По материалам сайта

http://www.itep.ru/activity/science_research/belle/BELLE.pdf

Международный эксперимент BELLE был запущен на асимметричном электрон-позитронном коллайдере KEKB в научном центре KEK (Цукуба, Япония) в 1999 году. За период работы до 2010 года ускоритель KEKB достиг рекордной светимости, и детектор BELLE набрал более 1000 фбн^{-1} данных.

Коллаборация BELLE представила миру множество важнейших научных результатов. Среди них подтверждение механизма CP-нарушения, послужившее основанием для присуждения М. Кобаяши и Т. Маскаве Нобелевской премии по физике в 2008 году.

Учёные ИТЭФ играли ведущую роль в наборе и обработке данных эксперимента. Они внесли огромный вклад в решение главной задачи эксперимента — в измерение параметров CP-нарушения в распадах B-мезонов и поиск редких распадов B-мезонов, а также в физику кваркония и очарованных адронов. Было впервые обнаружено и изучено ассоциативное рождение чармония, исследованы процессы рождения открытого чарма вблизи порога в e^+e^- -аннигиляции, найдены новые очарованные барионы и новые состояния боттомония, изучены свойства B_s^0 -мезонов и $\Upsilon(5S)$ -резонанса. Кроме того, физики ИТЭФ открыли восемь экзотических состояний кваркония, в том числе заряженных, обнаружив новую структуру адронов, содержащих тяжёлые кварки.

CP-нарушение в системе B-мезонов, согласующееся с предсказанием модели Кобаяши-Маскавы, впервые обнаружено в 2001 г. в распаде $B^0 \rightarrow J/\psi K^0$ [1]. Коллаборация BELLE выпустила ряд работ, посвящённых измерению CP-нарушения в других распадах B-мезонов [2, 3]. С использованием результатов этих измерений вычислены три угла Треугольника унитарности, причём угол β — с точностью лучше полутора градусов. Точность прямых измерений двух других углов — около десяти-двадцати градусов. Эти работы велись при непосредственном участии и под руководством сотрудников ИТЭФ.

Физики нашего института в 2002 году открыли процесс $e^+e^- \rightarrow J/\psi\psi$ [4]. Было найдено ассоциативное рождение J/ψ с η_c -, χ_{c0} - и η'_c -состояниями (рис. 1), а также с D^0 - и D^{*+} -мезонами. Измеренное сечение $e^+e^- \rightarrow J/\psi\psi$

оказалось на порядок выше теоретических предсказаний. Спустя несколько лет возросшая более чем на порядок статистика данных эксперимента BELLE позволила вычислить это сечение модельно-независимым образом и измерить кинематические характеристики процесса.

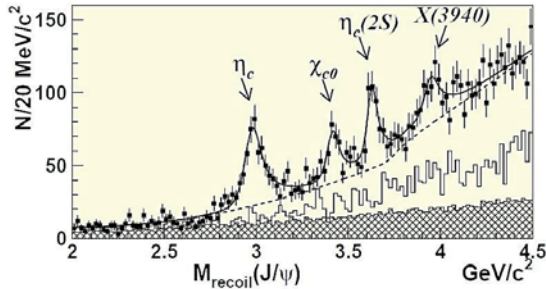


Рис. 1. Распределение массы отдачи к J/ψ в процессе $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$. Отчётливые пики вблизи масс η_c , χ_{c0} и η_c' свидетельствуют об ассоциативном их рождении с J/ψ . Пик вблизи массы 3,94 ГэВ — новое состояние чармония $X(3940)$.

С этой целью исследовалось рождение J/ψ совместно с основными состояниями очарованных адронов. Измеренная величина сечения процесса $e^+e^- \rightarrow J/\psi c\bar{c}$ составила $(0,74 \pm 0,08 \pm 0,09)$ пбн, что значительно превысило теоретические оценки, полученные в лидирующем порядке разложения по α_s в нерелятивистском приближении КХД.

Группа BELLE в 2010 г. завершила уникальные исследования процессов рождения открытого чарма вблизи порога в e^+e^- -аннигиляции с излучением в начальном состоянии. Были измерены десять эксклюзивных сечений рождения двух- и трёхчастичных конечных состояний, содержащих очарованные адроны, в частности D^*D^* , $D_s^*D_s^*$, $D^*D^*\pi$ и $\Lambda_c^+\Lambda_c^-$.

Отсутствие представителей Y -семейства, распадающихся в конечные состояния D^*D^* , стало подтверждением их экзотической природы. А измерение сечений процессов $e^+e^- \rightarrow D^0D^{*-}\pi^+$ позволило опровергнуть ряд гибридных моделей, предсказывающих распад $Y(4260) \rightarrow D^{(*)}D^{(*)}\pi$.

Впервые отчётливо проявилось рождение самого тяжёлого из известных возбуждений — векторного чармония $\psi(4415)$ — в процессе $e^+e^- \rightarrow D^0D^-\pi^+$ [5]. Были измерены его масса и полная ширина, и показано, что доминирующим распадом является $\psi(4415) \rightarrow DD_2(2460)$, в то время как доля нерезонансной моды $\psi(4415) \rightarrow D^0D^-\pi^+$ не превышает 0,22 на 90% У.Д.

В 2006 году физики ИТЭФ открыли два состояния возбуждённых очарованных странных Ξ_c -барионов в спектре инвариантных масс $\Lambda_c^+K^-\pi^+$ и $\Lambda_c^+K_s^0\pi^-$ [6] (рис. 2). Они впервые наблюдали необычный механизм распада

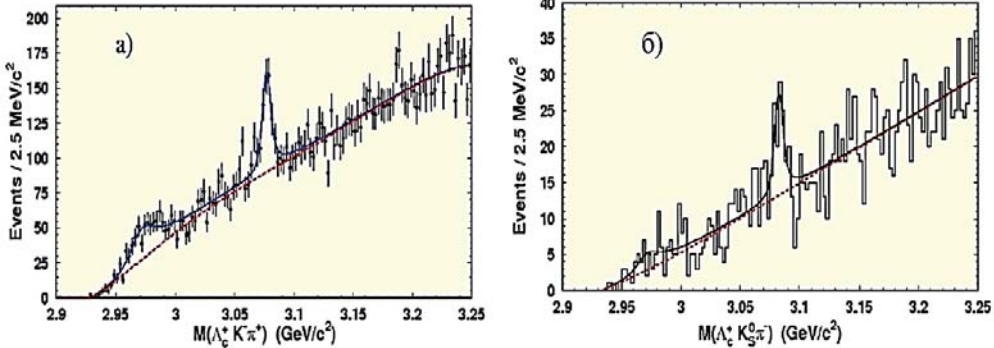


Рис. 2. Распределения $M(\Lambda_c^+ K \pi^+)$ (слева — а) и $M(\Lambda_c^+ K_s^0 \pi^-)$ (справа — б) демонстрируют отчетливые пики вблизи масс 2,98 ГэВ и 3,08 ГэВ, соответствующие $\Xi_c(2980)^+$ и $\Xi_c(3080)^+$ очарованным странным барионам.

барионов в конечное состояние, в котором странный и очарованный кварки уносят разные частицы: Λ_c -барион и К-мезон.

Впервые группа BELLE измерила квантовые числа недавно открытого $\Lambda_c^+(2880)$ -бариона [7], а из анализа угловых распределений продуктов распада $\Lambda_c^+(2880) \rightarrow \Sigma_c(2520)\pi$ был определён его спин. Чётность этого бариона была получена в результате измерения относительного вклада промежуточного состояния $\Sigma_c(2520)\pi$, впервые наблюдавшегося в распаде $\Lambda_c(2880) \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$ в виде резонансной структуры.

Квантовая хромодинамика помимо стандартных барионов и мезонов, состоящих из трёх кварков или пары кварк-антикварк, не запрещает существование других связанных систем, состоящих, например, из четырёх кварков и одного антикварка или двух кварков и двух антикварков, а также из кварк-антикварка с глюоном. Благодаря интенсивной работе В-фабрик за последнее десятилетие открыто около трёх десятков кандидатов в подобные экзотические состояния кваркония.

История экзотического кваркония началась в 2003 году, когда коллаборация BELLE в распаде $V^+ \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- J/\psi$ открыла первое чармониеподобное состояние, названное $X(3872)$ [8]. Среди многочисленных поисков распадов и измерений его параметров, выполненных в последние годы, важнейшим является обнаружение сотрудниками ИТЭФ распада в D^0 анти- D^{*0} [9].

Два новых состояния позволили начать исследование ассоциативного рождения чармония. Пик вблизи массы 3,94 ГэВ, названный $X(3940)$, был открыт в 2006 году в спектре масс отдачи к J/ψ (рис. 1) [10]. Удалось продемонстрировать, что новое состояние распадается на DD^* , в то время как распад на DD найден не был. Вскоре было обнаружено ещё одно состояние,

X(4160), распадающееся на D^*D^* , с массой около 4,16 ГэВ и шириной 130 МэВ. Наиболее вероятной интерпретацией найденных состояний сегодня являются третье и четвертое радиальные возбуждения η_c -мезона.

Нейтральное чармониеподобное состояние, названное X(4630), было открыто в процессе $e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-$ [11]. Хотя его масса и полная ширина согласуются в пределах ошибок с параметрами экзотического состояния Y(4660), и это совпадение, включая квантовые числа, кажется неслучайным, не исключены иные интерпретации. Возможны предположения, что X(4630) — это $\psi(5S)$ - или $\psi(6S)$ -состояния чармония, пороговый эффект, точечные барионы, тетракварк или гексакуарк.

Особое место занимают заряженные чармониеподобные состояния, поскольку именно наличие заряда однозначно указывает на их экзотическую природу, которую невозможно описать в рамках стандартной кварковой модели. Первое из таких состояний $Z(4430)^+$ было обнаружено в 2007 г. коллаборацией BELLE в спектре инвариантных масс $\psi(2S)\pi^+$ в распаде $B^0 \rightarrow \psi(2S)K^-\pi^+$ [12]. Спустя два года группа ИТЭФ уточнила массу и ширину $Z(4430)^+$, осуществив Далиц-анализ этого распада, а в 2013 г. — обновила параметры $Z(4430)^+$ и измерила его квантовые числа, $J^P = 1^+$ [13].

Ещё два чармониеподобных состояния были открыты в 2008 году: $Z(4050)^+$ и $Z(4250)^+$. Физики нашего института, исследуя распады $B^0 \rightarrow \chi_{c1}K^-\pi^+$, обнаружили их в комбинации $\chi_{c1}\pi^+$. Спустя шесть лет в распаде $B^0 \rightarrow J/\psi K^-\pi^+$ в комбинации $J/\psi\pi^+$ наряду с $Z(4430)^+$ та же группа обнаружила четвертое заряженное экзотическое состояние — $Z(4200)^+$ [14].

Анализируя уникальный состав данных в области энергий Y(5S)-резонанса, экспериментаторы ИТЭФ в 2012 году открыли первые экзотические заряженные состояния боттомония [15]. Была исследована резонансная структура распадов $Y(5S) \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$ ($m = 1, 2$) и $Y(5S) \rightarrow Y(nS)\pi^+\pi^-$ ($n = 1, 2, 3$). В каждом из распределений пар $h_b(mP)\pi^\pm$ и $Y(nS)\pi^\pm$ по массе наблюдалось по два значимых пика (рис. 3). Обнаруженные сигналы были идентифицированы как новые изовекторные состояния, названные $Z_b(10610)^\pm$ и $Z_b(10650)^\pm$. По результатам углового анализа была измерена их спин-чётность, которая оказалась равной $J^P = 1^+$.

Ключевую роль в открытии и исследованиях заряженных кваркониеподобных состояний принадлежит группе ИТЭФ. Найденные состояния Z_b^\pm являются экзотическими многокварковыми мезонами. Их свойства свидетельствуют о молекулярной структуре. Адронные молекулы стали новым установленным видом вещества.

В 2004 году сотрудники нашего института разработали новую методику восстановления B_s^0 -мезонов в e^+e^- -аннигиляции при полной энергии в системе центра масс в области Y(5S)-резонанса. Они же впервые провели измерения распадов B_s^0 -мезонов. Были впервые детально изучены свойства Y(5S)-резонанса и измерены доли распадов Y(5S)-резонанса в двухчастичные

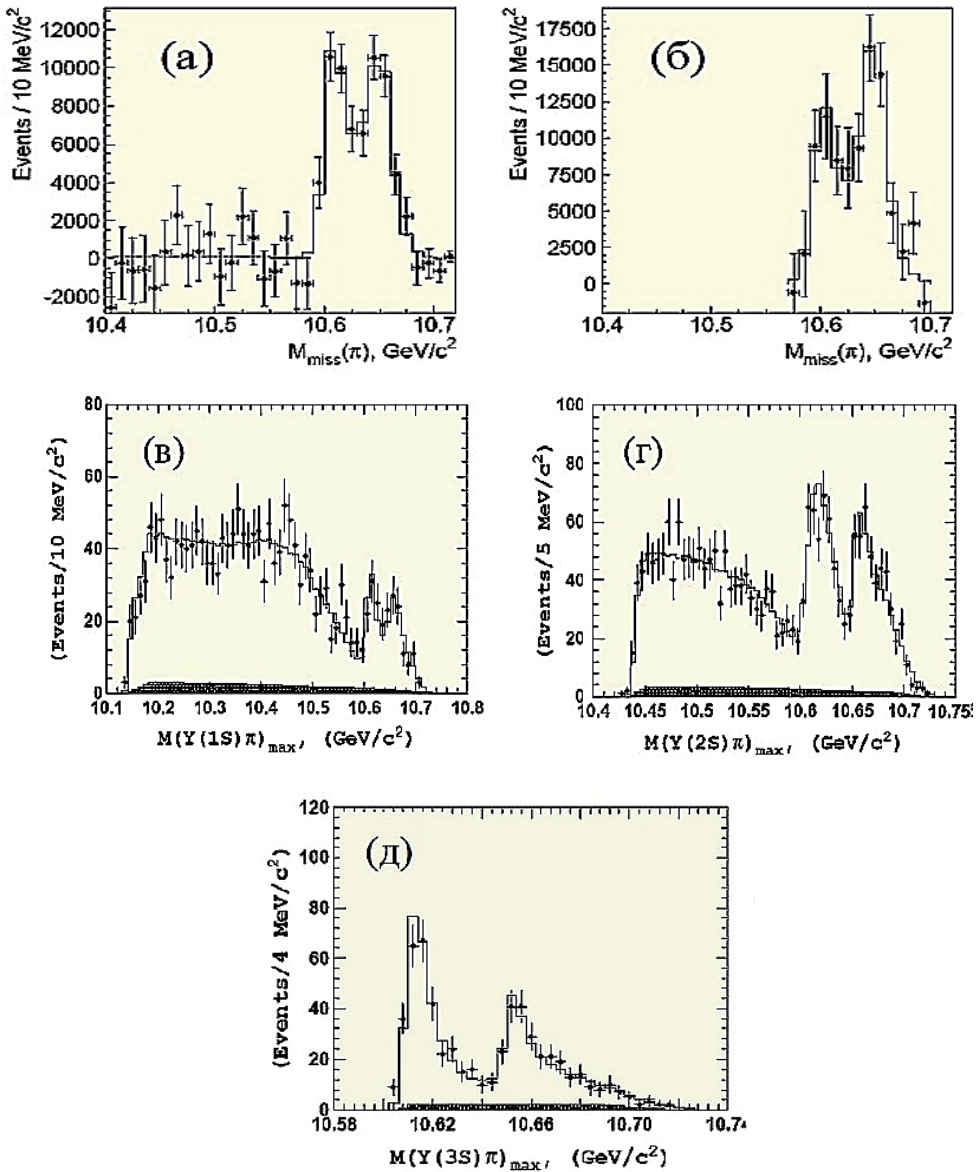


Рис. 3. Спектры масс: $h_b(1P)\pi^\pm$ — (а), $h_b(2P)\pi^\pm$ — (б), $Y(1S)\pi^\pm$ — (в), $Y(2S)\pi^\pm$ — (г), $Y(3S)\pi^\pm$ — (д). В каждом из распределений наблюдается по два значимых пика, идентифицированных как новые состояния $Z_b(10610)^\pm$ и $Z_b(10650)^\pm$.

состояния $\mathbb{V}\mathbb{V}$, $\mathbb{V}\mathbb{V}^*$ и $\mathbb{V}^*\mathbb{V}^*$, а также определены доли трёхчастичных состояний: $\mathbb{V}\mathbb{V}\pi$, $\mathbb{V}\mathbb{V}^*\pi$, $\mathbb{V}^*\mathbb{V}^*\pi$ — в предположении изотопической симметрии [16].

На базе данных, набранных в области энергий $\Upsilon(5S)$ -резонанса, сотрудниками ИТЭФ были открыты три новых спин-синглетных состояния боттомония. Ими же в переходах $\Upsilon(5S) \rightarrow h_b(mP)\pi^+\pi^-$ ($m = 1,2$) были найдены спин-синглетные уровни боттомония $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$ [17] (рис. 4) и измерены их массы, а также получено значение сверхтонкого расщепления $\Delta M_{\text{HF}}(nP)$, являющегося мерой спин-спинового взаимодействия между кварком и антикварком. $\Delta M_{\text{HF}}(nP)$ согласуется с нулем, как и ожидается в большинстве теоретических моделей. Хотя рождение $h_b(mP)$ сопровождается переворотом спина b -кварка и должно быть подавлено по сравнению с рождением $\Upsilon(nS)$ как Λ/m_b , существенного подавления обнаружено не было, что, вероятно, свидетельствует об экзотическом механизме рождения $h_b(mP)$.

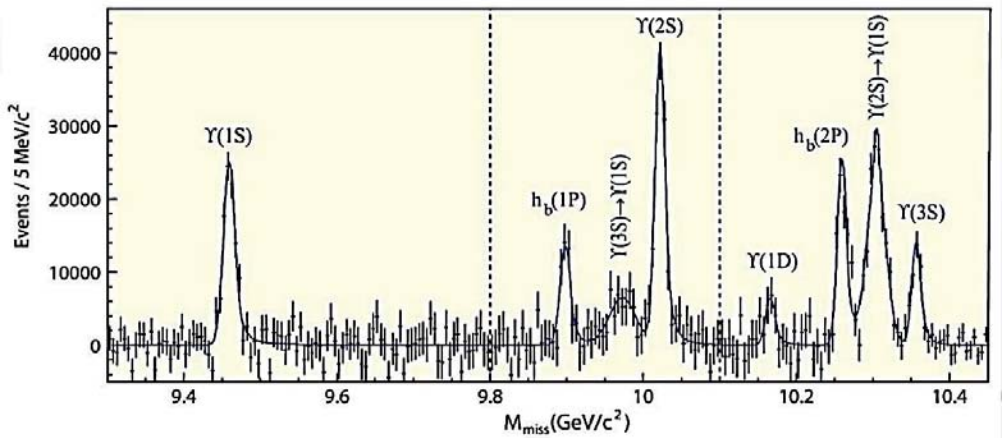


Рис. 4. Спектр недостающей массы $\pi^+\pi^-$ пар при энергии $\Upsilon(5S)$ -резонанса после вычитания гладкого фона. Помимо известных состояний боттомония $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$ и $\Upsilon(3D)$ впервые наблюдаются спин-синглетные уровни боттомония $h_b(1P)$ и $h_b(2P)$.

Физикам нашего института удалось впервые обнаружить радиационные переходы $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(2S)\gamma$ [18]. Кроме этого были найдены переходы $h_b(1P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$ и $h_b(2P) \rightarrow \eta_b(1S)\gamma$, а также измерены массы и ширины состояний боттомония $\eta_b(1S)$ и $\eta_b(2S)$. Масса $\eta_b(1S)$ определена с наивысшей в мире точностью и на $10 \text{ МэВ}/c^2$ превысила мировое среднее значение. Измеренные значения находятся в согласии с последними решёточными вычислениями.

Физики ИТЭФ — участники эксперимента BELLE — отмечены многочисленными наградами. За лучшую научную работу 2005 г. им была присуждена медаль Российской академии наук. Молодые учёные группы 4 раза получали грант Президента Российской Федерации, дважды

становились победителями конкурса молодых учёных Госкорпорации «Росатом». По результатам эксперимента BELLE пятерым физикам была присуждена учёная степень доктора, а шестерым — кандидата физико-математических наук.

Литература

1. Abe K. et al. (Belle Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2001, v. 87, 091802.
2. Vervink K. et al. (Belle Collaboration). Phys. Rev., D80, 2009, 111104.
3. Aushev T. et al. (Belle Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2004, v. 93, 201802.
4. Abe K. et al. (Belle Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2002, v. 89, 142001.
5. Pakhlova G. et al. (Belle collaboration). Phys. Rev. Lett., 2008, 100, 062001.
6. Chistov R. et al. (Belle Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2006, v. 97, 162001.
7. Abe K. et al. (Belle Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2007, v. 98, 262001.
8. Choi S.K. et al. (Belle Collaboration). Rev. Lett., 2003, v. 91, 262001.
9. Aushev T. et al. (Belle Collaboration). Phys. Rev., D81, 2010, 031103.
10. Abe K. et al. (Belle Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2007, v. 98, 082001.
11. Pakhlova G. et al. (Belle collaboration). Phys. Rev. Lett., 2008, v. 101, 172001.
12. Medvedeva T. et al. (Belle Collaboration). Phys. Rev., D76, 2007, 051102.
13. Chilikin R. et al. (Belle Collaboration). Phys. Rev., D88, 2013, 074026.
14. Chilikin R. et al. (Belle Collaboration). Phys. Rev., D90, 2014, 112009.
15. Bondar A. et al. (Belle Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2012, v. 108, 122001.
16. Drutskoy A. et al. (Belle Collaboration). Phys. Rev., D81, 2010, 112003.
17. Adachi I. et al. (Belle Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2012, v. 108, 032001.
18. Mizuk R. et al. (Belle Collaboration). Phys. Rev. Lett., 2012, v. 109, 232002.

Вклад инстита в эксперимент ARGUS

Ю.М. Зайцев

Одним из наиболее успешных экспериментов по физике элементарных частиц, выполненных в 80-х–90-х годах прошлого века в лаборатории DESY (Германия), был международный эксперимент ARGUS (A Russian, German, United States, Sweden Collaboration) [1]. Этот эксперимент проводился на электрон-позитронном коллайдере DORIS. Создание детектора ARGUS началось в конце 1977 года. Его схема показана на рис. 1. Общий вид детектора, установленного в экспериментальном зале коллайдера DORIS, представлен на рис. 2.

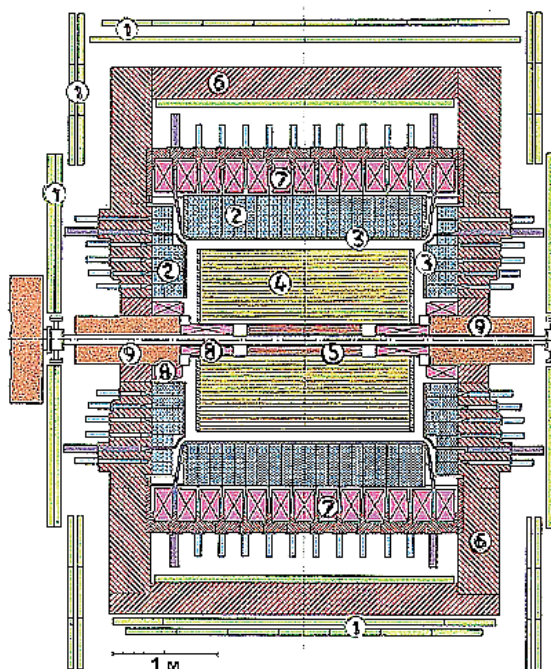


Рис. 1. Схема детектора АРГУС.

- 1 – мюонные камеры,
- 2 – ливневые счётчики,
- 3 – времяпролётные счётчики,
- 4 – дрейфовая камера,
- 5 – вихревая камера,
- 6 – железное яро,
- 7 – обмотки соленоида,
- 8 – компенсационные обмотки,
- 9 – мини бета квадруполь.

Сотрудники института внесли весьма существенный вклад в создание детектора, проведение сеансов по набору статистики, в обработку и анализ полученных экспериментальных данных. На начальной стадии при общем количестве участников (авторов) эксперимента около 80 человек от нашего

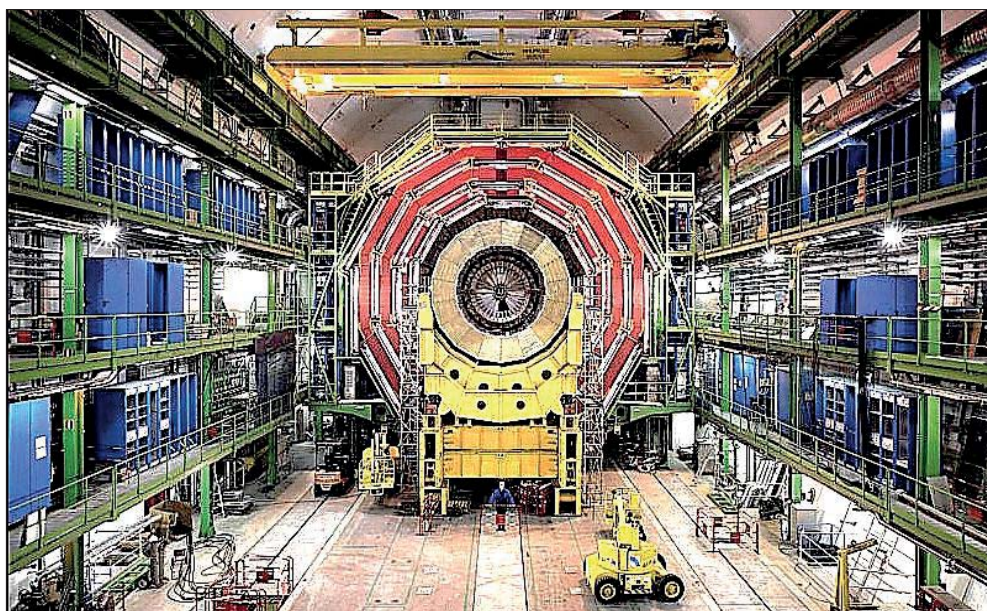


Рис. 2. Общий вид детектора ARGUS.

института работали 15 научных сотрудников и довольно много технических специалистов и рабочих, которые разрабатывали и изготавливали мюонные камеры. Изготовление и подготовка мюонной системы было основным вкладом ИТЭФ в создание детектора [2]. Специалисты нашего института предложили новую концепцию основной части детектора — центральной дрейфовой камеры и активно участвовали в её сооружении. Они также внесли значительную долю в создание вершинной камеры.

При активном участии физиков ИТЭФ за время работы эксперимента ARGUS был выполнен обширный цикл исследований свойств прелестных и очарованных частиц, τ -лептона, проведён поиск новых частиц и явлений.

Несомненно, наиболее существенным вкладом эксперимента ARGUS в мировую науку явилось открытие в 1987 году неожиданно большого смешивания B^0 - и анти- B^0 -мезонов [3]. Сотрудники нашего института внесли один из основных вкладов в получение этого результата. Открытое явление однозначно указывало на то, что масса top -кварка, который ещё не был открыт к тому времени и поиски которого активно велись на всех ускорителях мира, превосходит 50 ГэВ.

Это открытие было очень высоко оценено мировой научной общественностью и признано наиболее важным результатом в физике элементарных частиц 1987 года.

Эксперимент ARGUS сделал существенный вклад в понимание физики В-мезонов, которая считалась наиболее важной и дающей определяющие ключи для лучшего понимания Стандартной модели. В эксперименте, благодаря открытию B^0 и анти- B^0 смешивания и измерениям инклюзивных и эксклюзивных полулептонных распадов В-мезонов, были определены элементы СКМ-матрицы: $|V_{td}|$, $|V_{cb}|$ и $|V_{ub}|$ — фундаментальные параметры современной теории элементарных частиц, связывающие кварки трёх поколений.

Обнаружение в эксперименте ARGUS первого возбуждённого очарованного мезона открыло богатое поле для исследования спектров очарованных мезонов и барионов. Был открыт целый ряд новых очарованных мезонов и барионов, изучены их слабые распады. Открытием S-волновых и возбуждённых P-волновых состояний эксперимент сделал существенный вклад в понимание физики этих явлений и привёл к дальнейшему развитию теоретических моделей.

Эксперимент ARGUS позволил физикам сделать большой вклад в исследование свойств лептона третьего поколения частиц — τ -лептона. В распадах τ -лептона была исследована природа аксиальных векторных токов и проведено сравнение с теоретическими моделями, что привело к их дальнейшему развитию. Начав с анализа спектров импульсов лептонов в распадах τ -лептона, коллаборация ARGUS, используя чрезвычайно сложную экспериментальную технику, с наивысшей точностью добилась полного определения всех четырёх параметров Мишеля. Было проведено наиболее точное измерение массы τ -лептона, что позволило устранить имевшееся ранее противоречие с теорией. Особенно важным оказалось первое наблюдение нарушения чётности в распадах τ -лептона и определение спиральности τ -нейтрино. Было получено лучшее ограничение на его массу.

В эксперименте в прямых распадах Υ -мезонов по сравнению с событиями в континууме было обнаружено существенное увеличение рождений барионов, включая антидейтроны. Все доступные в то время модели фрагментации не могли объяснить это наблюдение, что может указывать на существенную разницу между процессами кварковой и глюонной фрагментации.

С 1982 по 2000 годы эксперимент ARGUS опубликовал 155 статей в ведущих научных журналах. Сотрудники института принимали самое активное участие в подготовке подавляющего количества этих публикаций. Состав коллаборации постоянно менялся. Все основные достижения эксперимента подробно описаны в статье «Physics with ARGUS» [4]. В составе авторов этой завершающей публикации из 206 человек — представителей 14 институтов разных стран — наибольшее количество было сотрудников ИТЭФ — 38 человек. Работа физиков нашего института в коллаборации ARGUS высоко оценена международным научным сообществом. Ведущим

научным сотрудникам института неоднократно присуждались престижные международные премии.

Учёные нашего института сделали большое количество докладов о результатах эксперимента на международных конференциях, в числе которых четыре доклада на пленарных сессиях крупнейших конференций по физике элементарных частиц. Работа в эксперименте ARGUS сыграла важную роль в развитии научного коллектива. По результатам подготовки и проведения эксперимента было защищено 20 диссертаций и большое количество дипломных работ.

Открытие смешивания B^0 - и анти- B^0 -мезонов, а также большое количество впервые полученных коллаборацией ARGUS научных результатов привели к появлению нового направления исследований — изучению различия свойств материи и антиматерии в распадах прелестных частиц. Для этого были построены специальные ускорители: B-фабрики в США (SLAC) и в Японии (KEK). В CERN поставлен отдельный эксперимент LHCb с целью продолжения исследований. В настоящее время большая группа из нашего института активно работает в этом эксперименте, который приносит новые неожиданные результаты.

Литература

1. Albrecht H. et al. (ARGUS Collaboration). *Instrum. Meth.*, A275, 1989, p. 1.
2. Arefev A. et al. *Instrum. Exp. Tech.*, 1986, v. 29, p. 333.
3. Albrecht H. et al. (ARGUS Collaboration). *Phys. Lett.*, B192, 1987, p. 245.
4. Albrecht H. et al. (ARGUS Collaboration). *Phys. Rev.*, 1996, v. 276, p. 233.

Участие физиков института в эксперименте HERA-B

Ю.М. Зайцев

Создание установок для поиска CP-нарушения в системе В-мезонов началось сразу после открытия в 1987 году смешивания B^0 - и анти- B^0 -мезонов в эксперименте ARGUS, в котором активно участвовали сотрудники ИТЭФ. Для этой цели в Японии и в США были построены ассиметричные электрон-позитронные ускорители.

Основной целью эксперимента HERA-B [1], который стартовал в лаборатории DESY (Германия), было исследование CP-нарушения в системе В-мезонов с использованием внутренней мишени протонного кольца лептон-протонного коллайдера HERA. Детектор HERA-B и монтаж его узлов показан на рис. 1.

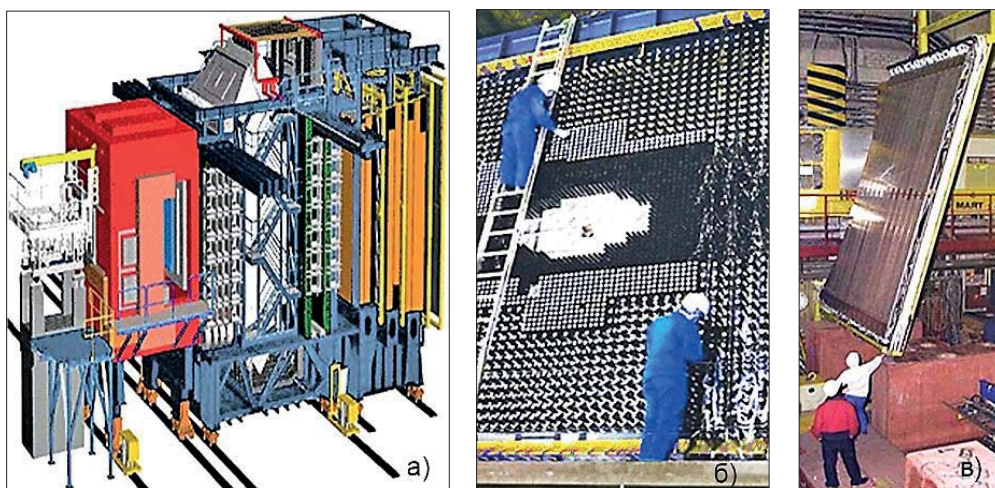


Рис. 1. Детектор HERA-B — (а), монтаж модулей ECAL — (б), монтаж мюонной системы — (в).

ИТЭФ активно участвовал в создании детектора, в подготовке и проведении экспериментов на нём.

Планировалось, несмотря на довольно малое сечение рождения B^0 -мезонов, набрать в течение нескольких лет необходимое количество событий при использовании очень большой интенсивности пучка протонов с

энергией 920 ГэВ и внутренней проволочной мишени, расположенной в гало протонного пучка, при скорости набора информации от 30 до 50 МГц. Детектор HERA-B был разработан, в основном для регистрации так называемого «золотого» канала распада $B^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$ с последующим распадом J/ψ на e^+e^- - и $\mu^+\mu^-$ -пары.

Большая группа научных сотрудников и технических работников ИТЭФ (около 40 человек) приняли участие в создании двух ключевых систем детектора HERA-B: электромагнитного калориметра и системы идентификации мюонов. В институте были разработаны и созданы модули электромагнитного калориметра ECAL (рис. 1-б) [2]. В то время он был одним из самых крупных калориметров в мире (содержал 2344 модулей общей площадью около 30 м²).

Структура электромагнитного калориметра следовала угловому распределению частиц, возникающему при взаимодействии протонов с энергией 920 ГэВ с покоящейся мишенью, и позволяла регистрировать более 80 % рождённых в протон-ядерных столкновениях фотонов. Он позволял измерять энергию фотонов в диапазоне от 5 до 200 ГэВ.

Калориметр состоял из модулей свинец(вольфрам)/сцинтиллятор с различной гранулярностью ячеек типа «шашлык». В центральной части, загрузка которой была наибольшей, модуль состоял из 25 ячеек размером 2,2 × 2,2 см² с вольфрамом. В средней (по мере удаления от центра к периферии) части модуль имел 4 ячейки (свинец/сцинтиллятор) размером 5,6 × 5,6 см², а внешняя часть калориметра состояла из одиночных ячеек (свинец/сцинтиллятор) размером 11 × 11 см². Геометрические размеры калориметра позволяли регистрировать до 68% электронов и позитронов от распада J/ψ -мезона и 73% одиночных электронов или позитронов, возникающих при распаде D- и B-мезонов. Информация, получаемая в электромагнитном калориметре, использовалась для создания претриггера и триггера первого уровня.

Система идентификации мюонов [3] состояла из железобетонных поглотителей и 4-х плоскостей проволочных камер с прямоугольной ячейкой общей площадью более 200 м². Камеры для системы идентификации (рис. 1-в) были разработаны в ИТЭФ и изготовлены в DESY нашими сотрудниками.

Мюонные плоскости MU1 и MU2 располагались между поглотителями и состояли из трёх слоев проволочных камер, расположенных под углами 0° и ± 20°. Информация, получаемая с плоскости MU1, играла важную роль при создании триггера первого уровня. Плоскости MU3 и MU4 располагались после поглотителей и использовались для создания мюонного претриггера. Эти две плоскости были расположены на расстоянии 1 м друг от друга и были разделены тонким поглотителем. Кроме считывания информации с проволочек они были способны считывать информацию и с падовой структуры, которая использовалась в триггере первого уровня и позволяла определять положение

и направление частиц, проходящих через эти плоскости. Мюонная система позволяла регистрировать около 67 % положительных и отрицательных мюонов от распада J/ψ -мезона и 72 % одиночных мюонов, рождаемых в протон-ядерных столкновениях.

В 2004–2009 годах в эксперименте HERA-B был выполнен ряд исследований по рождению странных, очарованных и B -мезонов, J/ψ - и Y -мезонов в протон-ядерных столкновениях [4]. Были измерены сечения рождения этих частиц, детально исследованы кинематические характеристики рождения. Впервые были измерены параметры рождения J/ψ в отрицательной области фейнмановской переменной x_F и исследовано влияние ядерного вещества на этот процесс [5]. Показано, что сильное ядерное подавление в области положительных значений фейнмановской переменной x_F , обнаруженное ранее, сопровождается усилением в области отрицательных значений x_F . Было измерено сечение рождения частиц со скрытым очарованием $\chi\chi_{c1}$, $\chi\chi_{c2}$ и $\psi(2s)$ в протон-ядерных столкновениях [6], получен лучший на то время верхний предел на распад $D^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ [7], установлены верхние пределы на рождение $\Theta^+(1540)$ и $\Xi^-(1862)$ пентакварков в протон-ядерных столкновениях [8], которые в то время активно обсуждались в литературе.

Литература

1. Hartouni E.P. et al. (HERA-B Collaboration). Design report. DESY-PRC-95-01.
2. Lohse T. et al. (HERA-B Collaboration). Progress report. March, 1993. DESY PRC 93-04.
3. Arefev A. et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., 2001, v. 48, p. 1059.
4. Zoccoli A. et al. (HERA-B Collaboration). Eur. Phys. J., C43, 2005, p. 179.
5. Abt I. et al. (HERA-B Collaboration). Phys. Lett., B638, 2006, p. 407.
6. Abt I. et al. (HERA-B Collaboration). Phys. Rev., D79, 2009, 012001.
7. Abt I. et al. (HERA-B Collaboration). Phys. Lett., B596, 2004, p. 173.
8. Abt I. et al. Phys. Rev. Lett., 2004, v. 93, 212003.

Поиск и изучение холодной сверхплотной барионной материи

А.В. Ставинский

Введение

Поиск и изучение холодной сверхплотной барионной материи — актуальная задача релятивистской ядерной физики (РЯФ). В превращении РЯФ в самостоятельную ветвь физики высоких энергий существенную роль сыграло открытие кумулятивного эффекта [1], в чём ИТЭФ играл одну из ведущих ролей. Пионерские работы этого направления, многие из которых были сделаны на ускорителе У-10, сформировали в ИТЭФ высококвалифицированное научное сообщество, которое успешно участвует во всех крупных международных проектах в области РЯФ.

Новые состояния вещества, фундаментальные симметрии, природа конфайнмента и механизмы адронизации, модификация частиц в плотных средах — вот далеко неполный перечень тем исследований релятивистской ядерной физики. Основные усилия теоретических и экспериментальных исследований в РЯФ нацелены на выяснение вопросов о том, в каких формах ядерная материя существует при разных температурах и плотностях, т.е. на изучение возможных состояний ядерной материи на фазовой диаграмме [2]. За несколько последних десятилетий представление о том, как выглядит фазовая диаграмма ядерной материи, усложнилось (рис. 1 и 2).

Область фазовой диаграммы с большой барионной плотностью и низкой температурой, где не работают пертурбативные подходы, особенно сложна и разнообразна. Здесь ожидается существование совершенно нового состояния — холодной сверхплотной ядерной материи. Дополнительный интерес к свойствам такого состояния связан с тем, что оно определяет поведение материи в центре массивных звёзд и законы их эволюции.

В настоящее время для поиска и исследований холодной и плотной материи представляется оптимальным энергетический диапазон пучков ускорителей в пределах $5 \div 15$ Гэв/нуклон ($\sqrt{s_{NN}} \sim 3,5 \div 5$ ГэВ).

Получение прямых экспериментальных данных о свойствах холодной сверхплотной материи в лабораторных экспериментах методами, развитыми для изучения горячей и плотной материи, по-видимому, невозможно.

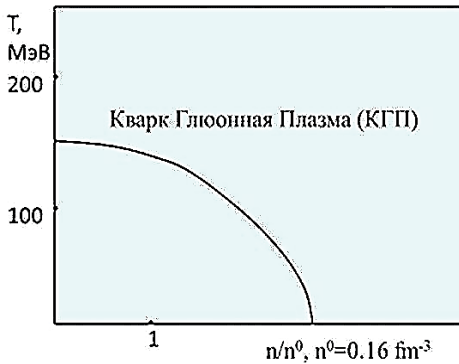


Рис. 1. Представление о фазовой диаграмме ядерной материи 80-х годов XX века.

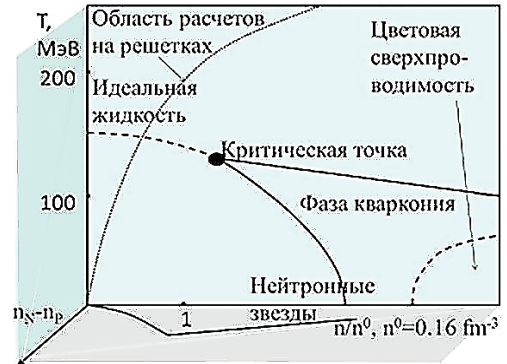


Рис. 2. Современное представление о фазовой диаграмме.

Стандартный подход предполагает, что в процессе столкновения тяжёлых ионов будет происходить сжатие ядерной материи, что позволит получить состояние с большой плотностью. При этом одновременно с ростом плотности, скорее всего, растёт и температура, так как рост плотности связан с процессами вторичного взаимодействия. Поэтому область больших плотностей и малых температур долгое время считалась недоступной для лабораторных исследований и реализуемой в природе только в центре массивных звёзд, в том числе — нейтронных. Альтернативная возможность получения и исследования «звёздной материи» в лабораторных экспериментах была предложена в ИТЭФ и связана с кумулятивными процессами.

1. Кумулятивный эффект

В поисках способа проникновения в область высоких плотностей и низких температур обратимся к кумулятивным процессам, изучение которых началось 40 лет назад. Российские институты (в первую очередь ИТЭФ и ОИЯИ) были лидерами в их обнаружении и исследовании. Большинство пионерских экспериментальных работ было сделано экспериментальными группами, возглавляемыми Г.А. Лексиним (ИТЭФ) и В.С. Ставинским (ОИЯИ) [1]. Взаимодействие частицы с ядром кинематически выглядит как взаимодействие с объектом, который в несколько раз тяжелее нуклона. Исследования частиц, рождающихся в кинематической области, запрещённой для взаимодействия свободных нуклонов, проводилось при взаимодействии лептонных, адронных и ядерных пучков с ядерными мишенями. В структуре ядер обнаружены локальные многонуклонные конфигурации, для которых Д.И. Блохинцевым, опиравшимся на экспериментальные данные сотрудников нпшнего института [3], было введено понятие «флуктон» — флуктуация

плотности ядерной материи. Флуктоны по ряду причин могут рассматриваться, хотя и с существенными оговорками, как вкрапления холодной плотной барионной материи в ядерном веществе.

К наиболее важным особенностям, наблюдаемым в кумулятивной области, и в выяснение которых внесли значительный вклад физики ИТЭФ [4], можно отнести следующее:

- энергетические спектры частиц и угловые зависимости сечений в первом приближении экспоненциально падают с ростом порядка кумулятивности, то есть минимальной массы объекта внутри ядра, при взаимодействии с которым наблюдаемая частица может рождаться в соответствии с законом сохранения энергии-импульса; характерный масштаб наклона спектра ~ 100 МэВ;

- спектры различных кумулятивных частиц (π^- , К-мезонов, нуклонов и антинуклонов) как функции порядка кумулятивности или переменной светового конуса подобны (суперскейлинг), что наряду с прямыми измерениями пространственно-временных характеристик указывает на локальный характер процесса;

- источник кумулятивных частиц обнаруживает тенденцию быть изотопически симметричным, так как наблюдается равенство сечений выхода частиц с противоположным изотопическим спином ($\pi^+/\pi^- \approx p/n \approx t/^3\text{He} \approx 1$);

- в кумулятивных процессах наблюдаются изотопический и изотонический эффекты, заключающиеся в том, что сечения рождения протонов и нейтронов на изотопах (изотонах) зависят главным образом от количества «своих» (по заряду) нуклонов ядра и практически не зависят от количества «чужих»;

- азимутальные и фемтоскопические корреляции кумулятивных частиц указывают на то, что при взаимодействии тяжёлых ядер вылет двух кумулятивных частиц из одного и того же флуктона происходит существенно реже, чем из разных.

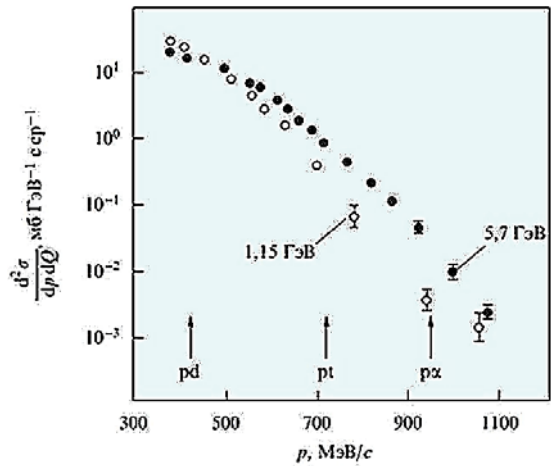
Если рассматривать флуктон как среду, то его плотность очень велика. Стандартная ядерная плотность $\rho_0 \sim 0,16$ ГэВ/фм³. То есть уже нуклон, по сравнению с ядром, — очень плотное образование, а несколько нуклонов, собираясь во флуктоне (в предположении, что размеры флуктонов и нуклонов примерно одинаковы), дают объект на порядок более плотный, чем обычные ядра. Это много даже по сравнению с плотностью в центре нейтронных звезд, которая, как считается, «всего» в несколько раз больше плотности ядер. Можно предполагать, что при таких плотностях система, изначально составленная из фермионов (нуклонов), не только вынуждена максимально использовать известные имеющиеся степени свободы (изосимметризация, спиновые эффекты), но и переходить в новые состояния. Многочисленные модельные расчёты показали, что при малых температурах кварковая материя образуется, когда кварковый химический потенциал достигает значений $0,3 \div 0,4$ ГэВ,

что отвечает примерно трёхкратному увеличению плотности по сравнению с нормальной ядерной. Однако эти соображения относятся к бесконечной системе, находящейся в состоянии термодинамического равновесия. Флуктон же представляет собой малонуклонную короткоживущую флуктуацию.

2. Исследования кумулятивных процессов на пучках адронов и ионов

Первые спектры протонов в кумулятивной области под углом 137° в реакции $p+C \rightarrow p+X$ были получены при начальных энергиях ~ 1 ГэВ и более (рис. 3) [5]. На рисунке стрелки показывают положения ожидавшихся квазиупругих максимумов для рассеяния на многонуклонных кластерах типа d , t , He . Максимумы, поиск которых был целью эксперимента, не были обнаружены, но присутствие в спектре частиц за пределами ограничений кинематики pp -взаимодействия ясно видно. Значение измеренных спектров протонов в кумулятивной области было полностью осознано несколько позже [1].

Рис. 3. Спектры протонов, измеренные под углом 137° в реакции $p+C \rightarrow p+X$ при энергиях 1,15 ГэВ (светлые кружки) и 5,7 ГэВ (чёрные).



После появления в 1969 году идеи масштабной инвариантности и её распространения на РЯФ [6, 7] было проведено большое количество измерений спектров различных кумулятивных частиц под разными углами на разных ядрах и при разных начальных энергиях. Их характерной особенностью является экспоненциальная зависимость сечений от энергии пиона. Заметим, что в инвариантном представлении это верно и для спектров, приведенных на рис. 3. При нормировании на A спектры на разных ядрах практически совпали. Сильная A -зависимость кумулятивных процессов характерна не только для мезонов, но и в ещё большей степени — для кумулятивных барионов (см., например, [4]).

На рис. 4 приведена A -зависимость относительного изменения параметра наклона спектра кумулятивных протонов, измеренного в диапазоне их энергий 70÷230 МэВ. Видно, что наклон спектра меняется с увеличением A слабее, чем энергия связи и фермиевский импульс ядра. Эти результаты получены в ИТЭФ на установке БАС (Безмагнитный Адронный Спектрометр) [8].

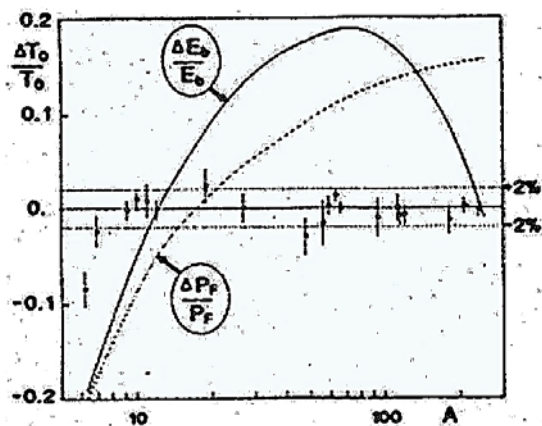


Рис. 4. A -зависимость относительного изменения параметра наклона спектра кумулятивных протонов, измеренного в диапазоне их энергий 70÷230 МэВ.

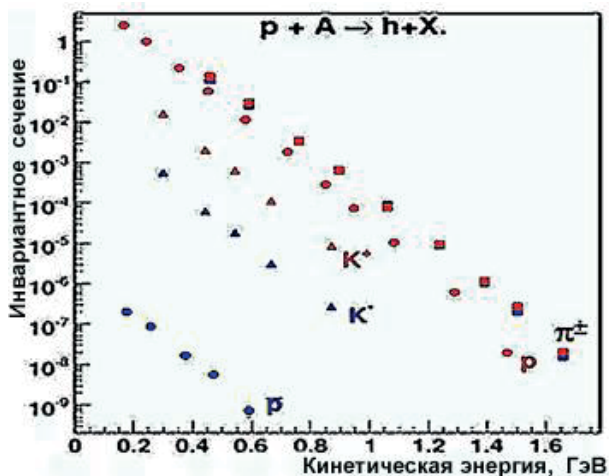
Регулярный характер A -зависимости сечений образования кумулятивных частиц нарушается при использовании в качестве мишеней изотопов [9]. В институте исследования изотопического (изотонического) эффекта проводились на установке БАС [10]. Во избежание недоразумений, здесь же упомянем факт, который, на первый взгляд, плохо коррелирует с изотопическим эффектом. Сечения рождения кумулятивных частиц, отличающихся зарядом, близки, даже на ядрах с большим нейтронным избытком [11].

Спектры различных кумулятивных частиц подобны (рис. 5). Этот и целый ряд других важных результатов был получен в цикле работ ИТЭФ на установке ФАС (Фокусирующий Адронный Спектрометр) [12]. Обычно это интерпретируется как универсальная зависимость от порядка кумулятивности или переменной светового конуса (суперскейлинг).

Корреляционных измерений с регистрацией кумулятивных частиц немного, но роль нашего института в них очень велика. Начатые в нём корреляционные исследования развивались в двух направлениях: при малых относительных скоростях вторичных частиц (фемтоскопия) и при больших.

При малых относительных импульсах двух кумулятивных нуклонов в hA -взаимодействии наблюдались корреляции, обусловленные ферми-статистикой и взаимодействием в конечном состоянии [13, 14]. Данные указывали на то, что область генерации быстрых кумулятивных нуклонов имеет поперечный размер порядка размера адрона (что связывалось с размером флуктона), в то время как продольный размер зависел от типа ядра и

Рис. 5. Спектры кумулятивных частиц под углом 119° в реакции $pA \rightarrow hX$ при начальной энергии 10 ГэВ.



начальной энергии, достигая при сравнительно большой энергии размеров ядра (что связывалось с зависимостью числа затронутых флуконов от этих параметров). С уменьшением импульсов нуклонов измеряемые размеры росли, что указывало на увеличение времени протекания процесса при перемещении в кинематическую область, где доминируют не кумулятивные, а т.н. «испарительные» процессы.

При больших (сравнимых с импульсами вторичных частиц) относительных импульсах кумулятивных барионов были обнаружены азимутальные корреляции [14, 15], которые могут быть интерпретированы как зависимость сечений парного рождения кумулятивных частиц от кумулятивного числа пары. Интенсивность азимутальных эффектов оказалась коррелированной как с размерами области протекания реакции, так и с величиной инклюзивных сечений [16].

Перечисленные результаты получены в ИТЭФ при энергиях пучков несколько гигаэлектронвольт. При дальнейшем увеличении энергии спектры кумулятивных протонов и лёгких мезонов в области фрагментации мишени изменяются слабо. В установлении этого факта важную роль сыграла инициированная сотрудниками ИТЭФ серия работ FNAL [17]. С неё ведут отсчёт работы по исследованию кумулятивных процессов как в зарубежных центрах, так и в институтах бывшего СССР.

3. Эксперименты на лептонных пучках

Основная часть измерений на пучках электронов и фотонов выполнена с существенным участием физиков ИТЭФ в лабораториях SLAC и JLAB. Так в работе [18] сообщено об измерении вероятности обнаружения двух- и трёхнуклонных короткодействующих корреляций в различных ядрах и получены интригующие указания на «ступенчатое» поведение отношений

сечений на разных ядрах (рис. 6). Было обнаружено «драматическое» уменьшение вероятности обнаружения многонуклонной корреляции с ростом числа входящих в неё нуклонов. Поэтому для получения максимально возможных суммарных порядков кумулятивности выгоднее изучать столкновения ядер с ядрами, а не частиц с ядрами.

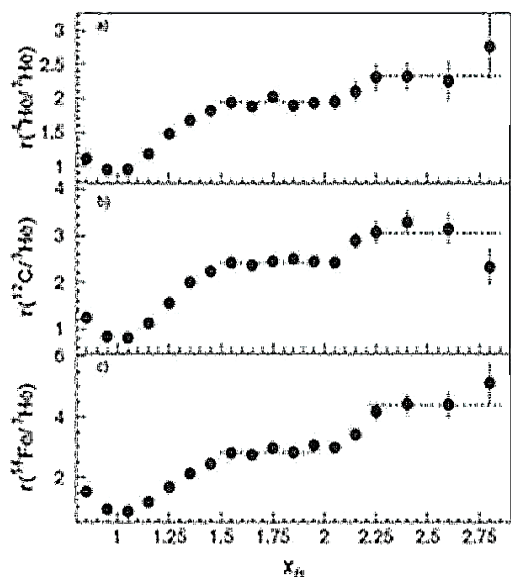


Рис. 6. Отношения сечений глубоко неупругого рассеяния электронов на разных ядрах в кумулятивной области, измеренное коллаборацией CLAS в $eA \rightarrow eX$ реакции при энергии 4 ГэВ.

В работе [19] методом протонной фемтоскопии были измерены характерные пространственно-временные параметры процесса образования кумулятивных протонов в eA -взаимодействии (рис. 7). Результаты были получены коллаборацией CLAS при определяющей роли группы ИТЭФ.

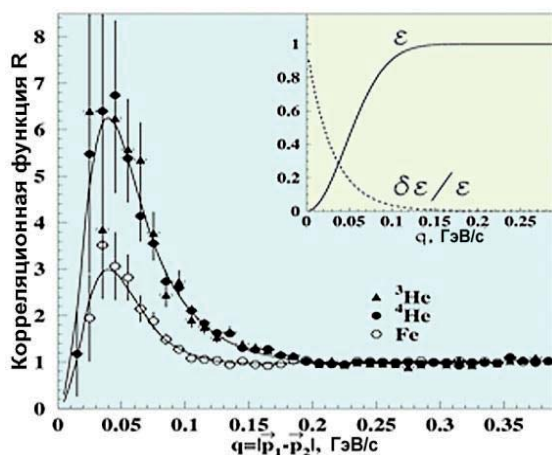


Рис.7. Корреляционные функции двух протонов в зависимости от их относительного импульса, измеренные в глубоко неупругом рассеянии электронов на разных ядрах в кумулятивной области. Данные получены в $eA \rightarrow eppX$ реакции при энергии 4 ГэВ.

Приведённые данные подтверждают выводы предыдущих исследований института на пучках адронов [13, 14] о том, что характерный размер флуктона лежит в пределах $1 \div 1,5$ фм.

В корреляционных измерениях с регистрацией различных нуклонных конфигураций в конечном состоянии в ЛАВ получены прямые указания на доминирование изотопически скалярной (pn) двухнуклонной конфигурации по сравнению с изотопически ненулевыми двухнуклонными системами (pp и nn) [20]. Необходимо напомнить, что за 20 лет (!) до этого в экспериментах ИТЭФ в pA-взаимодействиях [21] было получено указание на то, что азимутальные корреляции для изотопически симметричной пары нуклонов (pn) в $2 \div 3$ раза слабее, чем для (pp).

Ценной особенностью результатов, полученных на электронных и фотонных пучках, является то, что при их интерпретации не возникает вопроса о многократном взаимодействии пучковых частиц с ядром.

4. Программа поиска и изучения сверхплотной холодной барионо-насыщенной материи

Изучение сверхплотного состояния холодной материи было продолжено в ИТЭФ в экспериментах, когда наряду с регистрацией кумулятивной частицы (как триггерной) регистрируются частицы отдачи.

Особый интерес для изучения представляет область больших поперечных импульсов, где экспериментальных исследований кумулятивных процессов не проводились.

В AA-взаимодействии возможен сценарий, при котором многонуклонные конфигурации при столкновении сливаются и образуют единую многокварковую систему. Такой сценарий соответствует квазибинарному (включая триггерную частицу) процессу и является наиболее выгодным с кинематической точки зрения для образования многонуклонной конфигурации в качестве объекта отдачи в области больших p_T (рис.8). Это выделяет квазибинарный процесс как единственно возможный кинематически, если

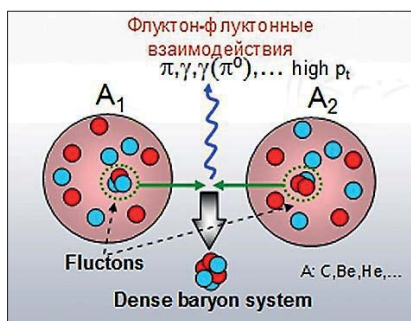


Рис. 8. Возможный сценарий AA-взаимодействий.

сталкиваются легкие ядра (например, He+He), а триггерная частица имеет энергию, близкую к кинематическому пределу. На важность такого процесса для изучения холодной сверхплотной материи было указано в работах коллаборации FLINT (FLuctonINTeraction) [22].

Изучение процессов с кумулятивным триггером для поиска холодной сверхплотной материи в AA-взаимодействии имеет существенное преимущество по

сравнению с исследованиями взаимодействий ядер с элементарными частицами. Как теоретические оценки, так и экспериментальные данные говорят о резком уменьшении вероятности обнаружения флуктона с числом нуклонов более четырёх. В то же время при столкновении флуктона с флуконом в АА-взаимодействии вполне реально (основываясь на измеренных в ЛЛВ вероятностях существования двух- и трёхнуклонных флуконов в ядрах) получить в конечном состоянии в качестве объекта отдачи систему из $6\div 8$ нуклонов. Очевидно, локальная система из ~ 20 кварков в гораздо большей степени может претендовать на капельку среды сверхплотной материи, чем система из ~ 10 кварков. Следует учесть, что критерием такой среды является малость длины свободного пробега в ней по сравнению с размерами системы.

Поскольку речь идёт о системах, на порядок более плотных, чем обычная ядерная материя, вполне допустимо говорить о среде при размерах её капли порядка 1 фм. Предложение искать флуктон-флуктонное взаимодействие в области больших поперечных импульсов и центральной области быстрой (в с.ц.м.) было сделано физиками нашего института [23]. Выделенность квазибинарного сценария, как наиболее кинематически выгодного, уменьшает «температуру» и увеличивает «время жизни» капли сверхплотной материи.

На основании имеющихся данных о кумулятивных процессах и актуальности задачи поиска и изучения холодной барионо-насыщенной ядерной материи группой физиков ИТЭФ, ОИЯИ, ПИЯФ и ряда других институтов была предложена программа исследований, которая ставит своей целью исследование свойств холодной сверхплотной барионной материи.

5. Детектор FLINT и полученные на нём результаты

В порядке реализации программы FLINT, вошедшей составной частью в программу исследования барионной материи [24], в начале XXI века в институте была создана экспериментальная установка по поиску и изучению свойств сверхплотной холодной материи [22]. Первой целью программы было отобрать экстремально редкие взаимодействия ядер с ядрами, в которых доля флуктон-флуктонных взаимодействий на несколько порядков выше, чем в обычных ядерно-ядерных взаимодействиях. Вследствие этого ожидаемые капли сверхплотной холодной материи в системе отдачи должны были стать доступными экспериментальному исследованию.

Флуктон-флуктонное взаимодействие играло в этой программе роль инструмента для отбора редких (на уровне нанобарн) ядерно-ядерных взаимодействий, в которых в конечном состоянии флуконы трансформируются в «капельку» реальной сверхплотной ядерной материи. На первом этапе должен был быть создан триггер на частицу с большим порядком кумулятивности X_{trig} в области больших поперечных импульсов в центральной

области быстрот и выяснена роль флуктон-флуктонного взаимодействия в отобранных таким триггером событиях.

Эксперимент проводился в магнитном зале ускорительного комплекса ИТЭФ. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 9. Ядра углерода, ускоренные до кинетической энергии 2,0 ГэВ/нуклон в одной экспозиции и до 3,2 ГэВ/нуклон — в другой, взаимодействовали с вводимой в камеру протонного синхротрона бериллиевой фольговой мишенью. Под углами $35^{\circ} \div 73^{\circ}$ (в л.с.к.) на расстоянии в среднем 2,6 м от мишени располагались электромагнитные калориметры на основе свинцовых стёкол марки F8, сгруппированных в два супермодуля по 64 стекла в каждом. Размеры каждого стекла $100 \times 100 \times 380 \text{ мм}^3$.

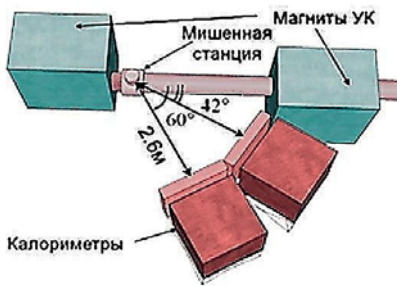
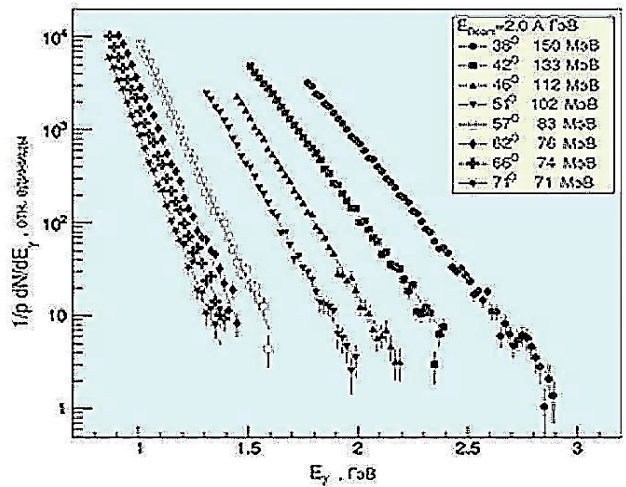


Рис. 9. Схема экспериментальной установки FLINT.

Измеренные энергетические спектры фотонов для начальной энергии 2 ГэВ/нуклон приведены на рис. 10. Видно, что спектры носят экспоненциальный характер, сечения и параметры наклона уменьшаются с углом вылета фотонов. Величины параметров наклона спектров ($\sim m_{\pi}$) характерны для кумулятивных процессов в области энергий, далёких от абсолютных кинематических границ на взаимодействующих ядрах как целом.

Рис. 10. Спектры фотонов в реакции $C+Be \rightarrow \gamma+X$ при энергии 2,0 ГэВ на нуклон для разных углов вылета фотонов.



Зависимость от угла вылета также естественна на качественном уровне из-за движения системы центра масс.

Для наглядного представления кинематической области, в которой измерены спектры фотонов, на рис. 11 приведены кинематические границы (энергии фотонов, максимально возможные под данным углом вылета фотонов) для гипотетически выделенных подпроцессов взаимодействия N_b -нуклонов налетающего ядра с кинетической энергией 2,0 ГэВ/нуклон с N_t -нуклонами ядра мишени (движение выделенных групп нуклонов внутри ядер не рассматривается). Здесь же показана верхняя граница измеренных спектров как функция угла вылета фотонов. Видно, что спектры измерены далеко за пределами границ NN-взаимодействия («стандартное» фермидвижение нуклонов сдвигает границы области, разрешённой для NN-взаимодействия, но незначительно).

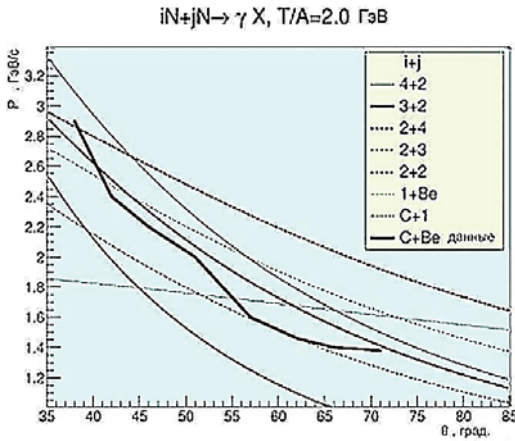


Рис.11. Кинематические границы для гипотетически выделенных подпроцессов взаимодействия N_b -нуклонов налетающего ядра с кинетической энергией 2,0 ГэВ/нуклон с N_t -нуклонами ядра мишени.

Минимальное число нуклонов, участвующих во взаимодействии с обеих сторон и необходимое для объяснения всей совокупности полученных данных, равно 6, причём оно достигается только в случае, когда в каждом из сталкивающихся ядер во взаимодействии участвуют более одного нуклона, что соответствует флуктон-флуктонному взаимодействию. Ограничиться только флуктон-нуклонным и нуклон-флуктонным взаимодействием недостаточно. Известно, что повышение порядка кумулятивности на 1 приводит к падению сечений примерно на $2\div 3$ порядка. Поскольку добавление одного нуклона расширяет в нашем случае кинематические границы нуклон-флуктонного взаимодействия на величину всего ~ 100 МэВ, ожидаемый наклон спектра в этом случае был бы порядка 30 МэВ, что в несколько раз меньше измеренной величины. Суммарное минимальное количество нуклонов, необходимое для объяснения данных в гипотезе нуклон-флуктонного (флуктон-нуклонного) взаимодействия, существенно больше, чем в гипотезе флуктон-флуктонного. Это значит, что их ожидаемый вклад на несколько порядков ниже, чем вклад

флуктон-флуктонного взаимодействия. Наконец, среди измеренных есть точки, выходящие за кинематические границы рВе- и Ср-взаимодействий.

6. Статус и перспективы программы поиска и изучения сверхплотной холодной барионо-насыщенной материи

Для реализации программы поиска и изучения сверхплотной холодной барионо-насыщенной материи необходим современный детектор, способный работать при количестве взаимодействий в мишени $10^8 \div 10^9 \text{ с}^{-1}$. Такой детектор был предложен инициативной группой из примерно 60 физиков, представлявших ИТЭФ, ОИЯИ, ПИЯФ, СПбГУ и МГУ. Вариант установки, рассматриваемый в настоящее время как оптимальный, приведён на рис. 12.

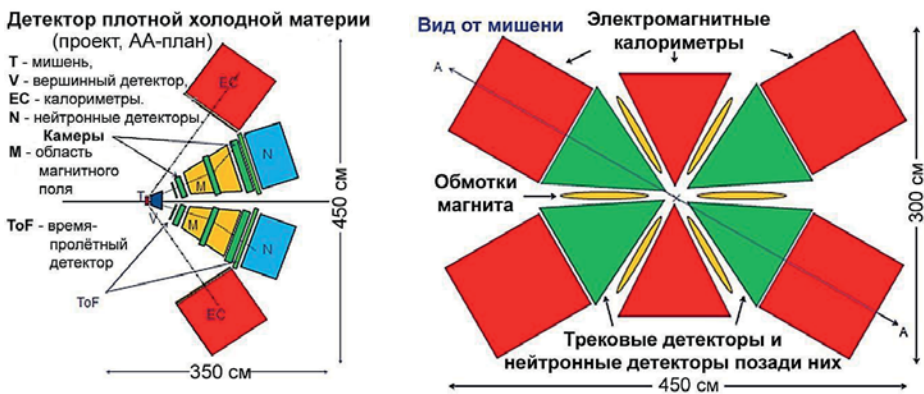


Рис. 12. Схема детектора.

Детектор рассчитан на пучки ядер, в том числе легчайших, в диапазоне энергий $1 \div 5$ ГэВ/нуклон. Поэтому его структура и набор детекторов имеют много общего с детекторами CLAS и HADES, рассчитанными на примерно тот же диапазон энергий. Особенностью установки являются детекторы, способные с большой вероятностью ($\sim 20\%$) идентифицировать нейтроны.

Заключение

Начатые около 50 лет назад исследования ядерных кумулятивных процессов дали много важных результатов, но ещё далеки от завершения. Кумулятивные процессы затрагивают целую новую область РЯФ — исследования холодной сверхплотной материи примерно так же, как открытие Колумбом нескольких новых островов оказалось началом открытия нового материка. Нужны крупные современные специализированные экспериментальные установки в сочетании с целенаправленной работой коллективов теоретиков для того, чтобы эта область физики была освоенной и

начала приносить людям пользу. Видное место ИТЭФ в пионерских работах по обнаружению ядерных кумулятивных процессов может являться предметом гордости сотрудников нашего института.

Литература

1. Bayukov Yu.D. et al. ЯФ, 1973, т. 18, с. 1246; Baldin A.M. et al. ЯФ, 1973, т. 18, с. 79; ЯФ, 1974, т. 20, с. 1201.
2. Hands S. The Phase Diagram of QCD, [arXiv: 0105022[physics]].
3. Лексин Г.А. ЖЭТФ, 1957, т. 32, с. 445.
4. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, т. 10, с. 949; Лексин Г.А. ЯФ, 2002, т. 65, с. 2042.
5. Баюков Ю.Д. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1966, т. 30, с. 521.
6. Балдин А.М. ФИАН, Краткие сообщения по физике, 1971, № 1, с. 35.
7. Балдин А.М. и др. Дубна, ОИЯИ, 1971, препринт № P1-5819; ЯФ, 1974, т. 20, с. 1201; Baldin et al. Dubna, JINR, 1974, preprint № E1-8054.
8. Гаврилов В.Б. и др. М., ИТЭФ, 1985, препринт № 96.
9. Балдин А.М. и др. Дубна, ОИЯИ, 1975, препринт № 1-8858.
10. Баюков Ю.Д. и др. ЯФ, 1983, т. 37, с. 344.
11. Воробьев Л.С. и др. ЯФ, 1996, т. 59, с. 694.
12. Бояринов С.В. и др. ЯФ, 1994, т. 7, с. 1452.
13. Баюков Ю.Д. и др. ЯФ, 1981, т. 34, с. 95; ЯФ, 1989, т. 50, с. 1023; Bayukov Yu.D. et al. Phys. Lett., B189, 1987, p. 291.
14. Баюков Ю.Д. и др. ЯФ, 1989, т. 50, с. 712; ЯФ, 1990, т. 52, с. 480.
15. Баюков Ю.Д. и др. ЯФ, 1986, т. 44, с. 412.
16. Власов А.В. и др. ЯФ, 1995, т. 58, с. 669.
17. Bayukov Yu.D. et al. Phys. Rev., C20, 1979, p. 764.
18. Egiyan K.S. et al. Phys. Rev. Lett., 2006, v. 96, p. 082501.
19. Stavinskiy et al. Phys. Rev. Lett., 2004, v. 93, p. 192301.
20. Subedi R. et al. arXiv: 0908.1514v1 [nucl-ex] 11 Aug 2009 {<http://arxiv.org/abs/0908.1514v1>}.
21. Власов и др. М., ИТЭФ, 1989, препринт № 11.
22. Alekseev I.G. et al. ЯФ, 2008, v. 71, p. 1; Stavinskiy A. EPJ Web Conf., 2014, v. 71, p. 00125.
23. Гаврилов В.Б., Лексин Г.А. М., ИТЭФ, 1990, препринт № 37.

Глубоководный нейтринный эксперимент

ANTARES

Д.Н Заборов, В.В. Захаров, С.П. Макарычев, Е.В. Филимонова

Введение

Одной из важных фундаментальных задач, стоящих сегодня перед астрофизикой, является исследование объектов, способных выделять за короткие промежутки времени огромную энергию. Принципы работы таких источников энергии, законы эволюции и их распределение во Вселенной во многом остаются загадкой. Такие астрофизические объекты могут наблюдаться как источники потоков частиц сверхвысокой энергии. Этими частицами могут быть протоны, ядра гелия и более тяжёлых элементов, которые наблюдаются в традиционных экспериментах с космическими лучами. Однако протоны не несут прямой информации о местоположении излучающих их объектов, так как, обладая электрическим зарядом, они отклоняются в галактических и межгалактических магнитных полях. Поэтому использование протонов в целях астрономии теоретически возможно лишь при чрезвычайно высоких энергиях (порядка 10^{20} эВ), при которых поток протонов крайне мал. Гамма-кванты большой энергии поглощаются материей и, излучаемые на космологических расстояниях, не доходят до наблюдателя. Во многих случаях единственной частицей, способной доставить непосредственную информацию об астрофизических объектах, является нейтрино — нейтральная стабильная частица, слабо взаимодействующая с материей.

Слабое взаимодействие нейтрино с материей определяет особые требования к детекторам нейтрино: большой объём детекторов (порядка 1 км^3 и более) и выбор естественной среды в качестве рабочей. Обычно выбирают воду или лёд. Вторым важным требованием является расположение детекторов на большой глубине. При этом вышележащие слои материи будут служить естественной защитой от прямых космических лучей, взаимодействующих в атмосфере в районе расположения нейтринного детектора, а также препятствовать проникновению солнечного света с поверхности. Благодаря слабому взаимодействию нейтрино, Земля практически прозрачна для него, поэтому нейтринные телескопы в основном регистрируют нейтрино, приходящие с обратной стороны Земли. Это

позволяет дополнительно многократно подавить фон от атмосферных мюонов — вторичных космических лучей.

Принцип работы нейтринного телескопа проиллюстрирован на рис. 1. Астрофизический ускоритель частиц испускает высокоэнергетичные нейтрино, способные пройти сквозь толщу Земли. Мюонные нейтрино взаимодействуют с атомными ядрами вещества в области детектора и рождают мюоны, которые регистрируется по черенковскому свету в водной среде. В отличие от атмосферных мюонов, которые всегда приходят сверху, мюоны, рождённые во взаимодействиях нейтрино, могут двигаться в любом направлении. Таким образом, отбирая события, в которых мюоны движутся по восходящим траекториям, можно исключить фон атмосферных мюонов.

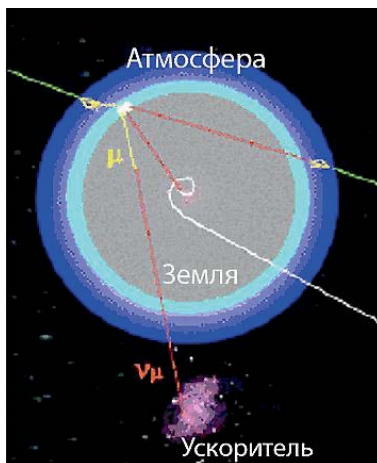


Рис. 1. Принцип работы нейтринного телескопа.

Первый работающий эксперимент данного типа был создан на базе Байкальского нейтринного телескопа, сооружение которого началось в 1990 г. и который продолжает функционировать в изменённом виде и по сей день. Несколько позднее последовал проект ANTARES — Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch. Установка ANTARES располагается в водах Средиземного моря, примерно в 40 км от береговой линии в районе города Тулон (Франция). Строительство ANTARES вступило в активную фазу в 2005 г. и было завершено в 2008 г. На момент окончания строительства эта установка была наиболее совершенной из всех нейтринных телескопов.

1. Установка ANTARES

Нейтринный телескоп ANTARES представляет собой глубоководную экспериментальную установку, основанную на принципе регистрации черенковского света продуктов взаимодействия нейтрино с веществом воды и дна моря. Основной задачей эксперимента является поиск космических источников нейтрино высоких энергий, в том числе рождённых в результате аннигиляции тёмной материи. Установка ANTARES (рис. 2) состоит из 12 вертикальных элементов (линий), закреплённых на морском дне на расстоянии около 60 м друг от друга и поддерживаемых в вертикальном положении с помощью буёв, а также благодаря своей естественной плавучести.

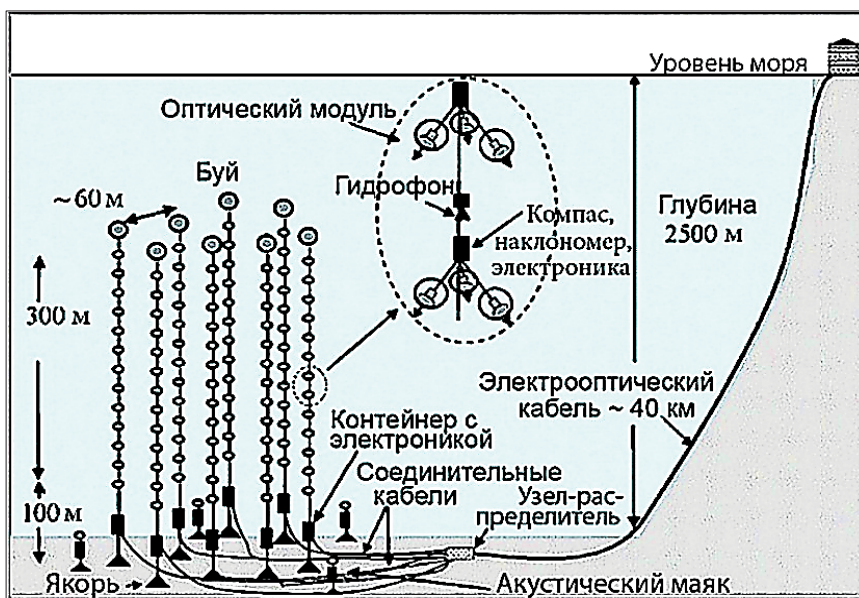


Рис. 2. Схема нейтринного телескопа ANTARES.

Каждая линия несёт на себе 75 оптических модулей (рис. 3), организованных в 25 триплетов, расположенных с шагом по вертикали 14,5 м. Оптический модуль представляет собой 10-дюймовый фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), заключённый для защиты от внешнего давления в стеклянную сферу, содержащую магнитный экран и необходимую электронику. Сигналы от фотоумножителей поступают в блоки электроники, где оцифровываются и организуются в пакеты для передачи на берег. Линии подключаются электронно-оптическими кабелями к установленному на дне узлу-распределителю, связанному с береговой станцией 40-километровым электронно-оптическим кабелем. Пропускная способность основного кабеля составляет не менее 1 Гбайт/с, что позволяет передавать на берег данные обо всех импульсах, начиная с уровня единичных фотонов, а триггер — реализовать на береговой станции программными средствами. Такая схема обладает большой гибкостью и позволяет организовать «направленные триггеры» для заранее выбранных направлений, а в сочетании с системой оповещения о гамма-всплесках — добиться очень высокой чувствительности по отношению к этим вероятным источникам нейтрино.



Рис. 3. Оптический модуль.

Для целей позиционирования элементов детектора служит система акустических излучателей и ресиверов. Для определения ориентации оптических модулей каждый блок электроники оснащён цифровым компасом и двухосевым наклономером. Точная синхронизация блоков по времени осуществляется путём измерения задержек прохождения световых пакетов (в оба направления) по специально выделенным одномодовым оптическим волокнам. Установка оснащена интенсивными импульсными источниками света для проведения калибровки задержек в фотодетекторах.

Эффективная площадь детектора ANTARES по отношению к мюонам составляет около $0,1 \text{ км}^2$ при угловом разрешении лучше $0,3^\circ$ (для энергий выше 10 ТэВ), что позволяет вести эффективный поиск источников нейтрино и определять их локализацию.

2. Вклад ИТЭФ в эксперимент ANTARES

ИТЭФ является одним из основателей эксперимента ANTARES наряду с семью другими, в основном — французскими лабораториями. Проект вызвал большой интерес в научном сообществе, к его проведению подключилось почти 30 лабораторий из Франции, Италии, Нидерландов, Испании, Германии, России, Румынии и Марокко.

Наш институт внёс существенный вклад в создание элементов детектора ANTARES, в частности, — в разработку и изготовление магнитных экранов, которые представляют собой сеточную конструкцию из пермаллоя. Фотоумножитель, будучи помещённым в такой экран (рис. 4), становится менее чувствительным к магнитному полю Земли, что повышает точность измерений. ИТЭФ поставил более 1000 таких экранов. Для получения их наилучших характеристик инженерами ИТЭФ была разработана специальная технология обжига изделий из пермаллоя. Институт участвовал в производстве титановых контейнеров для блоков электроники.

Активная фаза сооружения установки ANTARES пришлась на 2005–2008 годы. Сотрудники института участвовали в механической сборке элементов детектора и операциях по погружению линий под воду. Первая линия, сооружённая при непосредственном участии сотрудников ИТЭФ, была погружена в феврале 2006 года (рис. 5), последняя, 12-я линия, — в мае 2008 г. Была установлена специальная линия (MILOM), оборудованная сейсмометром, 4-мя ФЭУ и аппаратурой для измерения температуры, электропроводности, прозрачности воды, скорости звука и течений.

Сотрудники ИТЭФ внесли значительный вклад в работы по компьютерному моделированию установки, разработку алгоритмов реконструкции событий (т.е. определения направления движения нейтрино и величин их энергий), разработку программного обеспечения (ПО) для контроля качества экспериментальных данных и калибровку детектора.



Рис. 4. Пермалловый экран.



Рис. 5. Погрузка линии № 1 на судно.

В ходе работы в экспериментальных данных с линии MILOM был обнаружен сигнал скоррелированных совпадений между ФЭУ (рис. 6). Довольно быстро удалось установить, что этот сигнал был вызван черенковским светом бета-частиц, испускаемых при радиоактивном распаде изотопа Калий-40. Наличие этого изотопа в морской воде определяет бóльшую часть светового фона в

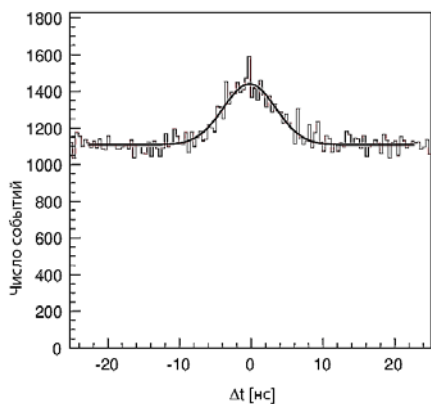


Рис. 6. Сигнал совпадений, вызванный радиоактивными распадами Калия-40.

глубоководной среде (примерно 50000 имп/с для одного ФЭУ). Сигнал совпадений вызывается распадами, происходящими в непосредственной близости от триплета ФЭУ, на расстоянии до двух-трёх метров. Скорость счёта совпадений определяется чувствительностью и взаимным расположением оптических модулей, которое на каждом этапе одинаковое. В среднем она составляет около 16 имп/с. Сигнал совпадений был впервые обнаружен и измерен сотрудником ИТЭФ Д.Н. Заборовым, который предложил использовать этот сигнал для калибровки эксперимента.

Амплитуда сигнала, измеренная по трём возможным парам оптических модулей в триплете, позволяла определить три величины относительной чувствительности оптических модулей, а измерение задержек — определить относительные задержки между модулями. Важно, что сигнал совпадений чувствителен лишь к радиоактивным распадам и нечувствителен к билюминесценции, т. к. химический механизм билюминесценции не способен создавать пары фотонов, коррелированные в наносекундном

диапазоне времени. Данный метод сейчас является основным способом калибровки чувствительности фотодатчиков в ANTARES, а также в телескопах нового поколения — KM3NeT/ARCA и ORCA.

Измерения потока атмосферных мюонов используются для проверки работы экспериментальных установок, а также физических моделей, описывающих взаимодействия космических лучей в атмосфере. Обычно измеряется зависимость потока мюонов от зенитного угла, которая затем пересчитывается в зависимость потока от эффективной глубины (модельно-зависимый подход). Этот метод включает в себя реконструкцию направления движения мюонов и имеет порог по энергии около 20 ГэВ.

Совершенно иной подход был предложен сотрудником ИТЭФ. Метод состоит в измерении сигнала совпадений, создаваемых мюонами в соседних этажах детектора, и позволяет измерять параметры мюонов с энергиями от 4 ГэВ — беспрецедентно низкого порога для эксперимента типа ANTARES. Преимуществом этого метода является его независимость от теоретических моделей и данных других экспериментов. Для его применения не требуется знание изначального углового распределения потока мюонов при их рождении в атмосфере. Благодаря точной калибровке чувствительности фотодетекторов с помощью Калия-40, метод совпадений позволил напрямую измерить постепенное уменьшение потока мюонов с глубиной по высоте линий ANTARES [1]. Рис. 7 демонстрирует хорошее совпадение результатов измерения зависимости потока мюонов от глубины с результатами моделирования.

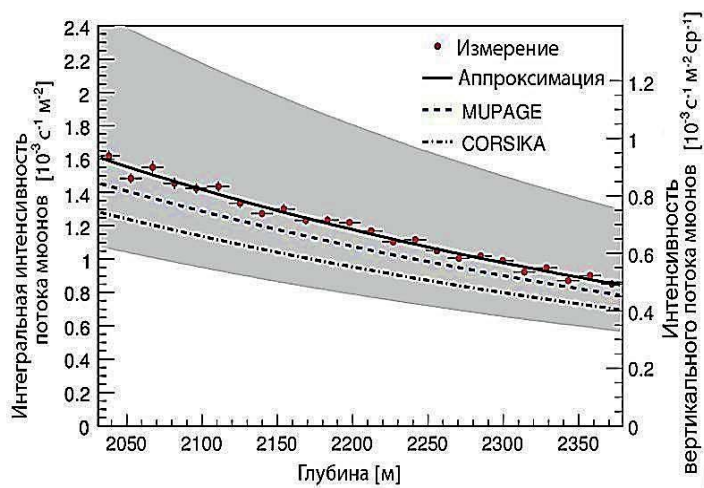


Рис. 7. Измеренная зависимость потока мюонов от глубины (красные точки) в сравнении с результатами моделирования (прерывистые линии).

Идеи использования совпадений были применены для создания нового алгоритма триггера, а также нового алгоритма реконструкции треков мюонов, которые позволили существенно снизить порог по энергии для стандартного анализа данных в ANTARES [2]. Благодаря этому удалось произвести первые в ANTARES измерения осцилляций атмосферных нейтрино [3]. Те же алгоритмы были затем переданы в эксперимент ICECUBE, где они также были применены для измерения осцилляций нейтрино.

Сотрудники нашего института являются соавторами многих научных работ, опубликованных коллаборацией ANTARES, включая результаты поиска точечных и диффузных источников нейтрино в нашей галактике и за её пределами, определение верхних пределов на потоки нейтрино от аннигиляции тёмной материи в недрах Солнца, измерения параметров осцилляций атмосферных нейтрино и др.

Заключение

В течение многих лет ANTARES являлся наиболее крупным нейтринным телескопом в северном полушарии. За 10 лет наблюдений в эксперименте было зарегистрировано более 3000 нейтрино, большинство из которых составляют атмосферные нейтрино. Детальный анализ распределения нейтрино по направлениям и их энергетического спектра не выявил каких-либо значительных особенностей, которые могли бы однозначно говорить об открытии космических источников нейтрино или диффузного потока нейтрино. Результаты измерений были использованы для постановки верхних пределов на потоки нейтрино, что, в свою очередь, позволило уточнить представления об астрофизических объектах, предположительно являющихся источниками нейтрино [4, 5]. В частности, были изучены центральные области нашей галактики, находящиеся в южном небесном полушарии (рис. 8), рисунок взят из работы [4], в соавторах которой двое сотрудников ИТЭФ.

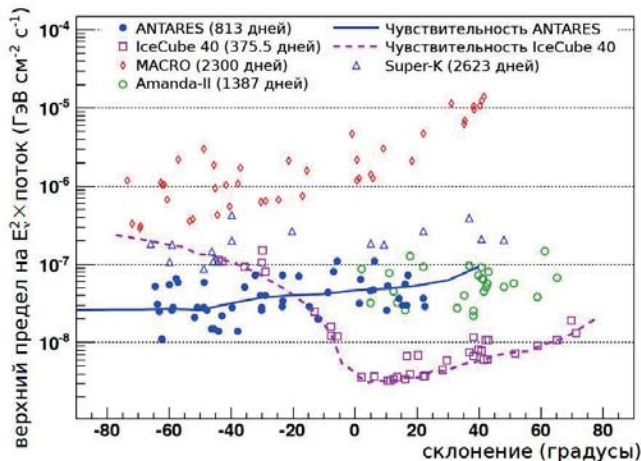


Рис. 8. Верхние пределы на потоки нейтрино от астрофизических объектов, полученные на основе первых 4-х лет работы эксперимента ANTARES, в сравнении с данными других экспериментов. Центр нашей галактики имеет склонение -29° .

Были получены новые результаты по осцилляциям атмосферных нейтрино, по тёмной материи [6], а также — верхние пределы на поток магнитных монополей и другие «экзотические» явления. Кроме того, были проведены измерения зависимости интенсивности потока атмосферных мюонов от глубины, и разработан ряд новых технологий, методик калибровки и обработки данных. Полученные в эксперименте научные результаты стали важной вехой в развитии нейтринной астрономии. Эти результаты были бы невозможны без огромной работы по созданию, калибровке установки и анализу данных, в которую немаловажный вклад внесли сотрудники нашего института. Вскоре на смену ANTARES придет эксперимент нового поколения — KM3NeT. Вместе с экспериментами IceCube и Baikal-GVD, KM3NeT образует глобальную нейтринную обсерваторию.

Литература

1. Zaborov D. et al. (ANTARES Collaboration). *Astropart. Phys.*, 2010, v. 33, p. 86.
2. Aguilar J.A. et al. (ANTARES Collaboration). *Astropart. Phys.*, 2011, v. 34, p. 652.
3. Adrián-Martínez S. et al. (ANTARES Collaboration). *Phys. Lett., B*, 2012, v. 714, p. 224.
4. Adrián-Martínez S. et al. (ANTARES Collaboration). *Astrophysical Journal*, 2012, v. 760, p. 53.
5. Aguilar J.A. et al. (ANTARES Collaboration). *Phys. Lett., B*, 2011, v. 696, p. 16.
6. Adrián-Martínez S. et al. (ANTARES Collaboration). *JCAP*, 2013, v. 2013:11, p. 32.

Участие института в исследованиях по физике нейтрино высоких энергий на ускорителях: эксперименты CHARM, E180, E564, CHARM-II, CHORUS, OPERA

*П.А. Горбунов, Ю.М. Зайцев, А.Н. Розанов, А.В. Федотов,
И.И. Цукерман, В.В. Шамапов*

Введение

В 1933 году была выдвинута гипотеза о существовании лёгкой частицы (нейтрино), чтобы «спасти» фундаментальный закон природы — закон сохранения энергии в β -распаде. Изучение свойств нейтрино, которое было найдено лишь в 1957 г., является одной из важнейших задач познания природы. На ускорителях появились первые нейтринные пучки и начался «нейтринный бум». Интерес к этим исследованиям, положившим начало экспериментальному подтверждению Стандартной модели (СМ), усилился с открытием слабых нейтральных токов (NC) в 1973 г. в CERN (Швейцария). В ИТЭФ исследования по физике нейтрино велись под руководством В.С. Кафтанова, который был одним из первых советских физиков, участвовавших в программе международного сотрудничества с CERN. По его инициативе в 1969 г. в ИТЭФ был создан коллектив, который успешно провёл первый советский нейтринный эксперимент в ИФВЭ (Протвино), а в дальнейшем — принял участие в крупных совместных экспериментах с CERN и FNAL (США). С 1980 года коллективом руководили сначала П.А. Горичев, а затем — В.Д. Хованский.

1. Первый нейтринный эксперимент в СССР

Запуск в ИФВЭ нейтринного пучка, созданного на базе протонного синхротрона У-70, открыл новое научное направление в нашей стране — экспериментальную физику нейтрино высоких энергий. Поставленный на этом пучке в 1970–1979 годах первый в СССР нейтринный эксперимент был посвящён исследованию взаимодействий нейтрино и антинейтрино с нуклонами в диапазоне энергий $5\div 30$ ГэВ.

Экспериментальная установка «Искровой нейтринный детектор» для этого эксперимента (рис. 1) состояла из двух частей: мишени-калориметра и магнитного спектрометра, собранного на основе изготовленных в ИТЭФ

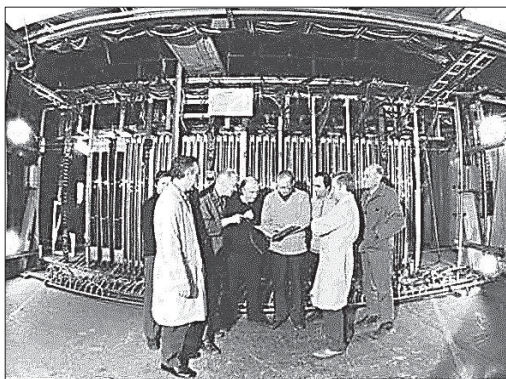


Рис. 1. Участники эксперимента перед нейтринным детектором ИТЭФ.

действиях нейтрино (димюонов) [3], подтвердившее рождение одной из фундаментальных частиц материи — очарованного кварка и дополнившее первое их наблюдение;

- изучение масштабной инвариантности (в рамках кварк-партонной модели сильных взаимодействий) и поиск её возможного нарушения в инклюзивных нейтринных событиях;

- измерение отношения сечений нейтральных и заряженных токов (NC/CC), из которого можно извлечь важнейший параметр СМ — угол электрослабого смешивания (угол Вайнберга).

Позднее, при участии эмульсионной группы (А.О. Вайсенберг, В.А. Смирнитский с сотрудниками) на этой установке была успешно реализована идея использования в нейтринных опытах ядерной фотоэмульсии, пространственное разрешение которой позволяло визуально наблюдать короткие распадные пробеги очарованных частиц. Положение вершины взаимодействия в эмульсии определялось по координатам искр в искровых камерах. Число нейтринных взаимодействий, найденных в первом из двух сеансов, в то время составляло треть от общего числа событий в мире, зарегистрированных в нейтринных экспериментах подобного типа. В дальнейшем ядерная фотоэмульсия успешно использовалась в таких крупных нейтринных экспериментах с участием ИТЭФ как E564, CHORUS и OPERA.

2. Международные эксперименты WA-18 и PS-181

С 1975 г. физики ИТЭФ принимали активное участие в подготовке и проведении серии совместных экспериментов на протонном суперсинхротроне (SPS) и протонном синхротроне (PS) CERN. Сотрудничество CHARM включало в себя более 40 физиков и выполнило в 1978–1985 годах

искровых камер площадью $2,5 \times 2,0 \text{ м}^2$ с оптическим съёмом информации [1]. Первые нейтринные события были зарегистрированы в конце 1974 г., а набор данных продолжался до 1979 года. Важнейшими результатами эксперимента были:

- измерения полных сечений ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$ [2], которые вошли в международный справочник данных по элементарным частицам PDG;

- наблюдение событий с двумя мюонами во взаимодействии

эксперименты WA-18/WA-65 по систематическому изучению $\bar{\nu}_e$ и ν_e и поиску новых частиц на новом нейтринном пучке SPS, а также эксперимент PS-181 по поиску осцилляций нейтрино на обновлённом нейтринном пучке PS. Сама гипотеза об осцилляциях нейтрино (т.е. переходов нейтрино одного аромата в другой), предложенная Б.М. Понтекорво в 1957 г., подтвердилась лишь в 2002 г.

Вначале главной целью CHARM было экспериментальное исследование $\bar{\nu}_e$ в нейтринных взаимодействиях при высоких энергиях, обнаружение их структуры и измерение констант связи, но в итоге круг исследований значительно расширился. Уникальность экспериментальной установки (рис. 2) состояла в том, что это был первый в мире нейтринный детектор,

- а) нацеленный на изучение $\bar{\nu}_e$,
- б) обладавший высокой продольной и поперечной гранулярностью,
- в) полностью основанный на электронных счётчиках.

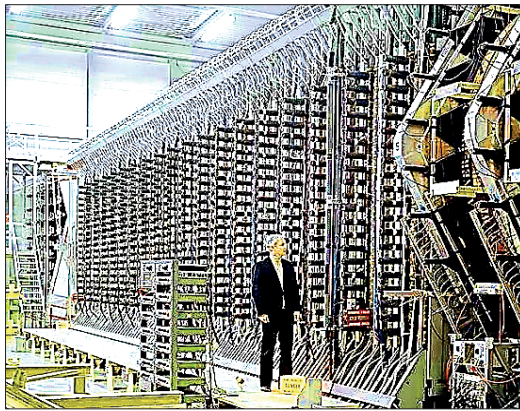


Рис. 2. Эксперимент CHARM (WA-18) на ускорителе SPS CERN.
Слева — общий вид детектора, справа — его схема.

Тонкая структура мишени-калориметра, изготовленной из слоёв толщиной $\sim 1/3$ ядерной длины и поперечным размером 3×3 м², позволяла надёжно классифицировать $\bar{\nu}_e$ и ν_e события, а её материал (каррарский мрамор) был не только строго изоскалярным, но имел равные радиационную и ядерную длины $[(X)_0 \approx \lambda]$, что обеспечивало оптимальное энергетическое разрешение для адронных ливней. Кроме того, $\bar{\nu}_e$ события от электронных нейтрино можно было распознавать по характерной разнице в поперечных профилях адронных и электромагнитных ливней. Мишень калориметра была инструментирована алюминиевыми 3-сантиметровыми пропорционально-дрейфовыми трубками и 15-сантиметровыми сцинтилляционными счётчиками. Намагниченная стальная рама шириной 45 см, окружавшая модули

калориметра, служила для поглощения утечки энергии адронных ливней из мишени и анализа импульса мюонов, вылетающих из мишени в сторону. Полезная масса мишени-калориметра составляла около 150 тонн.

Параметры мюонов измерялись в хвостовом тороидальном мюонном спектрометре с железными намагниченными поглотителями, также прослоенными сцинтилляторами и пропорционально-дрейфовыми трубками (рис. 2, справа). При дипольном включении обмоток рамок во всей мишени создавалось почти однородное поперечное магнитное поле с индукцией ~ 57 Гс, позволявшее по прецессии спина измерять продольную поляризацию мюонов (связанных с нейтринными событиями под действием заряженного тока в другом детекторе — CDHS), остановившихся в мишени CHARM, и устанавливать ограничение на примесь скалярной составляющей в структуре глубоко неупругих слабых взаимодействий.

В 1984 г. после ввода в эксплуатацию нового нейтринного пучка на протонном синхротроне PS CERN сотрудничество CHARM участвовало в осцилляционном эксперименте PS181. Для этого установка CHARM была разделена на две части: «ближний» детектор с 18 слоями калориметра, расположенный в 123 м от мишени, и «дальний» — с оставшимися на месте 60 слоями, что позволяло вести поиск как избытка ν_e , так и дефицита ν_μ . В результате этого эксперимента были установлены новые для того времени ограничения на осцилляции нейтрино. В 1979 и 1982 г. были проведены две экспозиции в т.н. «beam-dump» моде для изучения свойств «прямых» электронных и мюонных нейтрино и антинейтрино от распадов короткоживущих частиц (с $\tau \leq 10^{-11}$ с) и поиска новых, ранее не наблюдавшихся проникающих частиц. Главным результатом этих опытов было подтверждение универсальности связи заряженных и нейтральных токов с электронными и мюонными нейтрино. Были поставлены ограничения на рождение ν_τ и экзотических частиц («тяжелое нейтрино» и др.). Интерес к поиску «тяжелых нейтрино» в подобного рода экспериментах сохранился до настоящего времени: в CERN полным ходом идет подготовка нового гигантского нейтринного проекта SHiP [4], одним из инициаторов и руководителем которого является А.И. Голутвин. Всего в CHARM было набрано несколько миллионов событий с нейтринными взаимодействиями, опубликовано более 45 журнальных статей.

Важнейшие физические результаты CHARM включали в себя:

- измерение поляризации мюонов в $\overline{\nu}_\mu$ CC взаимодействиях [5];
- извлечение функций распределений партонов в нуклоне [6];
- измерение полных и дифференциальных сечений взаимодействия нейтрино с изоскалярной мишенью в CC и NC [7];
- прецизионное измерение угла Вайнберга в рассеянии нейтрино и антинейтрино на нуклонах [8] и электронах;
- изучение CC событий с двумя мюонами (рождение чарма);

– изучение обратного распада мюона [9];
– изучение прямого рождения нейтрино в протон-ядерных столкновениях при энергии 400 ГэВ (в эксперименте WA19 и его продолжении WA65);

– ограничения на тяжёлые изосинглетные нейтрино и др. экзотику.

Физики ИТЭФ активно участвовали в наборе и анализе данных, они внесли определяющий вклад в изучение партонных распределений и обратного распада мюона. Вклад нашей страны в создание детектор CHARM был весомым: из СССР было поставлено 200 т прецизионных стальных плит для ближнего детектора PS181, группой ИТЭФ были изготовлены светонепроницаемые корпуса с антимагнитным экраном для более чем 1,5 тысяч ФЭУ мишени-калориметра (они до сих пор нередко используются на тестовых пучках в CERN), а также система распределения высоковольтного питания ФЭУ. Кроме этого в 1980–1981 годах в нашем институте был собран фрагмент калориметра CHARM и откалиброван на ускорителе У-10 в интервале энергий от 0,5 до 8 ГэВ.

3. Международные эксперименты на 15-футовой пузырьковой камере

Совместный антинейтринный эксперимент E180 во FNAL на 15-футовой пузырьковой камере (ПК, рис. 3) с неон-водородным наполнением был одобрен дирекцией FNAL в 1972 году. В нём принимали участие четыре группы, включая одну из ИТЭФ. Снимки с камеры для обработки распределялись практически поровну между участвующими институтами.

Камера облучалась широкополосным антинейтринным пучком со средней энергией 35 ГэВ. Задача состояла в изучении взаимодействий $\bar{\nu}_\mu$ с нуклонами ядра неона. ПК находилась внутри сверхпроводящего магнита с полем 3,0 Тл для измерения импульса вторичных заряженных частиц. Кроме того, имелся дополнительный электронный детектор — внешний мюонный идентификатор с электронным считыванием, обеспечивавший надёжное выделение мюонов из вторичных частиц. В 1974–76 годах было проведено три сеанса набора данных. Объединённая статистика составила около 20 тыс. антинейтринных взаимодействий.



Рис. 3. 15-футовая пузырьковая камера.

Фотографии с ПК дают подробную визуальную информацию о продуктах взаимодействия. Доступны импульсы всех заряженных частиц и распады вторичных нейтральных странных частиц. Тяжёлое неоновое заполнение камеры в эксперименте E180 дополнительно позволяло хорошо идентифицировать протоны и электроны, измерять гамма-кванты по конверсии последних в электрон-позитронные пары, регистрировать взаимодействия вторичных нейтронов. Такая универсальность прибора позволила затронуть в физическом анализе данных самые разнообразные аспекты физики нейтрино высоких энергий. Результаты анализа опубликованы более чем в 50 журнальных статьях, наиболее цитируемые из них — [10 и 11]. Из примерно 40 авторов этих статей четверть — сотрудники ИТЭФ.

Физики ИТЭФ были лидерами анализа физических задач, среди которых:

- измерение полных сечений взаимодействия $\bar{\nu}_\mu$ с нуклоном ядра неона;
- первое измерение рождения протонов «назад» в нейтринных взаимодействиях с ядром — процесса, невозможного на свободном нуклоне;
- измерение отношения NC/CC с определением угла Вайнберга, исследование конечных состояний в событиях NC;
- спектроскопия D_s^* -мезонов, рождавшихся в $\bar{\nu}_\mu$ взаимодействиях путём дифракционной трансформации промежуточного W-бозона;
- измерение партонных x-распределений, соответствующих различным кваркам и антикваркам в нуклоне ядра неона, основанное на измерении взаимодействий с протонами и нейтронами по отдельности;
- первое наблюдение в нейтринных взаимодействиях эффекта отличия кварковых партонных распределений в сложном ядре от распределений в дейтерии путём сравнения неонных данных эксперимента E180 с опубликованными дейтериевыми данными.

На материалах эксперимента E180 сотрудниками ИТЭФ защищено три докторских и четыре кандидатских диссертации.

Параллельно с набором статистики в основных нейтринных экспериментах на 15-футовой ПК в периоды 1978–79 и 1980–81 годов были проведены два сеанса с помещённой в объём ПК ядерной фотоэмульсией для международного эксперимента по поиску очарованных частиц. Этот эксперимент был успешным, благодаря использованию разработанной в СССР криогенно-чувствительной ядерной фотоэмульсии, сохраняющей при температуре 30 К (внутри ПК) до 75% своей исходной чувствительности. В каждом сеансе экспонировалось по 20 л эмульсии в виде стопок из слоев толщиной 350÷500 мкм, помещённых в 2 стальных контейнера. Всего в эмульсии было найдено 382 события, примерно треть из них — группой ИТЭФ. Объединённая информация от эмульсий, ПК и мюонного идентификатора для всех найденных событий суммировалась на магнитных лентах для их последующего анализа. Среди 13 обнаруженных распадов

очарованных частиц были идентифицированы два случая распада очарованного бариона Λ_c и один случай распада очарованного мезона D_s^+ по не наблюдавшимся ранее каналам, а также впервые зарегистрирован распад Λ_c (2450)-бариона (рис. 4). По результатам поиска распадов короткоживущих частиц были получены ограничения на параметры осцилляций $\bar{\nu}_\mu$ в τ -нейтрино, а также выходы заряженных частиц в нейтрино-ядерных взаимодействиях.

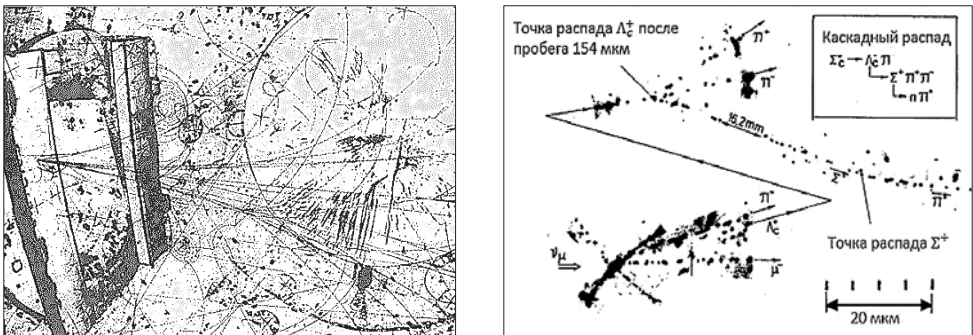


Рис. 4. Слева — нейтринное событие с вершиной в эмульсионной мишени; справа — пример каскадного распада очарованного гиперона, обнаруженного в эмульсии эксперимента E564 [12].

4. Международный эксперимент CHARM-II

В годы, последовавшие за открытием в 1983 г. в CERN промежуточных векторных W- и Z-бозонов, центр интересов в нейтринной физике переместился на прецизионные измерения параметров уже ставшей общепризнанной SM и поиск новых частиц и редких эффектов, позволявших проверить её предсказания. Преемником CHARM стал новый эксперимент на нейтринном пучке SPS — CHARM-II, нацеленный на точное определение угла Вайнберга путём измерения отношений сечений рассеяния мюонных нейтрино и антинейтрино на атомарных электронах в сочетании с измерением распределений кинематических переменных. Интерпретация результатов этого эксперимента была свободна от теоретических неопределенностей, т.к. изучаемые процессы были чисто лептонными. Поскольку сечение рассеяния нейтрино на электроне на три-четыре порядка меньше, чем на нуклоне, большая масса мишени (около 700 т) здесь играла ключевую роль.

Установка CHARM-II (рис. 5) была построена в 1985–1987 годах на месте CHARM и CDHS. Она напоминала CHARM, но имела почти изоскалярную мишень из стеклянных пластин ($Z \approx 11$) толщиной $\frac{1}{2}X_0$ и обладала гораздо более высокой гранулярностью детекторов (в качестве основного детектора использовались пластиковые стример-ные трубки

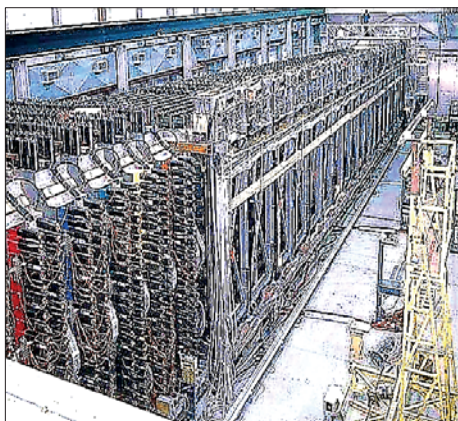


Рис. 5. Общий вид установки CHARM-II.

сечением $1 \times 1 \text{ см}^2$ с цифровым и аналоговым считыванием). Калориметр содержал 84 слоя сцинтилляционных счётчиков из установки CHARM. Структура мишени-калориметра была оптимизирована для идентификации электронов отдачи, которые должны были вылетать в очень узком конусе $E\theta^2 < 2m_e$.

За калориметром располагался мюонный спектрометр, представлявший собой 7 модулей CDHS. Он был необходим для измерения спектров нейтринных пучков по мюонам от квазиупругих взаимодействий ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$, а также для выполнения физической программы помимо νe -рассеяния.

За период набора данных, который продолжался до августа 1991 г., на нейтринную мишень было выведено рекордное для этого пучка количество протонов — около $2,5 \cdot 10^{19}$. Было зарегистрировано ~ 2700 событий в каждом из каналов $\nu_\mu e$ и $\bar{\nu}_\mu e$, из отношения измеренных сечений которых был определён угол Вайнберга: $\sin^2 \theta_W = 0,2324 \pm 0,0083$ — результат, вошедший в учебники [13]. Из абсолютных выходов этих реакций были также получены уточнённые значения векторных и аксиальных констант связи нейтрального тока с электроном, согласующиеся с результатами более поздних прецизионных экспериментов на электрон-позитронном коллайдере LEP (CERN).

В установке CHARM-II были зарегистрированы десятки миллионов нейтринных взаимодействий всех типов, что позволило провести ряд других важных измерений. В частности, впервые был обнаружен очень редкий процесс рождения пар мюонов в кулоновском поле ядра — т.н. «neutrino tridents» [14]. Было уточнено сечение обратного распада мюона, изучены «электромагнитные» свойства мюонных нейтрино, установлены новые ограничения на $\nu_\mu - \nu_e$ осцилляции, рождение «тяжёлых нейтрино» и «мюонных фотонов» [15]. Анализ данных был произведен по инициативе и силами нашего института. В завершение работ на основе около 5 тыс. димюонных событий был проведён детальный анализ рождения чарма в нейтринных событиях, определена масса очарованного кварка [16]. Результаты CHARM-II были опубликованы в 25 статьях.

Группой ИТЭФ были изготовлены все платы аналоговых предусилителей для стримерных трубок, примерно четверть всех печатных

плат для цифрового считывания, а также собраны сцинтилляционные veto-плоскости. Сотрудники группы активно участвовали в наборе данных, обслуживании детектора и физическом анализе. Они внесли решающий вклад в координацию физической программы эксперимента, измерение фоновых процессов, в преодоление методических проблем и нормировку потоков пучковых нейтрино.

5. Международный эксперимент CHORUS

После окончания эксперимента CHARM-II в 1994–1998 г. физики ИТЭФ участвовали в международном эксперименте CHORUS [17] на модернизированном нейтринном пучке SPS CERN. Основной задачей этого проекта был поиск осцилляций мюонных нейтрино в τ -нейтрино с возможностью прямой регистрации появления ν_τ по СС событиям с τ -лептоном. Установка (рис. 6) представляла собой гибридный нейтринный детектор, сочетавший в себе эмульсионную и электронную техники детектирования частиц. Её длина ~ 10 м, ширина и высота — по 5 м. Мишень массой 770 кг состояла из слоев ядерной эмульсии, позволявшей наблюдать и

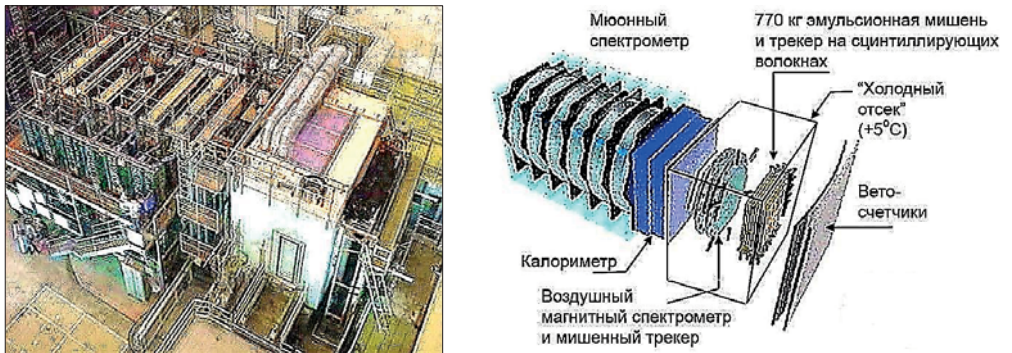


Рис. 6. Общий вид и структура установки CHORUS.

надёжно идентифицировать распады короткоживущих частиц с пробегом (до распада) порядка 100 микрон. Трекер на сцинтилляционных волокнах с оптоэлектронным считыванием в сочетании с тонкими съёмными слоями эмульсии служил для предсказания положения вершины событий в эмульсии. За мишенью и мишенным трекером, охлаждёнными до 5°C , следовал воздушный магнит-спектрометр также с волоконным трекером. Остальную часть установки составляли калориметр и тороидальный мюонный спектрометр.

В сотрудничестве CHORUS входило более 100 физиков. От ИТЭФ было 5 физиков, но наш вклад в этот проект по сравнению с CHARM и CHARM-II был более значительным. Совместно с НИКФИ ИТЭФ поставил около 20%

всей ядерной эмульсии для мишени, по качеству не уступавшей остальной, произведенной в Японии. Группа ИТЭФ отвечала за модернизацию и эксплуатацию мюонного спектрометра CHORUS, представлявшего собой самую большую электронную подсистему эксперимента. Мюонный спектрометр, помимо шести магнитов и дрейфовых камер CDHS, включал в себя 40 модифицированных плоскостей стримерных трубок от CHARM-II, к которым было добавлено считывание времени дрейфа. По существу, он сам по себе был неплохим нейтринным детектором с общей массой магнитов-калориметров около 400 т и высокоточными трекерами в каждом из 5 зазоров между магнитами, обеспечившими разрешение по импульсу мюонов, ограниченное лишь многократным рассеянием в стальных магнитах (около 13 %) во всём доступном интервале импульсов. На рис. 7 показан спектрометр CHORUS во время монтажа и пример нейтринной вершины в эмульсии (глубина резкости 3 микрона, размер поля $120 \times 150 \text{ мкм}^2$).

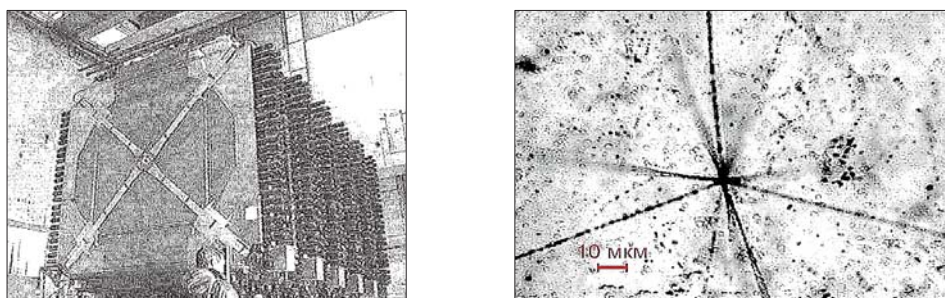


Рис. 7. Спектрометр CHORUS во время монтажа — слева; справа — пример нейтринной вершины в ядерной эмульсии.

Благодаря использованию эмульсионной мишени в эксперименте CHORUS были установлены новые верхние пределы на разницу квадратов масс и углы смешивания мюонных и τ -нейтрино [18], детально изучено рождение очарованных частиц под действием нейтрино при статистике в несколько тысяч событий такого типа. С высокой точностью измерены элемент V_{cd} -матрицы смешивания кварков СКМ и масса c -кварка; обнаружен процесс парного рождения c -кварков как в заряженных, так и нейтральных токах.

С использованием 120-тонного калориметра в качестве мишени в эксперименте CHORUS с высокой точностью измерены структурные функции F_3 , обнаружено свидетельство в пользу рождения J/ψ в нейтральных токах [19] и выяснена природа трехмюонных событий в нейтринных взаимодействиях [20]. В последних двух задачах определяющий вклад в анализ внесла группа нашего института. На материале CHORUS было опубликовано около 20 статей.

6. Международный эксперимент OPERA

В 1998–2000 годах группа ИТЭФ под руководством В.Д. Хованского участвовала в начальной стадии международного эксперимента OPERA [21] в Гран-Сассо (Италия) на нейтринном пучке CNGS SPS CERN, задачей которого был поиск осцилляции мюонных нейтрино в τ -нейтрино по появлению СС событий от ν_τ с регистрацией τ -лептонов в эмульсионной мишени. Нейтрино со средней энергией 17 ГэВ пролетали 732 км между CERN и подземной низкофоновой лабораторией в Гран Сассо и взаимодействовали с веществом находившегося там детектора OPERA. Во время подготовки предложения эксперимента группа ИТЭФ отвечала за разработку концепции электронных детекторов, изготовила и испытала на тестовом пучке PS CERN прототип сцинтилляционного трекера с волоконным считыванием, а также провела мини-эксперимент по однократному рассеянию мюонов на большие углы в свинце, что было потенциальным источником фона для лептонного распада τ -лептона. Для этого в ИТЭФ были разработаны и построены универсальные прецизионные пучковые камеры (рис. 8). Эти камеры впоследствии активно использовались в пучковых калибровках переднего калориметра установки ATLAS на Большом адронном коллайдере в CERN и до сих пор применяются в методических измерениях на тестовых пучках SPS.

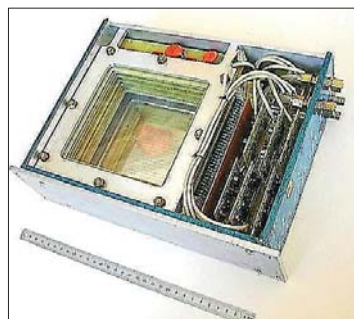


Рис. 8. Универсальная прецизионная пучковая камера ИТЭФ.

Позднее, в 2003 году, к эксперименту OPERA подключилась другая группа ИТЭФ (под руководством Ю.М. Зайцева). Сотрудниками института совместно с группой из университета г. Гамбурга (Германия) был разработан и создан уникальный прецизионный мюонный спектрометр (рис. 9). Спектрометр состоял из 200 камер, собранных в 12 плоскостях, расположенных в двух идентичных магнитных супермодулях SM 1 и SM 2. Каждая камера состояла из 48 пропорциональных счётчиков длиной 8 м, собранных в четыре слоя. Общая площадь, перекрываемая камерами, составила около 800 м². Область мишени состояла из блоков ядерной эмульсии и свинца, прослоенных 31 слоем сцинтилляторов. Стрелка «Мюонный спектрометр» на риунке указывает на одну из его 12 плоскостей.

Основным достоинством этого детектора была очень высокая точность восстановления координаты трека частицы по всей площади спектрометра — менее 300 микрон. Такая точность была достигнута благодаря разработанной технологии сборки камер, специальным методам юстировки камер при

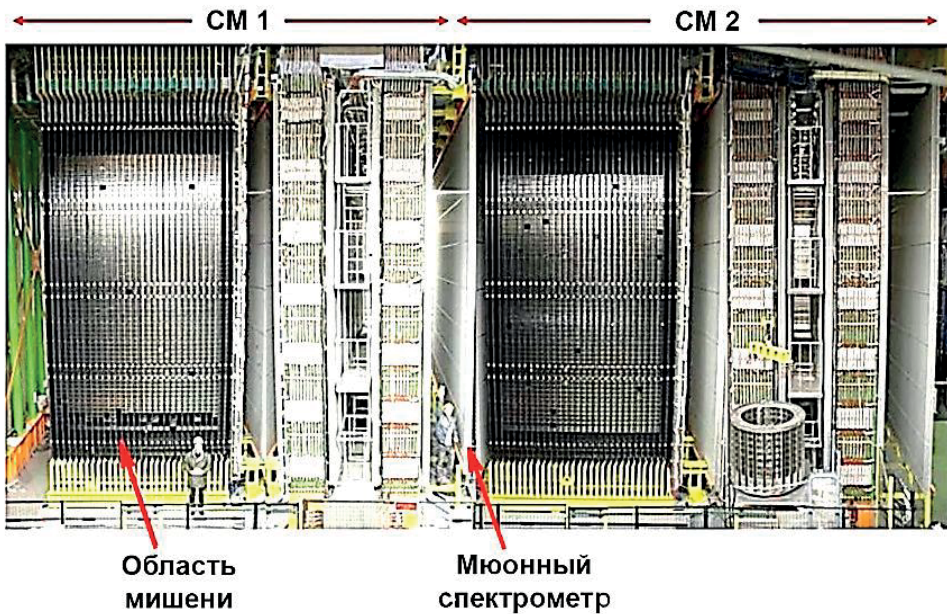


Рис. 9. Общий вид детектора OPERA.

монтаже на детекторе и созданной математической программе обработки данных [22]. Группа ИТЭФ внесла существенный вклад в разработку этой программы и активно участвовала в анализе данных.

Нейтринный пучок CNGS работал в 2007–2012 годах. За этот период ускоритель SPS доставил $1,8 \times 10^{20}$ протонов на нейтринную мишень. Эксперимент OPERA обнаружил 10 событий-кандидатов на распад τ -лептона в эмульсии при пренебрежимо малом фоне [23], что явилось прямым доказательством существования осцилляций мюонных нейтрино в τ -нейтрино.

Закключение

Коллективу физиков ИТЭФ посчастливилось активно и успешно участвовать в экспериментах мирового класса в тот период, когда кажущиеся ныне непреложными «основы» физики частиц ещё остро требовали экспериментального подтверждения. Это был период становления Стандартной модели, время открытий новых кварков и лептонов и исследования внутреннего состава нуклонов. Именно тогда нейтрино высоких энергий оказались адекватным и точным инструментом для убедительных опытов в преддверии «эпохи» коллайдеров сверхвысоких энергий. На основании большой статистики нейтринных событий, накопленных в описанных выше установках, были получены убедительные доказательства универсальности слабых взаимодействий при разных энергиях, впервые

достаточно точно измерены угол электрослабого смешивания, константы связи заряженных и нейтральных токов в нейтринном секторе и структурные функции нуклонов. Они стали «классикой» первого поколения опытов, экспериментально подтвердивших справедливость Стандартной модели — основы всей современной физики микромира. Вклад ИТЭФ в нейтринную программу на ускорителях бесспорен и зафиксирован в более чем сотне первоклассных публикаций и докладов на международных конференциях, в десятках диссертаций.

Авторы благодарны Е.А. Григорьеву и В.А. Смирнитскому за полезные замечания и обсуждения.

Литература

1. А.с. СССР № 494965 с приоритетом от 31.05.1973 г.
2. Асратян А.Э., Григорьев Е.А., Жеманов В.А. и др. ЯФ, 1978, т. 28, с. 424.
3. Asratian A. E., Epshtein V.Sh., Grigoriev E.A. et al. Phys. Lett., B77, 1977, p. 439.
4. SHiP Collaboration, Technical Proposal. Preprint arXiv:1504.04956, 2015.
5. Grigoriev E., Kaftanov V., Khovansky V. et al. Z. Phys., C17, 1983, p. 211.
6. Gorbunov P., Grigoriev E., Kaftanov V. et al. Phys. Lett., B123, 1983, p. 269.
7. Gorbunov P., Grigoriev E., Kaftanov V. et al. (CHARM Collaboration). Phys. Lett., B99, 1981, p. 265.
8. Gorbunov P., Grigoriev E., Khovansky V. et al. (CHARM Collaboration). Z. Phys., C36, 1987, p. 611.
9. Grigoriev E., Kaftanov V., Khovansky V. et al. (CHARM Collaboration). Phys. Lett., B93, 1980, p. 203.
10. Asratian A.E., Efremenko V.I., Fedotov A.V. et al. Phys. Lett., B105, 1981, p. 301.
11. Efremenko V.I., Fedotov A.V., Gorichev P.A. et al. Phys. Lett., B93, 1980, p. 210.
12. Egorov O., Gorichev P., Kolganova E. et al. Z. Phys., C45, 1990, p. 577.
13. Gorbunov P., Grigoriev E., Khovansky V. et al. (CHARM-II Collaboration). Phys. Lett., B335, 1994, p. 246.
14. Gorbunov P., Grigoriev E., Khovansky V. et al. (CHARM-II Collaboration). Phys. Lett., B247, 1990, p. 131.
15. Gorbunov P., Grigoriev E., Khovansky V. et al. (CHARM-II Collaboration). Phys. Lett., B434, 1998, p. 200.
16. Gorbunov P., Grigoriev E., Khovansky V. et al. (CHARM-II Collaboration). Europ. Phys. J., C11, 1999, p. 19.
17. Artamonov A., Epstein V., Gorbunov P. et al. Nucl. Instrum. Meth., A401, 1997, p. 7.
18. Artamonov A., Gorbunov P., Khovansky V. et al. (CHORUS Collaboration). Nucl. Phys., B793, 2008, p. 326.
19. Artamonov A., Gorbunov P., Khovansky V. et al. (CHORUS Collaboration). Phys. Lett., B503, 2001, p. 1.

20. Artamonov A., Gorbunov P., Khovansky V. et al. (CHORUS Collaboration). Phys. Lett., B596, 2004, p. 44.
21. OPERA: An appearance experiment to search for $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ oscillations in the CNGS beam. Experimental proposal. CERN-SPSC-2000-028.
22. Goloubkov D., Rostovtseva I., Zaitsev Y. et al. Nucl. Instrum. Meth., A747, 2014, p. 56.
23. OPERA Collaboration. Phys. Rev. Lett., 120, 2018, 211801.

Эксперимент Н1, роль физиков института в его подготовке, проведении и анализе результатов

По материалам сайта http://www.itep.ru/activity/science_research/h1/

Материя, пространство и время — фундаментальные понятия окружающего нас материального мира. Поэтому познание их свойств и внутреннего строения всегда было главным направлением исследований мироустройства. Материальные объекты обладают внутренней упорядоченностью и системной организацией. Границы познания структуры материи, по сегодняшним представлениям, простираются от 10^{-16} см (рис. 1) до 10^{28} см. Эксперимент Н1 на электрон-протонном коллайдере HERA нацелен на исследование внутреннего устройства объектов микромира на минимально доступных масштабах расстояний. Активную роль в международной коллаборации Н1 играли сотрудники ИТЭФ.



Рис. 1. Размеры в микромире.

Структуру материи можно исследовать, если простейшую частицу направлять на исследуемую, более сложную. Так поступил Резерфорд, когда α -частицу он стал рассеивать на атоме и обнаружил атомное ядро. Идея Резерфорда в некотором смысле повторяется в эксперименте Н1, только роль α -частиц в нём играют электроны, а исследуются протоны.

К отличиям эксперимента Н1 от опыта Резерфорда относится ещё и следующее.

Частицы на ускорителе HERA сталкиваются при энергиях в сто тысяч раз больших, чем в опытах Резерфорда. Поэтому эксперимент Н1 позволяет изучать внутреннюю структуру материи на предельно малых из доступных на сегодня расстояниях 10^{-16} см. Значительным различием величин энергии определяется и различие размеров экспериментальных установок. Для опытов Резерфорда было достаточно небольшого свободного места на письменном столе, а размеры установки Н1 (рис. 2) превышают габариты трёхэтажного дома.

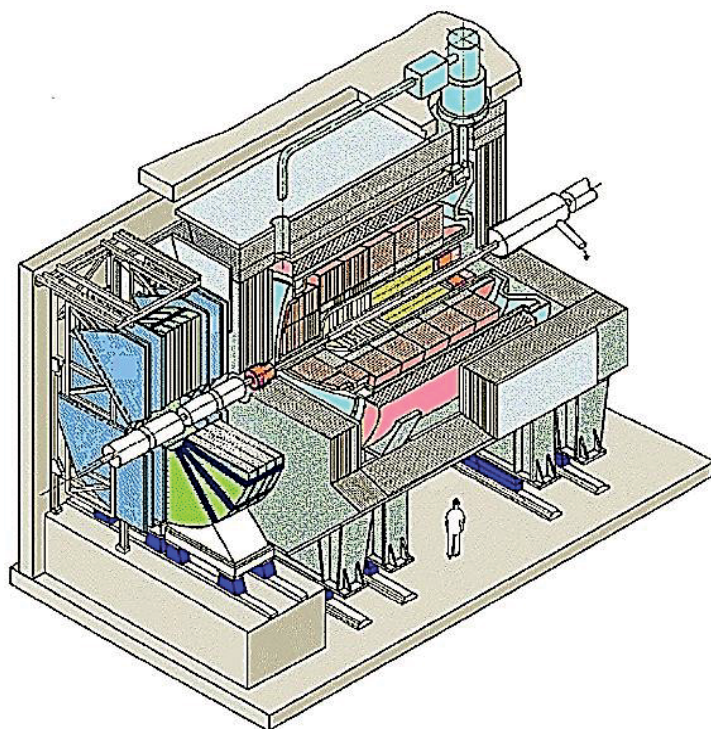


Рис. 2. Детектор H1.

Кроме того, Резерфорд изучал упругое рассеяние α -частиц на ядрах золота. Упругое рассеяние на протонах позволяет получить информацию лишь о размерах протона и усреднённое распределение заряда и магнитного момента в нём. Сегодня учёные считают, что протоны состоят из кварков и связывающих их глюонов. По неизученным пока причинам эти субчастицы не наблюдаются в свободном состоянии. Когда в эксперименте H1 происходит рассеяние электрона на протоне, протон разбивается, разлетаясь на множество новых частиц. Такое рассеяние называют глубоко неупругим. Зафиксированное в детекторе H1 глубоко неупругое рассеяние показано на рис. 3.

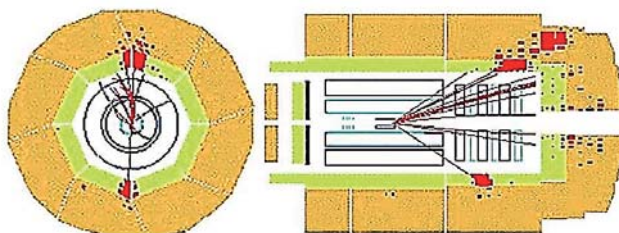


Рис. 3. Событие глубоко неупругого рассеяния в детекторе H1.

Группа физиков и инженеров ИТЭФ внесла существенный вклад в создание установки Н1 и проведение экспериментов с её использованием. Создание установки началось в 80-е годы прошлого столетия, детектор Н1 неоднократно модернизировался. Одни из наиболее важных элементов детектора — калориметры, которые предназначены для измерения полной энергии попадающих в него частиц, были созданы в ИТЭФ. К элементам калориметров, собранных в институте, относятся: часть жидкоаргонового адронного калориметра, задний адронный калориметр SPACAL (рис. 4), передний нейтронный калориметр и тороидальный магнит.

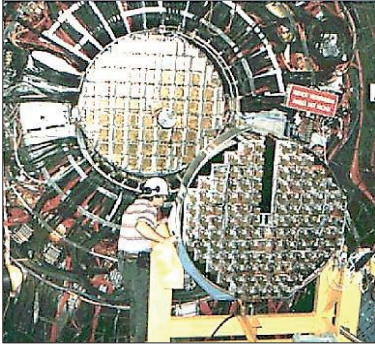


Рис. 4. Сборка калориметра SPACAL.

Физики нашего института внесли важный интеллектуальный вклад в эксперимент Н1, о чём говорилось в выступлениях зарубежных коллег по международной коллаборации Н1 на научных конференциях. Относительно материального вклада можно сказать, что создание только тороидального магнита для измерения импульсов мюонов оценивается в один миллион немецких марок.

В эксперименте Н1 было сделано два выдающихся открытия.

1. Обнаружено, что плотности кварков и глюонов резко возрастают на малых расстояниях внутри протона. То есть, если основную долю импульса протона несут только три его валентных кварка, то ничтожно малые доли его импульса делит между собой гигантское количество глюонов и кварков всех сортов. И чем меньше эта доля, тем больше их наблюдается в протоне (рис. 5). Природа этого неожиданного и загадочного явления абсолютно непонятна.

2. Были обнаружены дифракционные явления в глубоко неупругом рассеянии электронов на протонах. Вероятность таких дифракционных процессов оказалась на уровне вероятности дифракционного рассеяния адронов. Это неожиданное открытие указывает на то, что во внутренней структуре протонов образуются независимые бесцветные (и потому слабосвязанные с самим несущим их протоном) материальные кластеры неизвестной природы. Динамика и происхождение этих загадочных кластеро-частиц пока не выяснена. Но их существование, несомненно, тесно связано с явлением конфайнмента, которое пока также не объяснено. Эти новые виртуальные состояния материи были названы «померонами» в честь физика-теоретика академика И.Я. Померанчука.

В эксперименте Н1 было сделано много других измерений, наблюдений и более узкоспециализированных работ, которые опубликованы более чем в 100 научных статьях.

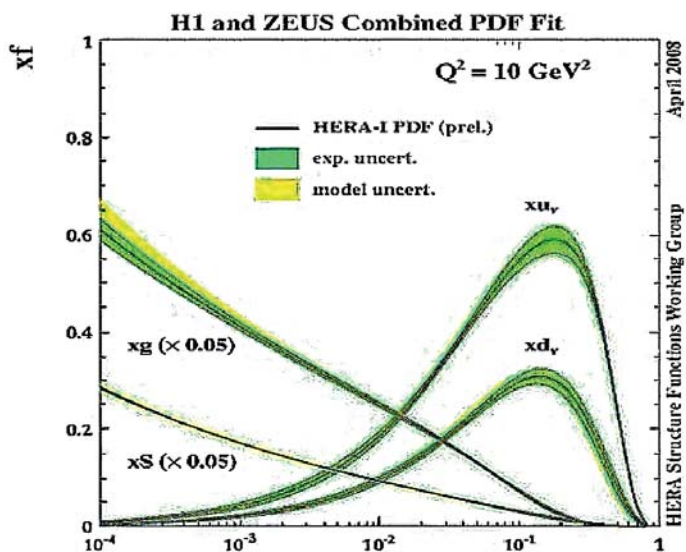


Рис. 5. Распределения кварков и глюонов в протоне в зависимости от переносимой ими доли импульса протона (x).

В настоящее время сбор данных детектора H1 прекращен, идёт работа с уже имеющимся накопленным объёмом данных. Эти данные обрабатываются и привлекаются к решению очередных научных задач. Очень важна разработка новых программных инструментов, которые позволили бы в будущем воспользоваться этими данными любому физику-экспериментатору (а может быть, и теоретику) для решения новых задач.

В эксперименте H1 был решён ряд научных проблемы. Мы сейчас знаем гораздо больше о внутреннем устройстве материи, чем раньше. Однако детальная внутренняя структура протона остаётся нераскрытой. Использование представлений о кварках, как о фундаментальной основе элементарных частиц, не привело к установлению конкретной внутренней структуры протона.

Кварковая модель была предложена для объяснения многообразия адронов. Но она ничего не говорит явным образом о внутреннем строении какой-либо из этих частиц. До сих пор отсутствует понимание того, на каких принципах строится механизм формирования структуры протона. Из-за этого не находит количественного объяснения природа его массы и спина. Наш мир своим существованием обязан протону, однако уровень знаний о нём не соответствует его роли в мироздании.

Поэтому важно продолжать исследования, существенный вклад в которые был сделан в эксперименте H1.

Вклад института в эксперимент L3

В.В. Пляскин, Е.И. Тарковский

Теория электрослабых взаимодействий (Стандартная модель), предложенная в 60-х годах прошлого века, предсказывала существование переносчиков этого взаимодействия — промежуточных векторных бозонов Z и W . Для исследований в этом направлении были построены $p\bar{p}$ коллайдеры в CERN и FNAL. А в начале 80-х годов усилиями экспериментаторов названные частицы были обнаружены. Но эксперименты на $p\bar{p}$ коллайдерах проводятся в условиях высокого фона от взаимодействий адронов, что не позволяет исследовать характеристики новых частиц с достаточно высокой точностью.

Такая возможность предоставляется при работе на электрон-позитронных коллайдерах. Основное преимущество экспериментов на таких ускорителях заключается в том, что сталкиваются частицы с известными импульсами, суммарная энергия в системе центра масс хорошо определена, отсутствует фон от частиц сопровождения, характерный для экспериментов на пучках адронов.

Для проведения точных измерений параметров промежуточных бозонов и проверки предсказаний Стандартной модели, обнаружения бозона Хиггса и поиска новых частиц за пределами Стандартной модели в CERN был сооружён и в 1989 г. запущен электрон-позитронный коллайдер LEP. Для экспериментального определения параметров Z^0 -бозона, свойств электрослабого взаимодействия и других исследований при коллайдере была сооружена установка L3, в создании которой, а затем и в проведении исследований активное участие принимал ИТЭФ.

На рис. 1 изображена установка L3 в разрезе. Составляющие её детекторы находились внутри магнита с полем 0,5 Тл и были закреплены на стальной опорной трубе, ось которой совпадала с осью пучков. Три слоя дрейфовых мюонных камер, образывавших мюонный спектрометр, находились снаружи опорной трубы и были установлены коаксиально с ней. С помощью этого спектрометра импульс частиц (~ 45 ГэВ/с) от распада $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ измерялся с точностью 2,5%. Внутри опорной трубы, в её центральной части, располагались остальные элементы установки. Они имели структуру вложенных друг в друга коаксиальных цилиндров, окружавших пучковую вакуумную камеру.

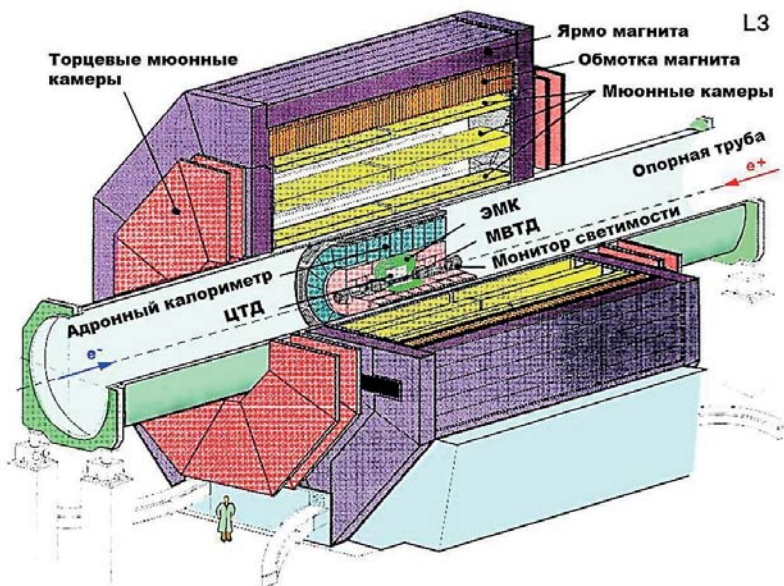


Рис. 1. Схема детектора L3.

Внутренняя цилиндрическая часть установки состояла (от внутреннего слоя к внешнему) из: вакуумной камеры LEP, микровершинного трекового детектора (МВТД), центрального трекового детектора (ЦТД), электромагнитного калориметра (ЭМК) и адронного калориметра. Торцевые части, перекрывавшие области, прилегавшие к вакуумной камере, имели структуру аналогичную цилиндрической части установки и состояли из трековых детекторов, электромагнитного калориметра, адронного калориметра и торцевых мюонных камер.

МВТД включал в себя два слоя полупроводниковых кремниевых сенсоров. С его помощью можно было определять координаты прохождения частицы с высокой (~ 10 мкм) точностью и получать информацию о вторичных вершинах при рождении короткоживущих частиц.

ЦТД представлял собой дрейфовую камеру, окружённую двумя цилиндрическими пропорциональными камерами. Он предназначался для определения координат заряженных частиц и измерения их импульсов по кривизне траекторий в магнитном поле. Кроме того, он предоставлял определённые возможности идентификации частиц по величине их ионизационных потерь в газе, заполняющем детектор.

При определении импульсов частиц и вершины события использовалась информация как от МВТД, так и от ЦТД. Энергия частиц, рождавшихся в e^+e^- -столкновениях, измерялась методом полного поглощения в электромагнитном и адронном калориметрах. Помимо выполнения функции

измерения энергии калориметры препятствовали проникновению частиц, отличных от мюонов, в мюонные камеры.

Электромагнитный калориметр предназначался для регистрации электронов и фотонов. Он также поглощал часть энергии адронных струй. Калориметр был изготовлен из ~11000 кристаллов германата висмута $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, имеющих форму усечённой пирамиды. Оси всех кристаллов были направлены в область столкновения пучков. Необходимое высокое энергетическое разрешение проверялось на пучке электронов с энергией 180 МэВ и оказалось равным ~5 %. Для электронов высоких энергий разрешение составляло $1,5 \div 2$ %.

Центральная часть адронного калориметра состояла из 144 модулей, расположенных на внешней стороне 9 колец из нержавеющей стали. Модуль представлял собой слоёную структуру из урановых пластин, служивших абсорбером, и детекторов — проволочных пропорциональных камер (рис. 2). Передняя и задняя области вдоль оси пучков заполнены торцевыми частями калориметра.

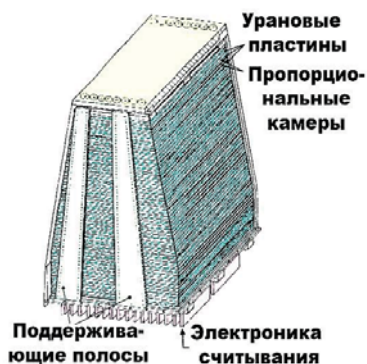


Рис. 2. Модуль адронного калориметра.

Выбор урана в качестве абсорбера был обусловлен тем, что уран позволял получить максимум поглощения адронов на заданной длине и тем самым уменьшить радиальный размер установки при заданной величине фильтрации адронов. Толщина абсорберов была выбрана с учётом требования хорошей гранулярности в продольном направлении, позволяющей проследить развитие и измерять энергию как адронных, так и электромагнитных ливней.

Выбор пропорциональных камер для регистрации ливней был обусловлен тем, что развитие ливней должно проследиваться как в продольном, так и в поперечном направлениях. Такого рода информация очень

полезна при анализе многочастичных адронных событий и при оценке взаимного фона от событий различного мод распада Z^0 -бозона.

Пропорциональные камеры, работавшие в магнитном поле, обеспечивали надёжную регистрацию частиц, рождавшихся в адронных и электромагнитных ливнях. В силу особенностей конструкции они обеспечивали высокую однородность отклика по всей своей площади, позволяли реализовать модульный вариант конструкции калориметра, минимизировать нечувствительное пространство на пути развития ливней и исключить наличие «щелей» в калориметре, уменьшавших его абсорбирующую способность.

Руководитель эксперимента профессор С.Тинг пригласил к сотрудничеству физиков ИТЭФ на самой ранней стадии формирования коллаборации, что было обусловлено высокой оценкой работы сотрудников нашего института и их значительным вкладом в успех предшествующих экспериментов в CERN. ИТЭФ был выбран в качестве основного разработчика и создателя одного из ключевых элементов установки L3 — адронного калориметра [1]. Исходя из предшествующего опыта и требования компактности, для адронного калориметра был выбран вариант с урановыми абсорберами и пропорциональными трубками в качестве детектирующих элементов.

Ввиду масштабности задачи особое внимание организации работ уделял зам. директора ИТЭФ В.Г. Шевченко. Была сформирована специальная лаборатория под руководством Ю.В. Галактионова. Предстояло изготовить около 7000 камер с общим количеством трубок более 400000 [2]. Были оборудованы новые производственные помещения, к работе в которых привлечены лучшие инженеры и механики института. Уникальная конструкция калориметра была разработана в конструкторском бюро ИТЭФ под руководством А.А. Никитина. Проверка готовых камер проводилась на специальном стенде [3].

Помимо изготовления камер была создана экспериментальная установка на пучке ускорителя У10 для изучения характеристик тестового калориметра, имевшего структуру аналогичную калориметру L3 [4]. На базе полученных результатов в дальнейшем были разработаны алгоритмы, использовавшиеся при обработке экспериментальных данных эксперимента L3 [5].

При участии сотрудников института, в том числе немалыми усилиями И.А. Ветлицкого, был спроектирован и изготовлен самый большой в мире «тёплый» магнит весом 7000 т, который внесён в книгу рекордов Гиннеса и по сей день используется в эксперименте ALICE на Большом адронном коллайдере в CERN.

Существенным вкладом в эксперимент была поставка сверхчистой двуокиси германия для изготовления кристаллов электромагнитного калориметра, изготовление по указанию тогдашнего министра Средмаша Е.П. Славского 220 тонн пластин уранового абсорбера и изготовление в ИТЭФ девяти несущих колец центральной части адронного калориметра.

Наш институт обеспечивал сборку в CERN и эксплуатацию адронного калориметра. Камеры калориметра проработали без уменьшения эффективности на протяжении всего эксперимента в течение более 10-ти лет, не требуя ремонта, что свидетельствует о высоком качестве их изготовления.

Одним из наиболее значительных результатов эксперимента L3 является определение свойств нейтрального промежуточного бозона Z^0 и числа поколений лёгких нейтрино [6]. Первая статья [7] выпущена через 2 месяца после начала работы LEP и имеет 331 цитирование.

Были измерены сечения реакций $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ и $e^+e^- \rightarrow$ адроны при энергиях в области массы Z^0 . Определены масса и полная ширина Z^0 , а также парциальные ширины упомянутых реакций. Это позволило вычислить парциальную ширину Γ_{inv} реакции $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \nu^+\nu^-$:

$$\Gamma_{inv} = \Gamma_{tot} - \Gamma_{had} - \Gamma_{ee} - \Gamma_{\mu\mu} - \Gamma_{\tau\tau}$$

и определить число поколений нейтрино N_ν , от которого зависит Γ_{inv} . Окончательные результаты измерений и их сравнение с предсказаниями Стандартной модели приведены в таблице 1, где приведены параметры, полученные при фитировании измеренных зависимостей сечений процессов $e^+e^- \rightarrow$ адроны, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, и величины, следующие из Стандартной модели (правая колонка). Предполагалось, что $\Gamma_l = \Gamma_e = \Gamma_\mu = \Gamma_\tau$.

Табл. 1.

Параметр	Эксперимент L3	Стандартная модель
m_Z (МэВ)	$91189,8 \pm 3,1$	
Γ_Z (МэВ)	$2502,4 \pm 4,2$	2495,9
Γ_{had} (МэВ)	$1741,1 \pm 3,8$	1742,9
Γ_l (МэВ)	$83,98 \pm 0,19$	83,92
Γ_{inv} (МэВ)	$502,5 \pm 3,4$	501,4
N_ν	$2,978 \pm 0,014$	3

Помимо измерений параметров Z^0 -бозона в эксперименте L3 определены некоторые свойства электрослабого взаимодействия, такие как асимметрия вперед-назад в реакции $e^+e^- \rightarrow f \bar{f}$ (здесь f – фермион), поляризация τ -лептонов, значения векторных и аксиальных констант связи Z^0 с фермионными парами; установлены ограничения на существование новых частиц вне рамок Стандартной модели; проведены исследования свойств V -мезонов.

Все полученные результаты были уникальными для периода работы LEP. Параметры Z^0 -бозона, полученные в эксперименте L3 и других экспериментах на LEP до настоящего времени обладают наилучшей точностью и входят в справочные таблицы данных по элементарным частицам (PDG).

Сотрудники ИТЭФ входили в группу анализа полученных экспериментальных данных и внесли ощутимый вклад в осмысление новых физических результатов. По результатам исследований в эксперименте L3 было подготовлено более 600 публикаций и докладов на конференциях. На

материалах эксперимента сотрудниками нашего института защищено 4 кандидатских и одна докторская диссертации.

Литература

1. Adriani O. et al. (L3 Collaboration). Nucl. Instrum. Meth., A302, 1991, p. 53.
2. Arefev A. et al. (L3 Collaboration). Nucl. Instrum. Meth., A275, 1989, p. 71.
3. Burov S. et al. M., ITEP, 1987, preprint № 204.
4. Arefev A. et al. (L3 Collaboration). Nucl. Instrum. Meth., A285, 1989, p. 403.
5. Arefev A. et al. (L3 Collaboration). Nucl. Instrum. Meth., A288, 1990, p. 364.
6. Acciarri M. et al. (L3 Collaboration). Eur. Phys. J., C16, 2000, p. 1.
7. Adeva B. et al. (L3 Collaboration). Phys. Lett., B231, 1989, p. 5096.

VIII. Прикладные исследования и разработки

Протонная лучевая терапия: 50 лет исследований

В.С. Хорошков

1. Предпосылки использования пучков протонов в лучевой терапии

Впервые достоинства пучков ускоренных протонов при их использовании в дистанционной лучевой терапии были сформулированы Робертом Вильсоном в 1946 г. [1] и сводились к трём особенностям взаимодействия тяжёлых заряженных частиц с веществом:

- заметному возрастанию линейных потерь энергии частиц и, соответственно, поглощенной дозы к концу их пробега в веществе (рис.1);
- полной остановке всех частиц монохроматического пучка на одной и той же глубине и жёсткой связи места остановки с энергией пучка (рис.1);
- слабому боковому рассеянию частиц в веществе.

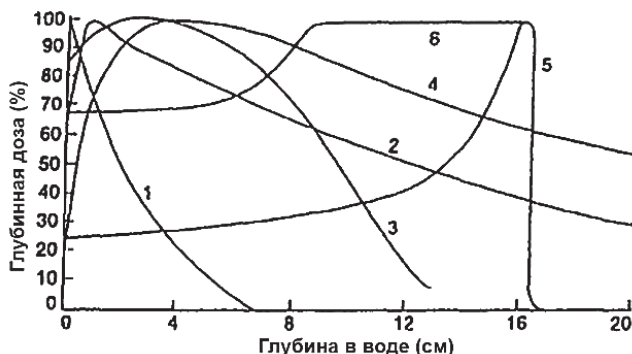


Рис. 1. Глубинные дозные распределения различных излучений:

- 1 — рентгеновское, $E = 140$ кэВ;
- 2 — гамма-излучение ^{60}Co , $E = 1,17$ кэВ и $E = 1,33$ кэВ;
- 3 — пучок электронов, $E = 25$ МэВ;
- 4 — тормозное гамма-излучение, $E = 25$ МэВ;
- 5 — монохроматический протонный пучок, $E = 160$ МэВ (кривая Брэгга);
- 6 — модифицированная кривая Брэгга, энергетический спектр модифицирован для облучения мишени протяженностью по глубине от 9 до 16 см.

Эти особенности при облучении больного позволяют заметно уменьшить поглощённую дозу в транзитных (по пути к опухоли) тканях, практически исключив облучение здоровых органов сбоку от опухоли и, правильно выбрав энергию частиц, равномерно облучить опухоль во всём её объёме, полностью исключить облучение здоровых тканей за опухолью. Все это даёт возможность примерно вдвое по сравнению с гамма- и электронным облучением уменьшить дозу в здоровых тканях и организме в целом, которая всегда лимитирует облучение опухоли из-за риска постлучевых осложнений. Поэтому уменьшение радиационного воздействия на здоровые ткани позволяет заметно поднять дозу в опухоли без увеличения частоты и степени тяжести постлучевых реакций и осложнений. Повышение дозы в опухоли обеспечивает соответствующее повышение шансов её резорбции — уменьшения объёма или полного исчезновения. Это трактуется как локальный контроль опухоли. Кроме того, высокие краевые градиенты дозного распределения позволяют облучать опухоли, в т.ч. малых размеров, расположенные вплотную к критическим органам и структурам. Резкий обрыв дозного распределения на задней и боковых границах мишени открывает новую нишу применения лучевой терапии — облучение опухолей центральной и периферической нервной системы, опухолей глаза и т.п.

2. История развития протонной лучевой терапии

Когда с момента пионерской публикации Р. Вильсона прошло почти 10 лет, появились ускорители, генерирующие пучки протонов нужной энергии (200÷250 МэВ), и в 1954 г. на исследовательском циклотроне в Беркли (США) была проведена протонная лучевая терапия (ПЛТ) первому больному. С этого момента ПЛТ ведёт отсчёт своей истории, которая делится на два этапа: экспериментальный (1954÷1990 г.) и этап быстрого внедрения с 1990 г. ПЛТ в практическое здравоохранение во всём мире. На первом этапе вся клиническая работа велась в физических институтах на ускорителях протонов (синхротронах и циклотронах), созданных для экспериментальных исследований.

В десяти физических институтах США и Европы на действующих ускорителях были созданы специальные тракты протонных пучков и первое поколение оборудования для нового метода лечения. Из десяти экспериментальных центров ПЛТ три были сооружены в России: в ОИЯИ, начало лечения в 1968 г.; в ИТЭФ — в 1969 г.; в ПИЯФ — в 1974 г. [2, 3].

Во всех экспериментальных центрах больные из клиник для фракционированного облучения многократно транспортировались в центры ПЛТ. Облучение выполнялось методом, уже отвергнутым традиционной (конвенциональной) лучевой терапией, использующей фотоны и пучки ускоренных электронов. Больной размещался в положении сидя, иногда лежа, на мононаправленном горизонтальном пучке протонов. Для многопольного

(с разных направлений) облучения пациента перемещали, поворачивая под пучком. Такой способ облучения уже с 60-х годов считался недопустимым в конвенциональной лучевой терапии, где поворачивают не больного, а источник излучения вокруг лежащего и зафиксированного больного. Казалось, прекрасные протонные дозные распределения позволят эффективно использовать архаичную манеру облучения. Не получилось — опухоль смещалась, что приводило как к недооблучению части её объёма (неизбежный рецидив или продолженный рост опухоли), так и к облучению здоровых органов и структур, что чревато постлучевыми осложнениями.

Успешно удавалось проводить ПЛТ пациентов лишь с опухолями хорошо «закреплёнными» в теле человека. Из 8,5 тысячи больных, облучённых к 1990 г. во всех экспериментальных центрах [4], 25% имели внутричерепные, однозначно связанные с костными структурами опухоли — при хорошей фиксации головы на лучевой установке удавалось избежать ухода опухоли с пучка при поворотах больного и/или его головы. 55% больных были облучены по поводу злокачественных новообразований глаза и орбиты. По ряду причин эти опухоли наиболее удобно облучать на горизонтальном пучке, что выполняется во всем мире до настоящего времени в клинических центрах ПЛТ. Обе эти локализации опухолей в сумме составляют 2÷3% от всей онкологической заболеваемости (локализаций злокачественных новообразований). Лишь 20% больных, облучённых до 1990 г., имели опухоли других локализаций. Отметим, что этот массив больных удавалось в тот период облучать протонами лишь российским клиницистам, прибегавшим к разного рода ухищрениям и аккумулировавшим бесценный опыт для дальнейшего развития ПЛТ.

Тем не менее, к середине 80-х годов прошлого века клиницистам удалось подтвердить верность предпосылок, сформулированных Р. Вильсоном в 1946 г. На ограниченном контингенте больных было показано, что результаты ПЛТ оказываются лучше, чем результаты фотонного и электронного облучения либо по всем трём основным показателям: проценту локального контроля опухоли, частоте и тяжести постлучевых осложнений, пятилетней выживаемости больных — либо, по крайней мере, по одному из этих показателей. В то же время была достоверно показана несостоятельность принятых технических решений и описанного выше способа протонного облучения — 35-летние попытки ревизии уже устоявшихся методов конвенциональной лучевой терапии не удалась. Достигнутые клинические результаты определили переход от экспериментального этапа исследований к этапу внедрения ПЛТ в клиническую практику, но на новой технической, методической и организационной основе.

Стала ясна необходимость ротации протонного пучка вокруг неподвижно лежащего больного. Была создана установка гантри для многопольного облучения больного в положении лёжа (рис. 2а и 3). Именно

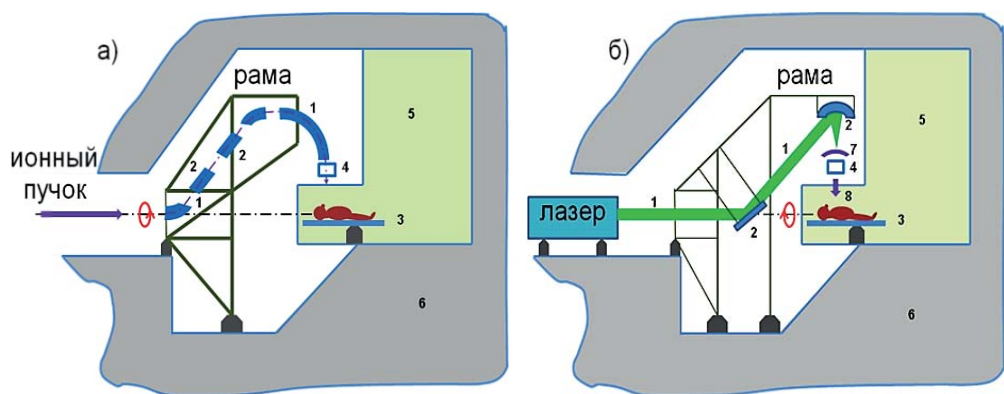


Рис. 2. Сравнение классической схемы гантри и её оптического аналога с лазерным ускорителем. В обоих вариантах рама с размещёнными на ней элементами может поворачиваться на $\pm 180^\circ$.

а). Классическая схема гантри: 1 — поворотные магниты, 2 — квадрупольные линзы, 3 — позиционер, 4 — система формирования дозы, 5 — процедурная комната, 6 — бетонная защита.

б). Лазерный ускоритель и оптическая схема гантри: 1 — лазерный луч, 2 — оптическая система транспортировки и фокусировки лазерного импульса, 3 — позиционер, 4 — система формирования дозного распределения и мониторинга дозы, 5 — процедурная комната, 6 — бетонная защита, 7 — мишень-генератор протонов, 8 — протонный пучок.



Рис. 3. Общий вид гантри со стороны процедурной.

эта установка позволила кардинально расширить сферу применения ПЛТ: от $2\div 3\%$ больных в экспериментальный период до $15\div 20\%$ сегодня. С 1990 г. без этих установок клинические центры ПЛТ не сооружаются, и именно на них облучается до 95% больных. Для подготовки к облучению и для облучения используется вся мощная инфраструктура радиологических отделений: многоаппаратная (рентген, КТ, МРТ, ПЭТ, УЗИ) диагностика и топометрия, специализированное программное обеспечение и информационные

технологии, устройства иммобилизации (фиксации) больного, изощрённые методы контроля за процессом облучения и т.п.

Первый клинический многокабинный центр ПЛТ был создан к 1990 г. в многопрофильном госпитале в г. Лома-Линда, США. При его создании были учтены все успехи и все неудачи, весь опыт, накопленный в мире с 1954 по 1990 г. Основу этого опыта составили результаты, полученные в США и в России. В этих странах к этому времени в пяти экспериментальных центрах ПЛТ (два в США, три в СССР) было аккумулировано 50% и 30% всего мирового клинического опыта соответственно [4].

Основной клинический опыт к 1990-м годам был накоплен примерно равными долями по 25% в трёх экспериментальных центрах ПЛТ: в Беркли, Гарварде и Москве. Именно из этого опыта «растут» сооружаемые во всём мире клинические центры ПЛТ. Не было бы этого опыта — не было бы сегодня современной ПЛТ.

На рис. 4 представлены макеты первого клинического центра ПЛТ в г. Лома-Линда и относительно недавно введённого в строй центра ПЛТ в Германии. Площади, занимаемые ускорителем, каналами транспортировки

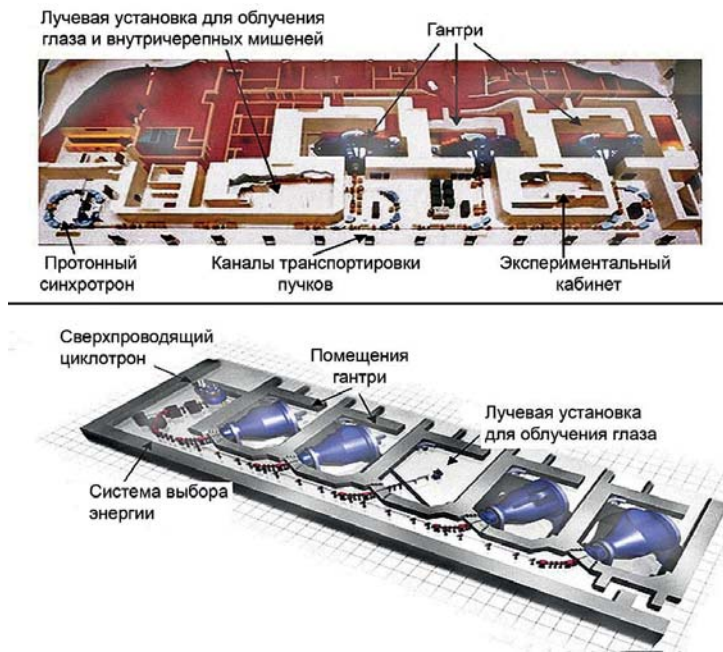


Рис. 4. Макеты многокабинных центров ПЛТ:
– первого в мире центра в г. Лома-Линда (США), введённого в эксплуатацию в 1990 г. — сверху;
– центра «Рикнер» в г. Мюнхен (Германия), вступившего в строй в 2006 г. — внизу.

пучка и каньонами с лучевыми установками, около 2500 кв. м в каждом центре. Время сооружения этих двух центров разделяет почти два десятилетия. Видно, что структура, как и основные требования к клиническим многокабинным центрам практически не изменились — в 35-летний экспериментальный период американские и российские исследователи хорошо поработали. Центры базируются на специализированных медицинских протонных ускорителях (синхротроне или циклотроне), снабжающих пучком протонов несколько лучевых установок, в том числе — несколько гантри; имеют хорошо развитую инфраструктуру, свойственную большим радиологическим отделениям. Требования к клиническим центрам ПЛТ были сформулированы в 1998 г. в рекомендательном докладе МАГАТЭ [5] и с тех пор практически всегда соблюдаются. Хочется отметить, что из 6 европейских и американских экспертов, привлечённых МАГАТЭ к составлению доклада, два специалиста были из ИТЭФ.

Сегодня в мире работает более 70 клинических центров ПЛТ, более 40 — сооружаются [6]. Прогноз на 2032 г. — не менее 1000 функционирующих лучевых установок ПЛТ (~300 центров ПЛТ) [7], что обеспечит в этом виде лечения население развитых стран [6].

Кратко отметим основные тенденции развития ПЛТ сегодня:

- дальнейшее расширение сферы использования ПЛТ;
- создание наряду с многокабинными центрами (годовой поток 1000 и более больных) однокабинных комплексов (один ускоритель, одна лучевая установка гантри, примерно 300 больных в год), рис. 5 [8, 9];

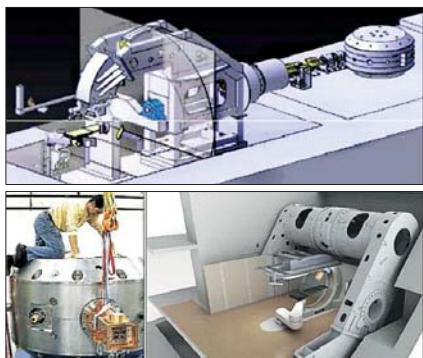


Рис. 5. Однокабинные комплексы ПЛТ.

Вверху — комплекс компании ИВА:
справа — ускоритель, слева — гантри.

Внизу слева — малогабаритный циклотрон
на сверхпроводящем магните.

Внизу справа — малогабаритный
циклотрон на качающейся П-образной
раме над декой с больным.

– использование малогабаритных ускорителей на сверхпроводящих магнитах;

– создание для ПЛТ лазерных ускорителей в комбинации с установками гантри (рис. 26), было впервые предложено российскими исследователями, один из которых — сотрудник ИТЭФ [10, 11];

– совершенствование технологий и методик облучения.

3. Создание Центра ПЛТ ИТЭФ

Инициаторами исследований в области ПЛТ не только в ИТЭФ, но и в стране был великий российский физик-теоретик Исаак Яковлевич Померанчук — академик, руководитель теоретического сектора ИТЭФ. Уже будучи больным, в разговоре с Н.Н. Блохиным (академиком, основателем и директором Института экспериментальной и клинической онкологии, ныне НМИЦО им. Н.Н. Блохина) и А.И. Рудерманом (профессором, руководителем радиологического отделения) он задал вопрос: «Почему меня облучают гамма-лучами, а не протонами? Ведь это эффективнее». Он также рассказал о своих соображениях и об исследованиях, уже идущих в США, академику, основателю и первому директору ИТЭФ А.И. Алиханову и члену-корреспонденту, директору ЛЯП ОИЯИ В.П. Джелепову. Благодаря их настойчивости и поддержке Н.Н. Блохина было принято правительственное решение и началось создание центров ПЛТ в ИТЭФ и ОИЯИ.

В первую очередь было необходимо вывести из ускорителей и подвести к специально сооружённым каньонам медицинские протонные пучки. В ИТЭФ эта задача была решена ускорительным отделом (руководители Л.Л. Гольдин и К.К. Оносовский) совершенно уникальным, не реализованным более нигде в мире способом. Изначально была поставлена, а затем решена, казалось бы, невыполнимая задача — клиницисты и физики-экспериментаторы (а ускоритель создавался именно для экспериментальных исследований) должны работать независимо и одновременно, всегда, когда работает ускоритель. С этой целью на орбите синхротрона У-7 был размещён одновитковый безжелезный быстрый магнит — кикер, «сбрасывающий» в тракт транспортировки медицинского пучка лишь один банч (сгусток частиц) из четырёх, одновременно ускоряемых и с крохотными интервалами следующих по орбите ускорителя друг за другом. Магнитный удар по пучку в нужный момент, по достижении заранее заданной для данного клинического случая энергии частиц (70÷220 МэВ), длился всего 70÷100 нс, что было совсем непросто сделать в те годы. Один банч из четырёх направлялся в тракт медицинского пучка, а оставшиеся на орбите три банча частиц ускорялись далее и использовались физиками-экспериментаторами.

Этот способ использования ускорителя позволил обеспечить одновременную работу экспериментаторов и медицинского пучка и сыграл решающую роль в темпе развития физико-технических (по ночам) и клинических (днём) исследований в Центре ПЛТ ИТЭФ. Во всём мире в экспериментальных центрах ПЛТ время на ускорителе для ПЛТ выделялось «рваными» кусками — 15÷20 дней несколько раз в год. Клиницисты были лишены возможности работать с больными в привычном постоянном режиме, а физики и инженеры не могли планомерно развивать необходимую технику. Постоянный режим работы позволил шести крупнейшим московским клиникам вести в ИТЭФ планомерную работу и обеспечить рекордные

годовые потоки больных, догнав по этому показателю к 1990 г. американских исследователей, начавших исследования на 15 лет раньше.

Одновременно с работами по созданию медицинского пучка в ИТЭФ возводилась первая очередь медицинского корпуса с одной процедурной кабиной, разрабатывалось и изготавливалось (опытным производством института) первое поколение необходимой техники: лучевая установка, системы формирования дозных распределений, средства дозиметрии, системы позиционирования больного и т.п. В 1969 г., фактически через три года после начала работ, врачи Института экспериментальной и клинической онкологии облучили первого больного.

К 1974 г. сооружение и оснащение Центра ПЛТ ИТЭФ было завершено. В корпусе (две очереди строительства) общей площадью около 2000 кв. м в трёх процедурных кабинках были размещены четыре специализированных лучевых установки (для облучения опухолей различных локализаций) и вся необходимая инфраструктура: пульты управления, рабочие места персонала, холлы ожидания для больных и т.п. (рис. 6) [3].

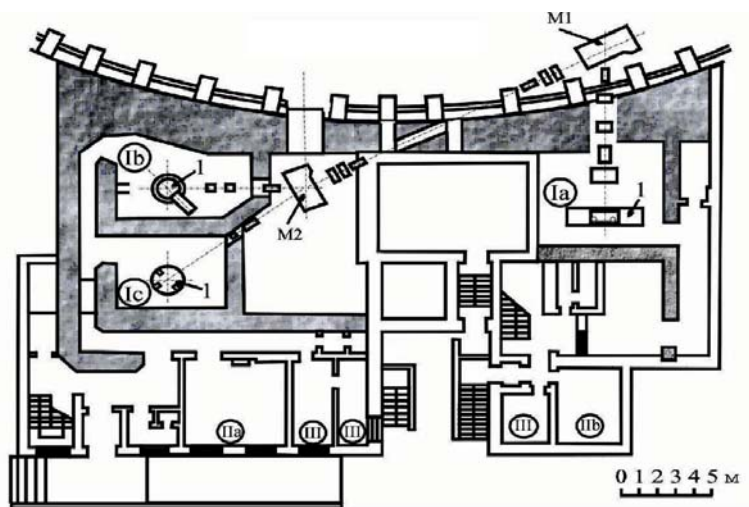


Рис. 6. План основного этажа трехкабинного центра протонной лучевой терапии ИТЭФ.

M1, M2 — поворотные магниты трактов медицинского протонного пучка; Ia, Ib, Ic — процедурные кабинки с 4-мя лучевыми установками; IIa, IIb — пульты управления пучком и лучевыми установками; III — комнаты врачей и холлы ожидания больных.

До 1990 г. — момента создания первого клинического центра в г. Лома-Линда, США — Центр ПЛТ ИТЭФ являлся крупнейшим в мире, единственным многокабинным центром, где последовательно подключились к

работе в постоянном непрерывном режиме шесть клиник. Случай беспрецедентный — все остальные экспериментальные центры в мире имели по одной процедурной кабине с одной лучевой установкой, где работали врачи одного госпиталя 2÷4 раза в год по 15÷20 дней.

4. Исследования в Центре ПЛТ ИТЭФ

Исследования проводились в Центре ПЛТ ИТЭФ с момента его ввода в эксплуатацию в 1969 г. (облучение первого больного) по настоящее время по следующим четырём направлениям:

- проведение клинических исследований (ПЛТ больных);
- разработка новых поколений аппаратно-программного обеспечения;
- использование протонного пучка для исследований в других (не медицинских) областях науки и техники;
- разработка новых проектов.

Клинические исследования законодательно являются обязательным этапом работы с любыми видами новой медицинской техники перед введением их в рутинную практику в лечебных учреждениях. Всё многолетнее (1969÷2012 г.) лечение больных осуществлялось в рамках клинических исследований врачами шести крупнейших московских клиник:

- Национального медицинского исследовательского центра онкологии (НМИЦО) — В.Н. Киселевой, Г.В. Макаровой, Е.И. Минаковой, Г.Д. Монзуль;
- Российского научного центра рентгенрадиологии (РНЦРР) — Е.В. Хмелевским;
- Национального медицинского исследовательского центра эндокринологии (НМИЦЭ) — Е.И. Маровой, Л.Е. Кирпатовской;
- Московского научно-исследовательского института глазных болезней им. Гельмгольца (МНИИ ГБ) — Г.Д. Зарубей, А.Ф. Бровкиной, С.В. Саакян, Ю.И. Бородиным;
- Научно-исследовательского института нейрохирургии им. Н.Н. Бурденко — В.А. Крымским;
- Московской городской онкологической больницы № 62 (МГОБ 62) — Н.А. Новиковой, С.А. Беловым.

Подобные исследования всегда выполняются в теснейшем взаимодействии врачей и медицинских физиков. Все этапы лечения (подготовка курса лечения и собственно облучение больного) осуществляются объединённой бригадой: врач и 1–2 медицинских физика. Этот вид совместной работы являлся сложнейшим в деятельности отдела медицинской физики ИТЭФ. Трудности определялись не только и не столько высоким технологическим уровнем ПЛТ и степенью ответственности (ошибки зачастую фатальны и непоправимы), сколько разницей в образовании и менталитете врачей и физиков. Особенно остро это ощущалось в первые годы работы.

Врачи шести клиник совместно с медицинскими физиками ИТЭФ за 43 года клинических исследований провели лечение около 4500 больных. Этот массив больных даже сегодня, когда в мире работает более 70 крупных госпитальных центров ПЛТ, составляет 3,5% от общего количества облученных протонами. [6].

Каждая из перечисленных ранее клиник проводила лечение «своих» профильных больных: НМИЦО, РНЦРР, МГОБ № 62 — общая онкология, различно локализованные опухоли; МНИИ ГБ им. Гельмгольца — опухоли глаза и орбиты; НМИЦ нейрохирургии им. Н.Н. Бурденко — внутричерепные опухоли; НМИЦ эндокринологии — нормальной и опухолевой гипофиз.

Особенно следует подчеркнуть, что в период 1969÷1990 г., когда в мире проводили ПЛТ больных только с внутричерепными опухолями и опухолями глаза и орбиты, российские клиницисты НМИЦ онкологии им. Н.Н. Блохина и РНЦРР облучали значимые группы больных с опухолями других локализаций, занимавших высокие рейтинговые позиции в структуре онкологической заболеваемости: рак предстательной и молочной желез, рак шейки матки, метастазы в легких и т.п. Тем самым, российские клиницисты уже тогда создавали основу для дальнейшего развития и расширения сферы использования ПЛТ. В те годы это была пионерская и очень непростая работа как для клиницистов, так и для физиков.

К сожалению, клинические исследования в ИТЭФ были остановлены в 2012 году по независящим от медиков и физиков причинам.

Разработка новых поколений аппаратного и программного обеспечения велась все годы одновременно и параллельно с клиническими исследованиями. Удивительно, но поддержка Минздрава и Росатома не прекращалась и в лихие 90-е годы. Именно в это десятилетие было разработано, изготовлено и введено в эксплуатацию уже третье поколение 4-х лучевых установок. Оно разрабатывалось совместно конструкторами ИТЭФ и ИФВЭ (Л.М. Павлонским, В.И. Люлевичем, В.Я. Медведем) и изготавливалось опытным производством ИФВЭ (рис. 7). Разрабатывались вошедшие сегодня в рутинную практику ПЛТ лазерные, телевизионные, рентгеновские системы прецизионного (субмиллиметрового) позиционирования больных перед облучением, специализированное программное обеспечение. В частности, создавались собственные и адаптировались зарубежные программы для выполнения очень важного, обязательного этапа лучевого лечения — разработки индивидуальных дозно-анатомических планов облучения (В.М. Бреев, А.С. Туровский, И.Н. Канчели).

Отдельной и очень непростой задачей, выполнение которой продолжается и сегодня, является разработка систем формирования дозных распределений и аппаратуры клинической дозиметрии. Рамки статьи не позволяют вдаваться в технические детали, поэтому определим лишь то, в чём состояла сложность проблемы. Пространственная точность формируемых



Лучевая установка для облучения внутричерепных злокачественных опухолей.



Облучение больного с внутричерепным злокачественным новообразованием.



Облучение глазной сферы больного.



Облучение предстательной железы больного.

Рис. 7. Центр ПЛТ ИТЭФ. Облучение больных на лучевых установках.

индивидуальных (для каждого больного) дозных распределений обязана быть субмиллиметровой. Столь же точными должны быть инструменты измерения дозных распределений. Требования к точности измерения поглощённой дозы, измеряемой в греях ($1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/1 кг}$ — ничтожная энергия; за сеанс облучения обычно отпускается 2 Гр , за курс облучения — $60 \div 70 \text{ Гр}$), составляет $\pm 3 \cdot 10^{-2}$.

На всё это накладывалась недопустимость, фатальность и непоправимость ошибки. Экспериментальная физика к тому времени не сталкивалась, пожалуй, с подобной задачей. Кроме того, привычные для лучевой терапии (и для экспериментальной физики) измерения дозы

(например, с помощью ионизационных камер) не могли использоваться из-за высокой импульсной интенсивности пучка ($10^9 \div 10^{10}$ частиц за $70 \div 100$ нс). Сигнал ионизационной камеры становился критически нелинейным (из-за объёмной рекомбинации) и зависел от интенсивности пучка, поэтому необходимая точность не могла быть обеспечена. Но и эта задача не сразу и не быстро, но была решена М.Ф. Ломановым, Д.Ф. Ничипоровым, В.Е. Лукьяшиным и В.И. Костюченко.

В начале XXI века Центр ПЛТ ИТЭФ обладал, пожалуй, всеми атрибутами (за исключением лучевой установки гантри) современных клинических (не экспериментальных) центров ПЛТ. Необходимо отметить, что очень многие исследования и разработки выполнялись в тесном сотрудничестве с зарубежными специалистами. Много лет ИТЭФ работал со шведскими учёными Института Густава Вернера г. Уппсала. По много недель совместно российско-шведские команды работали то в Москве, то в Уппсале. Много было сделано вместе со швейцарскими (Институт Пауля Шеррера), итальянскими (проект TERA) и американскими (Берклиевская лаборатория, Лос Аламос, Массачусетский госпиталь и Гарвардская циклотронная лаборатория) учёными. Все это легло в основу создания будущих клинических центров ПЛТ.

Использование протонного пучка для исследований в других (не медицинских) областях науки и техники. С конца 70-х годов медицинский протонный пучок активно использовался для исследований в других областях науки и техники. Целый ряд организаций и предприятий по ночам проводили материаловедческие исследования на радиационную стойкость, проводились испытания электронных блоков и комплектующих, предназначенных для работы в космосе и в радиационно опасных районах и т.п. Изделия размещались на пучке, не очень просторные пультовые забивались аппаратурой мониторинга функционирования изделия в режиме реального времени по мере набора дозы (радиационных повреждений). Многие изделия, прошедшие через Центр ПЛТ ИТЭФ, ушли в космос и, вероятно, сегодня ещё «висят» на орбитах.

Новые проекты. Кратко расскажем о четырёх наиболее значимых, инициированных ИТЭФ в XXI веке проектах. Они выполнялись либо самостоятельно, либо под руководством нашего института, либо совместно с партнерами.

1. После публикации российскими исследователями предложения об использовании лазерных ускорителей протонов для ПЛТ [10, 11] в Японии был открыт проект Laser Valley. Два сотрудника ИТЭФ (Г.И. Кленов и В.С. Хорошков) входили в состав дирекции и оргкомитета этого проекта. За несколько лет были определены задачи, которые необходимо решить для реализации идеи, проработан ряд возможных технических решений

(в частности, совмещение гантри с лазерным ускорителем, рис. 2б), возможные схемы монохроматизации протонного пучка («болезнь» место лазерных ускорителей — широкий энергетический спектр пучка), показана необходимость увеличения частоты импульсных «посылок» мощных лазеров и т.п. Сегодня эти исследования продолжаются во многих лабораториях мира [12].

2. В 2006-2012 г. Росатом и Правительство Москвы поручили ИТЭФ выполнить проект первого в стране клинического центра ПЛТ при ГКБ им. С.П. Боткина (рис. 8). Пятнадцать российских предприятий, работавших под руководством ИТЭФ, в 2010 году завершили проект, в 2012 г. было получено положительное решение Госэкспертизы. Проект полностью отечественного производства ждёт своей реализации [13].



Рис. 8. Центр ПЛТ при ГКБ им. С.П. Боткина (проект).
Вверху — схема размещения оборудования.
Внизу — здание центра (компьютерная графика).

3. В 2016 году ПИЯФ и наш институт инициировали разработку проекта специализированного онкофтальмологического комплекса (облучение опухолей глаза и орбиты — это, пожалуй, самая сложная технология ПЛТ) для его реализации на действующем циклотроне ПИЯФ. В 2017 году этим институтам удалось разработать Медико-технические требования на комплекс и его основные составляющие, проработать часть эскизных проектов и

рабочей документации для изготовления оборудования. В частности, был спроектирован один из основных элементов комплекса — кресло для позиционирования и облучения больного (рис. 9). Кресло является сложнейшим электромеханическим устройством, обеспечивающим как совместные, так и независимые перемещения отдельных его элементов (сиденья, подголовника, ложементов для рук и ног) по всем степеням свободы с точностью 100 мкм.

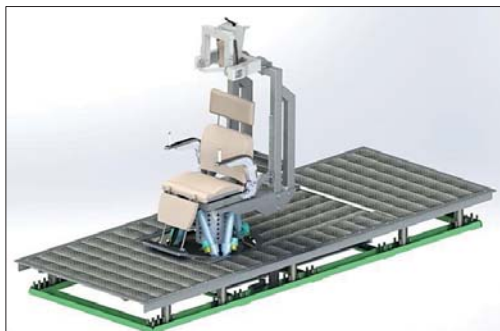


Рис. 9. Общий вид кресла-позиционера для онкоофтальмологического комплекса при циклотроне ПИЯФ.

Проект продолжается. Планируется завершить создание комплекса в 2021 г., сертифицировать его и приступить к клиническим испытаниям. Комплекс полностью отечественного производства, пригоден для тиражирования как для российского здравоохранения, так и на экспорт.

4. В начале XXI века наряду с многокабинными клиническими центрами начали создаваться однокабинные комплексы ПЛТ на поток 300÷350 больных в год (рис.5) [8, 9]. Тенденция крайне важная и, вероятно, открывающая новый этап внедрения ПЛТ в практическое здравоохранение. Однокабинные комплексы были востребованы давно для оснащения малых и средних госпиталей и радиологических отделений, которых в десятки раз больше крупных клиник, способных приобретать и использовать многокабинные центры ПЛТ. Эта невероятно масштабная востребованность долгие годы сдерживалась лишь экономическими соображениями — лечение в однокабинных комплексах оказывалось существенно дороже, чем в многокабинных центрах. Однако новые технические решения позволяют сделать стоимость лечения в однокабинных комплексах разумной. Оснащение малых и средних госпиталей подобной техникой может перечеркнуть все указанные ранее прогнозы [7], и темп внедрения ПЛТ в практическое здравоохранение многократно возрастет. Однокабинные комплексы пока ещё не лишены некоторых недостатков — большой нейтронный фон, гантри с неполной ротацией ($\pm 100^0 \div 110^0$) и т.п. В нашем институте, учитывая явную перспективность нового направления, разработано техническое решение по созданию подобного комплекса, лишённого таких недостатков. Это решение здесь не представлено, поскольку проходит процедуру патентования.

Подводя итог, отметим:

– первый в мире многокабинный центр ПЛТ был сооружён в ИТЭФ к 1974 г.;

– Центр ПЛТ ИТЭФ оказался единственным из десяти экспериментальных центров в мире, где с 1969 по 2012 годы было обеспечено круглогодичное непрерывное проведение клинических исследований с 1969 г. по 2012 г.;

– с 1970-х годов ИТЭФ в сотрудничестве с российскими и зарубежными исследователями разработал, изготовил и эксплуатировал три поколения оборудования для ПЛТ и выполнил ряд проектов центров и комплексов ПЛТ;

– к 1990 году шесть московских больниц, работавших в ИТЭФ, аккумулировали 25% мирового клинического опыта ПЛТ (1945 больных); всего в центре ПЛТ ИТЭФ проведено лечение около 4500 больных.

За время исследований отделом медицинской физики было опубликовано более 250 научных работ, в т.ч. — более 50 зарегистрировано в РИНЦ и Scopus. Исследования, заложившие основы современной ПЛТ, продолжаются.

Завершая статью, необходимо ещё раз воздать должное всем российским пионерам ПЛТ, многие из которых уже ушли от нас. Они достойны того, чтобы несколько перефразируя слова В.С. Высоцкого, сказать: «Представ перед Всевышним, им есть, чем отчитаться перед Ним».

Литература

1. Wilson R.R. *Radiology*, 1946, v. 47, p. 128.
2. Abasov V.I., Astrakhan V.V., Blokhin N.N. et al. Дубна, ОИЯИ, 1971, Е-5854.
3. Гольдин Л.Л., Воронцов И.А., Хорошков В.С., Минакова Е.Л. М., ИТЭФ, 1988, препринт № 102.
4. Proton Therapy Cooperative Group. PTCOG, Newsletters, 1990, № 6.
5. Report of the Advisory Group Meeting on the Utilization of Particle Accelerators for Proton Therapy. IAEA, Headquarters, Vienna. 1998, F1-AG-1010.
6. Particle Therapy Cooperative Group. <http://www.ptcog52-58.org/>.
7. www.csintell.com/marketr.html.
8. MEVION medical system. <http://www.mevion.com/>
9. Ion Beam Application Proton Therapy. <https://iba-worldwide.com/proton-therapy>.
10. Bulanov S.V., Khoroshkov V.S. PTCOG, 2002, № 29, p. 10.
11. Буланов С.В., Хорошков В.С. *Физика плазмы*, 2002, т. 28, № 5, с. 493.
12. Буланов С.И., Вилкенс Я.Я., Есиркепов Т.Ж. и др. *УФН*, 2014, т. 184, № 12, с. 1265.
13. Кленов Г.И., Козлов Ю.Ф., Хорошков В.С. *Медицинская физика*, 2010, № 2, с. 45.

Разработка и выпуск оборудования для клинических центров позитронной эмиссионной томографии

Г.Г. Шимчук

Введение

Развитие методов радионуклидной диагностики, базирующихся на использовании ЭВМ и малогабаритных ускорителей, привело к широкому применению позитронной эмиссионной томографии (ПЭТ) в медицинской диагностике и медико-биологических исследованиях. ПЭТ основан на использовании радиофармпрепаратов (РФП), меченных позитрон-излучающими радионуклидами. Использование таких радионуклидов в ядерной эмиссионной диагностике потребовало создания принципиально новых диагностических установок (томографов). На рис. 1 показано, как работает такой томограф.

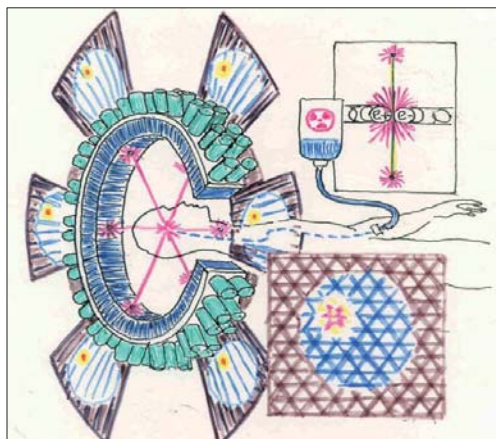


Рис. 1. Схема, объясняющая принципы работы ПЭТ-томографа.

Введенный пациенту РФП участвует в метаболических процессах организма человека, накапливаясь в отдельных органах и тканях. При распаде радионуклида излучается позитрон с небольшой энергией (не более $1\div 2$ МэВ), который аннигилирует с электроном, образуя два гамма-кванта с энергией 511 кэВ, разлетающихся строго в противоположных направлениях. Детектирующая система томографа представляет собой кольцо, по всей длине

которого устанавливается большое количество сцинтилляционных детекторов для регистрации аннигиляционных гамма-квантов. Вспышки света в сцинтилляторах при попадании в них гамма-квантов регистрируются с помощью фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), сигнал с которых поступает на электронику сбора и обработки данных. Здесь сигнал подвергается амплитудному анализу и отбору совпадающих по времени событий. Парные совпадающие события затем подвергаются программной обработке, позволяющей реконструировать изображение распределения РФП в различных сечениях организма человека. Возможно получение и объёмных изображений.

В группе позитрон-излучающих радионуклидов находятся весьма перспективные для диагностики и фундаментальных исследований «биогенные», естественные для человеческого организма радионуклиды, такие как углерод-11, азот-13, кислород-15 и аналог водорода фтор-18. РФП, меченные такими нуклидами, не вносят изменений в биохимические и метаболические процессы организма человека. Кроме того, для таких РФП характерна высокая удельная концентрация и малое количество носителя, что определяет весьма высокую чувствительность ПЭТ-метода. Среди методов функциональной диагностики, к которым он относится, ПЭТ обладает наиболее высоким пространственным разрешением и на порядок более высокой чувствительностью по сравнению со всеми остальными. Поэтому метод позволяет производить исследования и в динамике, наблюдая за процессами обмена организма человека во времени с интервалом всего в несколько десятков секунд. Такая информация в ряде случаев позволяет существенно облегчить постановку диагноза пациенту. Не менее важным является и тот факт, что ПЭТ-метод позволяет давать не только качественную, но и количественную оценку нарушений в функциях тех или иных органов и тканей. Следует отметить, что используемые для ПЭТ-диагностики радионуклиды характеризуются малыми временами жизни, что позволяет существенно снизить дозовые нагрузки на пациентов и медицинский персонал. В частности, ПЭТ-исследованиям с гораздо меньшим риском могут подвергаться дети и беременные женщины. Экологическая «чистота» ПЭТ-технологии также самая высокая среди ядерных методов диагностики.

Таким образом, ПЭТ-метод дает возможность наблюдать функциональные нарушения организма в статике и динамике и по зарегистрированным нарушениям в метаболизме различных соединений (аминокислот, сахаров, нейрорецепторов и т.д.) позволяет на ранних стадиях выявлять сложные заболевания в области онкологии, кардиологии, неврологии и других сферах медицины. Не меньшее значение имеет ПЭТ и для проведения фундаментальных исследований в медицине и биологии, для исследований в фармакокинетике.

Малые времена жизни, характерные для большинства позитрон-излучающих радионуклидов (единицы–десятки минут), требуют наличия в составе госпитально-дислоцированных ПЭТ-центров следующего достаточно сложного и дорогого оборудования:

- ускорителя для наработки позитрон-излучающих нуклидов;
- мишенной системы для получения и выделения этих нуклидов;
- радиохимической лаборатории для синтеза и анализа РФП;
- ПЭТ-сканера (одного или нескольких) для проведения диагностических и других исследований.

Всё это обусловило довольно высокую стоимость ПЭТ-метода, что существенно сдерживало внедрение его в клинику, особенно в первые 15÷20 лет. В эти годы большинство специалистов считало, что ПЭТ должен использоваться в основном для исследований фундаментальных проблем медицины и биологии. Однако за более чем 30-летний период метод успешно прошёл стадию экспериментальных исследований, продемонстрировал свои широкие возможности для клинической диагностики и в последние годы активно внедряется в клиническую практику.

На рис. 2 слева представлен прогноз, сделанный западными специалистами (Frost & Sullivan) ещё в 1994 г., о месте ПЭТ среди всех методов диагностики. По их мнению, уже к 2005 году доля ПЭТ-исследований в клинической компьютерной диагностике должна была составить не менее 5÷7 %, что было бы сравнимо с долей метода ОФЭКТ, наиболее широко используемого в ядерной диагностике в настоящее время. Те же специалисты сделали прогноз и о доле процедур ПЭТ-диагностики в различных разделах медицины в общем числе ПЭТ- исследований. Данные такого анализа и

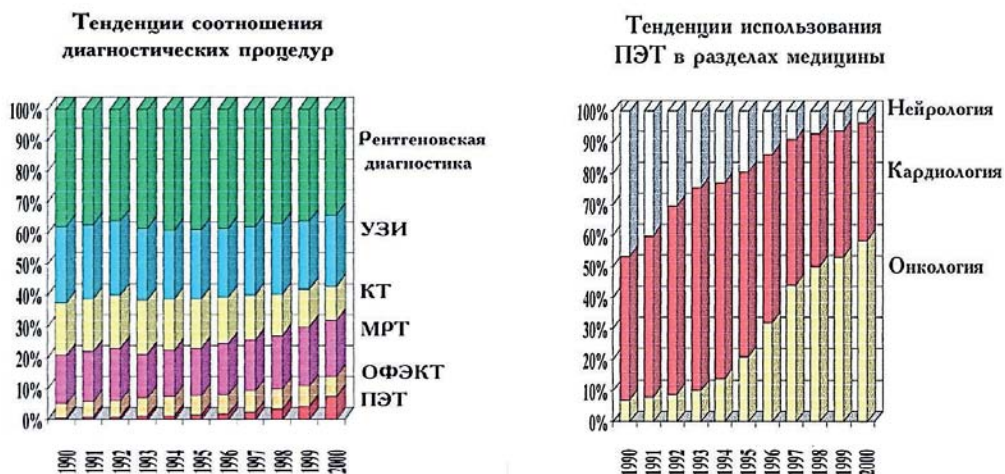


Рис. 2. Прогноз тенденций развития метода ПЭТ.

прогноза представлены на диаграмме рис. 2 справа. Как видно из диаграммы, применимость ПЭТ-метода в онкологии должна была расти и к 2000 году составить более 50% от всего количества ПЭТ-исследований. Сегодня можно констатировать, что сделанные более 25 лет назад прогнозы не только оправдались, но и превысили ожидаемые значения, как в доле ПЭТ-диагностики во всей клинической диагностике, так и по сравнению с методом ОФЭКТ.

Отмеченные выше преимущества ПЭТ обусловили рост количества ПЭТ-центров в большинстве стран мира, особенно в двухтысячные годы. В настоящее время в мире функционирует более 2500 медицинских организаций, осуществляющих ПЭТ-исследования, в том числе более 500 из этих ПЭТ-центров имеют собственные ускорители для производства ПЭТ-радионуклидов для синтеза РФП. Основное количество ПЭТ-центров приходится на наиболее развитые страны. В России лишь в последние 10 лет стали создаваться такие центры за счёт закупок импортного оборудования. Сегодня в стране создано более 30 ПЭТ-центров, но только в одном из них, в РНЦРХТ (С.-Петербург), используется оборудование отечественного производства: циклотрон МГЦ-20, мишенные системы, защитные боксы и автоматизированные блоки для синтеза РФП.

1. Состояние разработок оборудования для ПЭТ-центров в России

В России исследования в области ПЭТ были начаты в середине 80-х годов в ИТЭФ, НИИЭФА им. Д.В. Ефремова и в ИАЭ им. Курчатова. В этих институтах в начале 90-х годов была начата разработка комплекса оборудования, необходимого для ПЭТ-центров. В настоящее время работы продолжаются в основном в ИТЭФ и НИИЭФА, где к сегодняшнему дню находится в различной стадии готовности узлы оборудования, необходимого для полноценного функционирования ПЭТ-центров. Это оборудование было разработано и изготовлено либо на собственной базе, либо с участием ряда других отечественных организаций.

1.1. Ускоритель. При участии ИТЭФ в конце 90-х годов НПЦ «ЛУЦ» НИИЭФА разработал и изготовил первый отечественный ускоритель для ПЭТ-центров. На его основе НПЦ «ЛУЦ» НИИЭФА освоил производство двух ускорителей для ПЭТ-центров — СС-12 и СС-18. На рис. 3 показана фотография циклотрона СС-12, а в табл. 1 представлены проектные параметры и характеристики разработанных циклотронов.



Рис. 3. Циклотрон СС-12.

Табл. 1. Параметры циклотронов СС-12 и СС-18.

Основные технические характеристики циклотронов			
		СС-12	СС-18/9
Ускоряемые частицы	-	H ⁻	H ⁻ /D ⁻
Энергия ионов	МэВ	11	18/9
Средний ток пучка	мкА	50	100/50
Электромагнит: масса	т	10	20
	диаметр полюса	см	90
Количество мишеней		2	3÷6
Ускоряющая система		2 дуанта	2 дуанта
Ускоряющее напряжение	кВ	35	35
Радиотехническая частота	МГц	76,4	38,2
Источник ионов (внешний)		CUSP	CUSP

1.2. Оборудование для синтеза РФП. В ИТЭФ разработаны, изготовлены и отлажены головные образцы блоков для автоматизированного радиохимического получения нуклидов и синтеза РФП. В их составе:

- блок синтеза жирных кислот, меченных углеродом С-11;
- блок синтеза фтордезоксиглюкозы (ФДГ), меченной фтором Ф-18;
- блок синтеза N-13-аммония;
- блок метилирования соединений на основе углерода С-11.

На эти блоки (за исключением блока синтеза N-13-аммония) получены регистрационные удостоверения изделий медицинской техники.

Следует отметить, что препарат С-11-натрия бутират (С-11 — масляная кислота) является оригинальной отечественной разработкой, клинические испытания которого показали его высокую перспективность для диагностики в онкологии, кардиологии и других областях медицины. К настоящему времени в ПЭТ-центрах России (Центр ССХ им. Бакулева в г. Москва, РНЦ РХТ в г. С.-Петербург и др.) выполнено более десяти тысяч ПЭТ-исследований пациентов, имеющих различные новообразования, с использованием РФП, полученных на отечественных блоках синтеза.

В качестве примера на рис. 4 представлена фотография первого блока автоматизированного синтеза РФП, на который получено регистрационное удостоверение ещё в 2006 году.



Рис. 4. Фотография блока автоматизированного синтеза С-11 — масляной кислоты.

1.3. ПЭТ-сканер (томограф). В ИТЭФ в 90-е годы прошедшего столетия был разработан, изготовлен и налажен первый полномасштабный макет отечественного ПЭТ-сканера «ПОЗИТОМ-МФ». В табл. 2 представлены его основные технические характеристики в сравнении с ПЭТ-сканерами, выпускавшимися ведущими зарубежными фирмами в этот период, а на рис. 5 — его фотография.

Табл. 2. Характеристики ПЭТ-сканера «ПОЗИТОМ-МФ».

Показатель	ПОЗИТОМ-МФ	ECAT ART (Siemens)	ADVANCE (GE USA)
Диаметр детектирующ. кольца, мм	1080	820	927
Тип детектора	BGO	BGO	BGO
Размер детектора, мм	9x18x30	6,75x6,7x20	4x8x30
Число детекторов на 1 кольцо, шт	144	176	672
Заполнения кольца детекторами, %	36	48	95
Количество колец, шт	2	24	18
Общее количество детекторов, шт	288	4224	12096
Общее количество ФЭУ, шт	288	264 (528)	672
Число одновременных срезов	3	47	35
Пространственное разрешение, мм	8,5	6,3 ÷ 6,8	4,2 ÷ 6,2
Толщина отдельного среза, мм	9	3,38	2,0 ÷ 4,0
Время сбора информации, мин	5 ÷ 8	5 ÷ 10	4,25
Диаметр тоннеля пациента, мм	580	600	590
Аксиальный размер поля измер., мм	36	162	152

На этом томографе в тестовых исследованиях были получены изображения сердца (рис. 6) и головного мозга здоровой собаки с использованием С-11 — масляной кислоты.

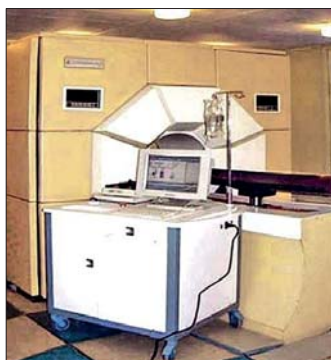


Рис. 5. Томограф «ПОЗИТОМ-МФ».

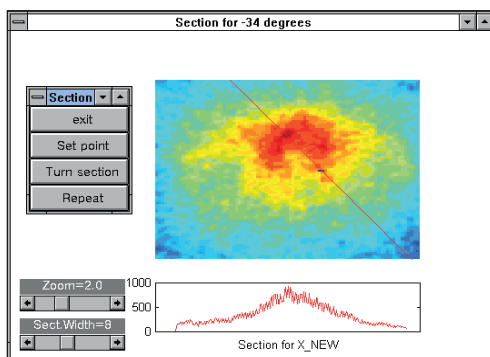


Рис. 6. Томограмма сердца здоровой собаки.

1.4. Вспомогательное оборудование и технологии. Для обеспечения нормальной эксплуатации ПЭТ-центры должны быть обеспечены необходимыми вспомогательными устройствами и приспособлениями. К их числу относятся калибровочные источники и радиоактивные фантомы для детектирующего кольца томографа и др. В случае постоянной закупки такого оборудования и материалов за рубежом стоимость эксплуатации центра может быть весьма высокой. Гораздо выгоднее иметь в России производство, способное не только обеспечить потребности отечественного рынка, но и выйти на зарубежный, где потребность в такой продукции сегодня высока.

ИТЭФ инициировал разработку такого оборудования на предприятии ЗАО «Циклотрон» (г. Обнинск). На сегодняшний день там освоена технология изготовления калибровочных Ge-Ga источников для калибровки кольца детекторов. Это же предприятие совместно с ИБФ МЗ РФ разработало Ge-Ga генератор для обеспечения фантомных исследований на ПЭТ-сканерах.

2. Перспективы и выводы

Поскольку стоимость ПЭТ-центра с собственным ускорителем довольно высокая, внедрение в клинику этого весьма перспективного метода идет не теми темпами, которого он заслуживает. Ведутся поиски решения этой экономической проблемы. Одним из возможных выходов является использование генераторных позитрон-излучающих нуклидов, когда можно обойтись без специального ускорителя и радиохимической лаборатории в госпитале. К числу таких генераторов, которые могли бы доставляться в клиники и широко использоваться в рутинной диагностике, относятся генераторы Rb-82, Ga-68, I-122, Cu-62 и др. Технология производства таких генераторов в России не только возможна, но для многих из них уже разработана. Расширение сферы использования ПЭТ-метода могло бы

осуществляться за счёт использования позитрон-излучающих аналогов однофотонных радионуклидов, широко используемых в настоящее время в клинической ядерной диагностике. Поэтому в ИТЭФ были разработаны и экспериментально опробованы технологии получения более десятка «небиогенных» позитрон-излучающих нуклидов (In-110, Cu-61, Cu-64, Co-55, Fe-52, Ni-45 и др.), периоды полураспада многих из которых довольно велики и которые могли бы доставляться в клиники, не располагающие собственными ускорителями. Кроме того, использование таких нуклидов позволяет не только существенно расширить возможности ПЭТ-диагностики в клинической практике, но и предложить новые перспективные методики («*in vivo*» дозиметрия в радиотерапии и радиоиммунологии, изучение распределения микроэлементов в организме, токсикологические исследования).

В России продолжают работы по созданию наукоёмкого современного медицинского оборудования, ведутся перспективные разработки и исследования и ещё сохранена кооперация научных, производственных и медицинских учреждений, заинтересованных во внедрении и развитии ПЭТ в РФ и других странах СНГ.

Разработка метода быстрого выявления канцерогенных веществ

В.М. Бяков, С.В. Степанов, О.П. Степанова

1. Актуальность проблемы

Основная причина роста онкологических заболеваний — воздействие химических канцерогенов. Поэтому создание быстрого метода выявления канцерогенно опасных веществ представляет собой насущную задачу. ИТЭФ включился в её решение и в 2007 г. получил патент на способ тестирования веществ на канцерогенность, более эффективный по сравнению с конкурирующими. Метод базируется на наблюдении за поведением позитронов в самом испытуемом веществе или в веществе, моделирующем внутриклеточную среду [1].

2. Сущность позитронного метода

Позитроны имплантируются в вещество из заключенной в тонкую майларовую оболочку микрокрупинки, содержащей β^+ -активные атомы. Так, микрокрупинка соли $^{22}\text{NaCl}$ служит источником позитронов со средней энергией 240 кэВ: $^{22}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{Ne} + e^+ + \nu$. Если исследуемое вещество жидкое, его заливают в ампулу, а если хотят исследовать твёрдый материал, то им с двух сторон обкладывают позитронный источник. Ампулу или «сэндвич» с позитронным источником помещают в спектрометр.

В исследуемом образце позитрон расходует свою энергию в основном на ионизацию его молекул. Максимальная плотность потерь достигается на конечном участке трека, в области пика Брэгга. Там затормозившийся позитрон оказывается в окружении нескольких десятков ион-электронных пар. Рекомбинируя друг с другом, электроны и ионы превращаются частично в исходные молекулы. Позитрон конкурирует с ионами за захват электрона. При благоприятной встрече образуется одна из двух разновидностей атома позитрония (Ps): ortho-Ps или para-Ps [4].



Поскольку вероятности образования o-Ps и p-Ps находятся в соотношении 3:1 и время жизни o-Ps на порядок больше, чем у p-Ps, то o-Ps обычно является экспериментально легко наблюдаемым соединением. Этот механизм образования Ps был обнаружен в ИТЭФ в 1973 г. [4]. Он является первой

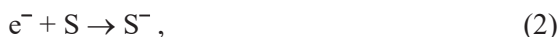
опорой предложенного метода [1, 5, 6]. Двумя остальными являются следующие факты:

а) химические канцерогены в подавляющем большинстве суть сильные электрофилы, то есть вещества, отличающиеся особенно высоким сродством к электрону [2];

б) электрофильность канцерогенно опасной молекулы, находящейся в углеводородной среде, проявляется как её способность эффективно захватывать один из квазисвободных электронов [3]; основываясь на данном факте, определяют канцерогенность химического соединения, находящегося в виде малой добавки в циклогексане, моделирующем внутриклеточную среду. Для этого используется установка импульсного радиолиза [3]. Такой способ требует наличия ускорителя электронов, оснащённого дорогостоящей измерительной аппаратурой, громоздкой защиты от радиации, высоко квалифицированного персонала.

Всё это побудило нас предложить метод испытания вещества на канцерогенность, состоящий из облучения испытуемого вещества позитронами с последующим определением доли образовавшихся атомов позитрония от общего количества имплантированных позитронов [1, 5, 6, 8].

Из реакции (1) видно, что если в изучаемую среду, через которую проходят позитроны, ввести электронный акцептор — вещество S, способное перехватывать электроны:



то оно будет подавлять образование Ps. В результате вероятность образования позитрония, I_{Ps} (кратко — выход), будет уменьшаться по мере роста концентрации c_S акцептора S [4]:

$$I_{Ps}(c_S=0)/I_{Ps}(c_S) = 1 + q_S c_S. \quad (3)$$

Величину q_S , показывающую, насколько сильно в растворе акцептора S концентрации c_S (размерность c_S — моль/литр, М) выход $I_{Ps}(c_S)$ падает по сравнению с выходом $I_{Ps}(c_S=0)$ в чистом растворителе, называют коэффициентом ингибирования образования Ps. Он тем выше, чем эффективнее растворенное вещество S захватывает квазисвободные электроны, то есть чем больше так называемая константа $k(e^{-} + S)$ скорости реакции (2): $q_S \sim k(e^{-} + S)$ (ее размерность $M^{-1}c^{-1}$). Эту константу определяют в опытах по импульсному радиолизу.

3. Экспериментальные результаты

Рис. 1 (слева) демонстрирует тождественность результатов позитронных и ускорительных испытаний на электрофильность ряда химических соединений, растворённых в циклогексане — жидкости, использованной в [3] в качестве модели внутриклеточной среды.

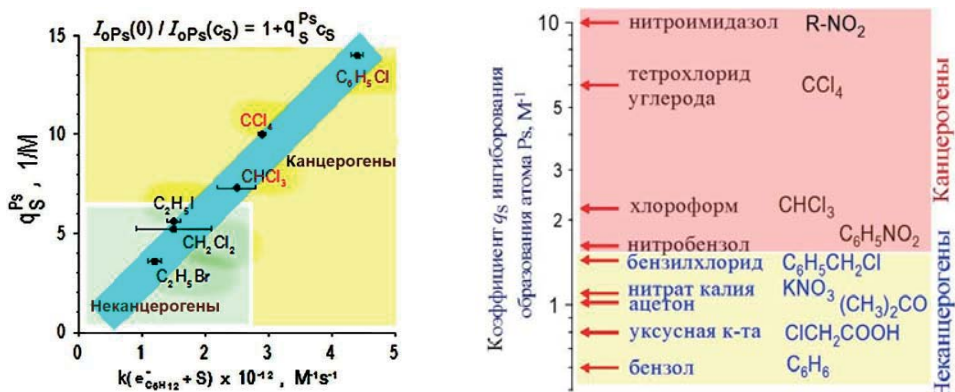


Рис. 1. Результаты испытаний химических соединений на электрофильность в циклогексане (слева) и в этаноле (справа) по их коэффициентам ингибирования образования Ps [5,6].

Из рисунков видно, что значения коэффициентов ингибирования Ps и констант реакции (2) пропорциональны друг другу и потому одинаково способны характеризовать степень электрофильности, а следовательно, и канцерогенность электронных акцепторов. Порядок следования найденных нами коэффициентов подавления образования Ps химическими соединениями по степени ингибирующего действия в циклогексане и этаноле одинаков. Химические соединения S, характеризующиеся высокими значениями коэффициентов ингибирования Ps, снижают его выход практически до нулевого значения. Таким образом, снижение выхода Ps до малой величины в моделирующем внутриклеточную среду растворе (циклогексане, спирте) при добавлении к нему испытуемого вещества S должно служить индикатором канцерогенных свойств последнего.

В этом суть предложенного позитронного метода.

Ещё более наглядный результат получается, если проследить изменение выхода Ps в веществах, взятых в чистом виде (рис. 2) [5, 6]. Видно, что в тех веществах, которые биологи считают канцерогенами, вероятность образования Ps не превосходит 2÷3 %.

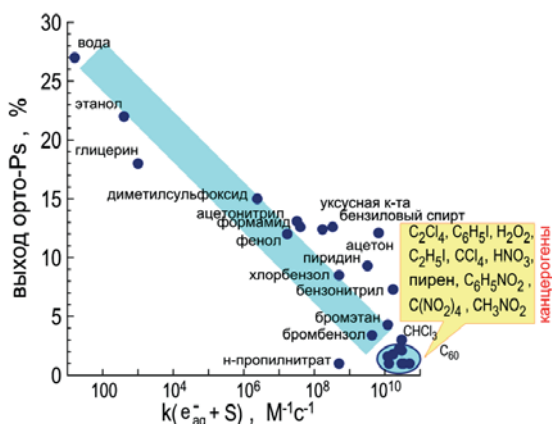


Рис. 2. Выходы атомов о-Ps в различных химических веществах в зависимости от значений $k(e^-_{aq} + S)$.

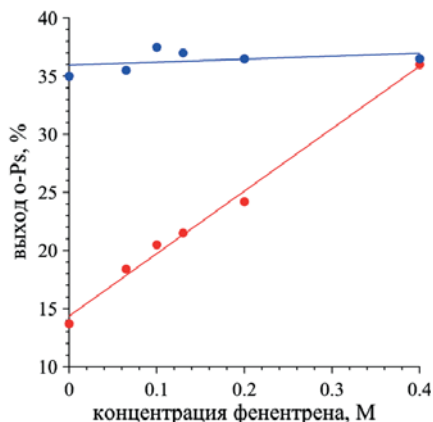
4. Антиингибиторы позитрония и антиканцерогены

Позитронный метод не только облегчает, ускоряет и удешевляет выявление канцерогенов, но и открывает новые возможности в исследовании и понимании механизма канцерогенного действия. Проиллюстрируем это двумя примерами.

Первый пример. К химическим соединениям, эффективно реагирующим с трековыми электронами, относятся антрацен и фенантрен. Согласно [3], их следует причислить к канцерогенам. Однако биологи, напротив, относят эти соединения к так называемым антиканцерогенам — веществам, в присутствии которых в организме вредное действие канцерогенов не ощущается [7]. Так, например, при наличии фенатрена в организме канцерогены теряют способность к образованию злокачественных опухолей. Точно так же при наличии фенантрена в растворе позитрониевые ингибиторы теряют способность понижать выход Ps, фенантрен проявляет себя как антиингибитор образования Ps.

Из рис. 3 [8] видно, что фенантрен Ps в растворах ведет себя как антиканцероген в живом организме. Добавление к н-гексану 0,2 М C_6H_5Br , канцерогенного вещества, снижает выход Ps с 35 до 14%. Однако, по мере нарастания концентрации фенантрена выход Ps возвращается к значению, характерному для чистого растворителя (35%). Таким образом, антиканцероген оказывает сходное защитное действие как в отношении простейшего атома Ps, так и высшего организма.

Рис. 3. Влияние нарастающей концентрации фенантрена в н-гексане, содержащем 0,2 М C_6H_5Br :
● — выходы о-Ps в растворах фенантрена в н-гексане;
● — выходы о-Ps в системе н-гексан + 0,2 М C_6H_5Br + фенантрен (переменная концентрация).



Поясним причину специфического действия фенантрена на выход Ps. Ингибирующее действие электронных акцепторов, например, бромбензола, связано с необратимым характером превращений, следующих за захватом им электрона на возбужденный уровень. В данном случае — с быстрой диссоциацией аниона $C_6H_5Br^{-*}$ (за период внутримолекулярного колебания), сопровождаемой образованием сильно электрофильного аниона Br^- :



Напротив, присоединение электрона к молекуле фенантрена приводит к образованию сравнительно долгоживущего возбужденного состояния. Анион $(C_{14}H_{10})^-*$ слабо удерживает акцептированный электрон из-за низкого к нему сродства ($EA = 0,1$ эВ) и потому отдаёт электрон очутившемуся по соседству позитрону. Поэтому перехват трековых электронов молекулами фенантрена не сказывается заметно на вероятности образования Ps (рис. 3 и 4) [8, 9]. Наоборот, добавление достаточной концентрации фенантрена к раствору $0,2$ М C_6H_5Br предотвращает необратимый захват внутритрековых электронов молекулами C_6H_5Br .

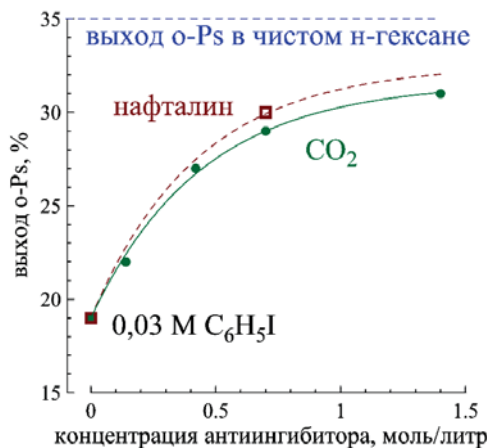


Рис. 4. Влияние нарастающей концентрации диоксида углерода и нафталина на выход о-Ps в системах: — чистый н-гексан; ■ — н-гексан, содержащий $0,2$ М C_6H_5Br + $0,2$ М C_6H_5Br + нафталин; ● — н-гексан + $0,2$ М C_6H_5Br + CO_2 .

Второй пример. Рассмотрим биологические эффекты, производимые ещё одним антиингибитором Ps — диоксидом углерода. Его антиингибирующее действие в н-гексане с предварительно добавленным туда в качестве ингибитора Ps йодбензолом (C_6H_5I) в концентрации $0,03$ М показано на рис. 4. Если отмеченная нами связь антиканцерогенных эффектов, производимых в человеческом организме позитрониевыми антиингибиторами (фенантrenom и др.) является закономерной, то следует ожидать, что и диоксид углерода, будучи антиингибитором образования Ps, должен проявить себя как антиканцероген.

Попытки использования углекислоты при онкологических заболеваниях оправдывают этот прогноз [10], сделанный исходя из антиингибирующих свойств CO_2 в отношении образования Ps.

Из имеющихся в литературе сведений о биологических эффектах, производимых диоксидом углерода, выясняется, что это химическое соединение при введении в организм в составе минеральной воды или в виде содового раствора ослабляет и даже устраняет ряд протекающих в организме патологических процессов.

логических процессов, например, замедляет развитие хронических заболеваний почек [11].

Присутствие в растворах химических соединений типа фенантрена и уголекислоты, эффективно реагирующих с трековыми электронами, но обладающих низким сродством к электрону, проявляется на вероятности образования позитрония так же, как присутствие антиканцерогенов в живом организме сказывается на действии содержащихся в нём канцерогенов.

Базируясь на приведённых выше данных, можно говорить о том, что введение в организм с онкологической патологией некоторых Ps антиингибиторов способствует улучшению состояния организма.

6. Выводы и перспективы развития позитронного метода

Настоящая работа — пример применения одного из фундаментальных ядерно-физических методов к исследованию важной проблемы, связанной с охраной здоровья людей.

Проведённые нами испытания разных химических соединений показали, что при прохождении быстрых позитронов через канцерогенное вещество или моделирующий внутриклеточную среду растворитель, содержащий канцерогенное вещество, вероятность образования Ps близка к нулю. Напротив, в веществах, не являющихся канцерогенно опасными, она весьма велика.

Использование позитронного детектора радикально сокращает время тестирования вещества на канцерогенность по сравнению с конкурирующими методами — от недель до часов.

Полученные результаты демонстрируют перспективность позитронного метода, стимулируют дальнейшее изучение его применимости и поиск антиканцерогенов. Позитронный метод может оказаться полезным инструментом и для ранней диагностики онкологических заболеваний. Есть основания полагать, что выявление канцерогенной опасности веществ посредством позитронной диагностики окажется проще, быстрее и дешевле в сравнении с другими существующими методами.

Литература

1. Бяков В.М., Степанов С.В., Степанова О.П. Патент № 2307342, Госреестр изобретений РФ от 27.09.2007 г.
2. Miller E.C. *Cancer Res.*, 1978, v. 38, p. 1479.
3. «Linking the Gaseous and Condensed Phases of Matter. The Behaviour of slow Electrons», eds. Christophorou L.G., Illenberger E. and Schmidt W. New York, Plenum Press, 1994, p. 561.
4. Vyakov V.M. *J. Int. Radiat. Phys. Chem.*, 1976, v. 8, p. 283.
5. Vyakov V.M., Stepanov S.V., Stepanova O.P. *Material Science Forum*, 2009, v. 607, p. 223.

6. Byakov V.M., Stepanov S.V., Stepanova O.P. *Phys. Status Solidi*, C6, 2009, № 11, p. 2503.
7. Glemser B. *Man against Cancer*. New York, Funk & Wagnalls, 1969.
8. Ito Y., Mohamed H.F.M., Byakov V.M., Stepanov S.V. *J. of Radioanalyt. and Nucl. Chem.*, 1996, v. 210(2), p. 607.
9. Анисимов О.А., Молин Ю.Н. *Химия высоких энергий*, 1975, т. 9(6), p. 539.
10. Robey I.F., Baggett B.K. Kirkpatrick N.D. et al. *Cancer Res.*, 2009, v. 69(6), p. 2260.
11. De Brito-Ashurst I., Varaganam M., Raftery M.J., Yaqoob M.M. *Journal of the American Society of Nephrology*. 2009, v. 20(9), p. 2075;
DOI: <https://doi.org/10.1681/ASN.2008111205>.

ИТЭФ в электроядерной проблеме

*В.В. Васильев, Е.Б. Волков, А.А. Дроздовский, М.М. Изумнов,
А.М. Козодаев, А.А. Коломиец, Н.В. Лазарев, Д.А. Лякин, О.В. Шведов*

1. Актуальность электроядерных технологий в ядерной энергетике

Общеизвестен стремительный рост потребления человечеством энергетических ресурсов планеты. Большая часть потребляемой энергии производится за счёт сгорания топлива (уголь, нефть, газ), образовавшегося в предыдущие эпохи благодаря биологическим процессам. Это, с одной стороны, быстро приближает нас к моменту исчерпания естественных запасов топлива: по оценкам, запасов нефти и газа на планете хватит на 80÷100 лет. С другой, — лишает промышленность уникального сырья. С третьей, — приводит к росту энтропии Земли. Поэтому следует признать, что энергетика на органическом топливе не имеет долгосрочной перспективы.

Ядерная энергетика почти не ограничена минеральными ресурсами, а теплотворная способность её топлива, например, U-235 в $3 \cdot 10^6$ раз выше теплотворности условного органического топлива [1]. В ряде стран, по сведениям МАГАТЭ, значительная часть электроэнергии производится на атомных электростанциях (АЭС). Доля АЭС в общем производстве электроэнергии во Франции составляет 77 %, в Бельгии — 55 %, в Украине — 50 %, в США — 20 %, в РФ — 17 %, во всём мире — 18 %.

Однако две грозные проблемы ядерной энергетике на сегодня не могут считаться удовлетворительно решёнными.

Первая — накопление радиоактивных отходов, период полураспада которых составляет тысячи–миллионы лет, при отсутствии гарантированно надёжной их изоляции от биосферы планеты. К настоящему времени, по некоторым оценкам, в мире накопилось порядка 300000 тонн таких отходов. При традиционном подземном захоронении отходов для снижения их радиоактивности до допустимого уровня потребуется 50÷100 тысяч лет при условии высокой надёжности защитных оболочек, поведение которых на такие длительные времена нельзя уверенно прогнозировать. Долговременное хранение отходов перекладывает проблему их уничтожения на будущие поколения людей. Капитальным решением может быть переработка отходов в стабильные нуклиды или в радионуклиды с относительно небольшим (2÷3 года) периодом полураспада.

Вторая проблема — обеспечение высокой степени безопасности атомных станций, сведение риска ядерной аварии до приемлемой величины — 1 событие за 1 млн лет [1].

По мнению специалистов, первая из них может быть решена путём пережигания отходов в быстрых реакторах [2, 3], вторая — путём использования обратных связей реактора, что может сделать возможным создание реактора с внутренне присущей безопасностью [4]. Однако обе эти задачи могут решаться в электроядерных системах (ЭЛЯС), в английской интерпретации — accelerator driven system (ADS), в которых подкритическая сборка реактора управляется потоком нейтронов, рождающихся в мишени из тяжёлых металлов при бомбардировке её ускоренными заряженными частицами, в качестве которых чаще всего рассматриваются протоны. Обсуждение возможностей ЭЛЯС ведётся уже несколько десятилетий [5].

Наибольшее отношение количества нейтронов, выбиваемых, например, из свинцовой мишени, к энергии одного налетающего протона (n/W_p) равно примерно 20, что имеет место при энергии 2÷3 ГэВ (рис.1, [6]). Достаточно высок выход нейтронов и при энергии протонов ~ 1 ГэВ, которая вызывает наибольший интерес из-за меньшей стоимости ускорителя-драйвера. Поток нейтронов от мишени может регулироваться величиной тока ускоренных протонов. Электроядерная система строится на базе двух разнородных установок: ускорителя заряженных частиц и ядерного реактора. Функционально её можно разделить на три блока: ускоритель, мишень и бланкет (рис. 2). Каждый из этих блоков имеет свой набор весьма непростых физических и технических задач, решение которых, тем не менее, на сегодня представляется возможным.

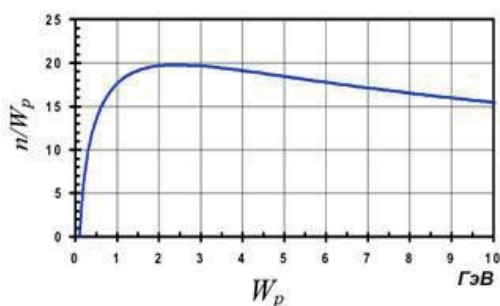


Рис. 1. Зависимость n/W_p от W_p .

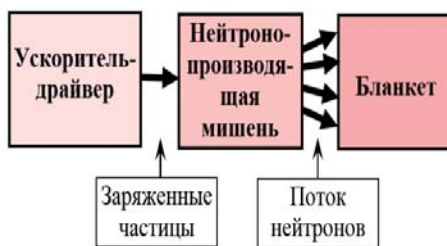


Рис. 2. Функциональный состав электроядерной системы.

По сегодняшним представлениям, непрерывный (средний) ток пучка в ЭЛЯС энергетического назначения должен составлять 30÷50 мА; в демонстрационных установках — 1÷5 мА. На экспериментальных ЭЛЯС можно решать ряд вопросов при относительно небольших энергиях и токах пучка.

В ряде стран приняты национальные программы по продвижению электроядерных технологий, сооружаются экспериментальные ЭЛЯС, ведутся исследования на полномасштабных узлах установок. Можно назвать программы и комплексы ААА и SNS (США), TRASCO (Италия), OMEGA и Neutron Factory (Япония), КОМАС Test Facility (Южная Корея), MYRRHA (Бельгия). Отдельные вопросы изучаются на маломасштабных экспериментальных установках [7].

В 1994–1996 годах исследования электроядерной трансмутации были инициированы ИТЭФ и LANL (США) в рамках проекта МНТЦ-17, в котором участвовало более 400 российских специалистов. Результаты работ специальной российско-американской комиссии по хранению и использованию в электроядерных системах оружейного плутония были представлены в докладе Президентам РФ и США [8].

2. Электроядерные исследования в России

Значительным потенциалом в освоении электроядерных технологий обладает ряд физических центров России, относящихся к НИЦ «Курчатовский институт», ГК «Росатом», РАН, а также международный центр ОИЯИ в Дубне.

Особое место среди них занимает НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ (далее ИТЭФ), обладающий огромным многолетним опытом разработки, сооружения и эксплуатации одновременно как ускорителей протонов, так и тяжеловодных реакторов. Такая научно-техническая специализация института сделала его уникальным местом в России, максимально благоприятным для работ по освоению электроядерных технологий.

В ИТЭФ эти работы были начаты в 1994 г. Для измерения нейтроно-физических и кинетических параметров подкритических размножающих систем использовался реактор нулевой мощности МАКЕТ. На ускорителе ИТЭФ проведены измерения сечений образования остаточных продуктов ядерных реакций в диапазоне энергий протонов 40–2600 МэВ. Выработана концепция мощного ускорителя-драйвера ЭЛЯС. Расчётным путем показана целесообразность использования в электроядерных системах более тяжёлых ядер, чем протоны.

В ОИЯИ на подкритической установке «Трансмутация + энергия» с использованием пучка нуклотрона проводились работы по изучению трансмутации младших актинидов. Разработан проект SAD (Subcritical Assembly in Dubna), предусматривающий сооружение подкритической сборки, работающей на пучке фазотрона.

В ИЯИ на базе линейного ускорителя ММФ с энергией 500 МэВ может быть создана демонстрационная ЭЛЯУ. Пробный вывод пучка на мишень уже проведён.

Комплекс ПИЯФ, включающий в себя протонный синхроциклотрон, нейтронный источник и времяпролетный спектрометр ГНЕИС, позволяет измерять сечения деления различных ядер протонами с энергией $0,2 \div 1$ ГэВ, что необходимо для разработки методов трансмутации.

Проблемы бланкетных систем для пережигания отходов ядерного топливного цикла изучаются специалистами Курчатовского института.

В ФЭИ комплекс стендов БФС-1, БФС-2 и электронного ускорителя, позволяет проводить исследования активных зон быстрых реакторов, предназначенных для трансмутации младших актинидов, и выполнять ряд нейтроно-физических измерений.

Важные сведения получены во ВНИИЭФ при выполнении программы исследований на двухкаскадном подкритическом бланкете, ведомом электронным ускорителем ЛУ-50.

Помимо перечисленных центров России различные проблемы электроядерных технологий исследовались во ВНИИАМ, ВНИИНМ, ИФВЭ, МИФИ, МРТИ, НИКИЭТ, НИИЭФА, ОКБМ, РИ и других институтах.

3. Разработка Программы электроядерных исследований Минатома

По поручению Минатома России под руководством О.В. Шведова (ИТЭФ) и Н.С. Работнова (ФЭИ) ведущими специалистами из 18 базовых организаций Минатома, РАН и ОИЯИ была разработана «Программа исследований электроядерных систем» [9], которая была одобрена на заседаниях НТС-3 Минатома (01.10.1998 г. и 21.06.2000 г.), Президиума НС Минатома (18.11.1998 г.) и Бюро Отделения физико-технических проблем энергетики РАН (19.05.1999 г.). Предполагалось положить её в основу межотраслевой программы страны по этой проблеме.

Программа была нацелена на обеспечение приоритета России в разработке нового перспективного электроядерного направления в ядерной энергетике путём создания ЭЛЯС малой и средней мощности на базе:

- действующих ускорителей и существующих экспериментальных установок;
- разрабатываемых сильноточных ускорителей протонов на энергии до 1 ГэВ и токи до нескольких десятков миллиампер;
- разрабатываемых энергонапряжённых мишеней из тяжёлых материалов;
- разрабатываемых безопасных и экономичных бланкетов;
- перспективных топливных циклов;
- новых прецизионных ядерных данных о взаимодействии протонов и нейтронов с энергиями до 100 МэВ с материалами ЭЛЯС;
- новых тестированных программ расчёта физических параметров элементов ЭЛЯС.

В Программе обращалось внимание на то, что в электроядерных системах невозможны разгонные аварии с неуправляемым и быстрым нарастанием мощности типа той, что произошла в Чернобыле. Выключение пучка ускорителя, что не может быть невыполнимым, мгновенно прекращает цепную реакцию.

Использование ториевого топлива в бланкетах электроядерных установок может обеспечить реализацию самообеспечивающегося замкнутого торий-уранового топливного цикла. Имеющиеся излишки оружейных урана и плутония, а также накопленный реакторный плутоний будут рационально использованы для перевода ядерной энергетики на тепловых нейтронах на самообеспечивающийся топливом замкнутый торий-урановый топливный цикл без наработки нового плутония.

Замкнутый уран-ториевый топливный цикл в бланкетах электроядерных установок, наряду с уран-плутониевым топливным циклом, может быть чрезвычайно эффективным при решении важнейших проблем ядерной энергетики будущего.

К преимуществам электроядерных систем перед критическими реакторами относятся:

- невозможность неконтролируемого увеличения мощности;
- наличие возможности мгновенного уменьшения мощности;
- нечувствительность к изотопному составу топлива;
- незначительность роли температурного, мощностного и пустотного коэффициентов реактивности;
- отсутствие необходимости в запаздывающих нейтронах.

Применение электроядерных систем целесообразно для:

- использования оружейного плутония в производстве электроэнергии и реализации Pu-Th-U цикла;
- трансмутации актинидов;
- производства трития;
- создания высокоинтенсивных нейтронных источников для фундаментальных исследований и прикладных целей.

В Программе был дан обзор и анализ состояния электроядерных исследований в России, определены направления, цели, задачи и приоритеты разработок и исследований.

В качестве первоочередных задач Программа предусматривала:

- а) оценку роли ЭЛЯС в ядерной энергетике; сравнительный анализ безопасности критических и электроядерных систем;
- б) наработку ядерных данных о взаимодействии протонов и нейтронов с ядерными, мишенными и конструкционными материалами ЭЛЯС;
- в) теоретические исследования и создание программ моделирования элементов ЭЛЯС; разработку перспективных топливных циклов;

- г) разработку решений по радиационной чистоте, надёжности и экономической эффективности сильноточных ускорителей-драйверов ЭЛЯС;
- д) разработку мишеней из тяжёлых материалов, сохраняющих работоспособность в течение всего периода эксплуатации ЭЛЯС;
- е) разработку безопасных и экономичных бланкетов;
- ж) создание экспериментальных ЭЛЯС для исследования электро-ядерных проблем в нескольких физических центрах России; сооружение электро-ядерного нейтронного генератора в ИТЭФ;
- з) разработку проекта демонстрационной ЭЛЯС с линейным ускорителем протонов на энергию 1 ГэВ и ток $2\div 3$ мА и секционированным бланкетом мощностью $50\div 100$ МВт.

4. Каким должен быть ускоритель-драйвер ЭЛЯС: кольцевым или линейным?

Обращаясь к проблемам ЭЛЯС, начнём их рассмотрение с начальной части — с ускорителя-драйвера, к которому предъявляется ряд особых требований [10].

1. Как известно, реакторы «не любят» самопроизвольных скачков потока нейтронов и теплового режима. А в ЭЛЯС для трансмутации при работе ускорителя на высокотемпературную мишень допустимо иметь всего лишь несколько неподготовленных остановок в год. Поэтому проблема надёжности работы драйвера приобретает особую остроту.

2. Ускорение больших токов (50 мА) до энергии 1 ГэВ чревато высокой активацией ускорителя и невозможностью его ручного обслуживания. Следовательно, необходимо принимать все возможные меры к снижению потерь частиц и понижению уровня радиации.

3. Огромная мощность ускоренного пучка (50 МВт!) по соображениям экономичности требует всемерного повышения КПД ускорителя.

4. Наконец, весьма серьёзно стоит финансовый вопрос, поскольку стоимость сооружения ускорителя протонов для энергетической ЭЛЯС может составлять $200\div 300$ М€..

Соревнование между кольцевыми и линейными ускорителями (ЛУ) в рассматриваемой области в конце XX века имело весьма острый характер.

Основное привлекательное качество циклических ускорителей — многократное использование ускоряющего поля и, как следствие, их компактность и меньшая стоимость. Но компактность определяет бóльшую локализацию тепловыделений и радиационного фона, осложнённую ремонт. Трудно решается вопрос минимизации потерь при выводе большой величины пучка с круговой орбиты. Очевидно, получение пучков при энергии 1 ГэВ и токе 10 мА следует признать пределом возможностей циклотронов.

Достоинства, как и недостатки ЛУ, определяются прямолинейностью тракта движения пучка. Их верхняя граница по энергии определяется только

длиной машины, а по току лежит много выше 100 мА. Эффективность ЛУ растёт с увеличением тока пучка. Прямолинейность тракта позволяет иметь минимально возможные потери пучка. Значительная длина ускорителя (машина на энергию 1 ГэВ в «тёплом» варианте имеет длину около 1 км, в сверхпроводящем — 250 м) приводит к его высокой стоимости. Но при получении высокоинтенсивных пучков на большой длине ускорителя проще решается задача подвода ВЧ мощности, составляющей десятки–сотни мегаватт, легче отводятся тепловыделения, меньше распределенный уровень радиационного поля.

По оценкам [11], стоимость сооружения ускорителя на энергию 600 МэВ в линейном варианте (на ток 20 мА) составляет 200 М€, в циклотронном (на ток 5 мА) — 70 М€. Для получения тока 20 мА надо построить 4 таких циклотрона и затратить 280 М€, т.е. и в экономическом плане линейные ускорители предпочтительнее.

По своей физической сущности линейные ускорители предназначены для ускорения больших токов (более 5÷10 мА), кольцевые — для умеренных (до 5÷10 мА). У них свои ниши, они дополняют друг друга, а не конкурируют. Такое разделение, наметившееся ряд лет тому назад, стало сегодня бесспорным. Физические основы такого разделения были показаны в ИТЭФ И.М. Капчинским еще в 1980 г. [12].

Реально полученные максимальные значения параметров пучка ускорителей сведены в табл. 1, из которой видно, что по току и энергии линейные ускорители уверенно лидируют, а по мощности пучка практически сопоставимы с циклотронами. Для получения сверхмощных пучков в настоящее время сооружаются только линейные ускорители, что подтверждает правильность обоснований ускорительной школы нашего института.

Табл. 1. Реально полученные параметры пучка от высокомоощных ускорителей.

Ускоритель	Энергия (МэВ)	Средний ток пучка (мА)	Средняя мощность (МВт)
SIN, циклотрон, Швейцария	590	2,2	1,3 [13]
LEDA, линак, США	6,7	100	0,67 [14]
SNS, линак, США	940 (1300)	1,27 (2,15)	1,2 (2,8) [15]

В скобках — ожидаемые параметры после модернизации.

5. Какие ионы предпочтительнее ускорять и подавать на мишень ЭЛЯС?

В качестве воздействующих на мишень ускоренных частиц помимо протонов иногда используют H^- , d^+ , H_2^+ , которые принося некоторые специфические выгоды, вызывают существенные неудобства (требуют более

глубокой вакуумной откачки, или ухудшают радиационную обстановку, ...). Кроме того, несравненно более освоенными (с позиции получения больших токов и приемлемой надёжности) являются источники протонов. Поэтому в большинстве сильноточных ускорителей целесообразнее использовать и используются протоны.

Однако имеется обоснованный интерес к использованию более тяжёлых ионов. Сотрудники ИТЭФ (Д.Г. Кошкарев с коллегами) рассмотрели эффективность замены протонов более тяжёлыми ионами [16] с целью увеличения мощности ЭЛЯС при условии ограничения активации ускорителя тем уровнем, который возникает при ускорении протонов.

Результаты их расчётов выхода нейтронов из толстой свинцовой мишени приведены на рис. 3, где показана зависимость энергии получения («энергетической цены») одного нейтрона — ξ от типа (массы) налетающего иона и его энергии (на нуклон) для ионов с массовым числом ≤ 20 . Видно, что

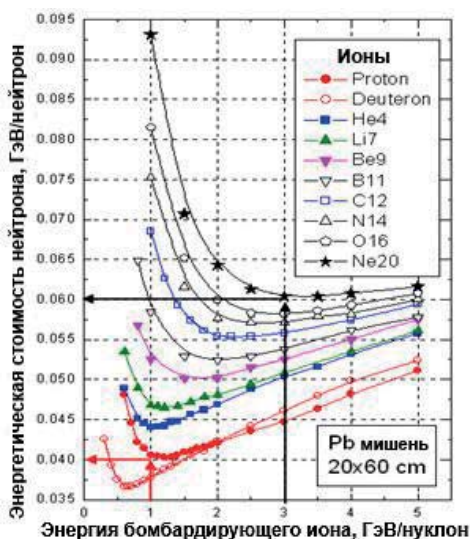


Рис. 3. Расчётная зависимость «энергетической цены» одного нейтрона в свинцовой мишени от энергии и типа налетающих ионов от водорода до гелия.

том, что, бомбардируя мишень ЭЛЯС системы не протонами, а ионами более тяжёлых элементов (с массовым числом ≤ 20) можно многократно увеличить её мощность. Естественно, такой заманчивый вывод нуждается в детальной проверке.

для различных ионов существует своя величина оптимальной энергии иона, при которой «энергетическая цена» нейтрона минимальна. При этом величина оптимальной энергии возрастает с увеличением массы иона. Поскольку поток нейтронов N_n из мишени равен

$$N_n = N_i \times T_i / \xi, \quad (1)$$

где N_i — поток ионов, а T_i — кинетическая энергия иона, то многократное увеличение выхода нейтронов при бомбардировании мишени более тяжёлыми, чем протон, ядрами очевидна.

С другой стороны, расчёты показывают [16], что величина тока более тяжёлых ионов может более чем в 3 раза превышать ток протонного пучка при том же уровне активации элементов ускорителя.

Таким образом, оценки говорят о том, что, бомбардируя мишень ЭЛЯС системы не протонами, а ионами более тяжёлых элементов (с массовым числом ≤ 20) можно многократно увеличить её мощность. Естественно, такой заманчивый вывод нуждается в детальной проверке.

6. Разработка решений по мощному ускорителю-драйверу ЭЛЭС

Достижения в области разработки ускорителей для исследования физико-технических проблем электрорядерных технологий впечатляют [10]. При энергии 6,7 МэВ уже получен средний ток ускоренного пучка 100 мА [14]! Уже работает мощный ЛУ, сооруженный по программе SNS в США. В активной фазе находятся работы по программам КОМАС в Корее и TRASCO в Италии. Однако на этих установках пока не является главенствующим вопрос отыскания решений задач предельной надёжности, радиационной чистоты, высокого КПД и минимальной стоимости — задач, которые для ЭЛЭС являются такими же важными, как и обеспечение требуемых параметров пучка.

6.1. Надёжность. По статистике, наименьшей надёжностью в ЛУ-драйвере обладают инжекторы и системы высокочастотного (ВЧ) питания. Основной путь резкого повышения их надёжности — эффективное резервирование. Чтобы тепловой режим мишенно-бланкетной части ЭЛЭС не успел измениться, пучок может отсутствовать всего лишь 50÷70 мс. Поэтому допустимо только быстрое автоматическое включение резервов без каких-либо прогревов. Значит, резерв должен быть работающим. Общепринятая структура мощного ЛУ приведена на рис. 4. Для каждой его части в ИТЭФ предложен свой способ горячего резервирования [17].



Рис. 4. Структурная схема ускорителя.

Инжектор и начальную часть целесообразно иметь в виде двух независимых параллельно расположенных работающих трактов: один — в составе драйвера, другой — для прикладных целей. В случае срыва ускорения по любой причине в первом из них выходной пучок второго тракта автоматически за несколько десятков миллисекунд переключается для дальнейшего ускорения в канале драйвера.

Для промежуточной части (ПЧ) весьма плодотворной представляется идея «работающего резерва» в виде избыточности установленной мощности

ВЧ каналов, работающих на общий резонатор (рис.5). Наши оценки [18] для ПЧ, состоящей из 5 цилиндрических резонаторов, показали, что если каждый резонатор возбуждать от 4-х ВЧ каналов вместо требующихся трёх (резервирование типа «n+1»), чтобы при отказе одного из них всю необходимую мощность немедленно отдавали оставшиеся работоспособными 3 канала, то относительное время простоя ВЧ системы будет определяться только возможной «нехваткой резерва» и составлять $\sim 0,005\%$. По такому пути независимо от нас пошли разработчики ЛУ программы АРТ (США) [19], использовав резервирование «n+1» в системе ВЧ питания «тёплых» структур.

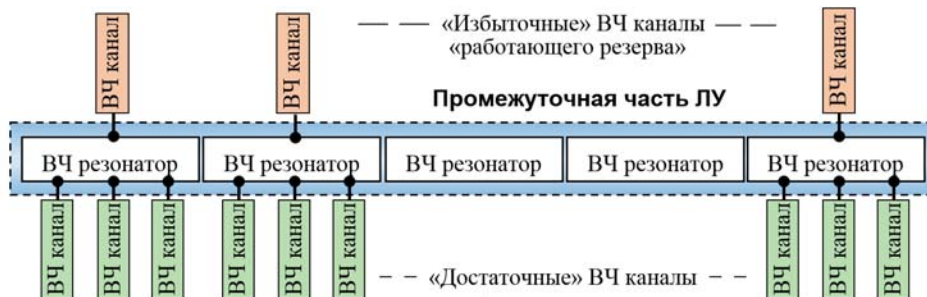


Рис. 5. Схема «работающего резерва» типа $n+1$ в системе ВЧ питания резонаторов ПЧ ускорителя.

В нашем институте предложено качественно новое решение по резкому повышению надёжности самой длинной основной части (ОЧ) ускорителя [20] (как выяснилось, аналогичное решение независимо рассматривалось в [21]). Элементарные ускоряющие зазоры-ячейки (Я) основной части (а их бывает $2000 \div 3000$) следует группировать по 1÷4 зазора и питать от ВЧ генераторов мощностью $50 \div 70$ кВт (рис. 6), а не объединять (как это обычно делается) по 10÷20 зазоров в резонаторы для ВЧ возбуждения от клистронов предельной мощности 1÷1,5 МВт. При этом отказ одного из генераторов не приводит к потере пучка, поскольку смещение частиц по импульсам ($\Delta p/p \approx 0,1 \div 0,2 \%$) составит малую долю размаха сепаратрисы ($\pm 1,2 \%$). На рис. 7 показана эволюция представляющего пучок эллипса при мгновенном выключении ВЧ поля в одной группе зазоров в районе энергии 600 МэВ (а) и при автоматической последующей компенсации за счёт увеличения амплитуды ВЧ поля на $\sim 1 \%$ (или смещения фазы) в зазорах, оставшихся в режиме ускорения (б). Исходное положение эллипса и положение после компенсации практически совпадают. После возвращения отремонтированного ВЧ генератора в строй система авторегулирования быстро восстановит исходный режим. По оценкам, из общего количества ~ 2300 ВЧ каналов (при однозазорных резонаторах) непрерывно в ремонте будет находиться 3÷4 ВЧ канала.

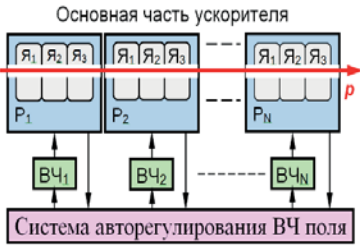


Рис. 6. Схема ВЧ питания для безотказного ускорения в ОЧ ускорителя.

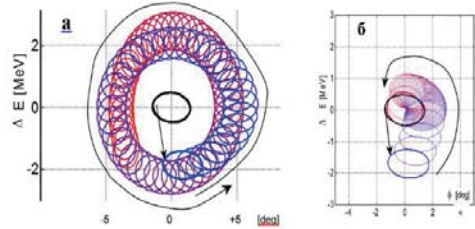


Рис. 7. Эволюция представляющего пучок эллипса при отключении одного ВЧ генератора

Так может быть организовано бесперебойное формирование ускоряющего поля как на участке ОЧ, так и в пределах ПЧ, если и в ней использовать малозазорные резонаторы. Подобное решение принято в итальянском проекте TRASCO.

Переход на одно- или малозазорные резонаторы с индивидуальным питанием удорожает ускоритель. Однако увеличение времени доступности пучка, сокращение длины ускорителя благодаря независимой фазировке резонаторов и использование стандартных телевизионных клистронов мощностью $50 \div 70$ кВт (или полупроводниковых генераторов с почти неограниченным сроком службы) вместо специально разрабатываемых клистронов на $1 \div 1,5$ МВт может скомпенсировать затраты.

Общая картина ожидаемой надёжности по головной части и ВЧ системе ускорителя [22] представлена в табл. 2.

Табл. 2. Общая картина ожидаемой надёжности работы мощного ЛУ (по головной части и ВЧ системе).

	Инжектор и НЧ	ВЧ система ПЧ	ВЧ система ОЧ
Выходная энергия	$12 \div 20$ МэВ	~ 100 МэВ	~ 1 ГэВ
Способ резервирования	Работающий дубль	Избыточность ВЧ каналов	Функциональные резервы ВЧ
Относительное время простоя	0,01 %	0,005 %	0
Увеличение установленной мощности	100 %	~ 35 %	~ 1 %

Существенно повышает надёжность каналов фокусировки пучка использование предложенных в институте магнитотвёрдых линз [23], если это допускает уровень радиации. Такие линзы не требуют электропитания, а значит, — и охлаждения, одновременно позволяя создать магнитные поля с индукцией до 2,5 Тл и точностью конфигурации до 0,05%.

6.2. Снижение уровня радиации. Ускорение больших токов (30÷50 мА) до энергии 1 ГэВ чревато высокой активацией ускорителя и невозможностью его ручного обслуживания, если не принять эффективных мер к снижению потерь частиц и понижению уровня радиации. Предельный уровень радиации, при котором допустимо ручное обслуживание, по оценкам К. Руббиа [11], образуется при энергии частиц 1 ГэВ и потерях пучка 50 рА на метр длины канала. Реальная радиационная ситуация на ускорителях LAMPF и SIN такова, что ручное обслуживание осуществляется при токах пучка 1÷2 мА и потерях $(1\div 2)\cdot 10^{-4}$. Увеличение тока в десятки раз потребует эффективных мер по уменьшению радиации. Потери должны не превышать $10^{-5}\div 10^{-6}$.

Повышению радиационной чистоты способствует, с одной стороны, оптимизация динамики пучка и увеличение апертуры канала, с другой — использование в трактах движения пучка материалов с малым сечением захвата и низкой активацией.

Потери частиц могут быть минимизированы на стадии расчёта структур. Уменьшению уровня радиации будет способствовать предложенное в ИТЭФ использование графитовых поглотителей выпавших из ускорения частиц [24]. Такие поглотители позволят почти на 2 порядка снизить уровень радиации и в ~ 15 раз уменьшить выход нейтронов [10]. Предварительные исследования газовой выделенности, термостойкости и механической прочности тонкого металлопокрытия (толщиной 0,1÷0,3 мкм) поверхности графита показали, что из углеродных материалов наиболее подходящим для нанесения металлопокрытия может быть углеситал [25]. Резкое сокращение уровня радиации можно получить при использовании предложения ИТЭФ [26] изготавливать корпуса ускоряющих резонаторов из углеситала с тонким (<1 мкм) медным покрытием его внутренних поверхностей, а в каналах транспортировки пучка устанавливать тонкостенные углеситаловые трубы с таким же внутренним покрытием (рис. 8).

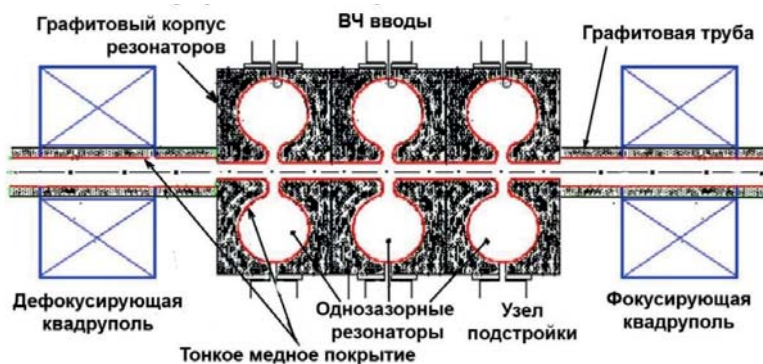


Рис. 8. Схема элемента ускоряющего тракта с малым уровнем радиации.

6.3. Экономичность. Предельно высокие мощности пучка ускорителей определяют столь же предельно большие стоимости этих установок. Поэтому вопросам стоимости и повышения их коэффициентов полезного действия (КПД) уделяется особое внимание [27].

Из табл. 3 видно, что затраты на получение 1 МВт пучка (без эксплуатационных расходов) находятся в обратной зависимости от величины тока и разнятся, по разным оценкам, более чем на порядок. Видно также, что в более мощных ускорителях стоимость 1 МВт пучка меньше.

Табл. 3. Оценки стоимостей мощных ЛУ некоторых проектов.

Проект. Параметры пучка.	Виды доэксплуатационных затрат	Сумма
АРТ, 1,7 ГэВ, 100 мА	Капитальные затраты на ускоритель	2235 М\$
	Стоимость 1 МВт пучка	13 М\$
Отвлеченная оценка 1 ГэВ, 20 мА	Стоимость исследований, разработки и сооружения	300 М€
	Стоимость 1 МВт пучка	15 М€
EURISOL, 1 ГэВ, 5 мА	Стоимость компонентов ускорителя	120 М€
	Стоимость 1 МВт пучка	24 М€
SNS, 1 ГэВ, 2 мА	Стоимость сооружения ускорителя	300 М\$
	Стоимость 1 МВт пучка	150 М\$

Бесспорно, использование сверхпроводящих резонаторов увеличивает темп ускорения, в несколько раз уменьшает длину машины и здания, примерно вдвое сокращает мощность ВЧ системы, потребляемую мощность от сети и капитальные затраты, заметно уменьшает эксплуатационные расходы. Сверхпроводящие резонаторы используются во всех реализуемых проектах мощных ЛУ, оценки КПД которых могут достигать ~ 70%.

Однако при токах пучка больших ~ 80 мА теряет смысл основное преимущество сверхпроводящего режима — сведение практически к нулю ВЧ потерь в меди резонаторов из-за того, что ВЧ мощность, уносимая пучком, становится на много больше мощности потерь.

КПД линейного ускорителя с тёплыми резонаторами можно поднять за счёт применения импульсного режима, техника которого хорошо освоена, а эффективность возрастает с уменьшением среднего тока пучка. Условие выгоды импульсного режима в упрощённом и удобном для использования варианте [28] имеет вид:

$$\frac{t_H + 4,3\tau}{t_H} \cdot \frac{I}{I_H} < 1, \quad (2)$$

где: t_H — длительность импульса тока пучка,
 τ — постоянная времени резонатора,

I — средний ток пучка,

$I_{и}$ — импульсный ток пучка.

Чем сильнее выполняется неравенство, тем больше энергетическая эффективность импульсного режима.

Импульсный режим ускорителя с тёплыми резонаторами в диапазоне средних токов пучка от малых значений до нескольких десятков миллиампер энергетически значительно выгоднее непрерывного. При ускорении среднего тока величиной 10 мА импульсный режим позволит иметь в 3 раза более высокий КПД, чем режим непрерывного тока пучка. Преимущества импульсного режима становятся небольшими в диапазоне токов, больших 60÷70 мА. В любом случае при современной технике мощный линейный ускоритель с тёплыми резонаторами не может иметь КПД больше (45÷50) %.

6.4. Концепция ИТЭФ по мощному ЛУ – драйверу ЭЛЯС. Вопросы оптимизации схем и разработки отдельных решений для мощных ЛУ–драйверов ЭЛЯС разрабатывались во всех ведущих ускорительных центрах России, в том числе — коллаборационно [29]. Концепция ИТЭФ, сформировавшаяся на базе многолетних исследований и оценок и, как нам представляется, в наибольшей степени отвечающая требованиям к драйверу, состоит в следующем.

1. Ускоритель строится по одноканальной схеме (без сложения пучков на входе).

2. В начальной части используется завоевавшая всемирное признание, предложенная в ИТЭФ (совместно с ИФВЭ) структура с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой [30].

3. Радиотехническая частота в начальной части выбирается равной 300 МГц, в ПЧ и ОЧ — в 2÷3 раза более высокой, что уменьшит их габариты.

4. Выходная энергия начальной части (рис. 4) выбирается в пределах 12÷20 МэВ, чтобы быть востребованной для прикладного применения.

5. Для повышения вероятности бесперебойной подачи пучка на мишень подкритической сборки предусматривается работающий дубль инжектора и НЧ.

6. Ускорение на участках ПЧ и ОЧ организуется с помощью однозачорных (или малозачорных) резонаторов.

7. Однозачорные резонаторы возбуждаются от индивидуальных ВЧ генераторов небольшой мощности.

8. Фазирование ускоряющего поля в однозачорных резонаторах осуществляется программным образом при помощи системы управления.

9. В системе ВЧ питания однозачорных резонаторов реализуется описанный выше принцип бесперебойного формирования, ускоряющего ВЧ поля, устраняющий зависимость от надёжности отдельных элементов ВЧ системы.

10. Фокусировка пучка осуществляется магнитотвёрдыми квадрупольными линзами, не требующими электропитания и водоохлаждения.

11. В конструкции резонаторов и трактов транспортировки пучка широко используется углестал, что существенно понижает уровень радиации.

12. Начальная часть работает при комнатной температуре.

13. Однозакорные резонаторы ПЧ и ОЧ могут быть выполнены или для работы при комнатной температуре, или для условий низкой температуры.

14. В случае работы всего ускорителя при комнатной температуре и средних величинах ускоряемого тока в пределах от малых значений до 60÷70 мА экономически выгоднее использовать импульсный режим работы с током ≥ 100 мА в импульсе.

7. Подкритический бланкет в режиме импульсной «подсветки» от ускорителя

Поскольку импульсный режим работы ускорителя-драйвера ЭЛЯС в некоторых режимах может быть предпочтительным, возникает вопрос о приемлемости такого режима для подкритического blankets.

С точки зрения нейтроно-физических и тепло-гидравлических параметров, характеристики подкритического blankets с импульсным внешним источником нейтронов при интервале между импульсами менее одной секунды не отличаются от характеристик blankets с постоянным внешним источником с интенсивностью выхода нейтронов, равной средней по времени интенсивности импульсного источника.

Это обусловлено тем обстоятельством, что характеристические времена изменения физических параметров, влияющих на нейтроно-физические и тепло-гидравлические характеристики blankets, существенно превышают интервал между импульсами, и значения этих параметров определяются средним по времени выходом нейтронов внешнего источника.

В подкритических системах одним из основных требований обеспечения ядерной безопасности является необходимость постоянного контроля уровня подкритичности blankets непосредственно при его работе на мощности. С этой точки зрения работа blankets с импульсным внешним источником представляется более целесообразной. В этом случае в промежутках между импульсами можно определять уровень подкритичности blankets измерением характера снижения потока, вызванного мгновенными нейтронами.

Для реализации такой возможности в работе [31] сотрудниками ИТЭФ предложена методика определения уровня подкритичности в приближении точечной кинетики на мгновенных нейтронах, а в работе [32] приведена методика определения уровня подкритичности для трёхмерной модели blankets. При этом обеспечивается скорость расчёта, позволяющая контролировать уровень подкритичности в реальном времени режима работы blankets.

8. Возможные параметры blankets электроядерной системы

8.1. Быстро-тепловой секционированный твердопливный blanket.

Проведённые в ИТЭФ группой Б.П. Кочурова оценки показали целесообразность создания мишенно-blankетной системы на основе жидкометаллической свинцово-висмутовой мишени и такого же теплоносителя в окружающей мишень быстро-нейтронной части blanketа. Эвтектика Pb-Bi, давая высокий выход нейтронов при воздействии протонов, имеет низкую температуру плавления, что обеспечивает технологичность изготовления системы и возможность организации теплосъёма теплоносителем низкого давления.

Быстро-нейтронная часть blanketа обеспечивает эффективную трансмутацию плутониевых и трансплутониевых элементов в менее радиотоксичные продукты деления из-за высоких отношений сечений деления к сечениям захвата нейтронов в быстрой области энергий.

Внешняя часть blanketа на тепловых нейтронах — тяжеловодная система с трубами под давлением — наиболее пригодна для трансмутации основных продуктов деления, таких как ^{99}Tc и ^{129}I , а также для использования топлива типа MOX с иными воспроизводящими компонентами вместо ^{238}U (^{233}Th) или такими трансмутируемыми компонентами, как изотопы америция.

В целом такая композиция позволяет создать систему с односторонней нейтронной связью и повышенными свойствами безопасности при относительно малой мощности ускорителя. Параметры возможного подкритического быстро-теплого энергетического blanketа тепловой мощностью 2300 МВт приведены в табл. 4.

Табл. 4. Параметры подкритического быстро-теплого эblankета.

Параметры	Ед. изм.	Быстрая часть blanketа	Тепловая часть blanketа
Тепловая мощность	МВт	300	2000
Теплоносит., мишень, замедлитель		Pb-Bi	тяжелая вода
Поток теплоносителя в зоне	кг/с	7560	13900
Давление теплоносителя	МПа	-	11
Колич. топливных сборок		18	684
Колич. контролирующ. стержней		-	24
Активная зона: высота	м	1,5	6,0
диаметр	м	2,0	9,0
Макс. температура топлива	°С	1610	494
Макс. вых. темп. теплоносителя	°С	630	310
Объём замедлителя	м ³	-	160

С позиций утилизации оружейного плутония, задача состоит в том, чтобы в течение 30-летнего периода работы подобной полномасштабной ЭЛЯС примерно 25 т оружейного Pu или сжечь, или превратить в Pu другой композиции, в другие тяжёлые элементы и продукты деления. Каждые 10 т Th вовлекаются в топливный цикл с накоплением 6 т ^{233}U и расходом в количестве 4 т для производства энергии. ^{99}Tc , растворённый в тяжёлой воде и непрерывно выводимый из теплового blankets, может использоваться для поддержания постоянного уровня подкритичности при $K = 0,99$. В этом случае около 3 т ^{99}Tc могут быть уничтожены в течение полного срока работы установки на полной мощности. Может быть трансмутировано $2\div 3$ т Am, если он используется в качестве выгорающего поглотителя в тепловом blankets.

8.2. Быстро-тепловой секционированный жидкосолевой blankets с использованием свинцовой или свинцово-висмутовой мишени рассматривался в кругу специалистов как вариант для трансмутации актинидов и утилизации радиоактивных отходов. Однако наличие отдельных мишени и blankets создает значительные сложности при конструировании, организации теплоотвода и химической переработке.

Существенное упрощение может быть достигнуто, если материал blankets будет одновременно и материалом мишени. Этого можно достичь в предлагаемой системе на основе тяжёлой соли NaF-PbF_2 с температурой плавления 498°C

Проведённые расчётные исследования параметров подобной установки мощностью 2 ГВт показали её следующие возможности в различных топливных циклах.

а). Плутониевый топливный цикл. В течение 20-летнего периода облучения в топливный цикл вовлекается около 20 т энергетического плутония и минорных актинидов. В результате облучения сгорает около 14 т тяжёлых элементов. Коэффициент конверсии плутония составляет 80 %, америция — 30 %. Образуется около 0,5 т изотопов кюрия и менее 1,5 кг более высоких актинидов.

б). Цикл трансмутации нептуния. Благодаря возможности создания системы с жёстким спектром нейтронов, ^{237}Np частично делится в системе, продукт же его захвата — ^{238}Pu обладает в таком спектре хорошими делящимися свойствами, что обуславливает высокую эффективность цикла. За 40 лет работы установки в режиме трансмутации в течение первых 30 лет и дожигания нуклидов в течение последующих 10 лет можно уничтожить около 25 т нептуния с высоким коэффициентом конверсии — 0,985. Такое количество нептуния образуется в системе из 40 легководных реакторов мощностью 1 ГВт каждый, работающих в течение 40 лет.

в). Плутоний-ториевый цикл. За 40 лет работы установки (в режиме конверсии в течение 30 лет и дожигания нуклидов в течение 10 лет) можно вовлечь в топливный цикл около 16 т тория с коэффициентом конверсии 0,77 и

19 т плутония, нептуния и америция с коэффициентами конверсии 0,7; 0,845 и 0,23 соответственно. Будет уничтожено около 30 т тяжёлых элементов.

9. Использование ториевого топлива в бланкетах ЭЛЯС

Современная ядерная энергетика на тепловых нейтронах в открытом уран-плутониевом топливном цикле характеризуется большими объёмами добычи и расхода естественного урана с переводом его существенной доли в радиоактивные отходы. При этом осложняется экологическая обстановка, ограничивается топливный ресурс, повышается риск распространения накапливающегося плутония и понижается экономическая эффективность ядерной энергетике. Особую озабоченность вызывает реакторный плутоний. Использование МОХ (Mixed-OXide – смешанного оксидного) топлива в реакторах на тепловых нейтронах экономически уступает традиционному использованию низкообогащённого урана, сдерживает наработку плутония, но не останавливает её.

Утилизация оружейных материалов путём разбавления высокообогащённого урана естественным или обеднённым, или путём изготовления МОХ топлива из оружейного плутония с последующим сжиганием в реакторах на тепловых нейтронах ещё больше уступает в экономическом отношении использованию традиционного уранового топлива. При этом также продолжает нарабатываться плутоний.

Использование ториевого топлива в бланкетах ЭЛЯС может обеспечить реализацию самообеспечивающегося замкнутого торий-уранового топливного цикла. При этом имеющиеся излишки оружейных урана и плутония, а также накопленный реакторный плутоний будут рационально использованы для перевода ядерной энергетике на тепловых нейтронах на самообеспечивающийся замкнутый торий-урановый цикл, который открывает возможность сохранения природного уровня.

Таким образом, замкнутый торий-урановый топливный цикл, наряду с уран-плутониевым, может быть чрезвычайно эффективным при решении важнейших проблем ядерной энергетике будущего с точки зрения:

- уменьшения количества актинидов в облученном ядерном топливе;
- нераспространения расщепляющихся материалов и ядерных технологий;
- разумного использования высокообогащённых урана и плутония;
- трансмутации наработанных долгоживущих актинидов и энергетического плутония;
- увеличения эффективности использования ресурсов ядерного топлива;
- повышения безопасности работы ядерного реактора.

За использование в ЭЛЯС замкнутого торий-уранового топливного цикла говорит и то, что в этом цикле наработка изотопа ^{236}U и последующих

элементов на единицу произведенной энергии на порядок ниже, чем в стандартном уран-урановом топливе. При этом наработка изотопов плутония, осуществляемая на ^{238}U в обычном топливе, вообще отсутствует.

Сжигание излишков оружейных материалов с торием в тепловых blankets ЭЛЭС будет сопровождаться их наиболее глубоким выгоранием в соответствии с тем, что происходит их дополнительное выгорание на нейтронах деления нарабатываемого изотопа ^{233}U .

Принципиальной особенностью цикла является наличие двух делящихся актинидов (плутоний-торий) в первичной загрузке и трех (плутоний-торий-уран) в отработавшем топливе. Наличие двух зон blanketа с принципиально различными свойствами позволяет создать уникальный вариант переработки отработавшего топлива быстрого и теплового blanketов и формирование новых топливных загрузок

Повышение коэффициента воспроизводства топлива K_B сопровождается в замкнутом топливном цикле увеличением количества делящихся ядер R , нарабатываемых на сырьевом материале, на одно исходное делящееся ядро в соответствии с выражением:

$$R \approx \frac{K_B}{1-K_B} \approx \begin{cases} 1.5 & \text{при } K_B = 0.6 \\ 4 & \text{при } K_B = 0.8 \\ 99 & \text{при } K_B = 0.99 \end{cases} \quad (3)$$

Достижение значения K_B , близкого к 1, означает возможность сжигания любого количества сырьевого материала и увеличение топливного ресурса ядерной энергетики на тепловых нейтронах практически на два порядка. Имеющегося количества излишков оружейных материалов более чем достаточно для перевода мировой ядерной энергетики на замкнутый торий-урановый топливный цикл.

Однако с целью определения конкретных композиций blanketа с использованием тория для работы в подкритическом режиме ЭЛЭС при непрерывной или импульсной подсветке нейтронами (в зависимости от режима работы ускорителя-драйвера) необходимы расчётные исследования по физике blanketов с различными композициями и изучению процессов трансмутации в них.

10. Экспериментальная ЭЛЭС ИТЭФ

Поскольку стоимость даже демонстрационной ЭЛЭС оценивается не менее, чем в 1000 M\$, а ряд проблем может быть исследован при меньших токах и энергиях протонного пучка, чем это необходимо для полномасштабной установки, оказываются востребованными экспериментальные маломощные ЭЛЭС.

Такая установка — электроядерный нейтронный генератор (ЭЛЯНГ) — создавалась в ИТЭФ на базе линейного ускорителя протонов ИСТРА-36 и снятого с эксплуатации тяжеловодного реактора ТВР [33, 34] с пионерской многоплановой задачей:

- создать первый в России действующий прототип электроядерной системы;

- получить экспериментальную базу для исследования ядерно-физических, технологических и инженерно-технических проблем электроядерных технологий;

- получить техническую базу для широкопрофильного прикладного использования протонного пучка и нейтронных потоков.

ЭЛЯНГ предназначался для:

- изучения принципиальных вопросов создания подкритических систем для трансмутации отходов АЭС и производства энергии;

- экспериментального подбора состава и конфигурации blankets;

- исследования эффективности топливных решеток U-Th цикла;

- проверки правильности работы программ расчёта blanketных систем;

- экспериментальной отработки концепции безопасного управления подкритическим реактором и взаимодействия ускорителя-драйвера и мишенно-blankетной системы, включая моделирование и предупреждение аварийных ситуаций;

- экспериментального изучения особенностей работы ускорителя (включая чрезвычайные ситуации) в условиях драйвера, отработки физико-технических решений по созданию отдельных элементов установки для использования их при сооружении полномасштабной ЭЛЯУ;

- наработки радионуклидов (как «реакторных», так и «ускорительных») медико-биологического и промышленного назначения, радиационных испытаний и изменений свойств материалов и изделий;

- получения источника холодных и ультрахолодных нейтронов для фундаментальных исследований;

- организации обучения и стажировки молодых специалистов ускорительного и реакторного направлений.

Схема ЭЛЯНГ приведена на рис. 9. ЛУ-драйвер ИСТРА-36 размещается на двух этажах. Протонный пучок поступает от инжектора в ускоряющие секции НЧУ и далее — в ОЧУ-1 на среднем этаже, поднимается по поворотному ионопроводу ПИ на верхний этаж, поворачиваясь на 180°, ускоряется в секции ОЧУ-2, по выходному ионопроводу ВИ поступает к подкритической сборке и сверху вниз подаётся на её мишень. Предусмотрен вывод пучка с энергиями 3; 10 и 36 МэВ в мишенные станции (МС) для прикладного использования. В табл. 5 приведены его основные параметры.

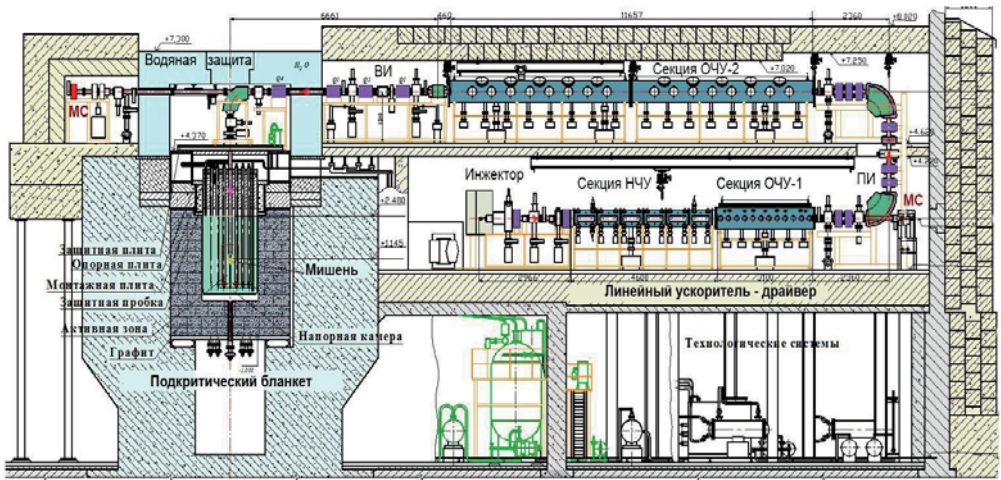


Рис. 9. Схема электроядерного нейтронного генератора ЭЛЯНГ.

Табл. 5. Параметры ЛУ-драйвера ИСТРА-36.

Выходная энергия	МэВ	36
Промежуточные энергии	МэВ	3 и 10
Импульсный ток пучка	мА	100
Частота повторения импульсов	Гц	25
Длительность импульса тока пучка	мкс	220
Средний ток пучка	мА	0,5
Мощность пучка (средняя)	кВт	18
Интенсивность протонов (средняя)	с ⁻¹	$3,1 \times 10^{15}$
Частота ВЧ поля в НЧУ	МГц	148,5
Частота ВЧ поля в ОЧУ-1 и ОЧУ-2	МГц	297
Рабочий вакуум	Торр	10^{-6}

Бериллиевая мишень (рис. 10) имеет толщину 6 мм. Протонный пучок с энергией 36 МэВ полностью поглощается на первых 2 мм. Дополнительная толщина размножает нейтроны благодаря реакции $Be(n,2n)$, что повышает поток быстрых нейтронов из мишени на ~25%. Параметры подкритического blankets (рис. 11) даны в табл. 6.

Расчётным путём исследовано нейтронообразование при бомбардировании протонным пучком с энергией 36 МэВ мишеней из С, Ве, Al, Zr, Pb, U, D₂O. Выявлена возможность повышения нейтронообразования за счёт двухслойной мишени, состоящей, например, из U и Ве.

Выполнена большая часть работ по сооружению ЭЛЯНГ. Изготовлены все узлы ускорителя ИСТРА-36. Во временном помещении проведён монтаж и успешный физический пуск головной части ускорителя, состоящей из

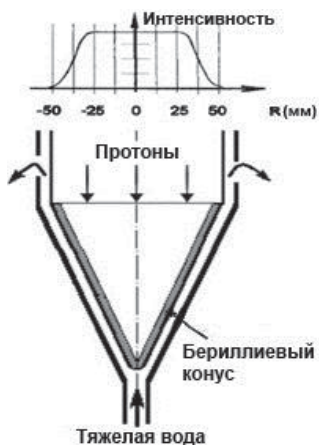


Рис. 10. Вертикальное сечение мишени и распределение плотности потока протонов.

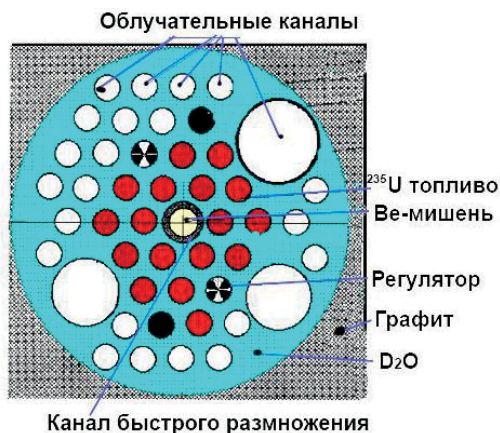


Рис. 11. Горизонтальное сечение подкритического blankets ЭЛЯНГ.

Табл. 6. Основные параметры blankets ЭЛЯНГ.

Диаметр/высота тяжеловодного бака	м	1,71/3,44
Номинальное значение k_{eff}		0,95÷0,97
Количество топливных каналов		16
Загрузка ^{235}U	кг	1,30
Обогащение ^{235}U	%	90
Шаг топливной решетки	мм	110
Высота топливной сборки	мм	1110
Замедлитель и первичный теплоноситель		D_2O
Отражатель		D_2O / графит
Скорость рожден. быстр. нейтр. в мишени	н/с	$1,5 \cdot 10^{14}$
Ср. поток тепл. нейтр. в эксперим. каналах	н/см ² с	$1,5 \cdot 10^{12}$
Мощность по делению ($k_{eff} = 0,95$)	кВт	75

инжектора, НЧУ и ОЧУ-1. Получен протонный пучок с энергией 10 МэВ [35]. В НИИЭФА, ОИЯИ и заводах промышленности изготовлены все узлы поворотного и выходного ионопроводов. Корпус и зал реактора ТВР переоборудованы для работы в составе ЭЛЯНГ. В ОКБМ изготовлены корпус и узлы мишенно-blankетной сборки. В ВИЛС и ВНИИАМ решались вопросы изготовления мишени и элементов СУЗ. Силами ИТЭФ разработан и изготовлен ряд оригинальных узлов установки. ГСПИ разработал документацию на размещения как основных составляющих элементов ЭЛЯНГ, так и его технологических систем.

Общие виды ускорителя-драйвера ИСТРА-36 (во временном помещении) и корпуса тяжеловодного реактора ТВР на текущий момент приведены на рис. 12.

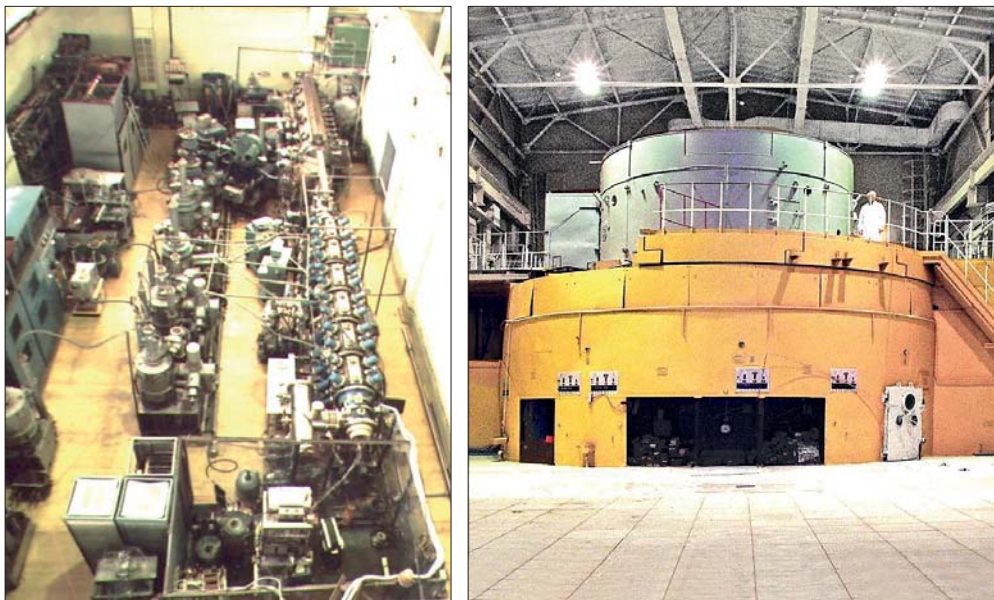


Рис. 12. Основные узлы, подготовленные к монтажу гибридной установки ЭЛЯНГ: протонный ускоритель-драйвер ИСТРА-36 (слева) и корпус тяжеловодного реактора (справа).

К сожалению, экономические трудности остановили сооружение уникальной ЭЛЯС — ЭЛЯНГ. Но полученный при его разработке и сооружении опыт уникален и может быть востребован.

Заключение

Научно-техническая ценность исследований и разработок электроядерного направления, ведущихся в ИТЭФ более двух десятилетий, очевидна, поскольку:

- разработанная база для «Электроядерной программы России» в определённой степени объединила и активизировала усилия учёных и разработчиков в этом направлении;

- показана эффективность использования в электроядерных технологиях более тяжёлых ионов, чем протоны, что может дать значительный выигрыш в нейтронообразовании на мишенях;

– была обоснована целесообразность построения мощных драйверов ЭЛЯС на базе линейных, что полностью подтверждает современный мировой опыт;

– наши предложения и разработки по оптимизации структуры, сокращению потерь пучка, понижению уровня радиации и повышению надёжности мощного ЛУ прошли апробацию на международных форумах; некоторые из них независимо предложены и реализованы за рубежом;

– открытие сотрудников ИТЭФ и ИФВЭ пространственно-однородной квадрупольной фокусировки ПОКФ (англ. RFQ) сделало возможным сооружение высокоинтенсивных ЛУ-драйверов и используется во всех ускорительных центрах мира;

– в каналах фокусировки интенсивных ионных пучков находят применение не требующие электропитания магнитотвердые мультиполи, одним из лидеров разработки которых в России является ИТЭФ;

– обоснована целесообразность увеличения выхода нейтронов при использовании двухслойной мишени;

– оценены возможные параметры быстро-теплового секционированного твердотопливного бланкета энергетического назначения мощностью 2,3 ГВт;

– расчётным путем оценена эффективность работы подкритического бланкета в различных циклах с использованием тяжёлой соли в качестве материала мишени и бланкета.

– накоплен ценный опыт при разработке ЭЛЯНГ, поскольку при этом решались нетривиальные физико-технические задачи, возникающие при объединении таких разнородных установок как ускоритель протонов и ядерный реактор в единую ЭЛЯС.

Литература

1. Лебедев В.М. Ядерная энергетика. Радиоактивные отходы и обеспечение безопасности. Обнинск, ГЦИПК, 1998.

2. Немировский П.Э. АЭ, 1995, т. 79, в. 2, с. 152.

3. <http://www.innov-rosatom.ru/proriv/>

4. Пjitchев В.И. et al. Nucl. Engin. Intern., 2003, v. 48, № 582, p. 23.

5. Васильков Р.Г. и др. АЭ, 1970, т. 29, в. 3, с. 151.

6. Safa H. et al. Proc. of ADTT-99, rep. TU-O-D7.

7. Козодаев А.М., Лазарев Н.В., Шведов О.В. Тр. IV Научн. сем. памяти В.П.Саранцева. ОИЯИ, 2002, с. 139.

8. Shvedov O.V., Murin B.P., Kochurov B.P. et al. Joint United States/Russian Plutonium Disposition Study, Washington, September 1996, p. A1-A60.

9. Mikhailov V.N., Belyaev S.T., Sokolov Yu.A. et al. Russian Minatom Program on ADT-research. Proc. of ADTTA-1999, p. 1044.

10. Козодаев А.М., Лазарев Н.В., Шведов О.В. Письма в ЭЧАЯ, 2004, № 3 (120), с. 88.

11. Rubbia C. et al. The Europ. Techn. Work. Group on ADS, ENEA, 2001, ISBN 88-8286-008-6.
12. Капчинский И.М. Сильноточные линейные ускорители ионов. УФН, 1980, т. 132, в. 4, с. 639.
13. Grillenberger J., Humbel M., Mezger A. et al. Proc. Cyclotrons-2013, p. 37.
14. Smith H.V., Schneider J.D., Sheffield R. Proc. of PAC-2001, p. 3296.
15. Galambos J. Proc. of PAC-2013, p. 1443.
16. Кошкарёв Д.Г., Соболевский Н.М., Бархударян А.В. М., ИТЭФ, 2005, препринт № 05.
17. Kozodaev A.V., Lazarev N.V., Liakin D.A. et al. Proc. of EPAC-2000, p. 942.
18. Kozodaev A.M., Kolomiets A.A., Lazarev N.V. et al. Proc. of PAC-1997, p. 2965.
19. Rees D. Proc. of PAC-1997, p.2889.
20. Андреев В.А., Венгров Р.М., Дроздовский А.А. и др. Патент РФ № 2152696 от 10.07.2000.
21. Zettler C. Proc. of LINAC-1984, p. 480.
22. Kozodaev A.M., Drozdovsky A.A., Konev V.N. et al. Proc. of APAC-2004, p. 717.
23. Скачков В.С. А.с. СССР № 693549, Бюл. ОИПОТЗ, 1979, № 39.
24. Drozdovsky A.A. Proc. of EPAC-1996, p. 2621.
25. Дроздовский А.А., Козодаев А.М., Козодаев М.А. и др. XVIII Конф. по ускор. заряж. частиц RUPAC-2002, докл. С2-53.
26. Andreev V.A., Balabin A.I., Chuvilo I.V. et al. Proc. of conf. on ADTTA, v. 2, p. 1020.
27. Лазарев Н.В., Козодаев А.М. АЭ, 2000, т. 89, в. 6, с. 440.
28. Козодаев А.М., Лазарев Н.В., Лякин Д.А. и др. Сб. докладов XV Совещ. по ускорит. заряж. частиц. Протвино, 1996, т. 2. с. 33.
29. Михайлов В.Н. (Минатом); Шведов О.В., Шарков Б.Ю., Козодаев А.М., Коломиец А.А., Першин В.И., Плотников В.К. (ИТЭФ); Бацких Г.И., Мурин Б.П., Белугин В.М., Бондарев Б.И., Уксусов Н.И., Федотов А.П. (МРТИ); Тепляков В.А., Тюрин Н.Е. (ИФВЭ); Кравчук Л.В. (ИЯИ). Мощный линейный ускоритель протонов для Российской электроядерной программы. X конф. ядерн. общ. России «От Первой в мире АЭС к атомной энергетике XXI века», Обнинск, 28 июня – 2 июля 1999 г.
30. Владимирский В.В., Капчинский И.М., Тепляков В.А. 1991 г. Открытие № 350.
31. Селиверстов В.В. АЭ, 1998, т. 85, в. 2, с. 97.
32. Селиверстов В.В. АЭ, 2002, т.93, вып. 3, с.172.
33. Козодаев А.М., Шведов О.В., Конев В.Н. и др. АЭ, 2003, т. 94, в. 1, с. 87.
34. Kozodaev A., Gavrilin N., Igumnov M. et al. Pramana – journal of physics. Indian Academy of Sciences, 2007, v. 68, № 2, p. 243.
35. Андреев В.А., Артемов В.С., Венгров Р.М. и др. Тр. XII Всесоюзн. Совещ. по ускорит. заряж. частиц. Дубна, 1992, т. II, с. 57.

Бенчмарк-эксперименты в обоснование электроядерных систем

*Ю.Е. Титаренко, В.Ф. Батяев, А.А. Белоноженко,
В.М. Живун, М.М. Игумнов, В.О. Легостаев,
К.В. Павлов, В.И. Рогов, А.Ю. Титаренко*

Существенное расширение энергетического диапазона нейтронов в электроядерных системах (ЭЛЯС) вплоть до энергии протонного пучка (единицы гигаэлектронвольт, что на два порядка выше верхней границы реакторного диапазона энергий) и, как следствие, использование в этих программных комплексах ядерных моделей для расчёта сечений большого количества возможных реакций обусловило необходимость проведения бенчмарк-экспериментов для сравнения достигнутой и требуемой точности расчёта параметров ЭЛЯС.

В ИТЭФ бенчмарк-эксперименты выполнялись на протонном синхротроне У-10 (1-ый тип экспериментов) и на реакторе нулевой мощности МАКЕТ (2-ой тип экспериментов).

Цель экспериментов первого типа — определение интегральных параметров микромоделей мишенных устройств (W-Na; Pb «толстые», протяжённые мишени Ø 150 мм, длиной 920 мм, рис. 1), которые облучались протонами с энергией 800 МэВ [1, 2], и определение сечений образования остаточных продуктов ядерных реакций в «тонких» мишенях, в образцах из мишенных и конструкционных материалов ЭЛЯС (Ø 10 мм, толщиной 0,1÷2 мм, рис. 2), облучаемых протонами с энергиями в диапазоне 40÷2600 МэВ [1, 3–5].

Для «толстых» мишеней было измерено 3537 скоростей реакции в 386 активационных образцах (^{209}Bi , ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{In}$, $^{\text{nat}}\text{Pb}$, ^{181}Ta , ^{27}Al , ^{59}Co , ^{64}Zn , ^{63}Cu , ^{65}Cu , ^{93}Nb , ^{169}Tm , ^{12}C , ^{19}F), расположенных внутри и на поверхности W-Na и Pb мишеней (рис. 3).

Для «тонких» мишеней измерено 14518 сечений образования остаточных ядерных продуктов с периодом полураспада от 6,56 минут (^{29}Al) до 444 лет (^{194}Hg). Всего на ускорителе У-10 было облучено 24 типа мишеней ($^{\text{nat}}\text{U}$, ^{232}Th , ^{209}Bi , $^{\text{nat}}\text{Pb}$, ^{208}Pb , ^{207}Pb , ^{206}Pb , $^{\text{nat}}\text{Hg}$, $^{\text{nat}}\text{W}$, ^{186}W , ^{184}W , ^{183}W , ^{182}W , ^{181}Ta , ^{99}Tc , ^{93}Nb , ^{65}Cu , ^{63}Cu , ^{59}Co , $^{\text{nat}}\text{Ni}$, ^{56}Fe , $^{\text{nat}}\text{Cr}$, ^{27}Al) как природного, так и

изотопно-обогащённого состава при 11-ти значениях энергии протонов в диапазоне от 40 до 2600 МэВ (рис. 4).



Рис. 1. Облучение «толстой» Pb мишени вместе с пороговыми образцами на выведенном пучке ускорителя У-10.



Рис. 2. Облучение «тонких» мишеней протонами с энергиями 40÷2600 МэВ на выведенном пучке ускорителя У-10.

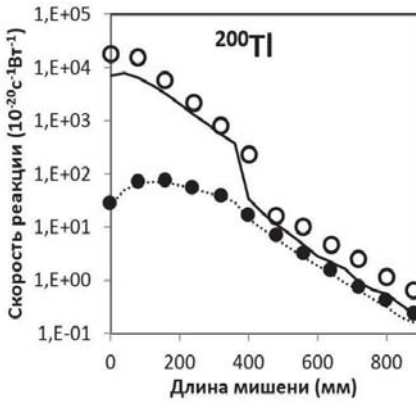


Рис. 3. Распределение скорости реакции ${}^{\text{nat}}\text{Pb}(n,x){}^{200}\text{Tl}$ внутри (○) и на поверхности (●) Pb мишени.

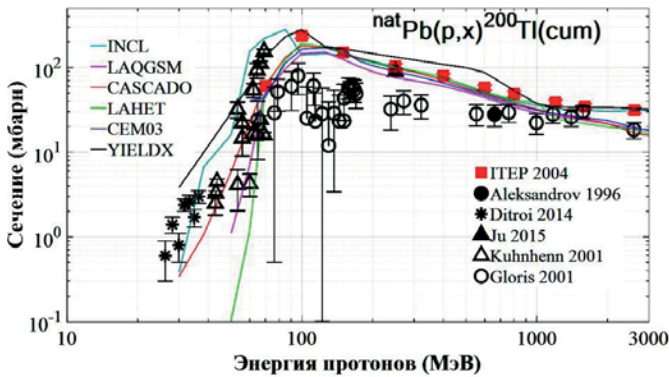


Рис. 4. Функция возбуждения реакции ${}^{200}\text{Pb}(p, x){}^{200}\text{Tl}(\text{cum})$, измеренная в ИТЭФ (■) и в других лабораториях, а также результаты расчётов.

Дополнительно для Pb мишени определен выход нейтронов (рис 5).

Полученные результаты позволили верифицировать широко используемые в мировой практике ядерные модели и высокоэнергетические транспортные программы (рис. 6) [7].

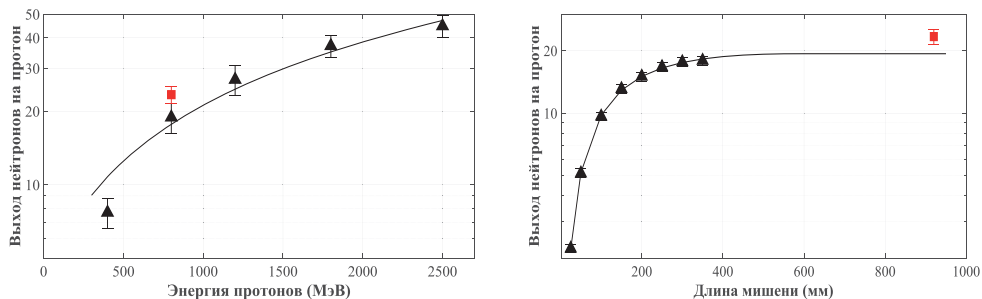


Рис. 5. Выход нейтронов из Pb мишени Ø 15см (▲ — NESSI [6], ■ — ИТЭФ).

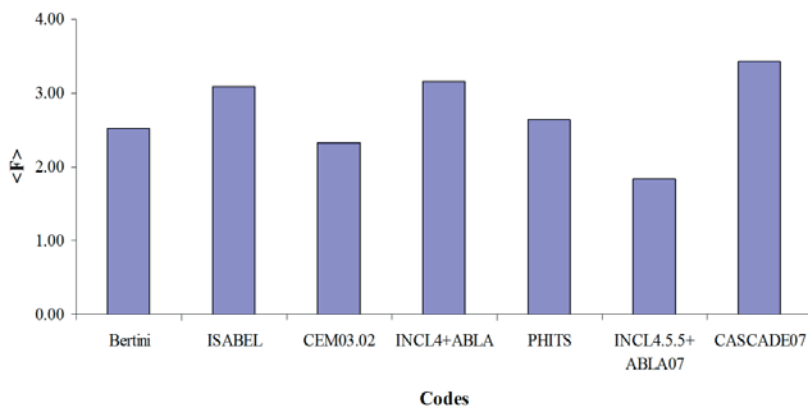


Рис. 6. Предсказательная способность ядерных моделей и ВЭТ программ: BERTINI, SABEL, INCL4+ABLA, CEM03.02, PHITS, INCL4.5.5+ABLA0.7 и CASCADE07.

Цель экспериментов второго типа — определение параметров микромоделей бланкетов различного состава: $\text{Th}(\text{NO}_3)_2 + \text{D}_2\text{O}$; $\text{NaF} + \text{ZrF}_4$ (рис. 7 и 8), помещенных в центральную зону гетерогенных топливных решёток, и верификация библиотек ядерных данных с использованием полученных результатов [8, 9].

Измеряемые параметры: критичность исследуемой решетки; абсолютная мощность; реактивность dp/dh ; спектральные индексы; абсолютные скорости реакции деления ^{235}U , ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , $^{242\text{m}}\text{Am}$, ^{243}Cm , ^{245}Cm , ^{247}Cm ; резонансные интеграла ^{237}Np в тяжеловодном растворе. Результаты

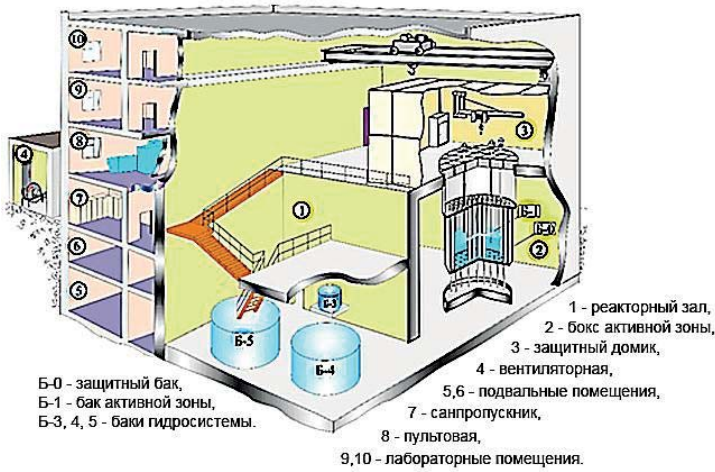


Рис. 7. Схема здания реактора нулевой мощности МАКЕТ.

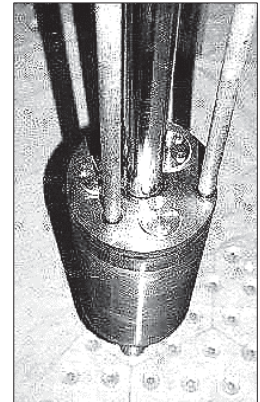


Рис. 8. NaF-ZrF₄ микромодель внутри бака Б-1.

верификации библиотек ENDF/B-VI и JENDL 3.2, выполненные в 2001 г. с использованием экспериментальных и расчётных данных, полученных в ИТЭФ (фактор $\langle F \rangle$), представлены в табл. 1. В связи с дальнейшим совершенствованием библиотек оценённых данных и появлением их новых версий (в США — ENDF/B с последней версией VII.1, в Европе — JEFF-3.2, в Японии — JENDL-4.0, в Китае — CENDL-3.1, в России — BROND-3.1 и ROSFOND-2010) работа по их верификации была продолжена в рамках Координационного исследовательского проекта МАГАТЭ.

Табл. 1. Значения фактора среднеквадратичного отклонения $\langle F \rangle$ между экспериментальными и вычисленными значениями скоростей реакций, полученных с помощью библиотек ENDF/B-VI и JENDL 3.2 для обеих решёток.

Решетка:	21-1-5 (M2)		21-2	
	JENDL 3.2	ENDF/BVI rev 7.	JENDL 3.2	ENDF/BVI rev 7.
Библиотека:	$\langle F \rangle$	$\langle F \rangle$	$\langle F \rangle$	$\langle F \rangle$
²³⁵ U(n,f)	1.16	1.17	1.25	1.25
²³⁷ Np(n,f)	1.10	1.53	1.13	1.37
²³⁸ Pu(n,f)	1.04	1.08	1.03	1.06
²³⁹ Pu(n,f)	1.10	1.11	1.19	1.19
²⁴⁰ Pu(n,f)	1.15	1.14	1.12	1.11
²⁴¹ Pu(n,f)	1.05	1.05	1.03	1.03
^{242m} Am(n,f)	1.20	1.20	1.28	1.27
²⁴³ Cm(n,f)	1.20	1.05	1.33	1.15
²⁴⁵ Cm(n,f)	1.10	1.02	1.13	1.01
²⁴⁷ Cm(n,f)	1.28	1.45	1.10	1.27

В первую очередь, это обусловлено тем, что полноценных бенчмарк-экспериментов для бланкетов ЭЛЯС, которые могут быть использованы для верификации высокоэнергетических библиотек, до настоящего времени не существуют ввиду отсутствия пилотных экспериментальных установок.

Результаты верификации библиотек ENDF/B-VI (rev.7), JENDL3.2, ENDF/B-VI.1/2, ENDF/B-VI.6, ENDF/B-VII.0, ENDF/B-VII.1, JEFF-3.1.1 и JEFF-3.2 с использованием данных, полученных в ИТЭФ, представлены в табл. 2.

Табл. 2. Результаты верификации библиотек (представлены значения $\langle F \rangle$, что и в табл. 1).

Решетка:	21-1-5 (M2)						21-2					
ACEDatabaseversion	ENDF 6.0 (*.60c) + ENDF5.0 (*.51c)+ИИДОС(*.30y)	ENDF 6.6 (*.66c) + ИИДОС(*.30y)	ENDF 7.0 (*.70c) + ИИДОС(*.30y)	ENDF 7.1 (*.80c)	JEFF 3.11(*.31c) + ИИДОС(*.30y)	JEFF 3.2(*.03c)	ENDF 6.0 (*.60c) + ENDF5.0 (*.51c) +ИИДОС (*.30y)	ENDF 6.6 (*.66c) + ИИДОС(*.30y)	ENDF 7.0 (*.70c) + ИИДОС(*.30y)	ENDF 7.1 (*.80c)	JEFF 3.11 (*.31c) + ИИДОС(*.30y)	JEFF 3.2(*.03c)
²³⁵ U(n,f)	1.11	1.11	1.11	1.11	1.11	1.11	1.19	1.19	1.20	1.19	1.20	1.20
²³⁷ Np(n,f)	1.49	1.45	1.19	1.20	1.48	1.49	1.29	1.28	1.13	1.14	1.29	1.26
²³⁸ Pu(n,f)	1.01	1.00	1.00	1.01	1.05	1.05	1.02	1.02	1.03	1.02	1.08	1.07
²³⁹ Pu(n,f)	1.08	1.07	1.07	1.07	1.08	1.08	1.13	1.13	1.13	1.13	1.14	1.14
²⁴⁰ Pu(n,f)	1.01	1.03	1.02	1.02	1.03	1.03	1.05	1.04	1.05	1.05	1.04	1.04
²⁴¹ Pu(n,f)	1.03	1.03	1.02	1.02	1.02	1.03	1.07	1.05	1.06	1.05	1.05	1.03
^{242m} Am(n,f)	1.07	1.07	1.12	1.12	1.11	1.11	1.13	1.13	1.18	1.18	1.18	1.18
²⁴³ Cm(n,f)	1.01	1.02	1.13	1.18	1.13	1.17	1.08	1.07	1.23	1.27	1.23	1.29
²⁴⁵ Cm(n,f)	1.10	1.10	1.05	1.01	1.05	1.00	1.10	1.10	1.05	1.01	1.04	1.02
²⁴⁷ Cm(n,f)	1.36	1.49	1.65	1.53	1.42	1.54	1.52	1.33	1.46	1.38	1.26	1.34

Накопленный опыт по расчёту параметров мишенного узла ЭЛЯС был использован при выполнении госконтракта № 14.516.11.0082 от 01.07.2013 г. «Анализ возможности создания жидкосолевого бланкета для демонстрационного подкритического реактора» [10], который показал, что:

а) реактор тепловой мощностью 360 МВт, управляемый внешним пучком протонов с энергией 1 ГэВ и током 6 мА, будет поддерживать в активной зоне средний поток нейтронов около $1,7 \cdot 10^{15}$ н/с·см² и сжигать в год ~120 кг минорных актинидов;

б) при организации в отражателе зоны конверсии для утилизации нейтронов утечки можно набирать около 10 кг/год ²³³U и более 1 кг/год ²³³Pa.

По материалам выполненных исследований успешно защищены 7 кандидатских и 1 докторская диссертация. Полученные в институте экспериментальные результаты вошли в базы ядерных данных SINBAD, EXFOR.

Литература

1. Батяев В.Ф., Бутко М.А., Павлов К.В. и др. АЭ, 2008, т. 104, в. 4, с. 242.
2. Титаренко Ю.Е., Батяев В.Ф., Титаренко А.Ю. и др. АЭ, 2009, т. 107, в. 1, с. 37.
3. Titarenko Yu.E., Shvedov O.V., Igumnov M.M. et al. Nucl. Instr. Meth., A, 1998, v. 414, № 1, p. 73.
4. Titarenko Yu.E., Shvedov O.V., Batyaev V.F. et al. Phys. Rev., 2002, 064610.
5. Titarenko Yu.E., Batyaev V.F., Titarenko A.Yu. et al. Phys. Rev., C78, 2008, 034611.
6. Filges D., Goldenbaum F. Handbook of Spallation Research: Theory, Experiments and Applications. WILEY-VCH Verlag, 2009.
7. Titarenko Yu.E., Batyaev V.F., Butko M.A. et al. Phys. Rev., C, 2011, 064612.
8. Fomushkin E., Novoselov G., Titarenko Yu. et al. Proc. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Tsukuba, Japan, 2001, p. 1213.
9. Pesic M.P., Titarenko Yu.E., Batyaev V.F. et al. Nuclear Technology and Radiation Protection, 2015, XXX, 1, p. 1.
10. Невиница В.А., Дудников А.А., Фролов А.А. и др. АЭ, 2014, т. 117, в. 1, с. 15.

Нейтринная физика на Калининской АЭС

А.С. Старостин

Экспериментальная физика нейтрино неразрывно связана с ядерными реакторами, где мощные потоки антинейтрино образуются при бета-распадах осколков деления. Реактор с тепловой мощностью 3 ГВт генерирует $\sim 6 \times 10^{20}$ антинейтрино в секунду. Использование реакторов для изучения фундаментальных свойств нейтрино было начато в 1953–1956 гг. в США на реакторе Savanna River, где в экспериментах Райнеса и Коуэна впервые наблюдалось взаимодействие нейтрино с веществом [1]. С конца 70-х нейтринные эксперименты на реакторах были начаты в СССР на Ровенской и Красноярской АЭС. Наша группа, включающая сотрудников ИТЭФ и ОИЯИ, приступила к экспериментальным работам по нейтринной физике на Калининской атомной электростанции (КАЭС) тринадцать лет тому назад. Тематика проводимых и планируемых работ на КАЭС включает проекты по фундаментальным и прикладным направлениям. Это эксперимент по измерению магнитного момента нейтрино и проект создания детектора антинейтрино DANSS (Detector Anti Neutrino based on Solid Scintillator) для дистанционного измерения параметров реактора в реальном масштабе времени.

Изучение свойств нейтрино является одной из главных задач современной физики элементарных частиц. На этом направлении в последние годы достигнуты замечательные успехи. Из анализа результатов, полученных в экспериментах по поиску осцилляций атмосферных, солнечных и реакторных нейтрино, сделаны выводы о существовании конечной нейтринной массы и определено большинство параметров нейтринных состояний. Однако многие фундаментальные свойства нейтрино остаются до сих пор неизвестными. Неизвестна величина магнитного момента нейтрино (ММН), неизвестно также, имеет ли нейтрино античастицу (дираковский тип нейтрино), или является истинно нейтральной частицей (майорановское нейтрино). В Стандартной модели с минимальным расширением магнитный момент дираковского нейтрино выражается через массу нейтрино и имеет очень малую величину $\sim 10^{-19} \mu_B$ (μ_B — магнетон Бора), недоступную для наблюдения в современных экспериментах. Вместе с тем, в ряде расширений Стандартной модели нейтрино вне зависимости от величины массы могут иметь магнитный момент порядка $(10^{-10} \div 10^{-12}) \mu_B$ [2]. Помимо теоретических

расчётов представление о величине ММН можно получить из анализа параметров некоторого класса звёзд на последней стадии их эволюции, когда нейтринные потоки уносят подавляющую часть теряемой звёздами энергии. Можно ввести ограничения на ММН из оценок таких параметров, как массы гелиевых звёзд в момент вспышки, светимость белых карликов и энергетический спектр нейтрино от взрыва сверхновой. Однако следует помнить, что астрофизические оценки являются модельно зависимыми. В последние годы был выполнен ряд теоретических расчётов, в которых показано, что из экспериментального обнаружения ММН следуют два фундаментальных следствия. Во-первых, это означало бы, что нейтрино является майорановской частицей, т.е. нейтрино и антинейтрино тождественны. Во-вторых, полученная в эксперименте величина ММН указывала бы на верхнюю энергетическую границу применимости Стандартной модели, выше которой начинается Новая физика. Для проверки гипотезы о существовании у нейтрино anomalно большого магнитного момента и установления границ применимости Стандартной модели крайне актуальным является увеличение чувствительности лабораторных измерений ММН.

Лабораторные измерения ММН — μ_ν основаны на выделении его вклада в процесс рассеяния антинейтрино на электроны. В качестве источника антинейтрино используют промышленные водо-водяные реакторы. В процессе рассеяния, при ненулевом μ_ν в дифференциальное сечение $d\sigma/dT$, где T — кинетическая энергия рассеянного электрона, наряду со стандартным слабым (W) будет давать вклад и электромагнитное (EM) взаимодействие. При малых переданных энергиях ($T \ll E_\nu$, E_ν — энергия нейтрино) EM и W компоненты дифференциального сечения ведут себя абсолютно по-разному: $(d\sigma/dT)_W$ практически постоянна, в то время как $(d\sigma/dT)_{EM}$ с уменьшением энергии рассеянного электрона растёт как $1/T$. Поэтому понижение энергетического порога детектора приводит к столь же резкому увеличению чувствительности измерений. В «реакторных» экспериментах имеется возможность существенно повысить чувствительность измерений за счет разностного метода.

Он основан на сравнении спектров, полученных при работающем — «on» и заглушенном — «off» реакторе. Если ММН не равен нулю, то спектр, набранный при работающем реакторе — S_{ON} , содержит фон и эффект от электромагнитного рассеяния — S_{EM} . Спектр, полученный при заглушенном реакторе — S_{OFF} , содержит только фон. Поэтому $S_{EM} = S_{ON} - k \times S_{OFF}$, где k — нормировочный коэффициент, учитывающий разницу во времени измерений «on» и «off». Ещё надо учесть эффект от слабого взаимодействия антинейтрино с электроном — S_W . Он легко вычисляется, и в нашем эксперименте, в области поиска ММН лежит в пределах (2÷60) кэВ, составляет очень маленькую величину. При нулевой разнице спектров, с учётом

статистической и систематической погрешности измерений, на величину ММН вводится ограничение сверху.

М.Б. Волошиным и А.С. Старостиным (ИТЭФ) было предложено использовать в измерениях ММН низкофоновый германиевый спектрометр (НГС). Идея была реализована в 1998 году в рамках программы GEMMA (Germanium Experiment on the measurement of Magnetic Moment of Antineutrino) [3]. Одним из достоинств НГС является низкий уровень собственных шумов и практическое отсутствие радиоактивных примесей. Сочетание этих качеств позволяет проводить измерения, начиная с энергии в несколько килоэлектронвольт.

Измерения ММН в эксперименте GEMMA проводились на втором блоке Калининской АЭС. В качестве спектрометра использовался детектор из сверхчистого германия весом 1,5 кг, окружённый многослойной защитой от всех видов внешнего излучения — радиационного, нейтронного и космического. Спектрометр GEMMA I (рис. 1) состоял из германиевого детектора, окружённого кристаллами NaI и пассивной защитой от внешнего радиационного фона (медь и свинец).

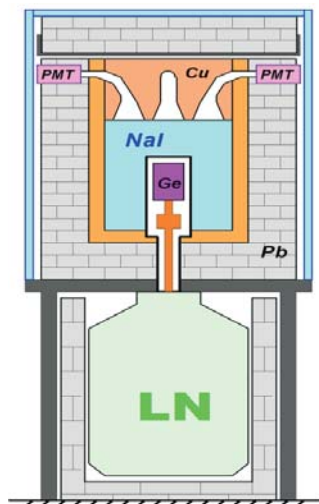


Рис. 1. Спектрометр GEMMA I.

Поверх свинцовой защиты расположены мюонные счетчики. Комбинированная защита состояла из активных и пассивных элементов. Её использование позволило уменьшить фон внешних источников излучения почти в миллион раз (рис. 2). Установка располагалась на расстоянии 14 м от центра активной зоны реактора с тепловой мощностью 3,0 ГВт. При этом плотность потока антинейтрино на детекторе достигала $2,7 \times 10^{13}$ антинейтрино на квадратный сантиметр в секунду.

Набор данных проводился при работающем («on») и заглушенном («off») реакторе в течение четырех лет, начиная с августа 2005 года. Продолжительность измерений в режимах «on» и «off» составила 19000 и 4600 часов, соответственно. По результатам обработки данных было поставлено ограничение на величину ММН — $\mu_{\nu} < 2,9 \cdot 10^{-11} \mu_B$ [4]. Это лучший результат в мире за более чем тридцатилетнюю историю проведения подобных экспериментов. Указанное ограничение ММН, в предположении майорановской природы нейтрино, позволяет оценить границу применимости Стандартной модели как $\Lambda \leq 100 \text{ ТэВ}$.

В настоящее время ведётся подготовка эксперимента GEMMA II. В установке GEMMA II (рис. 3) 2-кристальный германиевый детектор

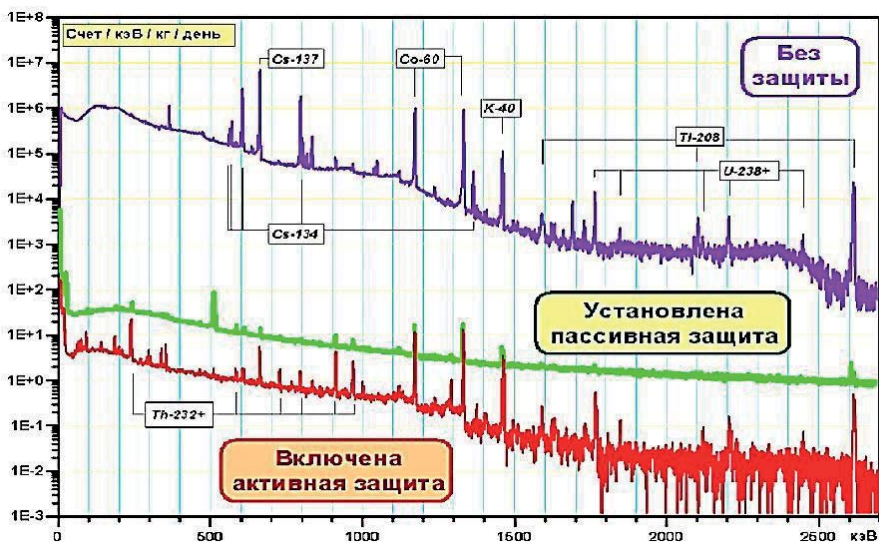


Рис. 2. Спектр низкофонового Ge-NaI спектрометра, измеренный без защиты, с пассивной защитой, с пассивной и активной защитами. Фактор подавления фона в области низких энергий превышает пять порядков.

расположен в центральном колодце кристаллической сборки NaI(Tl) и окружён пассивной защитой из меди, свинца и борированного полиэтилена. Поверх пассивной защиты расположены сцинтилляционные счётчики (зелёный цвет на рис. 3) активной защиты от космических мюонов. Измерения будут проводиться на 3-ем блоке КАЭС. Место расположения нового эксперимента находится непосредственно под реактором, где для размещения установки GEMMA II изготовлена и собрана платформа с подъёмником (рис. 3). Платформа позволяет поднимать спектрометр на высоту 3 м над полом и достигать минимального расстояния до центра активной зоны реактора 10 м. При этом плотность потока антинейтрино составит $5,4 \times 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Для регистрации антинейтрино будет использован германиевый детектор весом 6 кг в сочетании с активной и пассивной защитой. Конечной целью эксперимента является достижение

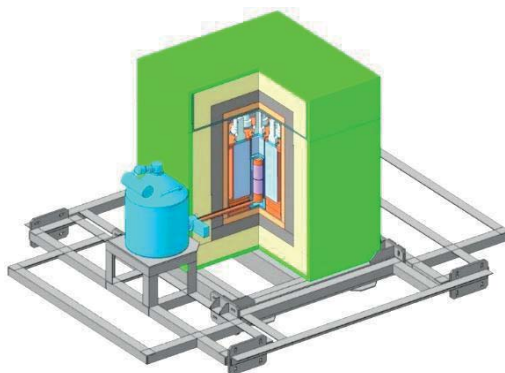


Рис. 3. Спектрометр GEMMA II.

чувствительности к величине ММН порядка $(1,0 \div 1,5) \cdot 10^{-11} \mu\text{В}$ за три года измерений, что в два-три раза улучшит достигнутое к настоящему времени значение.

Установка собирается на платформе на уровне пола, затем с помощью подъёмных устройств поднимается к потолку помещения. Таким образом, за счёт сокращения расстояния между детектором и центром активной зоны реактора поток антинейтрино увеличивается в полтора раза.

На определенном этапе фундаментальных исследований появляется возможность использования накопленных знаний в прикладных целях. Именно это наблюдается сейчас в «реакторном» разделе нейтринной физики. До последнего времени основным направлением «реакторных» опытов было изучение фундаментальных свойств нейтрино. По мере увеличения чувствительности экспериментов потребовались более углубленные знания о спектрах реакторных антинейтрино и их зависимости от параметров реактора. В результате накопленной информации появилась возможность решить обратную задачу — использовать детекторы антинейтрино для дистанционной диагностики работы реактора. Измерения параметров реактора с помощью детектора антинейтрино основаны на строгой зависимости между тепловой мощностью реактора и плотностью потока антинейтрино, а также между формой спектра антинейтрино и составом ядерного топлива.

Первые положительные результаты в области нейтринной диагностики были получены на Ровенской АЭС в середине 80-х годов группой из Курчатовского института, возглавляемой Л.А. Микаэляном. Измерения проводились на жидко-сцинтилляционном спектрометре РОНС, расположенном в специальной лаборатории под реактором ВВЭР-440, на расстоянии 18 м от центра активной зоны. Для регистрации реакторных антинейтрино (РА) использовалась реакция обратного бета-распада на протонах рабочего вещества детектора. Скорость счёта РА составляла ~ 900 событий в сутки. В спектрометре РОНС частично воспроизводился спектр реакторных антинейтрино, а интегральная скорость счёта позволяла довольно точно судить об энерговыделении реактора. Были сделаны первые шаги по развитию методов дистанционного определения комбинированного состава топлива в активной зоне реактора в реальном масштабе времени [5]. В настоящее время работы по разработке детекторов антинейтрино для мониторинга параметров ядерного реактора ведутся в США, Франции, Японии и Канаде.

Предложенный нашей группой проект детектора антинейтрино DANSS является прибором нового поколения. По всем параметрам он превосходит как спектрометр РОНС, так и проектируемые в настоящее время зарубежные аналоги. Дизайн детектора DANSS основан на последних достижениях экспериментальной физики. Для регистрации антинейтрино предлагается использовать твёрдый сцинтиллятор. Это имеет принципиальное значение,

поскольку детектор может располагаться в производственных помещениях, вблизи активной зоны реактора. Кроме того, твердотельные сцинтилляторы позволяют проектировать секционированные детекторы с высоким уровнем грануляции. Это свойство создает большие удобства при монтаже, перемещении и изменении конфигурации детектора. Спектрометр DANSS представляет собой сцинтилляционный пластмассовый детектор объемом 1 м^3 , разбитый на 2500 ячеек и на пять самостоятельных секций по 500 ячеек в каждой. Детектор может быть использован для измерения параметров стандартного водо-водяного реактора (например, ВВЭР-1000) и реакторов на быстрых нейтронах (БН-800, БН-1000). Ожидаемая скорость счёта антинейтрино — около 10000 событий в сутки, что соответствует статистической точности измерений 1 %. Установка будет располагаться на минимально возможном расстоянии от центра активной зоны реактора — 10 метров. Для этого она собирается на платформе в помещении под реактором и с помощью домкратов поднимается над полом (рис. 4). Этим достигается рекордная плотность потока антинейтрино $5,7 \times 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и скорость счёта около 12000 полезных событий в сутки. Исходные данные

DANSS позволяют в реальном масштабе времени решать следующие задачи: измерять тепловую мощность реактора с точностью $\sim 1,3 \%$; определять композитный состав топлива и скорость наработки ^{239}Pu с точностью $\sim 5 \%$; обеспечивать томографию реакторного блока. Совокупностью данных параметров и возможностей не обладает ни один из существующих методов контроля ядерного реактора. В настоящее время осуществлен запуск спектрометра DANSS и начаты фоновые измерения.

Наряду с уже имеющимися методами контроля параметров ядерного реактора, использование детектора антинейтрино становится чрезвычайно актуальной в силу следующих обстоятельств. Во-первых, меняется характер эксплуатации уже построенных АЭС; существенно увеличивается длительность компаний, что ведёт к пересмотру старых методов контроля работы реактора. Во-вторых, в реакторах нового поколения на быстрых

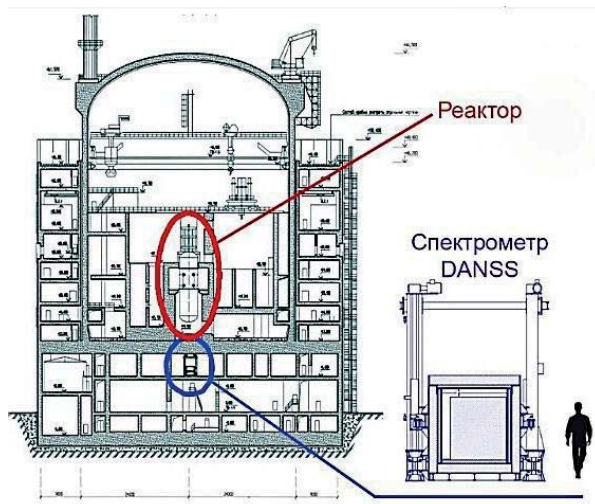


Рис. 4. Расположения спектрометра DANSS с подъёмным механизмом под реактором 4-го блока КАЭС.

нейтронах (РБН) длительность топливного цикла может составлять три-четыре года. Отсутствие прямых методов контроля работы РБН в реальном масштабе времени при столь продолжительных кампаниях может привести к снижению эффективности их работы.

Одновременно с решением прикладных задач спектрометр DANSS планируется использовать в фундаментальном эксперименте по поиску осцилляций, обусловленных стерильными нейтрино. В последнее время широко обсуждаются аномалии, наблюдаемые в ряде нейтринных экспериментов, которые можно рассматривать как указание на нейтринные осцилляции с параметром $\Delta m^2 \approx 1 \text{ эВ}^2$, где Δm — разница масс между исходным и конечным типом нейтрино. Подтверждение этого феномена означало бы существование наряду с известными 3-мя типами активных нейтрино одного или нескольких стерильных нейтрино. В реакторных экспериментах для поиска осцилляций используется принцип выбывания — disappearance, когда электронное нейтрино меняет флейворное состояние и не проявляется себя в реакции обратного бета-распада. Это приводит к изменению счёта и искажению позитронного спектра. Для случая смешивания двух массовых состояний ν_i и ν_f вероятность перехода $\nu_e \rightarrow \nu_s$ определяется выражением

$$P_{14} \approx \sin^2(2\theta_{14}) \sin^2(\varphi) , \quad (1)$$

где $\sin^2(2\theta_{14})$ — параметр смешивания, определяющий глубину перехода, $\varphi = 1,27 \cdot \Delta m^2_{41} \cdot L \cdot E^{-1}$, Δm^2_{41} — массовый параметр, E — энергия антинейтрино и L — расстояние между источником нейтрино и местом флейворного перехода.

При $\Delta m^2 \approx 1 \text{ эВ}^2$ оптимальное расстояние L для наблюдения перехода $\nu_e \rightarrow \nu_s$ определяется из условия достижения первого максимума в выражении (1) ($\varphi \approx \pi/2$); с учётом известных параметров оно составляет от 2 до 20 м. Такая протяжённость перехода определяется 2-мя факторами. Размерами активной зоны реактора ($H \approx 3,6 \text{ м}$, $R \approx 1,7 \text{ м}$) и энергетическим спектром реакторных антинейтрино. Высокая скорость счёта и удачное расположение спектрометра DANSS относительно центра реактора обеспечивают уникальную чувствительность планируемого эксперимента. Сравнение спектров, набранных спектрометром DANSS на расстояниях 9,7 и 12,5 метров от центра активной зоны, позволяет с высокой точностью ($\sin^2 2\theta_{14} \approx 0,003$) проверить наличие осцилляций с учётом стерильных нейтрино (рис. 5) [6].

Методы, предложенные в проектах GEMMA и DANSS, могут быть использованы для решения ряда других фундаментальных и прикладных задач. Например, для наблюдения когерентного рассеяния антинейтрино на атомных ядрах. Фундаментальный процесс когерентного рассеяния нейтрино

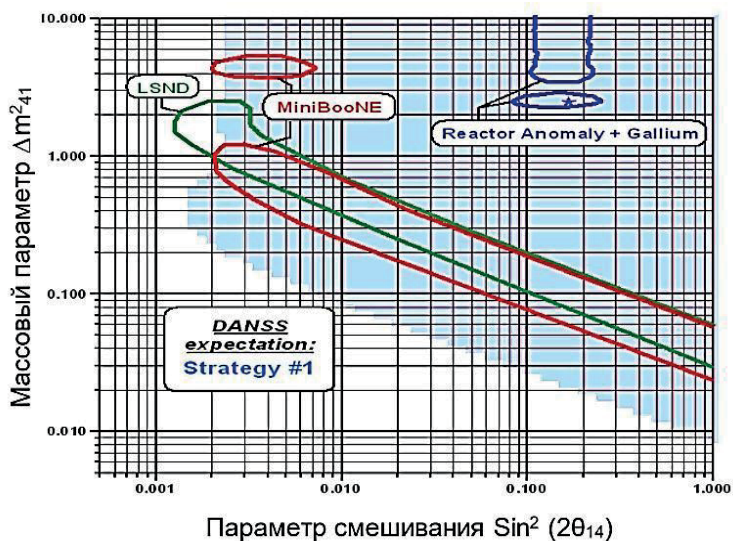


Рис. 5. Оценки достижимых ограничений на параметры осцилляций (голубая область) спектрометром DANSS за один год измерений на расстояниях 9,7 и 12,5 м от центра активной зоны 4-го блока КАЭС. Показаны ограничения, полученные из анализа результатов других экспериментов.

на атомном ядре, предсказанный Стандартной моделью, до настоящего времени не наблюдался, поскольку ядра отдачи обладают кинетической энергией менее 1 кэВ. Измерение столь малых энергий в детекторах массой от одного до сотен килограмм представляет очень сложную техническую проблему. В то же время регистрация данного процесса и измерение его сечения очень важны для проверки современных теорий элементарных частиц, в частности, для астрофизики, где когерентное рассеяние является определяющим фактором в динамике сверхновых и нейтронных звезд. Помимо фундаментальной значимости этого процесса когерентное рассеяние нейтрино на ядрах, также как и инверсный бета-распад, может быть использовано для измерения параметров ядерного реактора по потоку и форме спектра реакторных антинейтрино. Для поиска когерентного рассеяния планируется использовать германиевый детектор с внутренним пропорциональным усилением сигнала, обладающим сверхнизким энергетическим порогом (менее 100 эВ).

Идея создания детекторов с внутренним пропорциональным усилением сигналов на базе монокристаллов германия и кремния была предложена и запатентована в ИТЭФ [7]. В готовящемся эксперименте планируется использовать германиевый низкопороговый детектор с внутренним лавинным усилением заряда общей массой 2 кг. Работы по созданию детектора из

сверхчистого германия с порогом порядка 50 эВ начаты, и впервые получено внутреннее пропорциональное усиление сигнала в германиевом детекторе массой порядка 150 г.

Литература

1. Reines F., Cowen C.L. Phys. Rev., 1953, v. 92, p. 830.
2. Voloshin M.B., Vysotsky M.I. and Okun L.B. Sov. Phys., JETP, 1986, v. 64, p. 446.
3. Beda A.G., Demidova E.V., Starostin A.S., Voloshin M.B. ЯФ, 1998, т. 61, № 1, p. 72.
4. Beda A.G., Brudanin V.B., Starostin A.S. et al. Phys. of Particles and Nuclei Lett., 2013, v. 10, № 2, p. 139.
5. Климов Ю.В., Копейкин В.И., Микаэлян Л.А. и др. АЭ, 1994, т. 76, в. 2, с. 130.
6. The DANSS Collaboration. Sensitivity of the DANSS detector to short-range neutrino oscillations. The 2013 European Physical Society Conference on High Energy Physics (EPSHEP), Sweden, Stockholm, 2013, 18-24 July; arXiv: 1311.2777 v1.
7. Starostin A.S. and Beda A.G. Phys. Atomic Nuclei, 2000, v. 63, № 7, p. 1297.

Имитационные эксперименты на пучках тяжёлых ионов для анализа радиационной стойкости перспективных материалов ядерных энергетических установок

*С.В. Рогожкин, Т.В. Кулевой, А.А. Никитин, А.А. Хомич, Н.А. Искандаров,
А.А. Богачев, Н.Н. Орлов, П.А. Федин, С.Л. Андрианов*

Введение

В настоящее время в связи с активным развитием атомной энергетики стоит задача разработки новых конструкционных материалов, обладающих повышенными жаропрочностью, коррозионной и радиационной стойкостью, для использования их в активной зоне ядерных реакторов. Деградация свойств реакторных материалов инициируется нарушениями их структуры, возникающими под воздействием ядерных частиц широкого спектра энергий, возникающих в ядерных реакциях деления или синтеза. Микроструктурные изменения в материалах могут наблюдаться от атомных масштабов до размеров зёрен материала. Последствиями этих процессов являются распухание, охрупчивание, ползучесть, радиационный рост и ряд других изменений свойств.

Чтобы достаточно точно экспериментально моделировать реальные условия облучения реакторных материалов можно использовать тяжёлые ионы. Низкоэнергетичные ионы могут имитировать первично выбитые атомы, образующиеся при реакторном облучении нейтронами и соответственно моделировать каскады, характерные для нейтронного облучения. Поэтому разрабатываются методы экспресс-анализа материалов (имитационные эксперименты) с использованием пучков ионов [1, 2].

Основным направлением в таких экспериментах является облучение образцов и последующее исследование их микроструктуры с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) [3, 4], а также атомно-зондовой томографии (АЗТ) [5, 6]. На основе данных об изменениях микроструктуры делается прогноз изменения макроскопических свойств.

На начальных этапах применение АЗТ в имитационных экспериментах потребовало развития методики по облучению и исследованию образцов для атомно-зондовой томографии [7–9]. В этом случае можно использовать ионы с энергией порядка нескольких сотен килоэлектронвольт. Такие ионы имеют небольшие длины пробега в конструкционных материалах (сотни нанометров).

Поэтому ими можно облучать образцы-иглы, толщина которых ~ 100 нм. Чтобы падающие на образец-иглу ионы создавали каскады в центре образца, необходимо чтобы они имели энергию $100\div 200$ кэВ. В ИТЭФ для этих целей использовался источник ионов линейного ускорителя ТИПр [9] и стенд СОРМАТ [10].

Имитационные эксперименты более результативны при облучении объёмных образцов (например, пластин материала толщиной 100 нм и более) и проведении микроскопического анализа на различных глубинах вдоль пробега ионов. Исследуемые области в этом случае должны быть удалены от поверхности не менее чем на 200 нм [1, 11] и расположены вплоть до глубин остановки ионов, а при больших дозах облучения — не доходить до этой глубины из-за напряжений, возникающих при высокой плотности внедрённых ионов [12]. Для таких экспериментов необходимы ионы с энергией $3\div 10$ МэВ [13], что обеспечивает длину пробега в несколько микрометров. При облучении сталей наиболее приемлемыми считаются ионы Fe с энергией ~ 5 МэВ. Указанная энергия в широком диапазоне доз обеспечивает такие глубины облучённой области, при которых можно пренебречь влиянием поверхности и напряжениями, возникающими в области внедрения ионов [14]. В случае облучения образцов при повышенных температурах и высоких дозах важным является облучение ионами основного химического элемента материала (так называемыми собственными ионами) для исключения дополнительного легирования материала и его влияния на результаты имитационных экспериментов.

В последнее время получили развитие методы прецизионной пробоподготовки с применением фокусированных ионных пучков (ФИП), используемых в двухлучевом электронно-ионном микроскопе, позволяющие извлекать пробы с различных глубин облучённого образца. Поэтому в имитационных экспериментах стали облучать массивные образцы и уже потом извлекать из них пробы для последующих исследований. При этом подготовка проб может выполняться как для анализа методами ПЭМ, так и для исследований методами АЗТ. Такие эксперименты проводятся на пучке ускорителя ТИПр [15].

Для анализа изменения механических свойств облучённых образцов в настоящее время стали применяться методы наноиндентирования [16]. Наноиндентирование может быть выполнено на тех же образцах, из которых вырезались с помощью ФИП пробы для ПЭМ и АЗТ. Таким образом, один облучённый образец позволяет получить как различные данные о микро- и наноструктуре, так и сведения о механических свойствах материала.

В настоящей работе представлено описание комплекса имитационных экспериментов на пучках тяжёлых ионов как низких энергий $100\div 200$ кэВ ($2\div 4$ кэВ/нуклон), так и более высоких — 101 кэВ/нуклон.

1. Облучение образцов тяжёлыми ионами низких энергий

Для томографических атомно-зондовых исследований используются образцы в виде иглы, с радиусом закругления кончика несколько десятков нанометров [5]. Наиболее эффективно каскадная генерация радиационных дефектов происходит в конце пробега ионов. Поэтому для изучения влияния каскадных повреждений на материал пробеги падающих ионов должны быть сопоставимы с толщиной образца. Моделирование при помощи программного комплекса SRIM (The Stopping and Range of Ions in Matter) показало, что ионы железа с энергией 70–210 кэВ генерируют максимальное количество дефектов на глубинах примерно 50 нм, что соответствует области, исследуемой в атомном зонде (рис. 1). Для облучения образцов-игл сначала использовался ионный пучок инжектора ускорителя ТИПр с вакуумно-дуговым источником ионов металлов (ВДИИМ) с энергией 75 кэВ/Z, где Z — заряд иона, а в дальнейшем — специализированный стенд СОРМАТ (рис. 2) с аналогичными

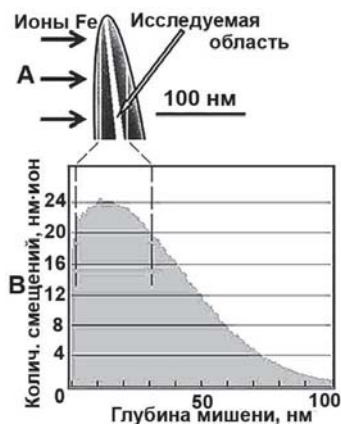


Рис. 1.

А — схема облучения образца ионами железа для томографических атомно-зондовых исследований.

В — результаты SRIM-моделирования повреждений, возникающих при облучении пучком ВДИИМ

(Fe^+ — 25%, Fe^{2+} — 68%, Fe^{3+} — 7% с энергиями 70, 140 и 210 кэВ соответственно).

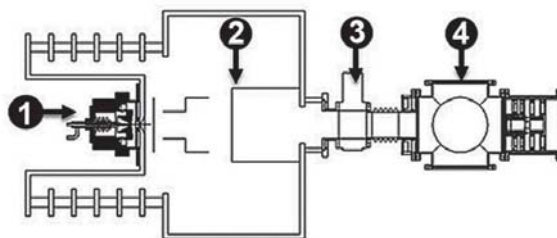


Рис. 2. Схема стенда СОРМАТ: 1 — источник ионов; 2 — система формирования пучка; 3 — индукционный датчик, 4 — мишенная камера.

параметрами пучка. Системы экстракции и формирования пучка стенда СОРМАТ и инжекционного узла ускорителя ТИПр [8, 17, 18] аналогичны

изображённым на рис. 3. В пучке ВДИИМ основную долю составляли двухзарядные ионы железа, но присутствовали и одно-, и трёхзарядные. Результаты моделирования при облучении пучком ВДИИМ даны на рис. 1.

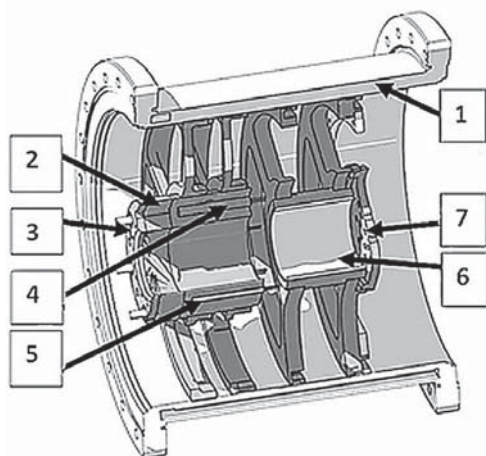


Рис. 3. Мишенная камера.

Облучение образцов производилось в мишенной камере (рис. 3), состоящей из охлаждаемого кожуха (1), в который на кольцах из нержавеющей стали вставлялось медное основание-цилиндр (2) с прилегающей кассетой образцов (3). Охлаждение кожуха позволяло избежать нагрева камеры и нежелательного газовыделения с её поверхности. В медном основании устанавливались нагревательные элементы (4) и термопары (5). Далее по ходу пучка устанавливалась система on-line диагностики, состоявшая из супрессора (6) и токоприемника-профилометра (7), который представлял собой алюминиевую пластину, на которой смонтированы электроизолированные 9 ламелей [15].

Суммарный импульсный ток на токоприемнике составляет ~ 6 мА, ускоряющее напряжение может регулироваться в пределах $70 \div 100$ кВ. Энергия ионного пучка составляет $45 \div 80$ кэВ/З. Плотность пучка на мишени за время импульса — $1 \div 2$ мА/см². Длительность импульсов — 440 мкс, частота их повторения — 0,25 Гц. Давление в камере — ниже 8×10^{-7} мбар. Эти условия позволяют облучать образцы до флюенсов $10^{19} \div 10^{20}$ м⁻² за 1 рабочую смену. Облучения могут проводиться как при комнатной температуре, так и при контролируемом нагреве образцов.

2. Облучение образцов тяжёлыми ионами с энергией 101 кэВ/нуклон

Для облучения ПЭМ образцов-дисков либо пластин используется пучок линейного ускорителя ТИПр [18], который ускоряет тяжёлые ионы с

отношением массы к заряду не более 60 до энергии 101 кэВ/нуклон. Схема облучения представлена на рис. 4. Ускоритель работает в импульсном режиме с длительностью импульса пучка 450 мкс и частотой повторения 0,25 Гц. Во время облучения образцы находятся в условиях вакуума при разряжении от $1,5 \times 10^{-6}$ до $6,0 \times 10^{-7}$ Торр.

Для облучения обычно используют ионы химических элементов, являющихся основными в облучаемом материале. Образцы сталей и сплавов на основе железа облучаются пучком ионов железа Fe^{2+} с энергией 5,6 МэВ при общем токе пучка в импульсе 300 мкА и плотностью тока на образце $1,65 \text{ мА/см}^2$ [8, 19]. Титановые сплавы облучаются ионами Ti^{2+} с энергией 4,8 МэВ [20, 21]. Возможно использование ионов других металлов: V, Ni, Cr, Co, Mo, Ta, Al, Cu и др.

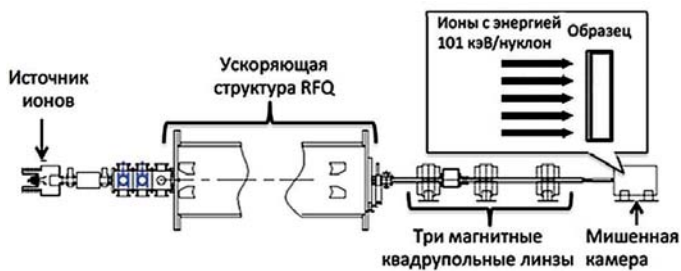


Рис. 4. Схема облучения образцов на ускорителе ТИПр.

Облучение может проводиться при контролируемом нагреве образцов, для чего создан мишенный блок, аналогичный используемому на стенде СОРМАТ и спроектированный для нагрева образцов вплоть до $700 \text{ }^\circ\text{C}$ (рис. 3) [14]. Отклонение измеряемой средней температуры образцов от заданного значения обычно составляет не более $0,2 \text{ }^\circ\text{C}$. В то же время расчётные значения отклонения мгновенной температуры облучаемой поверхности образца за время одного импульса тока пучка (измерение которой проблематично) составляют $\sim 5 \text{ }^\circ\text{C}$, что допустимо при имитационных экспериментах.

Основной держатель образцов спроектирован под образцы-диски диаметром 3 мм. Могло проводиться одновременно облучение трёх или одного образца, для этих режимов предварительно измерялись вертикальный и горизонтальный профили пучка специально сконструированным профилометром (рис. 5) [22]. Более значительные повреждающие дозы набирались в режиме облучения одного образца. При этом ионный пучок имел разброс набираемой дозы в образцах в пределах допустимых 15 %.

Профили повреждений и количества внедренных ионов, рассчитанные с использованием программного комплекса SRIM2008 [23], представлены на

рис. 6 для случаев облучения образцов из железа и титана собственными ионами с энергией 101 кэВ/нуклон до флюенса $1 \times 10^{20} \text{ м}^{-2}$. При расчётах

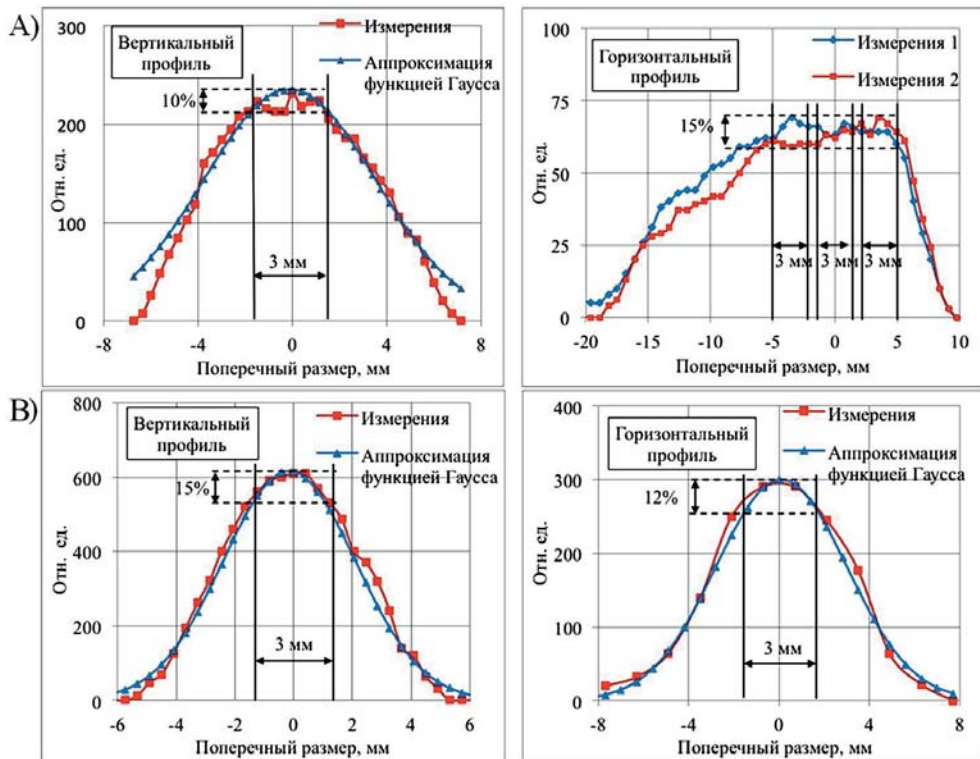


Рис. 5. Профили пучка Fe^{2+} .

А — режим облучения трёх образцов, В — режим облучения одного образца.

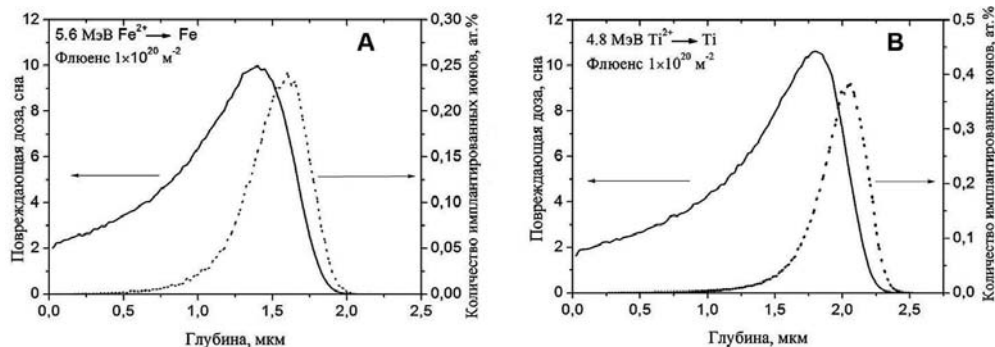


Рис. 6. Профили повреждений и количества внедрённых ионов при облучении до флюенса $1 \times 10^{20} \text{ м}^{-2}$. А — облучение железа ионами Fe^{2+} с энергией 5,6 МэВ, В — облучение титана ионами Ti^{2+} с энергией 4,8 МэВ.

энергия смещения атомов из узлов кристаллической решётки для железа выбиралась равной 40 эВ, а для титана — 30 эВ. Максимум повреждений в железе находится на глубине $\sim 1,4$ мкм, максимум внедренных ионов — на глубине $\sim 1,6$ мкм, в титане эти глубины составляют соответственно 1,7 мкм и 2,1 мкм. При этом флюенс 1×10^{21} м⁻², соответствующий дозе радиационных повреждений около 100 сна в максимуме профиля повреждений, набирается за 45 часов непрерывного облучения.

3. Методы анализа микроструктуры облучённых ионами образцов

Основными методами анализа микроскопических изменений структурно-фазового состояния образцов являются ПЭМ и АЗТ. Для исследования атомно-масштабных перераспределений химических элементов использовались АЗТ установки ЕСОТАР [6] и ПАЗЛ-3D [24]. При проведении атомно-зондовых исследований сталей образцы охлаждались до температур не более 70 К. На установке ЕСОТАР использовалось электрическое импульсное испарение, а на ПАЗЛ-3D — фемтосекундное лазерное. Исследования микроструктуры образцов проводились методами ПЭМ, а в ряде случаев, при высоком разрешении, — способами просвечивающей растровой электронной микроскопии. В качестве примера можно привести применение микроскопа Titan 80-300, TEM/STEM (Thermo Fisher Scientific, США) с ускоряющим напряжением 300 кВ, установленного в Курчатовском институте [20, 25]. Качественный и количественный химический анализ образцов проводился методами рентгеновской энергодисперсионной спектроскопии с помощью Si(Li).

4. Результаты исследований образцов после низкоэнергетичного облучения

В настоящей части работы представлены результаты имитационных экспериментов по облучению ионами железа при комнатной температуре образцов-игл из ферритно-мартенситных сталей ЭК-181 [26-28], ЧС-139 [29] с традиционной термической обработкой и дисперсно-упрочнёнными оксидами стали ODS Eurofer [30, 31]. Томографический атомно-зондовый анализ наноструктуры сталей ЭК-181 и ODS Eurofer выполнялся на установке ЕСОТАР, а стали ЧС-139 — на установке ПАЗЛ-3D.

Ферритно-мартенситная сталь ЭК-181. Облучение образцов стали ЭК-181 было проведено до дозы ~ 10 сна. Характерные атомные карты исходного и облучённого состояний представлены на рис. 7. Обнаруженные в облучённом образце кластеры обогащены атомами V, N и Cr заметно ниже, чем в исходном состоянии. Характерный размер кластеров в исходном состоянии составляет $2 \div 4$ нм, а после облучения увеличивается до $5 \div 8$ нм.

Плотность кластеров, составляющая в исходном состоянии $\sim 3 \times 10^{23} \text{ м}^{-3}$, изменяется незначительно при облучении до 10 сна.

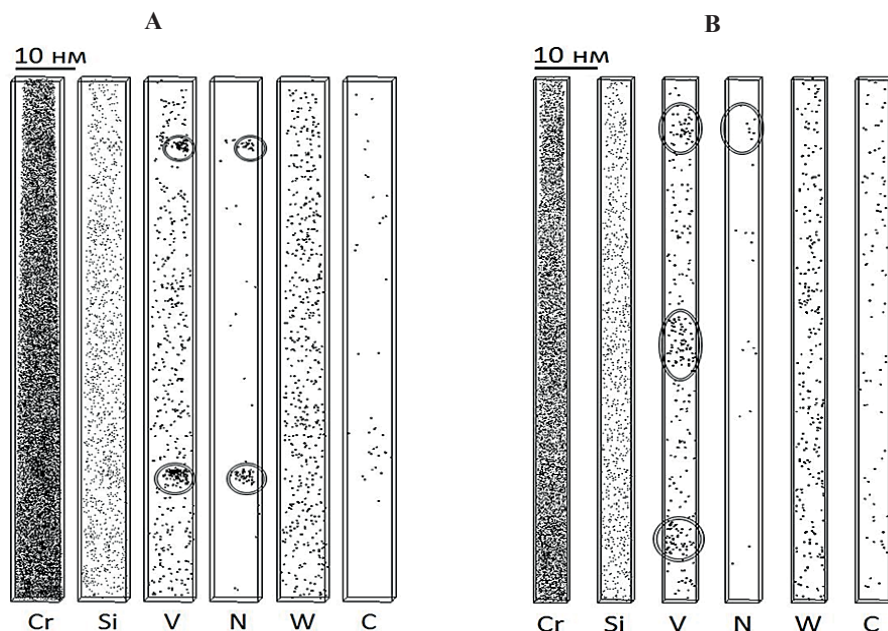


Рис. 7. 3D распределения элементов в стали ЭК-181:

А — до облучения, В — после облучения ионами железа до дозы ~ 10 сна.

Как показано на рис. 8 и 9, облучение приводит к размытию кластеров (увеличению их диффузности): увеличению размера и одновременному снижению концентрации обогащающих кластер элементов (хрома, ванадия и азота). На радиальных распределениях элементов в кластерах этот эффект наиболее заметен для хрома. Уменьшение концентрации обогащающих кластеры элементов компенсируется увеличением концентрации атомов Fe.

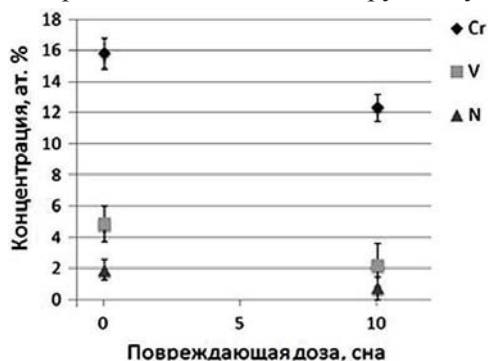


Рис. 8. Сравнение концентраций элементов в кластерах стали ЭК-181 для различных состояний: необлучённого и облучённого ионами Fe до дозы 10 сна.

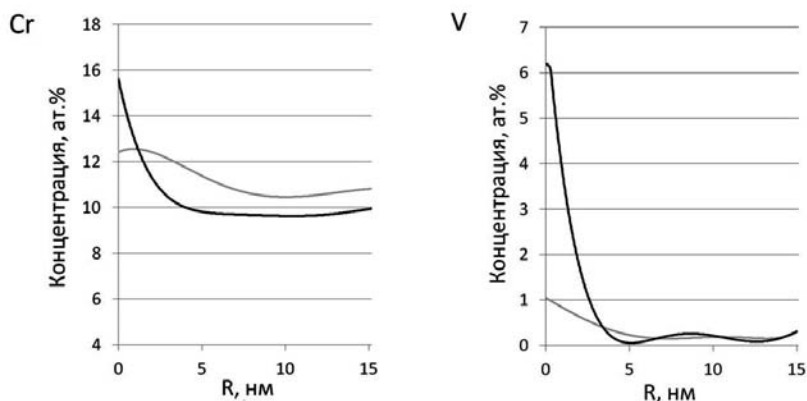


Рис. 9. Радиальное распределение концентраций элементов Cr и V в кластере до (чёрная линия) и после (серая линия) облучения.

Кроме размытия кластеров наблюдается их частичное растворение: часть атомов обогащающих кластеры элементов уходит в окружающий твёрдый раствор.

Ферритно-мартенситная сталь ЧС-139. Облучение образцов стали ЧС-139 было проведено до дозы радиационных повреждений ~ 8 и 16 сна. Методом атомно-зондовой томографии показано, что в объёме материала содержится значительное число наноразмерных кластеров, обогащённых атомами V (~ 7 ат.%), Nb (~ 1 ат.%) и N (~ 4 ат.%) (рис. 10). На рис. 11 представлено обогащение кластеров различными химическими элементами (превышение значений концентраций химических элементов в кластерах по отношению к их концентрации в матрице). Характерный размер кластеров находится в диапазоне от 2 до 10 нм. Однако встречаются кластеры, размеры которых достигают 20 нм. Зависимости состава кластеров от их размера не обнаружены. Объёмная плотность кластеров в исследованных объёмах $\sim 10^{23} \text{ м}^{-3}$.

Методами атомно-зондовой томографии были исследованы составы карбида типа $M_{23}C_6$, фазы $Nb_2(NC)$, предвыделения карбида типа M_6C , карбонитрида $M_6(C,N)$ и атмосферы Коттрелла [29].

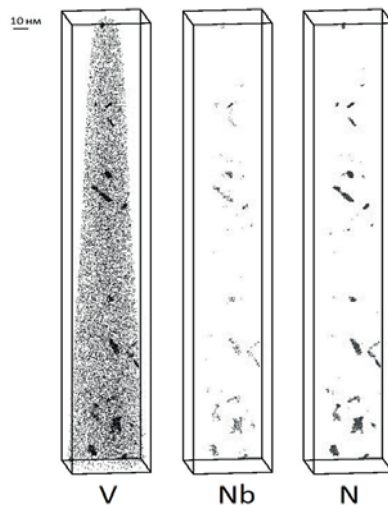


Рис.10. 3D распределения элементов V, Nb и N в исследованном объёме стали ЧС-139.

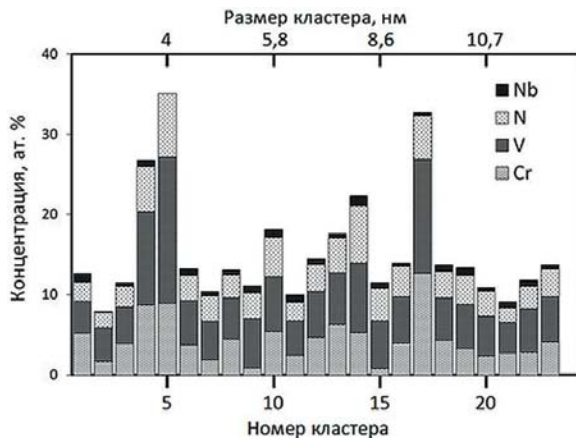


Рис. 11. Превышение значений концентрации (ат.%) химических элементов в кластерах по отношению к концентрации этих элементов в матрице стали ЧС-139.

Анализ распределения различных химических элементов в исследованных объёмах образцов, облучённых при комнатной температуре, также выявил наноразмерные кластеры. На рис. 12 представлено сравнение средних значений концентраций элементов в кластерах в образцах стали ЧС-139 для исходного и облучённых состояний. Несмотря на наличие разброса значений концентраций в обнаруженных кластерах, в исходном состоянии кластеры в среднем больше обогащены элементами V, Cr, Nb и N, чем кластеры, обнаруженные в облучённых материалах. Характерные размеры Cr-V-Nb-N кластеров в исходном состоянии составляют 7 ± 4 нм, а после облучения до дозы 16 сна они увеличиваются до 11 ± 5 нм (рис. 13). Облучение

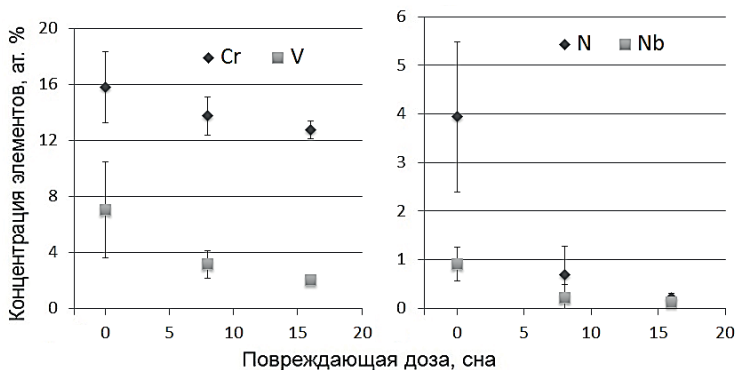


Рис. 12. Сравнение концентраций элементов в кластерах в стали ЧС-139 для различных состояний: необлучённое, облучённое ионами Fe при комнатной температуре до дозы 8 сна и до дозы 16 сна.

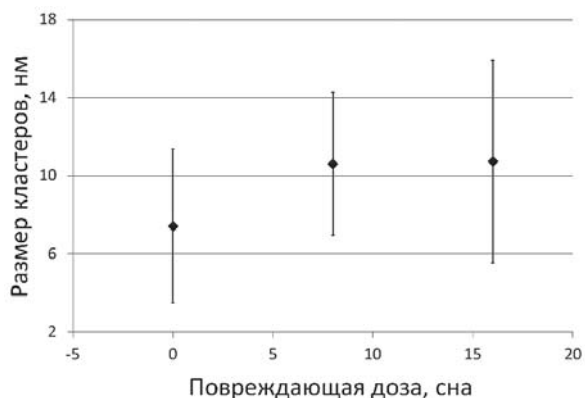


Рис. 13. Сравнение размеров Cr-V-Nb-N кластеров в стали ЧС-139 для различных состояний: необлучённого, облучённого ионами Fe при комнатной температуре до дозы 8 сна и до дозы 16 сна.

приводит к увеличению среднего размера кластеров и снижению средних концентраций обогащающих кластеры элементов. Объёмная плотность кластеров после облучения остаётся того же порядка, что и в исходном состоянии. В результате каскадообразующего облучения происходит размытие кластеров. На рис. 14 этот эффект продемонстрирован на радиальных распределениях обогащающих элементов в кластерах, размеры которых отвечают среднему размеру для каждого состояния.

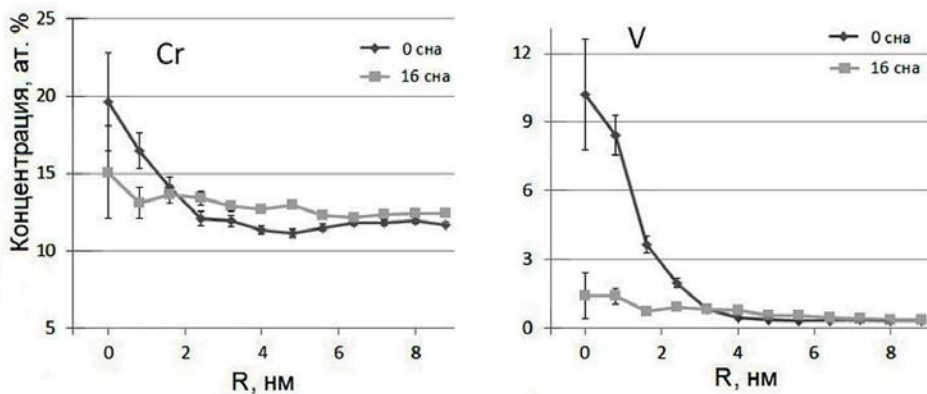


Рис. 14. Радиальное распределение концентраций элементов Cr, V, N и Nb в кластерах, размер которых соответствует среднему размеру в исходном состоянии и после облучения ионами Fe до дозы 16 сна при комнатной температуре.

Дисперсно-упрочнённая оксидами сталь ODS Eurofer. Образцы стали ODS Eurofer облучались ионами Fe до доз радиационного повреждения ~ 3 сна, 10 сна и 13 сна. На рис. 15 показаны трёхмерные распределения элементов в исследованных объёмах для исходного состояния стали ODS Eurofer и для состояний после облучения до различных повреждающих доз.

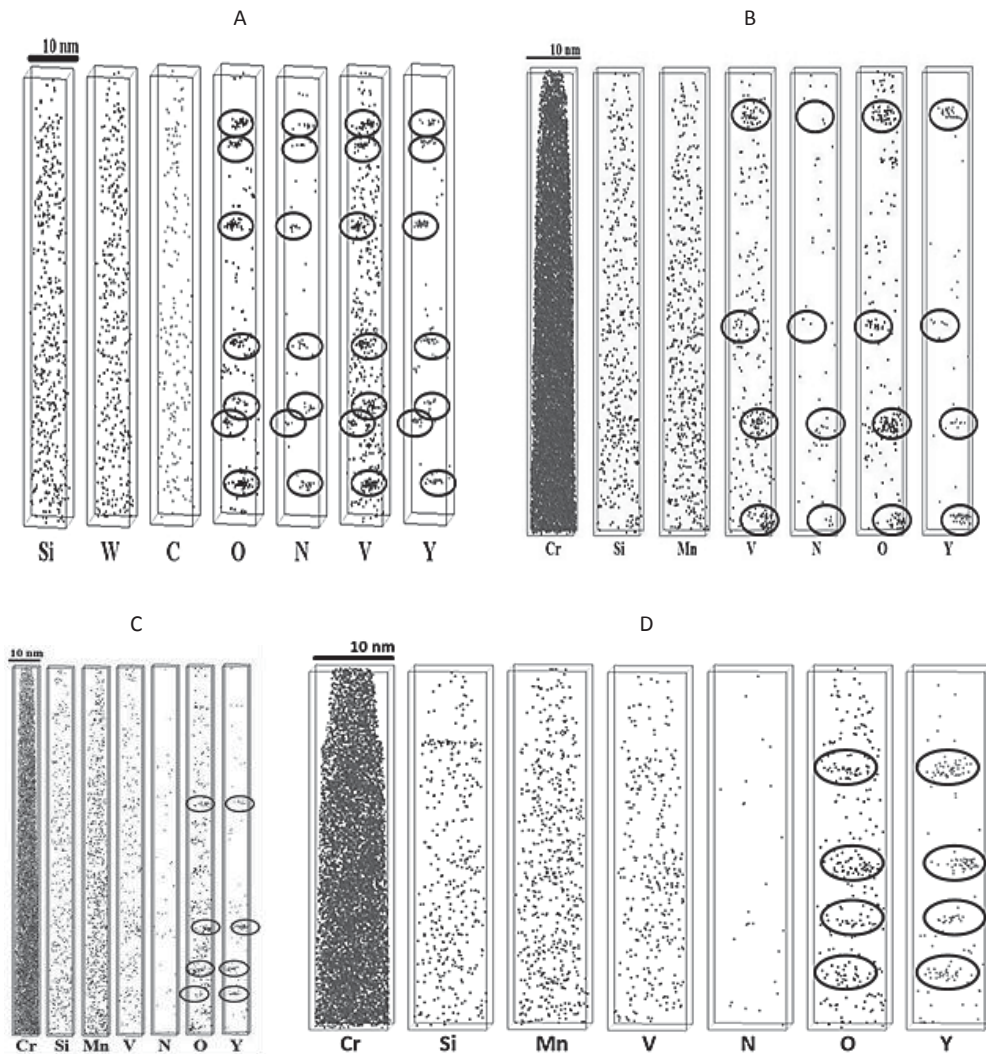


Рис. 15. 3D распределения элементов в стали ODS Eurofer.

А — исходное состояние, В — облучённое до дозы 3 сна,
С — облучённое до дозы 10 сна и D — облучённое до дозы 13 сна.

Кластеры выделены овалами.

В образцах после облучения по-прежнему наблюдаются кластеры, обогащённые Y и O. С увеличением повреждающей дозы происходит практически полный уход N из состава кластеров, а также значительное уменьшение содержания V (рис. 15 C, D). При этом размеры и плотность кластеров не изменяются и составляют $2\div 4$ нм и $\sim 10^{24}$ м⁻³ соответственно.

На рис. 16 представлено детальное сравнение концентраций различных химических элементов в кластерах для различных состояний. Как видно, при увеличении повреждающей дозы в кластерах происходит уменьшение концентраций V, N, O, что обусловлено обменом химическими элементами между кластерами и окружающей матрицей под воздействием облучения.

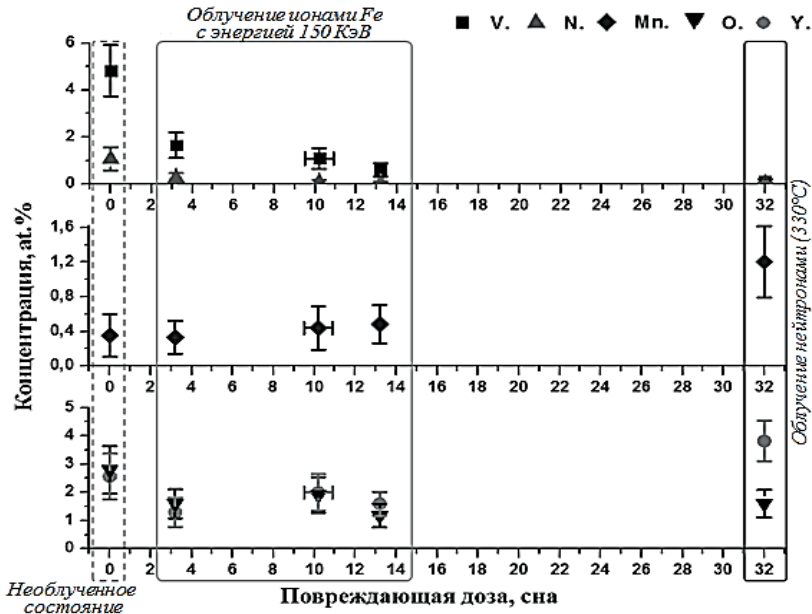


Рис. 16. Сравнение концентраций элементов в кластерах стали ODS Eurofer для различных состояний: необлучённого, облучённого ионами Fe до различных доз и облучённого в реакторе БОР-60 до дозы 32 сна.

Сравнение концентраций химических элементов в матрице для различных состояний показывает, что с ростом дозы облучения в матрице увеличивается содержание V, Mn, O, Y. Этот эффект частично обусловлен радиационно-индуцированным выходом части элементов из кластеров. Сравнение концентраций химических элементов, усреднённых по исследованным объёмам (размеры которых $\sim 10\times 10\times 100$ нм³) для различных состояний обнаруживает увеличение концентраций Mn, Y, O. Это увеличение не может быть объяснено перераспределением элементов внутри исследуемых

объёмов (обменом элементами между кластерами и матрицей). Оно связано с растворением частиц оксида, наблюдаемых при помощи ПЭМ при исследовании дисперсно-упрочнённых оксидами сталей, в том числе в необлучённом состоянии [32]. Из-за малой концентрации они не попадали в область атомно-зондового анализа. В работе [33] методами ПЭМ было показано, что при облучении стали ODS Eurofer ионами Fe^{2+} при комнатной температуре уже при дозах ~ 1 сна происходит заметная перестройка наноразмерных оксидов: уменьшается доля включений более 10 нм и существенно увеличивается доля включений менее 5 нм. Это явление достаточно общее и обнаруживается также в сталях ODS 13.5 Cr при облучении ионами Ti^{2+} до доз $1 \div 3$ сна как при комнатной температуре, так и при 573 K [37].

Основные детали изменений под действием ионного облучения аналогичны тем, что наблюдались после облучения нейтронами на реакторе БОР-60 до дозы 32 сна [31]: V, N и O выходят из состава кластеров в окружающую матрицу; концентрация Y, O и Mn растёт не только в матрице вокруг кластеров, но и в целом в исследованных наномасштабных объёмах. Отметим, что имеется некоторое несоответствие поведения концентрации Y в кластерах. Несмотря на увеличение концентрации иттрия в матрице и в целом в исследованных объёмах, рост концентрации иттрия в кластерах не наблюдается. Возможно, это связано с недостаточно высокой температурой, при которой проводился эксперимент (комнатная температура).

5. Результаты анализа микроструктуры образцов после облучения образцов тяжёлыми ионами с энергией 101 кэВ/нуклон

В настоящей части работы представлены результаты имитационных экспериментов по облучению ионами железа при температурах от 250 до 400 °С образцов-дисков из ферритно-мартенситных сталей ЭК-181, ЧС-139 [34] и Eurofer 97 [35] с традиционной термической обработкой. Тонкие образцы поперечных сечений для ПЭМ-исследований из облучённых ионами образцов изготавливались методом фокусированного ионного пучка ионов Ga^{+} в растровом электронно-ионном микроскопе (HELIOS NanoLab 600, FEI) при ускоряющем напряжении $5 \div 30$ кВ [36]. Для уменьшения толщины нарушенного ионным пучком аморфизированного слоя производилось дополнительное утонение при ускоряющем напряжении 2 кВ. Вырезанные ламели анализировались с точки зрения радиационных изменений структурно-фазового состояния облучённой области материала на различных глубинах.

Для количественного анализа кластеров структурных дефектов, таких как дислокационные петли, используются изображения, полученные в светлопольном режиме с зёрен, ориентированных по выбранному направлению. Для ферритно-мартенситных сталей основная часть дислокационных петель относится к типу $\langle 100 \rangle$, поэтому для их отображения

выбирается ось зоны $\langle 001 \rangle$ или $\langle 011 \rangle$ (рис. 17) [37]. Дополнительно снимаются темнопольные изображения с использованием метода слабых пучков при различных условиях дифракции. На рис. 18 представлен пример распределения дислокационных петель в образце из стали Eurofer 97 по глубине после облучения ионами железа.

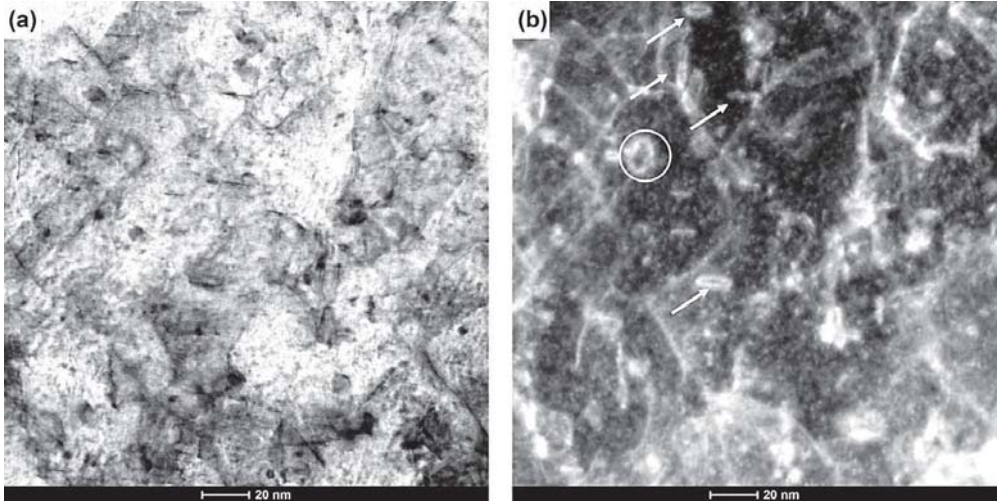


Рис. 17. Изображения ферритно-мартенситной стали ЭК-181 после облучения ионами Fe^{2+} до дозы 6 сна при 400°C , полученные вблизи оси зоны $[100]$ в режиме светлого (а) и тёмного (б) поля методами сканирующей ПЭМ. Стрелками показаны петли типа $a\langle 100 \rangle$, лежащие в плоскостях (010) и (001) . Окружностью выделена петля типа $a/2\langle 111 \rangle$.

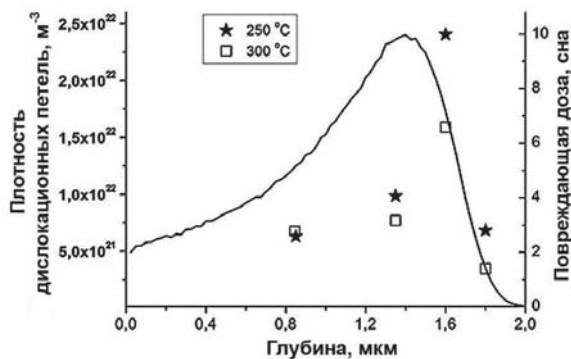


Рис. 18. Распределение дислокационных петель по глубине для образцов стали Eurofer 97, облучённых ионами Fe^{2+} с энергией 5,6 МэВ до флюенса 10^{20} м^{-2} при температурах 250 и 300°C .

Облучение приводит также к ряду эффектов, обусловленных локальными перестройками химического состава: обогащению границ зёрен [38], перестройке вторичных фаз (в ферритно-мартенситных сталях это карбиды, либо карбонитриды, в ДУО-сталях — это включения оксидов) [39, 40].

Для исследования локальных перестроек химического состава облучённых материалов использовался атомно-зондовый томограф с лазерным испарением (ПАЗЛ-3D) [24]. Образцы для АЗТ исследований изготавливались методом ФИП [41, 42]. Исследуемый объём материала извлекался с различных глубин от облучённой поверхности и прикреплялся к массивному основанию. В дальнейшем данный образец полировался ионами галлия до формы иглы с диаметром острия необходимого размера (≤ 100 нм), на кончике которой находилась исследуемая область облучённого образца. Пример атомно-зондового изображения приведён на рис. 19, где хорошо видны радиационно-индуцированные предвыделения Ni и Si. Эти же элементы декорируют дислокации.

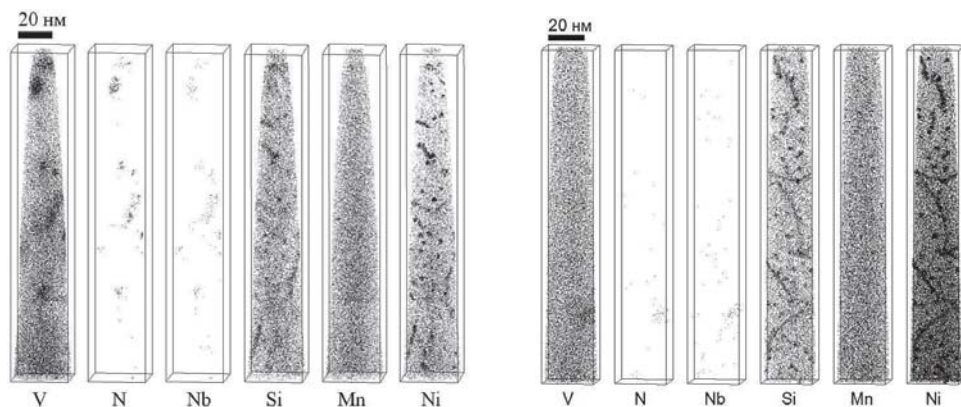


Рис. 19. Атомная карта образца ферритно-мартенситной стали ЧС-139 после облучения ионами Fe^{2+} при $300\text{ }^{\circ}C$ до дозы 3 сна (слева) и 6 сна (справа).

6. Оценка радиационного упрочнения облучённых ионами образцов

Полученные данные ПЭМ и АЗТ анализа радиационных изменений структурно-фазового состояния облучённого материала позволяют провести оценку радиационного упрочнения. Основной моделью для оценки изменения предела текучести является модель дисперсионных упрочняющих барьеров (Dispersed barrier hardening model, DBH-модель) [43]. В рамках этой модели каждый тип барьеров даёт определенный вклад в упрочнение:

$$\Delta\sigma_i = M_T \alpha_i \mu b \sqrt{N_i d_i}, \quad (1)$$

где α_i — величина барьера включения, M_T — константа Тейлора, μ — модуль сдвига, b — вектор Бюргерса, N_i и d_i — плотность и средний размер включений. Уравнение (1) основано на известной формуле Орована [49].

Для вычисления суммарного упрочнения $\Delta\sigma_{\text{tot}}$, вызванного частицами различных типов, используется суперпозиция вкладов различных барьеров [11]:

$$\Delta\sigma_{\text{tot}} = \Delta\sigma_{\text{SR}} + \Delta\sigma_{\text{LR}}, \quad (2)$$

где $\Delta\sigma_{\text{SR}}$ — упрочнение от различных короткодействующих барьеров;

$\Delta\sigma_{\text{LR}}$ — упрочнение, обусловленное далекодействующими барьерами (ими могут быть крупные частицы с различными значениями барьера, например, когерентные частицы, крупные поры, дислокации и др.); для дислокаций упрочнение определяется выражением: $\Delta\sigma_{\text{disl}} = M_T \alpha_i \mu b \sqrt{\rho}$, где ρ — плотность дислокаций.

Имитационные эксперименты позволяют анализировать упрочнение облучённых ионами образцов статическими и динамическими методами локального контактного измерения механических свойств. Популярным методом статического вдавливания является метод инструментального индентирования, заключающийся во внедрении твёрдого наконечника (индентора) в поверхность образца с регистрацией глубины внедрения и силы нагружения. Анализ кривой нагружения-разгрузки [45] позволяет вычислить твёрдость и модуль упругости образца. В методе динамического механического анализа [43, 46] на монотонное внедрение индентора накладываются гармонические колебания с некоторой амплитудой и частотой. Вязкоупругие свойства индентируемого образца приводят к изменению амплитуды отклика и разности фаз между сигналом, задающим колебание. Анализируя амплитуду и фазу вынужденных колебаний определяют упругие и вязкие свойства исследуемого образца. Приложение к индентору гармонического силового воздействия позволяет исследовать комплексный модуль упругости, действительная часть которого определяет динамический модуль упругости, а мнимая — коэффициент динамической вязкости.

В ИТЭФ отработаны методики наноиндентирования при комнатной температуре образцов в исходном состоянии и после ионного облучения с использованием нанотвердомера НаноСкан-4D (ТИСНУМ, Россия). Методом вдавливания алмазной пирамиды-индентора (трёхгранная пирамида типа Берковича с углом при вершине 142°) проводится регистрация диаграммы вдавливания и последующий расчёт твёрдости и модуля упругости в соответствии с ГОСТ 8.748-2011 (ISO 14577). Измерения проводятся в режиме динамического индентирования [46]. В данной процедуре индентор

вдавливается в поверхность образца с постоянной скоростью, при достижении заданной нагрузки индентор отводится в обратном направлении. В процессе такого испытания производится запись значений нагрузки и соответствующего ей смещения индентора. Максимальная глубина, на которой проводились измерения, составляла 2 мкм.

Результаты измерений твёрдости образцов, облучённых при различных температурах, приведены на рис. 20.

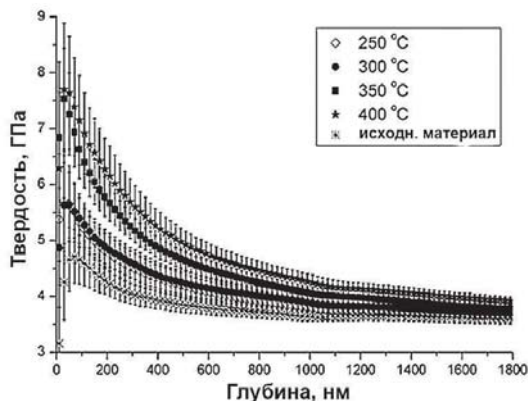


Рис. 20. Профили твёрдости, измеренные методом наноиндентирования, для образца ферритно-мартенситной стали ЭК-181 в исходном состоянии и после облучения ионами Fe^{2+} с энергией 5,6 МэВ до флюенса $5 \times 10^{20} \text{ м}^{-2}$ при различных температурах.

Чтобы убрать «эффект размера индентора», выражающийся в виде нелинейной зависимости твёрдости от глубины индентирования, используется Nix-Gao-модель «геометрически необходимых дислокаций» [47]. Согласно этой модели зависимость твердости H от глубины h можно представить в виде:

$$H = H_0 \sqrt{1 + \frac{h^*}{h}}, \quad (3)$$

где H_0 — твёрдость образца на больших глубинах, соответствующая необлученному материалу; h^* — характеристическая глубина, зависящая от геометрии индентора и свойств материала. Приведённая рис. 21 диаграмма зависимости H^2 от h^{-1} для необлучённого образца близка к линейной. На кривой для облучённого образца имеется точка перегиба на глубине около 700 нм. Данные по разные стороны от точки перегиба можно аппроксимировать линейными зависимостями, дающими информацию о твёрдости облучённого H_0^{irr} и необлучённого H_0 слоя образца.

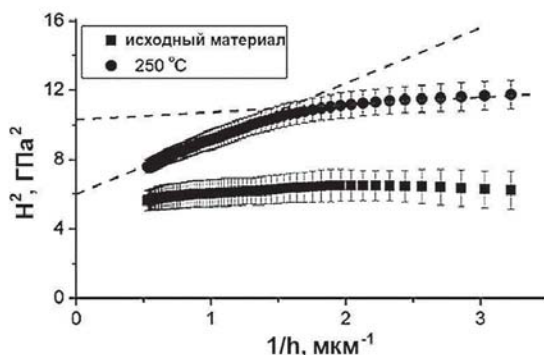


Рис. 21. Зависимость квадрата твёрдости от обратной глубины индентирования (диаграмма Nix-Gao) для ферритно-мартенситной стали Eurofer 97 в исходном состоянии и после облучения 5,6 МэВ ионами Fe^{2+} до флюенса 10^{20} м^{-2} при температуре 250 °С.

Отметим, что с помощью наноиндентирования упрочнение может быть выражено через изменение твердости: $\Delta\sigma = 0,364\Delta H$.

Результаты наноиндентирования дают усреднённые характеристики всего повреждённого ионами слоя. Примеры упрочнения повреждённого слоя представлены в табл. 1, где результаты расчётов радиационного упрочнения в DBH модели (1) отмечены *, а результаты измерения упрочнения методом наноиндентирования — **.

Табл. 1. Радиационно-индуцированные (РИ) изменения в ферритно-мартенситных сталях после облучения ионами Fe^{2+} с энергией 5,6 МэВ до флюенса 10^{20} м^{-2} при 250 °С на глубине ~ 1 мкм (доза повреждения ~ 6 сна).

Материал/ барьеры	Дислокационные петли $\alpha=0,4$; средний размер/ объёмная плотность	РИ кластеры: $\alpha=0,12$. Размер/объёмная плотность	Упроч- нение*, МПа	Упрочнение повреждён- ного ионами слоя**, МПа
Eurofer 97	6,5 нм / $8 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$	-	185	260
ЭК-181	6,8 нм / $5 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$	-	152	230
ЧС-139	5,1 нм / $6,8 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$	2,6 нм / $2 \times 10^{24} \text{ м}^{-3}$	601	630

Сравнение результатов, полученных на основе DBH-модели с учётом наномасштабных особенностей, наблюдаемых методами ПЭМ и АЗТ, и полученных методом динамического наноиндентирования, выявляет чёткую корреляцию между этими результатами для всех исследованных сталей ЭК-181, ЧС-139 и Eurofer 97.

7. Обсуждение результатов

Выполненный цикл работ с применением облучения тяжелыми ионами выявил ряд ранее недоступных для исследования процессов и явлений. Исследование влияния каскадообразующего ионного облучения при комнатной температуре выявило деградацию исходной наноструктуры дисперсионно-твердеющих ферритно-мартенситных сталей, содержащих в исходном состоянии высокую плотность наноразмерных кластеров. Эффект увеличения размера кластеров при одновременном уменьшении концентраций обогащающих элементов наблюдался при облучении стали ЭК-181 ионами железа. Значения концентраций обогащающих кластеры элементов (ванадия, хрома и азота) в стали ЭК-181 после облучения до дозы 10 сна заметно снижались и размер кластеров увеличивался. Аналогичное явление обнаружено для Cr-V-Nb-N кластеров в стали ЧС-139, где облучение также приводит к увеличению среднего размера кластеров и одновременному снижению средних концентраций обогащающих кластеры элементов. Обнаруженные изменения элементного состава матрицы и нанокластеров стали ЧС-139 явно проявлялись уже на дозе 8 сна.

При облучении дисперсно-упрочнённой оксидами стали ODS Eurofer при комнатной температуре наблюдается уменьшение концентрации обогащающих кластеры элементов при неизменном размере. В исходном состоянии этого материала содержится высокая объёмная плотность ($\sim 10^{24} \text{ м}^{-3}$) наноразмерных (2÷4 нм) кластеров, обогащённых V, O, Y, Cr. При каскадообразующем облучении (как при реакторном облучении при 330 °С, так и при облучении ионами Fe при комнатной температуре) происходит выход ванадия и азота из состава кластеров, а размер кластеров при этом практически не изменяется. В то же время это не исключает процессов прихода в эти кластеры других элементов и последующего формирования радиационно-индуцированных предвыделений фаз. В случае стали ODS Eurofer облучение приводит также к увеличению концентрации иттрия и кислорода в кластерах.

Размытие предвыделений обогащённой хромом α' -фазы также наблюдалось при облучении сплава Fe-22%Cr, предварительно состаренного в течение 200 часов при 500 °С, до дозы 0,6 сна ионами Fe [48]. В то же время при облучении в аналогичных условиях этого же сплава, но состаренного в течение 50 часов при 500 °С, наблюдалось только уменьшение концентрации хрома в предвыделениях при неизменном размере кластеров.

Обнаруженные изменения нанокластеров в сталях ЭК-181, ЧС-139 и ODS Eurofer проявлялись уже на дозе при нескольких смещениях на атом. Эти повреждающие дозы соответствовали многократному перекрытию каскадных областей [49, 50], в которых преимущественно рождались дефекты. Это указывает на важность каскадов атом-атомных смещений в перестройке наноразмерных кластеров.

Необходимо отметить, что ряд радиационно-индуцированных процессов протекает в масштабах, существенно превышающих размеры образца-иглы, которые использовались в проведённых экспериментах с низкоэнергетичным облучением. Роль этих процессов возрастает по мере увеличения температуры и дозы облучения. Для их исследования необходимо облучение массивных образцов (например, дисков или пластин) ускоренными ионами до таких энергий, чтобы создавать повреждения на достаточном удалении от поверхности. Облучение массивных образцов позволяет проводить исследования структурных дефектов и исследовать упрочнение методами наноиндентирования. Выполненные эксперименты по облучению образцов дисков из ферритно-мартенситных сталей ЭК-181, ЧС-139 и Eurofer 97 в интервале температур от 250 до 400 °С показали, что, помимо процессов деградации исходной наноструктуры, идёт генерация радиационно-индуцированных образований. ПЭМ-анализ выявляет образование большого числа дислокационных петель, а АЗТ-анализ — формирование сегрегаций легирующих элементов. Причём в стали ЧС-139 образуется очень высокая плотность Ni-Si-Mn кластеров и атмосфер Коттрелла. Следует подчеркнуть, что облучение массивных образцов позволяет проводить исследования структурных дефектов комплексом методик, прежде всего ПЭМ и АЗТ, а также исследовать упрочнение методами наноиндентирования. Приведенные результаты исследования сталей ЭК-181, ЧС-139 и Eurofer 97, оценок упрочнения на основе данных анализа микроструктуры и измерения нанотвёрдости показывают согласованность таких подходов.

Заключение

В настоящее время достигнут значительный прогресс в понимании возможностей имитационных экспериментов для оценки радиационных эффектов в материалах, в том числе благодаря проводимым калибровочным экспериментам по сопоставлению реакторных и имитационных воздействий. Это возродило активный интерес к использованию имитационных экспериментов для оценки ресурса новых материалов в условиях эксплуатации. В США стартовала программа таких исследований [51]. Детальному анализу применения имитационных экспериментов на пучках ионов посвящён проект МАГАТЭ «Accelerator simulation and theoretical modelling of radiation effects in structural materials» [52]. В России также отмечается повышение интереса к таким экспериментам, и исследования, ведущиеся в НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ, вносят важный вклад в анализ радиационной стойкости перспективных конструкционных материалов для современных ядерных энергетических установок.

Работа выполнена на оборудовании Центра коллективного пользования КАМИКС (<http://kamiks.iterp.ru/>) НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ.

Литература

1. Воеводин В.Н., Неклюдов И.М. Эволюция структурно-фазового состояния и радиационная стойкость конструкционных материалов. Киев, Наукова думка, 2006.
2. Serruys Y., Trocellier P., Miro S. et al. *J. Nucl. Mat.*, 2009, v. 386, p. 967.
3. Kim I.S., Hunn J.D., Hashimoto N. et al. *J. Nucl. Mat.*, 2000, v. 280, p. 264.
4. Brimbal D., Beck L., Troeber O. et al. *J. Nucl. Mat.*, 2015, v. 465, p. 236.
5. Miller M.K. *Atom Probe Tomography*. Dordrecht, New York: Kluwer Academic, Plenum, 2000.
6. Суворов А.Л., Рогожкин С.В., Залужный А.Г. и др. ВАНТ, сер. Материаловедение и новые материалы, 2006, т. 1 (66), с. 3.
7. Pareige P., Radiguet B., Barbu A. *J. Nucl. Mat.*, 2006, v. 352, p. 75.
8. Kulevoy T., Kuibeda R., Kropachev G. et al. *Rev. Scient. Instrum.*, 2010, v. 81, 02B906.
9. Рогожкин С.В., Алеев А.А., Залужный А.Г. и др. *Физ. метал. и металловед.*, 2012, т. 113 (2), с. 212.
10. Андрианов С.Л., Козлов А.В., Илларионов В.А. и др. *Известия ВУЗОВ, Физика*, 2016, т. 59, № 9/3, с. 225.
11. Was G.S. *Fundamentals of Radiation Materials Science*. Springer-Verlag, Berlin, 2007. 827 p.
12. Shao L., Wei C.-C., Gigax J. et al. *J. Nucl. Mat.*, 2014, v. 453, p. 176.
13. Was G.S., Jiao Z., Getto E. et al. *Scripta Materialia*, 2014, v. 88, p. 33.
14. Zinkle S.J., Snead L.L. *Scripta Materialia*, 2018, v. 143, p. 154.
15. Куйбида Р.П., Кулевой Т.В., Чалых Б.Б. и др. ВАНТ, сер. Ядерно-физич. исследов., 2012, №4(80), с. 68.
16. Fischer-Cripps A.C. *Nanoindentation*. New York: Springer, 2011. 287 p.
17. Batalin V., Kuybeda R., Kulevoy T. et al. *Proc. Workshop on Vacuum Arc Ion Sources, USA, Berkeley*, 1996, p. 37.
18. Kashinsky D., Kolomiets A., Kulevoy T. et al. *Proc. of EPAC-2000*, p. 854; <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/e00/PAPERS/THP4B06.pdf>
19. Крочачев Г.Н., Семенников А.И., Куйбида Р.П. и др. *Ядерная физика и инжиниринг*, 2012, т. 3, № 3, с. 246.
20. Рогожкин С.В., Никитин А.А., Орлов Н.Н. и др. *Перспективные материалы*, 2016, №12, с. 5.
21. Леонов В.П., Счастливая И.А., Рогожкин С.В., Никитин А.А., Орлов Н.Н., Козодаев М.А. и др. *Вопросы материаловедения*, 2016, № 3 (87), с. 32.
22. Fedin P.A., Saratovskikh M.S., Kuibeda R.P. et al. *Journal of Physics, Conf. Series*, 2018, v. 1115, 032026.
23. Stoller R.E., Toloczko M.B., Was G.S. et al. *Nuclear Instrum. and Methods in Physics Research, Section B: Beam Interac. with Mater. and Atoms*, 2013, v. 310, p. 75.
24. Рогожкин С.В., Алеев А.А., Лукьянчук А.А. и др. *Приборы и техника эксперимента*, 2017, № 3, с. 129.
25. Рогожкин С.В., Искандаров Н.А., Лукьянчук А.А. и др. *Перспективные материалы*, 2017, № 11, с. 5.
26. Рогожкин С.В., Агеев В.С., Алеев А.А. и др. *Физ. метал. и металловедение*, 2009, т. 108 (6), с. 612.

27. Рогожкин С.В., Искандаров Н.А., Алеев А.А. и др. Перспективные материалы, 2011, № 5, с. 29.
28. Рогожкин С.В., Искандаров Н.А., Алеев А.А. и др. Перспективные материалы, 2013, № 2, с. 36.
29. Рогожкин С.В., Искандаров Н.А., Лукьянчук А.А. и др. Перспективные материалы, 2017, № 11, с. 5.
30. Aleev A.A., Iskandarov N.A., Klimenkov M. Et al. J. Nucl. Mat., 2011, v. 409, p. 65.
31. Rogozhkin S.V., Aleev A.A., Zaluzhnyi A.G. et al. J. Nucl. Mat., 2011, v. 409, p. 94.
32. Klimenkov M., Lindau R., Möslang A. J. of Nucl. Mat., 2009, v. 386, p. 553.
33. Rogozhkin S., Bogachev A., Korchuganova O., Nikitin A., Orlov N., Aleev A., Zaluzhnyi A., Kozodaev M., Kulevoy T., Chalykh B., Lindau R., Möslang A., Vladimirov P., Klimenkov M. et al. Nucl. Mat. and Energy, 2016, v. 9, p. 66.
34. Рогожкин С.В., Искандаров Н.А., Никитин А.А. и др. Перспективные материалы, 2019, № 5, с. 1.
35. Рогожкин С.В., Никитин А.А., Хомич А.А. и др. Перспективные материалы, 2018, № 10, с. 25.
36. Schaffer M. et al. Ultramicroscopy, 2012, v. 114, p. 62.
37. Yao B., Edwards D.J., Kurtz R.J. J. Nucl. Mater., 2013, v. 434, p. 402.
38. Jiao Z., Was G.S. Acta Materialia, 2011, v. 59, p. 4467.
39. Swenson M.J., Wharry J.P. J. Nucl. Mater., 2017, v. 496, p. 24.
40. Rogozhkin S., Bogachev A., Korchuganova O. et al. Nucl. Mater. Energy, 2016, v. 9, p. 66.
41. Miller M.K., Russell K.F. Ultramicroscopy, 2007, v. 107, p. 761.
42. Хорошилов В.В., Корчуганова О.А., Лукьянчук А.А. и др. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2018, № 1, с. 101.
43. Lucas G.E. J. Nucl. Mater., 1993, v. 206, p. 287.
44. Orowan E. Discussion Symposium on internal stresses in metals and alloys. London, Institute of Metals, 1948. p. 451/
45. Oliver W.C., Pharr G.M. J. Mater. Res., 1992, v. 7, № 6, p. 1564.
46. Li X., Bhushan B. Materials Characterisation, 2002, v. 48, p. 11.
47. Nix W.D., Gao H. J. Mech. Phys. Sol., 1998, v. 46, p. 411.
48. Korchuganova O., Thuvander M. et al. J. Nucl. Mat., 2016, v. 477, p. 172.
49. Девятко Ю.Н., Чернов В.М., Плясов А.А. и др. ВАНТ, сер. Материаловедение и новые материалы, 2004, № 1 (62), с. 288.
50. Rogozhkin S.V., Nikitin A.A., Devyatko Yu.N. Physics of Atomic Nuclei, 2017, v. 80, No. 10, p. 1567.
51. <https://neup.inl.gov/SiteAssets/FY%202013%20Abstracts/IRP/IRP-University%20of%20Michigan.pdf>
52. Accelerator simulation and theoretical modelling of radiation effects in structural materials, Vienna, International Atomic Energy Agency, 2018, IAEA nuclear energy series, ISSN 1995–7807; no. NF-T-2.2, 108 p.

Исследования по физике высокой плотности энергии в веществе и ионной радиобиологии

*А.А. Голубев, А.В. Канцырев, Н.В.Марков, А.Д. Фертман, В.И. Туртиков,
И.В. Рудской, А.А. Дроздовский, А.В. Бахмутова, Б.Ю. Шарков*

Введение

Исследования по физике высокой плотности энергии в веществе (ФВПЭ) необходимы для получения новых знаний о физических процессах и свойствах материалов в условиях сверхвысоких давлений, плотностей и температур. Эти сведения составляют научную основу перспективных энергетических проектов: управляемого термоядерного синтеза с инерционным удержанием плазмы, магнито-гидродинамических и магнито-кумулятивных генераторов, ядерных космических установок и т.п. [1].

Основная часть экспериментов в области ФВПЭ нацелена на решение фундаментальных проблем, таких как определение параметров уравнения состояния вещества, на изучение фазовых переходов, аномальной проводимости, неконгруэнтных фазовых превращений, на исследования в области атомной физики при сильном межчастичном взаимодействии.

Ключевой проблемой исследований в области ФВПЭ является генерация экстремальных состояний вещества с хорошо контролируруемыми параметрами в лабораторных условиях. К известным методам относятся сжатие вещества с помощью алмазных наковален (статический метод), с применением газовых пушек, ударно-волновое сжатие с помощью химических взрывчатых веществ (ВВ), с применением мощных лазеров и электровзрывных установок, включая Z-пинч (динамические методы). Весьма перспективным выглядит использование бурно развивающегося направления, связанного с разработкой ускорителей тяжёлых ионов. Интенсивные пучки тяжёлых ионов большой энергии являются уникальным инструментом для создания высокой плотности энергии в материи. В отличие от мощных лазеров при взаимодействии ионных пучков с веществом отсутствует состояние критической плотности, пучки тяжёлых ионов (ТИ) выделяют всю свою энергию в объёме вещества вдоль пробега пучка ионов в процессе его торможения. Поэтому эффективность поглощения энергии близка к 100%. Типичные объёмы нагреваемого вещества составляют несколько кубических миллиметров при довольно больших

длительностях пучка ($10\div 100$ нс), обеспечивая весьма удобные условия для проведения надёжных экспериментов.

1. Исследование взаимодействия ионных пучков с веществом

На запущенном в 2003 г. в ИТЭФ тяжелоионном ускорительно-накопительном комплексе – ТераВаттном Накопителе (ТВН-ИТЭФ) одним из приоритетных направлений исследований являлись эксперименты в области ФВГЭ в веществе, включавшие исследования вещества при давлениях в сотни мегабар и температурах ~ 10 эВ, физики плотной высокотемпературной плазмы и атомной физики. Следует отметить, что использование ускорителей тяжёлых ионов с энергией порядка $5\div 10$ ГэВ в качестве драйверов термоядерного синтеза с инерционным удержанием плазмы предпочтительнее лазерных драйверов. Это связано с тем, что тяжелоионный ускоритель имеет более высокий КПД преобразования подводимой к ускорителю энергии в энергию потока ионов, обладает возможностью получения высокой повторяемости импульсов ионного пучка с частотой $10\div 100$ Гц, позволяет получить бóльшую эффективность, долговечность, стабильность и надёжность, а также обеспечить пространственное разделение ускорительного комплекса и реакторной камеры, что повышает безопасность работ. В настоящее время велика потребность в новых экспериментальных данных по торможению тяжёлых ионов в плотной плазме, необходимых для адекватного качественного описания процессов взаимодействия тяжелоионных пучков с веществом в широком диапазоне параметров.

Были проведены измерения энергетических потерь протонов с энергией 1 МэВ в газообразной водородной мишени в состоянии холодного нейтрального газа и в частично ионизованном состоянии плазмы. Эксперимент проводился на перезарядном ускорителе УКП-2 в институте Ядерной физики (Алма-Ата) [2]. В результате была получена величина кулоновского логарифма взаимодействия на свободных электронах, которая составила $L_{fe} = 14,9\pm 2,8$. Экспериментальный результат оказался в согласии с теоретическими выводами Ларкина [3]. Таким образом, в пределах экспериментальной ошибки не найдено противоречия между теорией и экспериментом в торможении быстрых точечных зарядов в низкоплотной плазме [4]. В настоящее время разрабатывается два основных сценария облучения термоядерной мишени: первый — прямое вложение энергии ионов в оболочку мишени; второй — облучение конвертора, преобразующего энергию пучка в излучение с температурой $200\div 300$ эВ с последующим воздействием этого излучения на оболочку мишени. В обоих типах термоядерных мишеней пучок поглощается оболочкой, содержащей низкоплотные слои (из материала с низким Z), которые полностью ионизируются при облучении [5]. Следовательно, моделирование торможения ионов в плазме есть ключевой момент в конструировании мишени. Формула

Ларкина для тормозной способности свободных электронов плазмы получила экспериментальное подтверждение. Энергетические потери быстрых протонов могут быть использованы для диагностики плазмы в экспериментах подобного рода.

Разработана новая методика диагностики плотности свободных электронов n_{fe} в полностью и частично ионизованном веществе [6]. В предложенной схеме для нахождения n_{fe} использовались экспериментальные данные по тормозным потерям протонов в плазме в совокупности с термодинамическими расчётами ионизационного равновесия и экспериментальными измерениями температуры и давления плазмы. Проведены систематические измерения потерь энергии протонов в диапазоне 3÷6 МэВ в частично ионизованной углеродно-водородной плазме сильноточного разряда в капиллярном разряде с испаряющейся стенкой (КРИС). Плотность вещества варьировалась в диапазоне $(2,5\div 5,5)\times 10^{-4}$ г/см³ при плотности свободных электронов плазмы $(2\div 6)\times 10^{19}$ см⁻³. Исследования торможения протонов и ионов в протяжённой плазме с линейной электронной плотностью $n_e \cdot l = (1\div 3)\times 10^{20}$ см⁻² проводились впервые. В зависимости от методики измерений и величины тормозных потерь протонов погрешность экспериментальных данных составляла от 3 до 17 %. При сравнении результатов экспериментов с расчётами тормозной способности холодного полиэтилена той же плотности, проведёнными по программе SRIM [7], обнаружены различия на 20÷50 % в зависимости от начальной энергии протонов. Показано, что различие в тормозной способности холодного и ионизованного вещества обусловлено исключительно наличием свободных электронов в плазме.

Проведено систематическое экспериментальное исследование взаимодействия пучков тяжёлых ионов с плазмой, позволившее разделить влияния эффектов увеличения заряда ионов в плазме и эффекта взаимодействия со свободными электронами плазмы на увеличение энергетических потерь ионов. Проведено измерение энергетических потерь пучков протонов и тяжёлых ионов *C*, *Kr*, *Pb*, *U* с энергией 3,6÷11,4 МэВ/а.е.м. в плазменной мишени на основе КРИС. При использовании в экспериментах плазменной мишени, которая ранее применялась при измерении тормозных потерь протонов, впервые стало возможным определить значения среднего эффективного заряда пучка ионов в процессе торможения в плазменной мишени на основе сравнения полученных экспериментальных данных с энергетическими потерями протонов той же скорости. Проведено сравнение среднего эффективного заряда ионов со средним зарядом пучка ионов на выходе из плазменной мишени. Величина среднего заряда на выходе из плазменной мишени для всех типов ионов, для которых проводилось измерение, и диапазонов энергий совпадает в пределах экспериментальных ошибок с полуэмпирической формулой Бетца, выведенной для холодного газа,

что объясняется низкой степенью ионизации плазмы. Энергетические потери тяжёлых ионов в плазме, наблюдаемые в эксперименте, существенно превосходят ожидаемые расчётные потери энергии (для эквивалентного холодного газа), полученные по программе SRIM, что объясняется увеличением тормозной способности плазмы по сравнению с холодным веществом за счёт взаимодействия ионов со свободными электронами плазмы. Таким образом, зафиксирован эффект увеличения энергетических потерь ионов в плазме по сравнению с холодным веществом, обусловленный взаимодействием со свободными электронами плазмы. На основе экспериментальных данных по энергетическим потерям и зарядовому распределению пучков ионов $^{238}\text{U}^{+28}$ и $^{238}\text{U}^{+76}$ (с энергией $E_0 = 11,5$ МэВ/а.е.м.) на выходе из плазменной мишени установлено влияние значения начального заряда иона на величину тормозных потерь. Полученные значения среднего равновесного заряда пучка ионов на выходе $\bar{q} = 63 \pm 0,5$ для ионов $^{238}\text{U}^{+76}$ и $\bar{q} = 64,5 \pm 0,5$ для ионов $^{238}\text{U}^{+28}$, в свою очередь, указывают на влияние тормозных потерь ионов на величину среднего равновесного заряда пучка ионов на выходе из мишени. Проводилось сравнение экспериментальных данных с расчётными значениями, полученными из решения системы уравнений скоростей ионизационно-рекомбинационных процессов во взаимосвязи с уравнением энергетических потерь иона в процессе его замедления. Следует отметить, что расчётные сечения процессов ионизации и рекомбинации описывают экспериментальные данные только качественно, для количественного описания эксперимента требуется калибровка программ расчёта сечений полученными в эксперименте значениями [8].

В 2001 году в GSI на базе линейного ускорителя UNILAC сотрудниками GSI, ИТЭФ и ИПХФ РАН была создана уникальная экспериментальная установка (рис. 1), позволяющая проводить исследования потерь энергии тяжёлых ионов с энергиями $1,4 \div 11,4$ МэВ/а.е.м в плотной неидеальной плазме (с электронной температурой $T_e \approx 1,1 \div 1,2$ эВ, плотностью свободных электронов $n_e \approx (1 \div 2) \cdot 10^{19}$ см⁻³ и параметром неидеальности $\Gamma = 0,6 \div 1,0$), создаваемой с помощью компактного взрывного генератора. На созданной установке впервые проведены измерения потерь энергии тяжёлых ионов углерода, аргона и ксенона в плотной неидеальной плазме. Зарегистрированное отличие тормозной способности неидеальной плазмы от идеальной принципиально может объясняться наличием эффекта неидеальности.

Однако для подтверждения высказанных предположений требуется проведение дополнительных экспериментов по взаимодействию ионов в широком диапазоне энергий с плотной неидеальной плазмой [9, 10, 11].

В 2004 году для проведения экспериментальных исследований по физике высокой плотности энергии в веществе, протонной радиографии и ионной

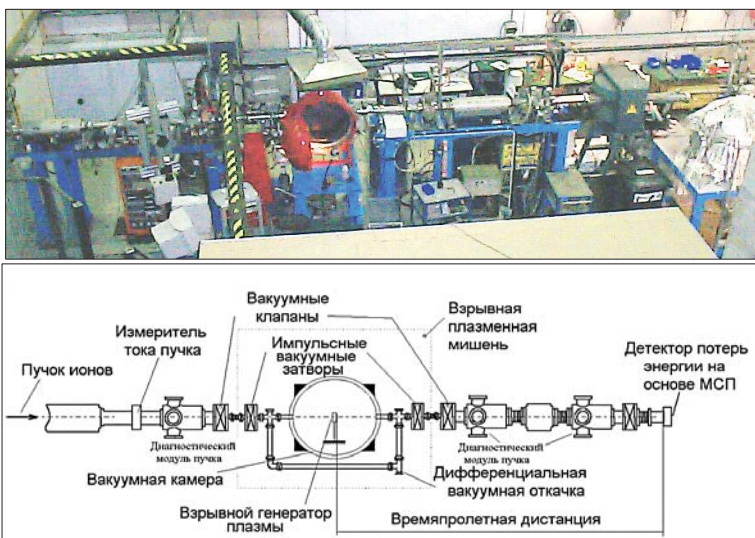


Рис. 1. Общий вид и схема экспериментальной установки в GSI (Германия) для измерения потерь энергии тяжёлых ионов в ударно сжатой неидеальной плазме.

радиобиологии на быстром выводе пучка комплекса ТВН-ИТЭФ была разработана и создана экспериментальная установка ПРИМА (Протоно-Ионная Многофункциональная установка, см. рис. 2 и 3) [12].

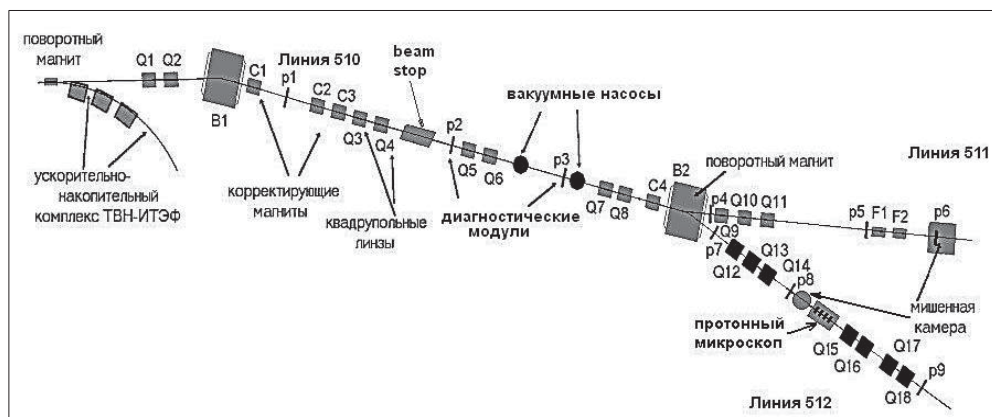


Рис. 2. Схема установки ПРИМА.

P1–P9 — диагностические модули для контроля поперечного размера пучка;
 Q1–Q18; F1–F2 — магнитные квадрупольные линзы;
 C1–C4 — корректирующие магниты;
 B1, B2 — поворотные магниты; «beam stop» — механич. блокиратор пучка.

Одним из способов повышения удельного энерговклада тяжёлых ионов в вещество является фокусировка пучка в пятно минимального размера. Для фокусировки ионного пучка, кроме традиционной системы на основе электромагнитных квадрупольных линз, в институте используется новая фокусирующая система на основе плазменной линзы (рис. 4).



Рис.3. Фотография установки ПРИМА.

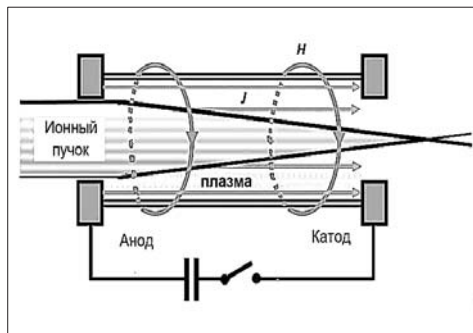


Рис. 4. Схема работы плазменной линзы.

Фокусировка ионного пучка в плазменной линзе осуществляется аксиально-симметричным азимутальным магнитным полем, создаваемым током разряда. Плазма генерируется сильноточным разрядом с током до 300 кА и полупериодом $3 \div 5$ мкс в газе низкого давления. На установке ПРИМА проведены эксперименты с прототипом плазменной линзы (рис. 5). Получена фокусировка пучка ионов углерода с энергией 300 МэВ/а.е.м. в пятно размером 350 мкм (рис. 6).

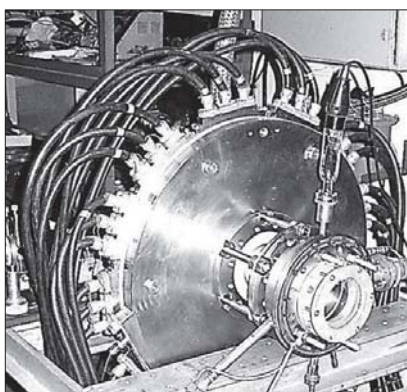
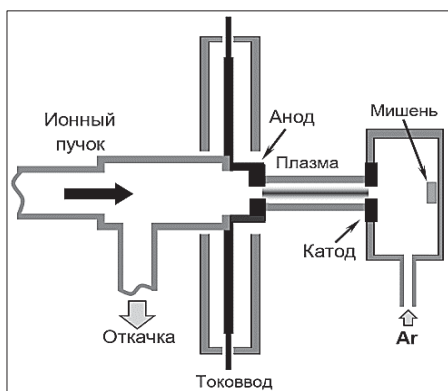


Рис. 5. Плазменная линза: слева — схема устройства, справа — общий вид.

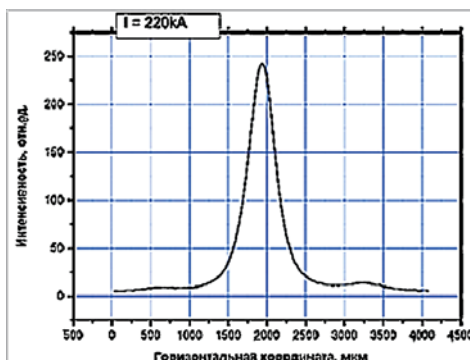
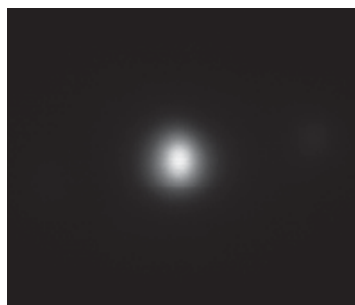


Рис. 6. Поперечный профиль сфокусированного пучка ионов углерода.

Фокусирующая способность плазменной линзы зависит от стадии развития плазменного разряда. На определенной стадии возможно осуществлять острую фокусировку и сжимать пучок в очень малое пятно. На других стадиях, когда магнитное поле является нелинейным, возможно формирование других конфигураций пучка, в частности, трубчатых пучков. На рис. 7 представлены результаты по формированию трубчатого пучка.

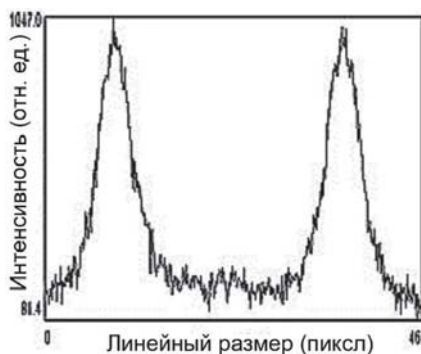


Рис. 7. Поперечный профиль пучка ионов Fe^{+26} в режиме формирования плазменной линзой трубчатого пучка диаметром 9 мм.

На установке ПРИМА проведены многочисленные экспериментальные исследования взаимодействия ионных пучков с веществом. На основе разработанной в ИТЭФ методики «толстой мишени» [13] проведены экспериментальные измерения энергвыделения (кривая Брэгга) пучков тяжёлых ионов для широкого диапазона энергий и типов ионов.

Метод «толстой мишени» состоит в прямом измерении энергвыделения пучка протонов в твердотельной мишени вдоль пробега с помощью детектора, состоящего из тонкой приёмной пластинки. В методе используется мишень

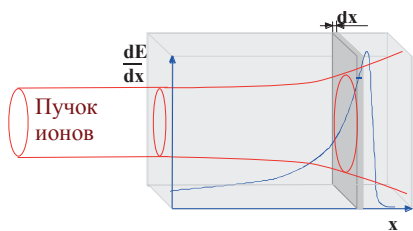


Рис. 8. Схема метода «толстой мишени».

переменной толщины. Суть метода «толстой мишени» схематично показана на рис. 8. Пучок ионов, попадая в объём исследуемого вещества, начинает отдавать свою энергию. С торможением ионов одновременно происходит увеличение поперечного размера пучка за счёт многократного рассеяния. В тонкой площадке толщиной dx исследуемого

образца выделяется энергия ионов dE , зависящая как от параметров пучка ионов, так и от свойств исследуемого материала.

Сканируя мишень такой элементарной площадкой вдоль направления движения пучка ионов и измеряя на каждом шаге энергию dE , проводится измерение энерговыделения пучка ионов dE/dx вдоль всего пробега до полной остановки. Таким способом, наряду с измерением энерговыделения, проводится измерение полного пробега пучка ионов в материале. Для проведения измерений был разработан калориметрический детектор, схема которого представлена на рис. 9. Калориметр располагается в стальном металлическом корпусе и состоит из приемной площадки, выполненной в виде тонкой металлической фольги, прикрепленной к термоэлектрическим модулям (элементы Пельтье), которые, в свою очередь, закреплены на массивном теле термостата. Толщина фольги выбирается в зависимости от ожидаемой величины пробега ионов в измеряемом материале и составляет менее 1% от полного пробега.

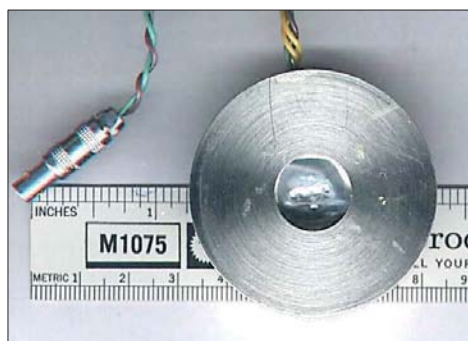
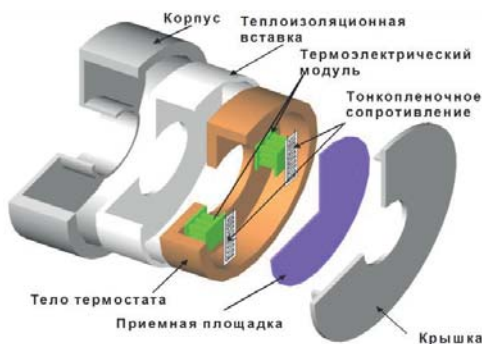


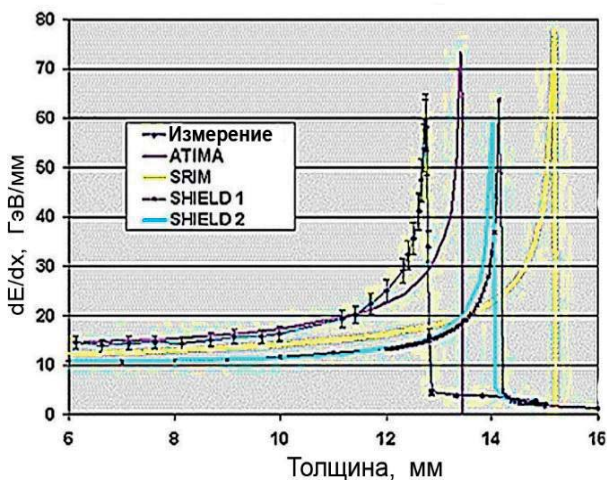
Рис. 9. Схема и фотография калориметра.

Для проведения измерений энерговыделения ионов разработана мишень-тормозитель пучка, представляющая собой сборку, состоящую из двух идентичных по углу клина. При перемещении одного клина относительно другого происходит изменение толщины мишени вдоль пучка.

Первоначально метод толстой мишени был опробован в экспериментах с пучками протонов с энергиями 10 и 21 МэВ на перезарядном электростатическом ускорителе Ван-де-Граафа (ВНИИЭФ, г. Саров) и линейном протонном ускорителе И-2 (ИТЭФ). Измеренные пробеги протонов показали хорошее соответствие с рассчитанными по программе SRIM. На тяжелоионном синхротроне SIS-18 (GSI, Германия) были проведены серии экспериментов по измерению энерговыделения и пробегов различных тяжёлых ионов ($^{58}\text{Fe}^{+25}$, $^{58}\text{Ni}^{+24}$, $^{197}\text{Au}^{+65}$, $^{238}\text{U}^{+72}$) в алюминии и меди при нормальных условиях с энергией от 100 до 300 МэВ/ а.е.м. При сравнении экспериментальных и расчётных данных по определению пробега наблюдается хорошее (в пределах $3\pm 4\%$) совпадение результатов. Исключение составляют измерения на мишенях из фольг с большой суммарной толщиной, что, по-видимому, может объясняться систематической ошибкой в определении толщины отдельной фольги. Проведено экспериментальное измерение пробега и профиля энерговыделения пучка ионов ^{238}U с энергией 200, 300, 500, и 950 МэВ/а.е.м. в меди и нержавеющей стали.

Полученные экспериментальные результаты сравниваются с результатами численного моделирования по программам ATIMA, SRIM и SHIELD. Для пучка ионов урана с энергией 500 МэВ/а.е.м. все программы дают хорошее совпадение с экспериментальными данными, в пределах ошибки измерения. Для пучка ионов с энергией 950 МэВ/а.е.м. различие в пробегах пучка ионов большое и выходят за рамки ошибки измерения, что показывают графики рис. 10. Программы SRIM и ATIMA при вычислении удельного энерговыделения не учитывают ядерно-ядерные взаимодействия (кроме упругого взаимодействия в случае SRIM). Программа SHIELD учитывает ядерные взаимодействия, но кулоновское торможение ионов и

Рис. 10. Экспериментальная и расчётные кривые энерговыделения пучка ионов урана с энергией 950 МэВ/а.е.м. в меди.



ядерных осколков учитывает не так детально, как программа ATIMA. По результатам расчёта около половина ионов U от первоначального количества не претерпевают ядерной фрагментации. Тем не менее, можно заключить, что основной вклад в профиль энерговыделения пучка ионов U с энергией 950 МэВ/а.е.м. вносят именно ионы U, а не фрагменты, образующиеся в процессе торможения. Это подтверждается достаточно хорошим согласием энерговыделения пучка ионов урана, полученное с помощью моделирования по программе ATIMA. Измеренный пробег пучка ионов урана с энергией 950 МэВ/а.е.м. в меди составил $12,8 \pm 0,4$ мм, а расчётные значения, полученные по программам ATIMA — 13,4 мм, SHIELD — 14,1 мм и SRIM — 15,2 мм. Различие между измеренным пробегом ионов урана и рассчитанным по программе ATIMA находится в пределах ошибки эксперимента, которая составляет 3%. Наибольшее отклонение от измеренной величины пробега даёт программа SRIM. Отличие в величине пробега, полученное по программе SHIELD, может быть объяснено упрощённым моделированием энергетических потерь с использованием формулы Бете, которая недостаточно точно описывает процесс торможения в сплошной мишени. Максимальное измеренное значение удельного энерговыделения dE/dx на кривой Брэгга совпадает с расчётным значением в пределах 10%.

На основе разработанной методики для измерения полного пробега и профиля энерговыделения пучка ионов в твёрдом веществе показано, что точность измерения полного пробега ионов в холодном веществе не превышает 3% и точность определения формы кривой энерговыделения <10%. Кроме того, разработана конструкция калориметра «проходного» типа для измерения энерговыделения и пробега заряженных частиц в твёрдом веществе. Проведены испытания методики в многочисленных экспериментах на ускорителях протонов и ионов. Показана работоспособность метода для измерения пробега ионов в широком диапазоне масс и энергий ионов (от 10 МэВ для протонов до 1000 МэВ/а.е.м. для урана). Проведённые измерения профилей энерговыделения и пробега пучков ионов $^{58}\text{Ni}^{+26}$, $^{56}\text{Fe}^{+25}$, $^{197}\text{Au}^{+65}$ и $^{238}\text{U}^{+72}$ в диапазоне энергий $100 \div 1000$ МэВ/а.е.м. в алюминии, меди и стали показали отличие от существующих расчётных данных до 15%.

Разработанная методика «толстой мишени» использовалась также в экспериментах по исследованию параметров взаимодействия ионного пучка с пенными мишенями и мишенями, моделирующими конвертор в конструкции мишени для ИТС на пучках тяжёлых ионах. Один тип мишеней представлял собой клин, выполненный из пористого графита различной плотности. Эксперименты с этим типом мишени проводились для определения влияния степени пористости на величину пробега ионов и профиль энерговыделения прежде всего — в области пика Брэгга. Второй тип мишеней включал, кроме основной части, выполненной из пористого графита, тонкий слой тяжёлого материала, расположенного со стороны ионного пучка. Этот тип мишеней

моделировал конструкцию конвертера в одной из рассматриваемых схем мишеней для инерциального термоядерного синтеза на тяжёлых ионах. В этой схеме мишени для ИТС поглотитель пучка состоял из тонкой оболочки, изготовленной из вещества с большим атомным номером, и пенного поглотителя.

Аналогичные измерения по торможению ионов углерода и железа с энергией от 50 до 220 МэВ/а.е.м. в твердотельных мишенях проводились на установке ПРИМА. На рис. 11, для примера, приведены результаты измерения в пористых медных мишенях различной плотности, которые рассматриваются как потенциальные конверторы энергии ионного пучка в излучение в радиационной мишени для инерциального термоядерного синтеза на пучках тяжёлых ионов [15].

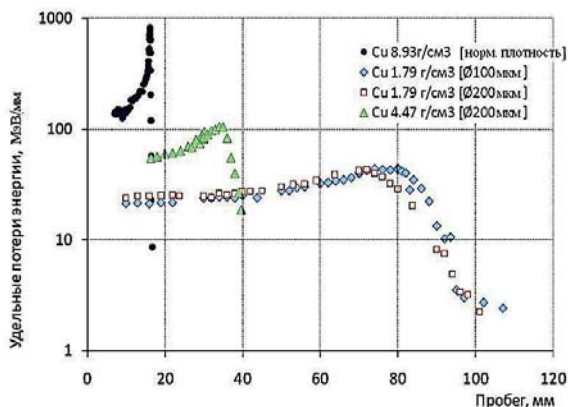


Рис. 11. Профили энергосвечения пучка ионов углерода с энергией 219 МэВ/а.е.м. в пористой медной мишени.

Впервые проведено экспериментальное исследование влияния пористости мишени на полный пробег и профиль энергосвечения пучка ионов урана с энергией 100÷300 МэВ/а.е.м. в мишени, изготовленной из пористого углерода, различной плотности. Проведённые измерения показали, что при уменьшении плотности мишени в 10 раз:

а) наблюдается тенденция к увеличению длины пробега, что согласуется с результатами ранее проведённых сравнительных экспериментов по измерению dE/dx на фольгах и сплошной мишени;

б) ширина пика Брэгга возрастает при увеличении пористости вещества мишени.

Проведено измерение профиля энергосвечения в сложной мишени, моделирующей поглотитель пучка в мишенях ИТС на пучках тяжёлых ионов. Мишень состояла из вставки, изготовленной из тяжёлого элемента (Ві или Та) и поглощающей примерно 30 % энергии ионного пучка, и конвертора из легкого материала. Экспериментальные результаты показали, что вставка существенно не изменяет форму кривой энергосвечения dE/dx в конверторе. Полученные экспериментальные данные являются основой для проведения численного моделирования взаимодействия интенсивных пучков тяжёлых ионов с конвертором в термоядерной мишени ИТС.

2. Ионная радиобиология

Еще одним важным направлением исследований на установке ПРИМА является изучение различных аспектов биологического действия пучков тяжёлых ионов на живые системы, а также исследования в сопутствующих областях, таких как дозиметрия пучков тяжёлых ионов, разработка систем формирования дозных полей, развитие расчётных методов. Исследования в этих направлениях были начаты в ИТЭФ в 2006 году и являлись дополнением к программе исследований в области протонной терапии.

Основная цель исследований на пучках тяжёлых ионов, и в первую очередь ионов углерода ^{12}C , заключается в изучении биологической эффективности воздействия ионов как на опухолевые, так и на нормальные клетки в рамках развития в России технологии ионной лучевой терапии. В основе использования пучков тяжёлых ионов для лечения онкологических заболеваний лежит возможность существенного уменьшения лучевой нагрузки на здоровые ткани, находящиеся на пути распространения пучка, обеспечивая при этом требуемый уровень воздействия на клетки опухоли. Это связано главным образом с увеличивающейся плотностью ионизации, возникающей вдоль трека частицы, по мере её торможения, и увеличивающейся биологической эффективностью. Более того, малость углового рассеяния ионов в веществе позволяет создавать поля с резкими боковыми градиентами. В то же время для пучков тяжёлых ионов существенным является влияние ядерных процессов, приводящих к наличию нежелательной дозы за пиком Брэгга. Поэтому оптимальными для лучевой терапии являются пучки ионов углерода, обладающие уже достаточной биологической эффективностью, но для которых влияние процессов фрагментации ещё не столь велико [16].

Помимо медицинского применения в последнее время наблюдается тенденция расширения сферы использования результатов радиобиологических исследований с использованием пучков тяжёлых ионов. Одним из примеров такого использования является космическая радиобиология, изучающая воздействие космического излучения на живые системы. Проведение таких исследований в условиях космического пространства весьма затруднительно. Альтернативным вариантом подобных исследований является использование ускорителей высоких энергий, способных ускорять различные типы заряженных частиц в широком диапазоне энергий. В радиобиологических исследованиях, проводившихся на ускорительном комплексе ТВН-ИТЭФ, использование ионов углерода с энергией от 80 до 430 МэВ/а.е.м. из-за особенностей быстрого вывода пучка из синхротрона было возможно при длительности импульсов ~ 1 мкс и минимальной частоте следования 0,25 Гц. Это несколько усложняло процедуру измерения величины поглощенной дозы в процессе облучения биологической мишени. Однако, с точки зрения клинического использования импульсный характер пучка представляет

практический интерес для облучения опухолей, изменяющих свое положение в процессе облучения за счёт дыхания, что позволяет упростить процедуру синхронизации работы системы вывода пучка с дыханием пациента.



Рис. 12. Устройство для радиобиологических исследований на пучках тяжёлых ионов.

Общий вид экспериментальной установки и основных элементов, используемых при проведении исследований, представлен на рис. 12. Для проведения измерений пространственных распределений поглощённой дозы в воде, а также для юстировки биологических мишеней в процессе облучения был разработан и изготовлен водный фантом с трёхкоординатным манипулятором.

В сотрудничестве с биологами из Лаборатории радиационной биологии ОИЯИ и РОНЦ им. Н.Н. Блохина была проведена серия радиобиологических экспериментов «in vitro» по облучению ионами углерода различных типов клеток новообразований. В частности, было проведено облучение лимфоцитов периферической крови человека, клеток аденокарциномы молочной железы Cal51, клеток китайского хомячка CHO-K1 и клеток меланомы V16F10. Для оценки биологического действия ионов углерода на исследуемые типы клеток использовались два метода. В случае облучения лимфоцитов и клеток карциномы биологическая эффективность определялась на основании метода анализа хромосомных aberrаций в делящихся клетках. Это так называемый метафазный метод анализа хромосомных aberrаций (рис. 13а). В случае облучения клеток V16F10 и CHO-K1 эффективность воздействия ионов углерода определялась по выживаемости клеток (рис. 13б). В качестве основного метода определения количества выживших клеток был использован тест на колониеобразование.

В рамках радиобиологических исследований «in vivo» были проведены несколько экспериментов по формированию модифицированного пика Брэгга с использованием гребенчатого фильтра. В полученной геометрии дозного поля проведено облучение лабораторных животных с перевитыми опухолями. После облучения все животные находились под наблюдением в РОНЦ, где ежедневно проводилось измерение опухоли и расчёт её усреднённого объема по трем замеренным диаметрам. Для оценки противоопухолевого эффекта использовали такие параметры как продолжительность задержки роста опухоли, время увеличения опухоли до двойного объёма и коэффициент торможения роста опухоли. Полученные результаты показали, что у лабораторных животных, облучённых ионами углерода, наблюдалось

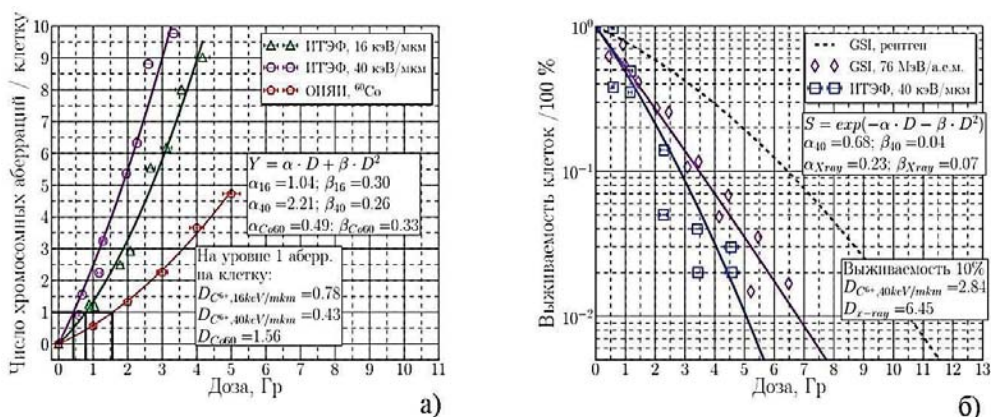


Рис. 13. Зависимость числа хромосомных aberrаций в клетках Cal51 от величины поглощённой дозы при облучении ионами углерода с ЛПЭ 16 и 40 кэВ/мкм (а) и зависимость выживаемости клеток CHO-K1 от величины поглощённой дозы при облучении ионами углерода с ЛПЭ 40 кэВ/мкм (б).

существенное замедление роста опухоли по сравнению с контрольными животными, не подвергавшимися облучению. Эксперименты подтвердили принципиальную возможность и эффективность исследований «in vivo» на базе созданной в ИТЭФ экспериментальной установки.

3. Протонная радиография

Совершенно уникальные возможности исследования фундаментальных свойств вещества предоставляет метод высокоэнергетичной протонной радиографии с применением магнитной оптики. Радиография с применением протонов с энергией ≥ 800 МэВ обладает большей просвечивающей способностью по отношению к рентгеновскому излучению (средняя длина свободного пробега протонов в мишени из тяжёлых металлов ~ 200 г/см², что более чем в восемь раз больше аналогичного параметра для рентгеновских лучей с энергией ~ 4 МэВ). Это особенно важно при исследовании плотных динамических мишеней. Протонная радиография обладает высоким пространственным и временным разрешением, большим динамическим диапазоном регистрации изображений; имеется возможность многокадровой регистрации динамических процессов, которая позволяет проследить эволюцию исследуемых характеристик состояния вещества. Впервые методика протонной радиографии с применением магнитной оптики была реализована в конце девяностых годов в ядерном научном центре LANSCE (Los Alamos Neutron Science Center, США), где были выполнены исследования статических и динамических объектов с пространственным разрешением до ~ 30 мкм [19].

В середине 2005 г. впервые в России на базе установки ПРИМА (рис. 14) методом протонной радиографии при энергии пучка 800 МэВ с использованием системы построения изображения на основе магнитных квадрупольных линз была получена экспериментальная информация о массовой толщине (плотности по направлению движения протонов) сложных статических и динамических объектов с пространственным разрешением ~ 500 мкм [20].



Рис. 14. Элементы протонно-радиографической установки в ИТЭФ.

В 2009 году в ИТЭФ был создан первый в России протонный микроскоп ПУМА [21], позволяющий получать изображения исследуемых объектов с увеличением до 8 раз, при этом пространственное разрешение составляло 60 мкм при массовой толщине исследуемых объектов до 20 г/см^2 (рис. 15).

Схема магнитной оптики установки ПУМА представляет собой систему из 7 магнитных квадрупольных линз. Три электромагнитных квадрупольных линзы МЛ-15 (линзы 1–3 на рис. 15) обеспечивают оптимальные параметры (размер и угловые характеристики) протонного пучка в плоскости размещения исследуемого объекта «М» и частично компенсируют aberrации протонно-радиографических изображений. Для формирования и увеличения изображения объекта в плоскости регистрации «И» используется система из четырёх квадрупольных магнитных линз на постоянных магнитах ПМК (линзы 4–7). Они имеют меньшую стоимость по сравнению с электромагнитными квадрупольными линзами, не требуют электропитания, весьма компактны. Настройка резкости изображения производится продольным перемещением линз ПМК. Магнитная оптика протонного микроскопа спроектирована таким образом, что между линзами 5 и 6 формируется плоскость Фурье «К», в которой происходит промежуточная фокусировка пучка и разделение в пространстве (по расстоянию от оси пучка) протонов, набравших в исследуемом объекте различные углы многократного кулоновского рассеяния. В эту точку для улучшения контраста получаемых изображений помещается коллиматор. Полная длина установки 13 м.

На установке ПУМА, совместно с РФЯЦ ВНИИЭФ, ИПХФ РАН и ОИВТ РАН выполнены работы по изучению ударных и детонационных процессов в конденсированных (рис. 16) и эмульсионных взрывчатых веществах,

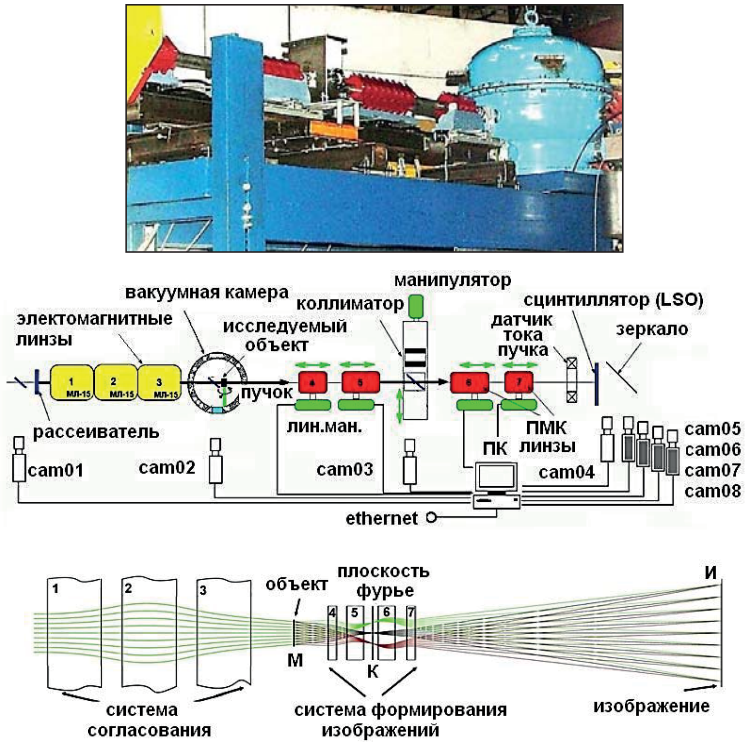


Рис. 15. Установка ПУМА. Сверху вниз: общий вид, схема установки и траектория протонного пучка.

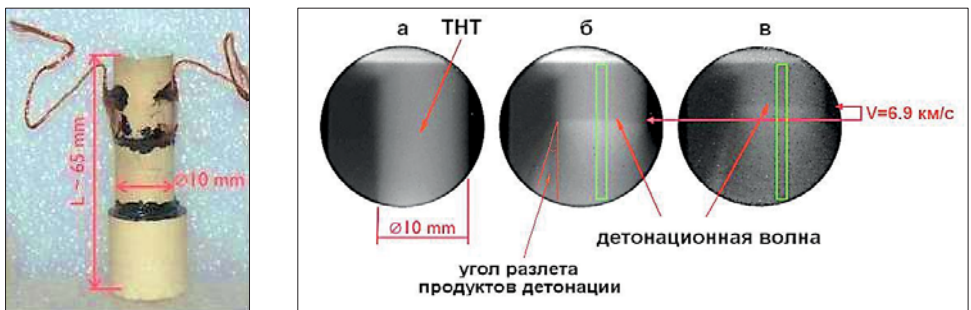


Рис. 16. Образец (слева) и протоно-радиографические изображения (справа) детонации в заряде тринитротолуола.

исследованию процессов откольного разрушения и струеобразования (рис. 17) при ударно-волновом нагружении металлических образцов, исследованию плотной ударно-сжатой неидеальной плазмы ксенона и аргона [20, 21].

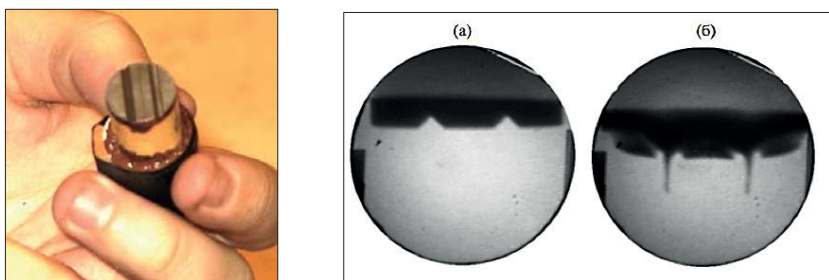


Рис. 17. Исследование процесса откольного разрушения и струеобразования при ударно-волновом нагружении медного образца: слева — мишень; в центре — статическое протоно-радиографическое изображение мишени; справа — изображение образца в динамике.

Проведён ряд уникальных экспериментов по изучению внутренней структуры биологических объектов [21]. На рис. 18 показаны фотография и протоно-радиографическое изображение рыбки Данио-рерио. На последнем отчётливо видны светлые регионы (отмечены белыми стрелками), которые соответствуют плавательному пузырю, жаберным камерам и полости рта под глазом. Кости и плавники отображаются темным цветом.

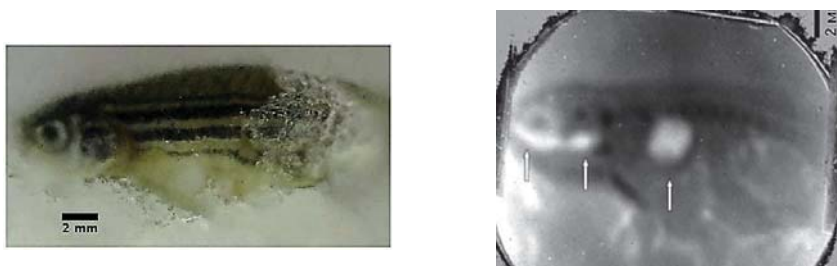


Рис. 18. Биологический объект — рыбка Данио-рерио, залитая парафином: слева — фотография объекта, справа — протоно-радиографическое изображение.

Неразрушающим методом протонной радиографии были проведены эксперименты по трёхмерной реконструкции внутренней структуры статического цилиндрического объекта — имитатора тепловыделяющего элемента ядерного реактора (рис. 19) [21].

В 2011 г. в GSI в рамках международного проекта FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) [22] начато создание нового ускорительного комплекса SIS-100/300, для которого действующий ускоритель SIS-18 будет являться инжектором. Проектные параметры нового ускорителя позволяют достичь уровень энергозатраты 600 кДж/г и более. Для диагностики распределения плотности мишеней в будущих экспериментах по физике

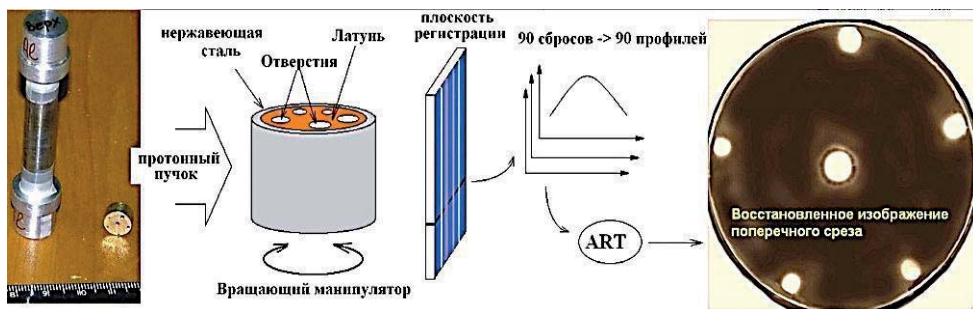


Рис. 19. Слева — фотография цилиндрического объекта; в центре — схема проведения эксперимента; справа — результат реконструкции поперечного среза цилиндра, выполненный по 90 протоно-радиографическим проекциям.

высокой плотности энергии в веществе, предусмотренных проектом FAIR, с участием НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ разрабатывается высокоточная протоно-радиографическая установка PRIOR (Proton microscope for FAIR) [23]. Прототип установки PRIOR (рис. 20), использующий пучок протонов с энергией до 4,5 ГэВ, создан в GSI совместно специалистами нашего института, GSI и LANL (США) на базе ускорителя SIS-18.



Рис. 20. Фотография прототипа протонного микроскопа PRIOR в GSI.

В 2014 году осуществлен физический пуск установки с использованием пучка протонов с энергией 3,6 ГэВ. Наилучшее пространственное разрешение составило 30 мкм [24]. Пример изображения статического объекта, полученного на установке PRIOR, на рис. 21.

Секции формирования изображений в установке ПУМА (НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ) и в прототипе установки PRIOR (GSI) содержат по четыре квадрупольные линзы на постоянных магнитах, образующие симметричную систему, называемую «русским квадруплетом». Для протонного микроскопа ПУМА изготовлены четыре ПМК [21]: две

длиной по 160 мм, и две — по 320 мм, апертура линз 40 мм, магнитное поле на полюсе 0,58 Тл.

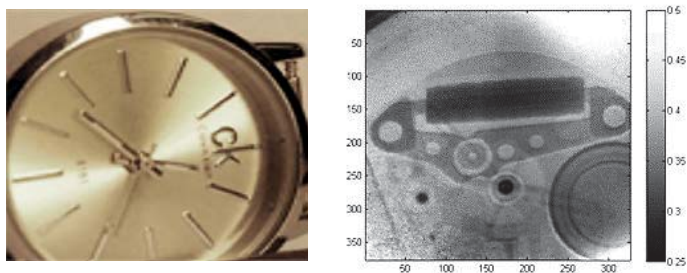


Рис. 21. Фотография (слева) и протоно-радиографическое изображение (справа) тестового объекта — часов.

Для прототипа PRIOR разработаны четыре ПМК (рис. 22) с рекордным градиентом магнитного поля 122 Тл/м, две — эффективной длиной 144 мм, две другие — длиной 288 мм [25]. Диаметр апертуры равен 30 мм. Поле на радиусе апертуры составляет 1,77 Тл. Конструкция линз модульная. Каждый модуль имеет двухслойную структуру и содержит трапецевидные магнитные элементы, изготовленные из двух типов высококоэрцитивных сплавов серии Nd-Fe-B.



Рис. 22. Слева — схема ПМК линзы прототипа микроскопа PRIOR; справа — фокусирующий квадруплет.

Заключение

Область физики высокой плотности энергии в веществе является динамично развивающимся направлением современной науки. Учёными НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ планируется дальнейшее проведение экспериментов по ФВПЭ на ускорителях и лазерных установках нашего института, МИФИ и GSI, нацеленных на решение фундаментальных и прикладных задач, развитие методов генерации и диагностики экстремального

состояния вещества. В рамках международного проекта FAIR планируется проведение двух основных экспериментов HINEX и LAPLAS [22] с ключевым участием учёных НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ. В эксперименте HINEX интенсивные пучки тяжёлых ионов с длительностью импульса $50\div 100$ нс позволят быстро (по сравнению с характерным временем гидродинамического движения) нагреть вещество и наблюдать расширение нагретого вещества в окружающую среду, т.е. создать высокий уровень энерговыделения и последовательно наблюдать изоэнтропическое расширение. В подобном эксперименте нагретый материал при расширении пройдет через ряд состояний, исследование которых очень актуально. В эксперименте LAPLAS реализуется режим сильного сжатия вещества при цилиндрической имплозии на оси цилиндра. Интерес к этому эксперименту обусловлен возможностью генерации состояний материи, аналогичного условиям в центральных частях планет Юпитера и Сатурна, где вещество имеет плотность $1\div 2$ г/см⁻³ при давлении $5\div 10$ Мбар и температуре в несколько электронвольт. Кроме того, этот эксперимент связан с разработкой проблемы управляемого термоядерного синтеза с инерционным удержанием на основе тяжелоионного ускорителя–драйвера. В рамках указанных экспериментов потребуется разработать целый круг новых технологических решений в области диагностики температуры и давления вещества с высокой плотностью энергии.

Работа выполнена в сотрудничестве с РФЯЦ ВНИИЭФ (В.В. Ватулин, А.В. Кунин, А.С. Гнутов) и ИПХФ РАН (В.Б. Минцев, С.В. Дудин, С.А. Колесников).

Литература

1. Фортгов В.Е. УФН, 2009, т. 179, № 6.
2. Arzumanov A. , Borisenko A. , Lysukhin S. Proc. of EPAC-1992, v. 1, p. 495.
3. Ларкин А.И. ЖЭТФ, 1995, т. 37, с. 264.
4. Belyaev G., Basko M., Cherkasov A. et al. Phys. Rev., E, 1996, v. 53, № 3, p. 2701.
5. Ho D.D.-M., Lindl J.D. and Tabak M. Nucl. Fusion, 1994, v.5, p. 1081.
6. Basko M., Fertman A. et al. Phys. Rev., E, 1998, v. 57, № 3.
7. SRIM - The stopping and range of ions in matter. <http://www.srim.org/>.
8. Валь Х., Гайсееель М., Рот М. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, 2001, 8, с. 28.
9. Mintsev V., Gryasnov V., Kulish M. et al. NIM-A, 1998, v. 415, № 1-2, p. 715.
10. Mintsev V., Gryaznov V., Kulish M. et al. Plasma Phys., 1999, v. 37, p. 101.
11. Weyrich K., Wahl H., Hoffmann D. et al. J. of Phys., A, Math. Gen., 2006, v. 39, p. 4749.
12. Канцырев А.В. и др. ПТЭ, 2010, № 5, с. 47.
13. Балдина Э.Г., Борисенко Н.Г., Ватулин В.В. и др. АЭ, 2004, т. 96, в. 4, с. 300.

14. Bakhmetjev I., Cherkasov A., Fertman A. et al. *Laser and Particle Beams*, 2003, v. 21, p. 1.
15. Ватулин В.В., Кунин А.В., Лукьяшин В.Е. и др. *АЭ*, 2004, т. 96, в. 4, с. 300.
16. Kraft G. *Progress in Part. and Nucl. Phys.*, 2000, v. 45, Supplement 2, p. S473.
17. Марков Н.В. и др. *ПТЭ*, 2014, № 1, с. 90.
18. Gudowska I. et al. *Phys. in Medic. and Biol.*, 2004, v. 49, № 10, p. 1933.
19. Mottershead T., Barlow D., Blind B. et al. *Proc. of PAC-2003*, p. 702.
20. Голубев А.А., Демидов В.С., Демидова Е.В. и др. *АЭ*, 2008, т. 104, в. 2, с. 99.
21. Канцырев А.В., Голубев А.А. и др. *ПТЭ*, 2014, № 1, с. 5.
22. Фортов В.Е., Шарков Б.Ю., Штокер Х. *УФН*, 2012, т. 182, в. 6, с. 621.
23. Merrill F.E., Golubev A.A., Mariam F.G. et al. *AIP Conf. Proc.*, 2009, v. 1195, p. 667.
24. Varentsov D., Antonov O., Bakhmutova A. et al. *Review of Scientific Instruments*, 2016, v. 87, issue 2, 023303/1–023303/8.
25. Kantsyrev A.V., Skachkov V.I.S., Panyushkin V.A. et al. *Instruments and Experimental Techniques*, 2016, v. 59, № 5, p. 712.

IX. Открытия, сделанные сотрудниками ИТЭФ

1. Открытие № 100

с приоритетом от 17 июня 1959 г.

«Безрадиационные переходы в мезоатомах»

*Авторы: Б.М. Понтекорво, Д.Ф. Зарицкий, М.Я. Балац, Л.Г. Ландсберг,
П.И. Лебедев, Л.Н. Кондратьев, Ю.В. Обухов*

Формула открытия.

«Установлено неизвестное ранее свойство мезоатомов передавать без излучения всю энергию перехода мезона ядру, когда она близка к разности энергий ядерных уровней».

Описание открытия.

Электромагнитные свойства мюона (заряд, магнитный момент и т. д.) полностью совпадают с электромагнитными свойствами обычного электрона. Однако, несмотря на такую тождественность, масса мюона в 200 раз больше массы электрона. Поэтому во всех электромагнитных процессах мюон ведёт себя как «тяжёлый» электрон. Раньше было известно, что мюоны, захваченные электрическим полем ядра, при переходе на более низкий энергетический уровень излучают кванты энергии, так называемые мезорентгеновские лучи, аналогичные рентгеновским лучам, испускаемым при переходе электрона на низкий уровень в обычных атомах, но гораздо более энергичные.

В открытии теоретически и экспериментально доказано, что переход мюона в тяжёлых μ -мезоатомах (урана, плутония и т. д.) может происходить без излучения квантов. Установлено, что в этих μ -мезоатомах энергия перехода может полностью передаваться ядру.

Значение открытия состоит в обнаружении нового электромагнитного процесса в мезоатомах, в возможности изучения поведения возбужденных ядер и осуществления ядерных реакций нового типа.

2. Открытие № 120

с приоритетом от 3 июля 1963 г.

«Распад омега-мезона на нейтральный пи-мезон и гамма-квант»

*Авторы: А.Г. Мешковский, В.А. Шебанов, В.В. Бармин, А.Г. Долголенко,
Ю.П. Никитин, Ю.С. Крестников*

Формула открытия.

«Экспериментально установлено неизвестное ранее явление распада омега-мезона на две частицы: нейтральный пи-мезон и гамма-квант, обусловленное электромагнитным взаимодействием элементарных частиц».

Описание открытия.

Ω -мезон является одним из интереснейших представителей мезонов. По предположениям, вместе с векторными мезонами он определяет характер сильных взаимодействий точно так же, как гамма-квант определяет характер электромагнитных взаимодействий. Поэтому знание свойств ω -мезона имеет важное значение для ядерной физики. Ω -мезон существует исключительно короткое время и в свободном виде в естественных условиях не наблюдается. Изучать эту частицу можно лишь в экспериментах на ускорителях. Впервые его обнаружили в 1961 году. Исследования показали, что ω -мезон распадается на незаряженные частицы, однако природа этих частиц оставалась неизвестной из-за трудностей их наблюдения.

Авторы открытия создали уникальную аппаратуру на базе ксеноновой пузырьковой камеры, позволявшую наблюдать ω -мезоны и регистрировать такие незаряженные частицы, как γ -кванты, рождающие заряженные частицы.

В результате исследований с использованием ксеноновой пузырьковой камеры авторы открыли ранее неизвестное явление распада ω -мезона на нейтральный π -мезон и γ -квант. Им удалось установить, что этот распад является основным среди распадов ω -мезона на незаряженные частицы. Полученные результаты через три года были подтверждены учёными США, Франции и других стран.

Обнаружение явления двухчастичного распада ω -мезона с переходом между векторным мезоном и электромагнитным полем очень важно для развития теории элементарных частиц.

3. Открытие № 161

с приоритетом от 3 ноября 1965 г.

«Явление существования мюония в конденсированных средах»

*Авторы: М.Я. Балац, Л.И. Бабаев, Г.Г. Мясичева, Ю.В. Обухов,
В.Г. Фирсов, В.С. Роганов*

Формула открытия.

«Экспериментально установлено неизвестное ранее явление существования атомарного мюония, впервые наблюдавшегося в конденсированных химически инертных средах по ларморовой прецессии системы спинов его триплетного состояния в поперечном магнитном поле».

Описание открытия.

Авторами было установлено, что положительно заряженный μ -мезон после торможения и остановки может оторвать электрон у одного из атомов вещества и образовать не существующий в земных условиях новый атом — мюоний, лёгкий радиоактивный изотоп водорода. Он состоит не из электрона и протона, а из электрона и положительного μ -мезона. Ядром нового атома является в 9 раз более лёгкая, чем протон, нестабильная частица — положительный μ -мезон. Атомарный мюоний обнаружен авторами по ларморовой прецессии (вращению) спинов его триплетного состояния в поперечном магнитном поле в кристаллическом кварце, а также во льду, монокристаллах германия и углекислоте.

Обнаружение нового явления имеет важное научное и практическое значение. Оно открывает перспективы использования мюония как аналога атомарного водорода в исследованиях в области физики твёрдого тела и полупроводников, химической кинетики, квантовой химии и атомной физики. Открытие важно для создания новых методик проведения экспериментов по физике твёрдого тела и определения абсолютной скорости различных химических реакций.

Картина химических взаимодействий мюония послужила основой для разработки метода определения констант скорости его химических реакций с веществом с образованием молекулярных и радикальных продуктов. С помощью мюониевого метода исследуются энергии активации реакций с участием отличающихся по массе водородоподобных атомов, магнитные взаимодействия μ -мезона, ядер и неспаренных электронов в молекулах, делокализация электронной плотности, роль водородных связей при фазовом переходе.

4. Открытие № 178

с приоритетом от 2 июля 1964 г.

«Явление несохранения пространственной чётности в ядерных электромагнитных переходах»

Авторы: Ю.Г. Абов, П.А. Крупчицкий, Ю.А. Оратовский

Формула открытия.

«Экспериментально установлено неизвестное ранее явление несохранения пространственной чётности в ядерных электромагнитных переходах, обусловленное слабым нуклон-нуклонным взаимодействием, приводящим к асимметричному относительно направления поляризации испусканию гамма-квантов поляризованными ядрами».

Описание открытия.

Авторы открытия опытным путем установили явление несохранения пространственной чётности в ядерных электромагнитных переходах.

Раньше считалось, что в ядре проявляются только два типа взаимодействий: сильное и электромагнитное. Авторы обнаружили действие в ядре и слабого взаимодействия, которое было установлено в процессах распада элементарных частиц.

Интенсивность слабого взаимодействия меньше, чем сильного и электромагнитного. Однако слабое взаимодействие имеет одну уникальную особенность, состоящую в отсутствии так называемой зеркальной симметрии. Зеркальная симметрия означает одинаковость левого и правого. В квантовой механике зеркальной симметрии соответствует понятие пространственной чётности. В 1956 г. было обнаружено, что в процессах распада элементарных частиц, где проявляется слабое взаимодействие, зеркальная симметрия отсутствует. Левое и правое в них не эквивалентны. Пространственная чётность в этих процессах не сохраняется.

Стало ясно, что можно решить вопрос об установлении между ядерными частицами слабого взаимодействия наряду с сильным и электромагнитным, воспользовавшись уникальным свойством слабого взаимодействия: несохранением пространственной четности. Авторам удалось измерить асимметрию излучения, испускаемого ядрами кадмия-114 после захвата ими поляризованных нейтронов. Опыт был поставлен на тяжеловодном реакторе ИТЭФ.

Работы авторов по измерению асимметрии излучения на несколько лет опередили зарубежные исследования. Разработка проблемы на основе сделанного открытия в 1974 году была удостоена Ленинской премии.

5. Открытие № 256

с приоритетом от 23 июня 1961 г. в части теоретического предсказания и 7 декабря 1976 г. — в части экспериментального обнаружения.

«Явление асимметричного испускания лёгких и тяжёлых осколков деления относительно направления поляризации ядер»

Авторы: В.Н. Андреев, С.П. Боровлев, В.В. Владимирский, Б.Д. Воденников, Г.В. Данилян, В.П. Дроняев, В.В. Новицкий, В.С. Павлов

Формула открытия.

«Установлено неизвестное ранее явление асимметричного испускания лёгких и тяжёлых осколков деления относительно направления поляризации ядер, обусловленное несохраняющим пространственную чётность слабым взаимодействием нуклонов».

Описание открытия.

Проблема нарушения зеркальной симметрии пространства относится к фундаментальным проблемам современной физики. На неё обратили внимание в середине 1950-х годов, когда было обнаружено несохранение пространственной чётности в слабых взаимодействиях.

В 1961 году российские ученые высказали гипотезу о существовании корреляции направления вылета лёгкого (или тяжёлого) осколка деления с направлением спина ядра, связанной с тем, что пространственно-нечётная асимметрия формируется до разрыва ядра на два осколка. Авторы открытия провели ряд экспериментальных исследований эффекта несохранения пространственной чётности в делении различных ядер. Полученные данные свидетельствовали о том, что направление вылета лёгкого осколка связано с направлением поляризации нейтронного пучка. Эффекты несохранения пространственной чётности наблюдались при делении ядер урана-235, плутония-239 и урана-233. Экспериментальные результаты, полученные в ИТЭФ, были подтверждены работами ЛИЯФ и ОИЯИ.

Научное значение открытия состоит в том, что установлена новая форма проявления несохраняющего пространственную чётность взаимодействия нуклонов в тяжёлых ядрах, когда с направлением спина ядра связан не импульс одной элементарной частицы, а суммарный импульс большого количества взаимодействующих нуклонов. Обнаруженное явление может быть использовано для более детального изучения как процесса деления ядер, так и механизма ядерного усиления эффектов слабого нуклон-нуклонного взаимодействия.

6. Открытие № 259

с приоритетом от 12 декабря 1969 г.

«Свойство одноэлектронных атомов в кристаллических полупроводниках быть глубокими донорами»

Авторы: Е.В. Минайчев, Г.Г. Мясищева, Ю.В. Обухов, Г.И. Савельев, В.Г. Фирсов, Д.Г. Андрианов, В.И. Фистуль, В.Г. Роганов

Формула открытия.

«Экспериментально установлено неизвестное ранее свойство одноэлектронных атомов, внедрённых в кристаллическую решётку полупроводника, быть глубокими донорами, проявляющееся в существенном уменьшении размеров области локализации принадлежащего им электрона по сравнению с аналогичной характеристикой для мелких водородоподобных донорных центров».

Описание открытия.

Весьма важный как с научной, так и с практической точек зрения вопрос о поведении водорода в полупроводниках долгое время оставался неясным. Авторы открытия решили вопрос о поведении одноэлектронных атомов в полупроводниках благодаря использованию ядерно-физических методов и специфическим свойствам некоторых элементарных частиц, которые, попав в определённую физическую среду, способны захватить электрон и образовать так называемый мюоний, который аналогичен атому водорода.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что радиус орбиты электрона в мюонии, внедрённой в кремний, хотя и несколько превышает аналогичную характеристику для мюония в вакууме, однако оказывается примерно в 25 раз меньше радиуса орбиты электрона для известных водородоподобных примесных атомов. Это означает, что примесные центры, создаваемые одноэлектронными атомами в кремнии, в частности, водородом, как это ни парадоксально, не являются водородоподобными. Они оказываются глубокими донорами, то есть примесными центрами с большой энергией связи электрона. Позднее в ряде исследований, выполненных в СССР и за рубежом, открытие было подтверждено и для других полупроводниковых материалов.

Значение открытия состоит в том, что установлена форма существования одноэлектронных атомов в кристаллической решетке полупроводников и объяснено, почему атомы водорода не влияют на электрические свойства полупроводников. В результате созданы предпосылки для дальнейшего развития теоретических представлений о примесных центрах в полупроводниках.

7. Открытие № 263

с приоритетом от 7 мая 1965 г. в части теоретического обоснования и 20 октября 1972 г. — в части экспериментального подтверждения.

«Явление когерентного возбуждения пролетающих через кристалл частиц — эффект Огорокова»

Автор **В.В. Огороков**

Формула открытия.

«Установлено неизвестное ранее явление когерентного возбуждения пролетающих через кристалл частиц: атомов или атомных ядер, проявляющееся в резонансном увеличении доли возбуждаемых частиц при условии, что частота соударений частиц с атомами кристалла равна или в целое число раз меньше частоты перехода между энергетическими уровнями частицы».

Описание открытия.

Ранее считалось, что упорядоченная структура расположения атомов в кристаллах не оказывает существенного воздействия на процессы возбуждения частиц при их пролёте через кристалл. Автор открытия показал, что частица, пролетая через кристалл, испытывает возмущающее воздействие со стороны атомов кристаллической решетки. Физика этого явления состоит в резком возрастании вероятности возбуждения дискретного уровня частицы при её пролёте через периодическое поле кристалла с такой скоростью, при которой частота соударений пролетающей частицы с атомами кристалла равна или в целое число раз меньше частоты, необходимой для возбуждения энергетического уровня частицы.

Теоретически предсказанное явление когерентного возбуждения нашло затем подтверждение в экспериментах, выполненных по инициативе и под руководством В.В. Огорокова на электростатическом генераторе ЭГ-5 в ИТЭФ. Достоверность обнаруженного явления была позднее подтверждена в опытах, проведенных в СССР, Франции и США.

Явление, названное эффектом Огорокова, коренным образом изменило сложившееся представление о характере взаимодействия налетающих частиц с атомами кристаллов и может быть использовано, в частности для генерации жёсткого монохроматического электромагнитного излучения высокой спектральной плотности и перестраиваемой частоты, для спектроскопии связанных состояний, для исследования структуры кристаллических тел и т. д. Проведенные исследования послужили фундаментом для становления нового направления — атомной физики каналированных ионов.

8. Открытие № 325

с приоритетом от 21 ноября 1956 г.

«Закономерность нарушения дискретных симметрий в слабых взаимодействиях элементарных частиц»

Авторы: Б.Л. Иоффе, Л.Б. Окунь, А.П. Рудик

Формула открытия.

«Теоретически установлена неизвестная ранее закономерность нарушения дискретных симметрий в слабых взаимодействиях элементарных частиц, заключающаяся в том, что нарушение зеркальной симметрии, приводящее к пространственно-нечётным парным корреляциям спинов и импульсов частиц, сопровождается нарушением зарядовой симметрии».

9. Открытие № 350

с приоритетом от 25 октября 1968 г. в части теоретического обоснования и 25 марта 1969 г. — в части экспериментального обнаружения явления.

«Явление фокусировки пучка заряженных частиц в однородном вдоль оси пучка переменном электрическом поле»

Авторы: В. В. Владимирский, И. М. Капчинский, В. А. Тепляков

Формула открытия.

«Установлено неизвестное ранее явление фокусировки пучка заряженных частиц в однородном вдоль оси пучка переменном электрическом поле, заключающееся в том, что в поле с поперечной квадрупольной симметрией, однородном вдоль оси пучка, возникает поперечная фокусировка пучка, обусловленная тем, что вблизи оси симметрии поля попеременно создаются для каждой частицы пространственные области локальной устойчивости и неустойчивости».

Описание открытия.

В открытии установлено, что в переменном пространственно однородном вдоль продольной оси пучка электрическом поле с квадрупольной конфигурацией в поперечном направлении возникает квадрупольный фокусирующий эффект.

Возможность использования открытия в линейных ускорителях ионов определена тем, что на высокочастотное фокусирующее поле может быть наложена продольная ускоряющая компонента за счёт относительно неглубокого периодического изменения потенциала вдоль продольной оси симметрии. При этом оказывается возможным снижение на порядок и более энергии инжекции, достигается практически полный захват частиц в режим ускорения, обеспечивается высокое значение предельного тока пучка.

Появились перспективные пути создания малогабаритных инжекторов для протонных синхротронов; высокопоточных нейтронных генераторов для радиационного материаловедения, связанного с проблемами термоядерных реакторов; ускорителей интенсивных пучков для электроядерного метода наработки атомного горючего; линейных ускорителей тяжёлых ионов для экспериментальных установок ядерной физики и линейных ускорителей сверхтяжёлых малозарядных ионов для инерциального термоядерного синтеза.

Открытие получило признание и широкое распространение в ускорительных лабораториях мира.

10. Открытие № 375

с приоритетом от 21 мая 1969 г.

«Закономерность глубоко неупругого рассеяния лептонов на нуклонах»

Автор Б.Л. Иоффе

Формула открытия.

«Теоретически установлена неизвестная ранее закономерность глубоко неупругого рассеяния лептонов на нуклонах, заключающаяся в том, что взаимодействие при глубоко неупругом рассеянии лептонов на нуклонах происходит в пространственно-временной области вблизи светового конуса, продольный (вдоль конуса) и поперечный размеры которой уменьшаются с увеличением импульса, передаваемого от лептонов к нуклонам, при этом продольный размер указанной области растёт с ростом передаваемой энергии».

В настоящее время метод разложения вблизи светового конуса является основным методом теоретического рассмотрения глубоко неупругих (жёстких) процессов.

11. Открытие № 387

с приоритетом от 9 июля 1975 г.

«Явление изменения знака поляризации протонов при их упругом рассеянии на протонах при высоких энергиях»

*Авторы: Ю.А. Матуленко, С.Б. Нурушев, Ю.М. Казаринов,
В.П. Канавец, А. Гедо, Ж.-П. Мерло*

Формула открытия.

«Экспериментально установлено неизвестное ранее явление изменения знака поляризации протонов при их упругом рассеянии на протонах при высоких энергиях, заключающееся в том, что при переданных импульсах вблизи $t = 0,5$ (ГэВ/с)² с ростом энергии (в области энергии около 30 ГэВ) направление поляризации изменяется на противоположное, и она становится отрицательной, что обусловлено диффракционным спиновым взаимодействием протонов».

Х. Книги, написанные сотрудниками института

Н.В. Лазарев

Количество и качество монографий, изданных авторами ИТЭФ, повторные выпуски в стране и перепечатка этих книг за рубежом — всё это может служить одним из объективных свидетельств широты разрабатываемых областей знаний и ценности произведённой в стенах нашего института научной продукции. В первой части предлагаемого перечня книг отражена научная, научно-техническая и учебная литература, во второй — мемуарная. Книги размещены в алфавитном порядке фамилий их авторов. В случае наличия в авторском коллективе сотрудников других институтов учитывалась первая фамилия сотрудника ИТЭФ. Мемуары приведены в хронологическом порядке. Представленный список составлен впервые и, несмотря на активное участие коллег в его подготовке, видимо, неполон.

Сотрудники нашего института, начиная со знаменитой Международной конференции 1955 года по мирному использованию атомной энергии в Женеве, участвовали в сотнях престижных конференций, на которых были представлены тысячи докладов, что вместе с книгами и другими публикациями дало весомый вклад в отечественную и мировую науку и обеспечило высокий научный престиж нашему институту. Перечислить не только доклады, но даже названия всех конференций с участием наших сотрудников, очень трудно.

Однако есть одна регулярно созываемая и высоко ценимая в научном мире конференция, непосредственно связанная с именем института. Это — Зимняя школа физики ИТЭФ, которая проводится с 1973 года, а с 1998 года приобрела статус Московской международной школы физики ИТЭФ (Int. Moscow School of Physics или ITP Winter School of Physics) и имеет поэтому двойную нумерацию. Собрание выпусков лекций школы представляет собой некую ежегодно обновляемую энциклопедию наших познаний в целом ряде областей современной физики, полученных «из первых рук».

Список публикаций Трудов Зимних школ физики ИТЭФ (ITP Winter School of Physics или International Moscow School of Physics) выпущен отдельно: Н.В. Лазарев, И.С. Цукерман, «Зимние школы ИТЭФ по физике», М., ИТЭФ, препринт № 1–12. В препринте указаны авторы и названия лекций и докладов школ с 1973 по 2011 год.

Список научной, научно-технической, учебной литературы
и мемуаров сотрудников института

№ п/п	Авторы	Название	Место издания	Издательство	Год
Научная, научно-техническая и учебная литература					
1.	Абов Ю.Г., Гулько А.Д., Крупчицкий П.А.	Поляризованные медленные нейтроны. 268 с.	Москва	Атомиздат	1966
2.	Абов Ю.Г., Елютин Н.О.	Пучки нейтронов и нейтроно-оптические явления. 95 с.	Москва	МИФИ	1983
3.	Абов Ю.Г., Елютин Н.О.	Свойства и взаимодействия медленных нейтронов. 88 с.	Москва	МИФИ	1985
4.	Абов Ю.Г., Елютин Н.О.	Нейтроны и фундаментальная симметрия. 69 с.	Москва	МИФИ	1986
5.	Абов Ю.Г., Елютин Н.О.	Когерентное рассеяние нейтронов. 115 с.	Москва	МИФИ	1988
6.	Алиханов А.И.	Оптика рентгеновских лучей. 104с.	Л.-М.	ГТТИ	1933
7.	Алиханов А.И.	Слабые взаимодействия. Новейшие исследования β -распада. 143с.	Москва	Физматгиз	1960
8.	Алиханов А.И.	Избранные труды. 304 с.	Москва	Наука	1975
9.	Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б.	Квантовая электродинамика. 428 с.	Москва	Гостехиздат,	1953
10.	Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б.	Квантовая электродинамика. 2-е переработанное издание. 704 с.	Москва	Физматлит	1959
11.	Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б.	Квантовая электродинамика. 3-е переработанное издание. 723 с.	Москва	Наука	1969
12.	Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б.	Квантовая электродинамика. 4-е переработанное издание. 432 с.	Москва	Наука	1981
13.	Ахиезер А.И., Померанчук И.Я.	Некоторые вопросы теории ядра. 320 с.	М.-Л.	ОГИЗ	1948
14.	Ахиезер А.И., Померанчук И.Я.	Некоторые вопросы теории ядра. 2-е издание. 417 с.	М.-Л.	ГИТТЛ	1950
15.	Ахиезер А.И., Померанчук И.Я. Под редакцией Иоффе Б.Л. и Герасимова А.С.	Введение в теорию нейтронных мультиплицирующих систем (реакторов). 368 с. [Книга написана в 1947 г.]	Москва	ИздАТ	2002
16.	Бадалян А.М., Симонов Ю.А.	Теория двух и трехчастных резонансов. 42 с.	Москва	МИФИ	1973
17.	Барабаш А.С.	Жидкостные ионизационные детекторы. 240 с.	Москва	Энергоатомиздат	1993
18.	Бергельсон Б.Р., Зориков Г.А.	Справочник по защите от излучения протяженных источников. 175с	Москва	Атомиздат	1965
19.	Бергельсон Б.Р., Суворов А.Л., Торлин Б.З.	Многогрупповые методы расчета защиты от нейтронов. 272 с.	Москва	Атомиздат	1970

20.	Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.	Релятивистская квантовая теория. Ч.1. 480 с.	Москва	Наука	1968
21.	Берестецкий В.Б.	Проблемы физики элементарных частиц. 256 с.	Москва	Наука	1979
22.	Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.	Квантовая электродинамика. Издание 2-е, исправленное и дополненное. 723 с.	Москва	Наука	1980
23.	Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.	Квантовая электродинамика. Издание 3-е, исправленное и дополненное. 728 с.	Москва	Наука	1989
24.	Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.	Квантовая электродинамика. Издание 4-е, исправленное. 720 с.	Москва	Физмат- лит	2001/ 2002
25.	Вл. Волков (В.Б. Берестецкий).	Семинар. (Сб. Пути в неизвестное). С. 280–340.	Москва	Сов. писатель	1980
26.	Богданович Б.Ю., Графутин В.И., Суворов А.Л. и др.	Технологии и методы исследования структур кремний на изоляторе. 288 с.	Москва	МИЭТ	2003
27.	Бяков В.М., Ничипоров Ф.Г.	Внутриреакторные химические процессы. 152 с.	Москва	Энергоатом -издат	1985
28.	Бяков В.М., Ничипоров Ф.Г.	Радиолиз воды в ядерных реакторах. 1-е и 2-е изд., 176 с.	Москва	Энергоатом -издат	1990, 1992
29.	Бяков В.М., Степанов С.В.	Основы радиационной химии. Ч.1. Ранние радиолитические процессы. 152 с.	Москва	МИФИ	2009
30.	Вайсенберг А.О.	Мю-мезон. 400 с.	Москва	Наука	1964
31.	Волошин М.Б., Тер-Мартиросян К.А.	Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц. 296 с.	Москва	Энергоатом -издат	1984
32.	Высоцкий М.И.	Лекции по электрослабой теории. 64 с.	Москва	ИТЭФ	1997
33.	Галанин А.Д.	Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. 1-е и 2-е изд., 384 с.	Москва	Атомиздат	1957, 1959
34.	Галанин А.Д.	Теория гетерогенного реактора. 248 с.	Москва	Атомиздат	1971
35.	Галанин А.Д.	Введение в теорию ядерных реак- торов на тепловых нейтронах. 416с	Москва	Энергоатом -издат	1984
36.	Галанин А.Д.	Введение в теорию ядерных реак- торов на тепловых нейтронах. 536с	Москва	Энергоатом -издат	1990
37.	Герасимов А.С., Рудик А.П.	Отравление реактора ксеноном- 135. 95 с.	Москва	Энерго- издат	1982
38.	Герасимов А.С., Зарицкая Т.С., Рудик А.П.	Справочник по образованию нук- лидов в ядерных реакторах. 575 с.	Москва	Энергоатом -издат	1989
39.	Гольдин Л.Л., Скачков С.В.	Магнитные измерения в ускорит. заряженных частиц. 56 с.	Москва	Госатом- издат	1962

40.	Гольдин Л.Л., Игошин Ф.Ф., Козел С. М. и др.	Руководство к лабораторным занятиям по физике. 1-е и 2-е изд., 704 с.	Москва	Наука	1964, 1973
41.	Гольдин Л.Л., Новикова Г.И.	Введение в атомную физику. 304 с.	Москва	Наука	1969
42.	Гольдин Л.Л., Новикова Г.И.	Введение в квантовую физику. 327 с.	Москва	Наука	1988
43.	Гольдин Л.Л., Новикова Г.И.	Введение в квантовую физику. 2-е изд. 340 с.	Москва	Мир	1990
44.	Гольдин Л.Л., Новикова Г.И.	Введение в квантовую физику. 3-е изд., 340 с.	Москва	УРСС	1994
45.	Гольдин Л.Л., Новикова Г.И.	Квантовая физика. Вводный курс. 1-е и 2-е изд., 496 с.	Москва	НИЦ ИКИ	2002, 2005
46.	Гольдин Л.Л., Николаев В.И.	Об ускорителях. 62 с.	Москва	Знание	1982
47.	Гольдин Л.Л.	Физика ускорителей. 144 с.	Москва	Наука	1983
48.	Гутер Р.С., Арлазаров В.Л., Усков А.В.	Практика программирования. 212 с.	Москва	Наука	1965
49.	Гутер Р.С., Овчинский Б.В., Резниковский П.Т.	Программирование и вычислительная математика. 448 с.	Москва	Наука	1965
50.	Гутер Р.С., Резниковский П.Т., Резник С.М.	Программирование и вычислительная математика. Вып.1. 432 с.	Москва	Наука	1971
51.	Гутер Р.С., Резниковский П.Т.	Программирование и вычислительная математика. Вып.2. 264 с.	Москва	Наука	1971
52.	Гутер Р.С., Полунов Ю.Л.	От абака до компьютера. 192 с.	Москва	Знание	1975
53.	Давыдов А.В.	Учебное пособие по физике для 7 класса. Ч. I. Кинематика. 68 с.	Москва	ИТЭФ	1967
54.	Давыдов А.В.	Учебное пособие по физике для 7 кл. Ч.II. Динамика и статика. 142 с.	Москва	ИТЭФ	1967
55.	Давыдов А.В.	Учебное пособие по физике для 8 кл. Ч. I. Электростатика. 100 с.	Москва	ИТЭФ	1968
56.	Давыдов А.В.	Учебное пособие по физике для 8 кл. Ч. II. Постоянный электрический ток. 108 с.	Москва	ИТЭФ	1968
57.	Давыдов А.В.	Исследования по физике гамма-лучей. 198 с.	Москва	ФИЗМАТ-ЛИТ	2013
58.	Долгов А.Д., Зельдович Я.Б., Сажин М.В.	Космология ранней Вселенной. 199 с.	Москва	МГУ	1988
59.	Долгошеин Б.А., Дайон М.И., Ефременко В.И., Лексин Г.А.,	Искровая камера. 319 с.	Москва	Атомиздат	1967

60.	Имшенник В.С., Морозов Ю.И.	Радиационная релятивистская газодинамика высокотемпературных явлений. 88 с.	Москва	Атомиздат	1981
61.	Иоффе Б.Л., Липатов Л.Н., Хозе В.А.	Глубоконеупругие процессы. Феноменология. Кварк-партоновая модель. 264 с.	Москва	Энергоатомиздат	1983
62.	Иоффе Б.Л.	Квантовая хромодинамика: пертурбативные и непертурбативные аспекты. Книга 1. Книга 2, 413 с.	Москва	ЦСПиМ	2012
63.	Генденштейн Л.Э., Кайдалов А.Б., Кожевников В.Б.	Физика. 7 класс: часть 1-я учебник. 254 с.	Москва	Мнемозина	2010
64.	Генденштейн Л.Э., Кайдалов А.Б., Кожевников В.Б.	Физика. 8 класс: часть 1-я учебник, вместе с частью 2-й (задачником – др. авторов). 462 с.	Москва	Мнемозина	2010
65.	Генденштейн Л.Э., Кайдалов А.Б., Кожевников В.Б., Кирик Л.А., Гельфгат И.М., Ненашев И.Ю.	Физика. 9 класс: часть 1-я учебник, вместе с частью 2-й (задачником – др. авторов). 446 с.	Москва	Мнемозина	2010
66.	Калашникова В.И. Козодаев М.С.	Детекторы элементарных частиц. 408 с.	Москва	Наука	1966
67.	Абрамовский В.А. Канчели О.В. и др.	Неупругие взаимодействия при высоких энергиях и хромодинамика. 178 с.	Тбилиси	Мецни-ереба	1986
68.	Капчинский И.М.	Методы теории колебаний в радиотехнике. 352 с.	М. – Л.	Госэнергоиздат	1954
69.	Капчинский И.М.	Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. 310 с.	Москва	Атомиздат	1966
70.	Капчинский И.М.	Теория линейных резонансных ускорителей. Динамика частиц. 239 с.	Москва	Энергоиздат	1982
71.	Киселев Г.В.	История создания первого в СССР промышленного уран-графитового реактора «А» комб. №817. 640 с.	Москва	ОАО НИКИЭТ	2008
72.	Киселев Г.В.	Технология получения радиоактивных нуклидов в ядерных реакторах. 177 с.	Москва	Энергоатомиздат	1990
73.	Киселев Г.В.	Проблемы развития ядерной энергетики. 64 с.	Москва	Общество Знание	1990
74.	Киселев Г.В.	Экология и экономика энергетики, (Глазами ядерщика). 62 с.	Москва	Общество Знание	1990
75.	Кобзарев И.Ю.	Ньютон и его время. 63 с.	Москва	Знание	1978
76.	Кобзарев И.Ю.	Теория перекрывающихся резонансов 54 с.	Москва	МИФИ	1971
77.	Берков А.В., Жижин Е.Д., Кобзарев И.Ю.	Введение в теорию элементарных частиц. 88 с.	Москва	МИФИ	1976

78.	Берков А.В., Жижин Е.Д., Кобзарев И.Ю.	Симметрии и модель кварков. 96 с.	Москва	МИФИ	1976
79.	Берков А.В., Жижин Е.Д., Кобзарев И.Ю.	Теория тяготения Эйнштейна и ее экспериментальные следствия. 164 с.	Москва	МИФИ	1981
80.	Берков А.В., Кобзарев И.Ю.	Теория тяготения Эйнштейна. Общие принципы и экспериментальные следствия. 88 с.	Москва	МИФИ	1989
81.	Кобзарев И.Ю., Манин Ю.И.	Элементарные частицы. Диалоги физика и математика. 208 с.	Москва	ФАЗИС	1989
82.	Кобзарев И.Ю., Манин Ю.И.,	Элементарные частицы. Диалоги физика и математика. 2-е изд., 216с.	Москва	ФАЗИС	1997
83.	Кобзарев И.Ю. – отв. редактор.	Современная теория элементарных частиц. 144 с.	Москва	Наука	1984
84.	Кобзарев И.Ю. – отв. редактор.	Эйнштейновский сборник. 1980–1981. 336 с.	Москва	Наука	1985
85.	Кобзарев И.Ю. – отв. редактор.	Эйнштейновский сборник. 1982–1983. 340 с.	Москва	Наука	1986
86.	Кобзарев И.Ю. – отв. редактор.	Эйнштейновский сборник. 1984–1985. 350 с.	Москва	Наука	1988
87.	Кобзарев И.Ю. – отв. редактор.	Эйнштейновский сборник. 1986–1990. 496 с.	Москва	Наука	1990
88.	Визгин В.П., Кобзарев И.Ю., Явелов Б.Е.	Научное творчество и жизнь Альберта Эйнштейна. Эйнштейновский сборник. 301–350 с.	Москва	Наука	1988
89.	Берков А.В., Кобзарев И.Ю.	Приложения теории тяготения Эйнштейна к астрофизике и космологии. Учебное пособие. 60с.	Москва	МИФИ	1990
90.	Козодаев А.М.	Электрические управляемые вентили для формирования мощных импульсов тока. 64 с.	Москва	Атомиздат	1975
91.	Корнфельд М.И.	Упругость и прочность жидкостей. 390 с.	М.-Л.	ГИТТЛ	1951
92.	Кочуров Б.П.	Численные методы в теории гетерогенного реактора. 112 с.	Москва	Атомиздат	1980
93.	Кронрод А.С.	Беседы о программировании. Книга написана 40 лет назад. 2-е изд., 248 с.	Москва	УРСС	2001, 2004
94.	Крупчицкий П.А.	Слабое взаимодействие ядерных частиц. 64 с.	Москва	Знание	1975
95.	Кушин В.В.	Смерч. 127 с.	Москва	Энергоатом-издат	1993
96.	Лобов Г.А.	Слабое взаимодействие нуклонов и структура ядра. 88 с.	Москва	МИФИ	1973
97.	Маринов М.С.	Когерентное взаимодействие частиц высоких энергий с ядрами. 111 с.	Москва	МИФИ	1972

98.	Монастырский М.И.	Топология калибровочных полей и конденсированных сред. 478 с.	Москва	ПАИМС	1995
99.	Монастырский М.И.	Бернхард Риман. Топология. Физика. (3 изд.: 1979, 1987, 1999 г.). 188 с.	Москва	Янус-К	1999
100.	Монастырский М.И.	Современная математика в отблеске Медалей Филдса. (3 изд.: 1991, 1997, 2000 г.). 200 с.	Москва	Янус-К	2000
101.	Морозов А.	Струны в теоретической физике. Эйнштейновский сборник. 375-397	Москва	Наука	1990
102.	Морозов А., Переломов А.	Струны и комплексная геометрия. Сб. Итоги науки. Современные проблемы математики. 284 с.	Москва	ВИНИТИ	1990
103.	Натанзон С.М.	Модули римановых поверхностей, вещественных алгебраических кривых и их супераналоги. 176 с.	Москва	МЦМНО	2003
104.	Натанзон С.М.	Краткий курс математического анализа. 112 с.	Москва	МЦМНО	2000
105.	Натанзон С.М.	Краткий курс математического анализа. (2-е издание). 96 с.	Москва	МЦМНО	2004, 2008
106.	Натанзон С.М.	Введение в пучки, расслоения и классы Черна. 48 с.	Москва	МЦМНО	2010
107.	Неретин Ю.А.	Категории симметрий и бесконечномерные группы. 440 с.	Москва	Эдиториал УРСС	1998
108.	Кириллов А.А., Неретин Ю.А.	Теория представлений и некоммутативный гармонический анализ. 232 с.	Москва	ВИНИТИ	1988
109.	Неретин Ю.А.	Категории симметрий и бесконечно-мерные группы. 2-е изд. 432 с.	Москва	Либроком	2009
110.	Новикова Г.И.	Введение в ядерную физику. 1-е и 2-е изд., 208 с.	Москва- Ижевск	НИЦ РХД ИКИ	2004, 2005
111.	Окунь Л.Б.	Слабое взаимодействие элементарных частиц. 248 с.	Москва	Физматлит	1963
112.	Окунь Л.Б.	Адроны и кварки. 92 с.	Москва	МИФИ	1974
113.	Окунь Л.Б.	Слабое взаимодействие при высоких энергиях. 84 с.	Москва	МИФИ	1978
114.	Окунь Л.Б.	Современное состояние и перспективы физики высоких энергий. 68с	Москва	МИФИ	1981
115.	Окунь Л.Б.	Лептоны и кварки. 304 с.	Москва	Наука	1981
116.	Окунь Л.Б.	Физика элементарных частиц. 224с	Москва	Наука	1984
117.	Окунь Л.Б.	Введение в калибровочные теории. 94 с.	Москва	МИФИ	1984
118.	Окунь Л.Б.	Альфа, Бета, Гамма, ..., Z. Элементарное введение в физику элементарных частиц. 112 с.	Москва	Наука	1985
119.	Окунь Л.Б.	Физика элементарных частиц. Изд. 2-е 272 с.	Москва	Наука	1988
120.	Окунь Л.Б.	Лептоны и кварки. Изд. 2-е, 349 с.	Москва	Наука	1990

121.	Окунь Л.Б.	Лептоны и кварки. Изд. 3-е, 352 с.	Москва	УРСС	2005
122.	Окунь Л.Б.	Элементарное введение в физику элементарных частиц. 128 с.	Москва	Физматлит	2006
123.	Переломов А.М.	Обобщенные когерентные состояния и их применения. 272 с.	Москва	Наука	1987
124.	Переломов А.М.	Интегрируемые системы классической механики и алгебры Ли. 2 изд. 238 с.	Москва - Ижевск	ИТЭФ НИЦ РХД	1990, 2002
125.	Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М.	Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. 339 с.	Москва	Наука	1966
126.	Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М.	Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. Изд. 2-е, 544 с.	Москва	Наука	1971
127.	Федотов А.П., Плотников С.В.	Глобалистика: основы науки о Земной управляемой цивилизации. Курс лекций. 312 с.	Москва	ПРОФИЛЬ - 2С	2009
128.	Померанчук И.Я.	Собрание научных трудов. 3 тома (т. 1. 361 с.; т. 2. 296 с.; т. 3. 419 с.)	Москва	Наука	1972
129.	Попов В.С.	Атомные уровни при $Z > 137$. 55 с.	Москва	МИФИ	1972
130.	Прокопьев Е.П., Арифов П.У. и др.	Квантовые свойства атомов и ионов и позитронная диагностика. 242 с.	Ташкент	ФАН	1975
131.	Прокопьев Е.П., Арифов П.У. и др.	Позитрон содержащие системы и позитронная диагностика. 192 с.	Ташкент	ФАН	1978
132.	Арефьев К.П., Воробьев С.А., Прокопьев Е.П.	Позитроника в радиационном материаловедении ионных структур и полупроводников. 88 с.	Москва	Энергоатом -издат	1983
133.	Прокопьев Е.П., Арифов П.У. и др	Методы позитронной диагностики и расшифровки спектров аннигиляции позитронов. 312 с.	Ташкент:	ФАН	1985
134.	Прокопьев Е.П., Графутин В.И., Мясищева Г.Г. и др	Позитроника ионных кристаллов, полупроводников и металлов. 176 с.	Москва	МИЭТ	1999
135.	Радкевич И.А.	Регистрация излучений. 108 с.	Москва	МФТИ	1982
136.	Радкевич И.А.	Организация и планирование научных исследований. 214 с.	Москва	МФТИ	1986
137.	Кузьмичев Д.А., Радкевич И.А., Смирнов А.Д.	Автоматизация экспериментальных исследований. 391 с.	Москва	Наука	1983
138.	Рудик А.П.	Ядерные реакторы и принцип максимума Понтрягина. 208 с.	Москва	Атомиздат	1971
139.	Рудик А.П.	Ядерные реакторы и принцип максимума Понтрягина. 2-е изд. 280 с.	Москва	Атомиздат	1979
140.	Рудик А.П.	Оптимальное расположение ядерного горючего в реакторе. 68 с.	Москва	Атомиздат	1974
141.	Рудик А.П.	Ксеноновые переходные процессы в ядерных реакторах. 72 с.	Москва	Атомиздат	1974

142.	Круглов А.К., Рудик А.П.	Искусственные изотопы и методика расчета их образования в ядерных реакторах. 168 с.	Москва	Атомиздат	1977
143.	Рудик А.П.	Физические основы ядерных реакторов. 120 с.	Москва	Атомиздат	1979
144.	Рудик А.П.	Оптимизация физических характеристик ядерных реакторов. 278 с.	Москва	Атомиздат	1979
145.	Круглов А.К., Рудик А.П.	Реакторное производство радиоактивных нуклидов. 256 с.	Москва	Энергоатом-издат	1985
146.	Матвеев Л.В., Рудик А.П.	Почти все о ядерном реакторе. 240 с.	Москва	Энергоатом-издат	1990
147.	Семенов Ю.А.	Программирование на языке ФОРТ. 240 с.	Москва	Радио и связь	1991
148.	Семенов Ю.А.	Протоколы и ресурсы Интернет. 320 с.	Москва	Радио и связь	1996
149.	Семенов Ю.А.	Сети Интернет. Архитектура и протоколы. 424 с.	Москва	Сиринь	1998, 2001
150.	Семенов Ю.А.	Протоколы Интернет. Энциклопедия. 1-е и 2-е изд., 1100 с.	Москва	Телеком	2001, 2005
151.	Семенов Ю.А.	Протоколы Интернет для электронной торговли 750 с.	Москва	Телеком	2003
152.	Семенов Ю.А.	Алгоритмы телекоммуникационных сетей. Ч. 1. Алгоритмы и протоколы каналов и сетей передачи данных. 640 с.	Москва	Интуит.РУ, БИНОМ.ЛІЗ	2007
153.	Семенов Ю.А.	Алгоритмы телекоммуникационных сетей. Ч. 2. Протоколы и алгоритмы маршрутизации в Internet. 832 с.	Москва	Интуит.РУ, БИНОМ.ЛІЗ	2007
154.	Семенов Ю.А.	Алгоритмы телекоммуникационных сетей. Ч. 3. Процедуры, диагностика, безопасность. 512 с.	Москва	Интуит.РУ, БИНОМ.ЛІЗ	2007
155.	Скачков С.В. и др. Отв. ред. Константинов Л.В.	Сборник задач по ядерной физике. 164 с.	Москва	Гостехиздат	1958
156.	Гришкина Т.В., Скачков С.В. и др.	Сборник лабораторных работ по ядерной физике. 276 с.	Москва	Атомиздат	1970
157.	Кульский Л.А., Страхов Э.Б. и др.	Вода в атомной энергетике. 256 с.	Киев	Наукова думка	1983
158.	Кульский Л.А., Страхов Э.Б., Волошинова А.М.	Технология водоочистки на атомных энергетических установках 272 с.	Киев	Наукова думка	1986
159.	Кульский Л.А., Страхов Э.Б. и др.	Очистка вод атомных электростанций. 209 с.	Киев	Наукова думка	1989
160.	Гончарук В.В., Страхов Э.Б., Волошинова А.М.	Водно-химическая технология ядерных энергетических установок и экология. Справочник. 448 с.	Киев	Наукова думка	1993

161.	Суворов А.Л.	Микроскопия в науке и технике. 136 с.	Москва	Наука	1981
162.	Суворов А.Л.	Автоионная микроскопия радиационных дефектов в металлах. 167 с.	Москва	Энергоиздат	1982
163.	Суворов А.Л.	Дефекты в металлах. 176 с.	Москва	Наука	1984
164.	Кирсанов В.В., Суворов А.Л. и др.	Процессы радиационного дефектообразования в металлах. 272 с.	Москва	Энергоатомиздат	1985
165.	Суворов А.Л.	Дефекты кристаллической и электронной структуры материалов. 80с.	Москва	МИЭМ	1988
166.	Суворов А.Л.	Структура и свойства поверхностных атомных слоев металлов. 296 с.	Москва	Энергоатомиздат	1990
167.	Терентьев М.В.	История эфира. 176 с.	Москва	ФАЗИС	1999
168.	Терентьев М.В.	Введение в теорию элементарных частиц. 236 с.	Москва	ИТЭФ	1998
169.	Шапиро И.С.	Взаимодействие антинуклонов с нуклонами и ядрами. 48 с.	Москва	МИФИ	1972
170.	Шапиро И.С.	Теория прямых ядерных реакций. 92 с.	Москва	Госатомиздат	1963
171.	Шапиро И.С., Ольшанецкий М.А.	Лекции по топологии для физиков. 132 с.	Ижевск	НИЦ РХД	1999
172.	Шарков Б.Ю. – отв. редактор.	Ядерный синтез с инерционным удержанием. Современное состояние и перспективы для энергетики. 262 с.	Москва	Физматлит	2005
173.	Колесов В.Ф. и др. Под редакцией Шевелева Я.В.	Динамика ядерных реакторов. 516 с.	Москва	Энергоатомиздат,.	1990
174.	Семёнов Ю.А.	Алгоритмы телекоммуникационных сетей. Ч. 1. Алгоритмы и протоколы каналов и сетей передачи данных. 637 с.	Москва	БИНОМ.ЛЗ	2007
175.	Семёнов Ю.А.	Алгоритмы телекоммуникационных сетей. Ч. 2. Протоколы, алгоритмы маршрутизации в интернет. 828 с.	Москва	БИНОМ.ЛЗ	2007
176.	Семёнов Ю.А.	Алгоритмы телекоммуникационных сетей. Ч. 3. Процедуры, диагностика, безопасность. 511 с.	Москва	БИНОМ.ЛЗ	2007
177.	Составитель Васильев В.В.	ИТЭФ 1945–2015. Фундаментальные и прикладные исследования. Основные результаты.	Москва	ИПЦ «Финпол»	2015
178.	Davydov A.V.	Advances in Gamma-Ray Resonant Scattering and Absorption www.springer.com. 192 pp.	Switzerland	Springer International Publishing Switzerland	1960
179.	Dolotin V., Morozov A.	Universal Mandelbrot Set: Beginning of the Story. 176 pp.	Singapore	World Scientific	2006

180.	Dolotin V., Morozov A.	Introduction to Non-linear Algebra. 288 pp.	Singapore	World Scientific	2007
181.	Goldin L.L., Novikova G.I.	Introduccion a la FISICA cuantica. (На испанском языке). 344 pp.	Moscu	MIR	1990
182.	Ioffe B.L., Khoze V.A., Lipatov L.N.	Hard Processes. 340 pp.	Amsterdam	North-Holland	1984
183.	Boris Ioffe. Festschrift, edited by M. Shifman	Handbook of QCD. Vol.1, 2, 3, 4. 2535 pp.	Singapore	World Scientific	2002
184.	Ioffe B.L., Fadin V.S., Lipatov L.N.	Quantum Chromodinamics. Perturbative and Nonperturbative Aspects. 585 pp.	Cambridge, UK	Cambridge University Press	2010
185.	Kapchinsky I.M.	Theory of Resonance Linear Accelerators. 398 pp.	Chur	Harwood Acad. Publ.	1985
186.	Kapchinsky I.M.	Selected Topics in Ion Linac Theory. 99 pp.	Los Alamos	LANL	1993
187.	Kobzarev I.Yu., Manin Yu.I.	Elementary Particles: Mathematics, Physics and Philosophy. 208 pp.	Dodrecht London	Kluver Acad. Publ.	1989
188.	Kochurov B.P.	An Advanced Method of Heterogeneous Reactor Theory. 161 pp.	Ibarakiken	JAERI-	1984
189.	Kushner Alexei, Lychagin Valentin, Rubtsov Vladimir	Contact Geometry and Nonlinear Differential Equations. Series: Encyclopedia of Math. and its Appl.518pp	Cambridge, UK	Cambridge Uni. Press	2006
190.	Makeenko Yuri	Methods of Contemporary Gauge Theory. 400 pp.	Cambridge, UK	Cambridge Uni. Press	2002
191.	Marshakov Andrei	Seiberg-Witten Theory and Integrable Systems. 260 pp.	Singapore	World Scientific	1999
192.	Monastyrsky M.I.	Riemann, Topology, and Physics. Translated by R.Cooke. 218 pp.	Basel-Boston	Birkhauser	1987
193.	Monastyrsky M.I.	Riemann, Topology, and Physics. Translated by R.Cooke. 2 nd ed.,210pp	New York	Springer-Verlag	1999
194.	Monastyrsky M.I.	Riemann, Topology, and Physics. Translated by R.Cooke. 3rd ed.,216p	Basel-Boston	Birkhauser	2008
195.	Monastyrsky M.I.	Modern Mathematics in the Light of the Fields Medal. 160 pp.	Natick, MA	AK Peters	1998
196.	Monastyrsky M.I.	Topology of Gauge Fields and Condensed Matter. 372 pp.	New York	Springer-Verlag	1993
197.	Monastyrsky M.I. Editor	Topology in condensed matter. 256 pp.	New York	Springer-Verlag	2006
198.	Monastyrsky M.I.	Topology in Molecular Biology: DNA and Proteins. 238 pp.	New York	Springer-Verlag	2007
199.	Morozov A.D.	Quasi-conservative Systems: Cycles, Resonances and Chaos. 340 pp.	Singapore	World Scientific	1998
200.	Morozov A.Yu., Olshanetsky M.A. – Editors	Moscow Seminar in Mathematical Physics, Institute of Theoretical and Experimental Physics, I. 299 pp.	Providence RI, USA	AMS	1999

201.	Neretin Yu.A.	Categories of symmetries and infinite-dimensional groups. 432 pp.	Oxford, UK	Oxford U. Press	1996
202.	Kirillov A.A., Neretin Yu.A	Representation Theory and Non-com-mutative Harmonic Analysis I. 236 pp.	Berlin/ Heidelberg	Springer	1994
203.	Natanzon S.M.	Moduli of Riemann Surfaces, Real Algebraic Curves, and their Superanalogs. 160 pp.	Providence RI, USA	AMS	2004
204.	Neretin, Yu., Olshanetsky M., Rosly A. – Editors	Moscow Seminar in Mathematical Physics, Institute of Theoretical and Experimental Physics, II. 211 pp.	Providence RI, USA	AMS	2007
205.	Neretin Yurii	Lectures on Gaussian Integral Operators and Classical Groups. 570 pp.	Zürich	EMS Publ. House	2010
206.	Okun L.B.	Particle Physics - the Quest for the Substance of Substance. 223 pp.	Chur, New York	Harwood Acad. Publ.	1985
207.	Okun Lev B.	Leptoni e Quark. (На итальянском языке). 329 pp.	Mosca Roma	MIR Riuniti	1986
208.	Okun Lev B.	The Relations of Particles. 189 pp.	Singapore	World Scientific	1991
209.	Okun Lev B.	Energy and Mass in Relativity Theory. 311 pp.	Singapore	World Scientific	2009
210.	Okun L.B.	Weak Interaction of Elementary Particles. 292 pp.	Oxford	Pergamon Press	1965
211.	Okun L.B.	Slabe oddziaływania czastek elementar-nych (на польском языке). 390 pp.	Warsawa	PWN	1966
212.	Okun Lev B.	Elementarteilchen von alpha bis Z. (На немецком языке). 133 pp.	Berlin	Akademie-verlag	1986
213.	Okun Lev B.	Physik der Elementarteilchen (На немецком языке). 232 pp.	Berlin	Akademie-verlag	1991
214.	Okun L.B.	Alpha, beta, gamma, ... Zeta : A Primer in Particle Physics. 109 pp.	Chur-London	Harwood Acad.Publ.	1987
215.	Okun L.B.	Alpha, beta gamma, ... Zeta: Elementarny uvod u fiziku elementarnih cestica. (На сербском языке). 93 pp.	Novi Sad	Fond Subotic	1992
216.	Okun L.B.	Fizika elementarnih cestica. (На сербском языке). 173 pp.	Novi Sad	Fond Subotic	1992
217.	Editors: Berkov A., Narozhny N., Okun L.	I. Ya. Pomeranchuk and Physics at the Turn of the Century. 511 pp.	New Jersey	World Scientific	2003
218.	Perelomov A.M.	Generalized Coherent States And Their Applications. 320 pp.	Berlin/ Heidelberg	Springer	1986
219.	Perelomov A.M.	Integrable Systems of Classical Mechanics and Lie Algebras. 320 pp.	Basel	Birkhauser-Verlag	1989
220.	Perelomov A.M., Zel'dovich Ya.B.	Quantum Mechanics: Selected Topics. 335 pp.	Singapore	World Scientific	1999

221.	Buchstaber V.M., Panov T.E.	Torus Actions and their Applications in Topology and Combinatorics University Lecture Series, Vol. 24. 144 pp.	Providence RI, USA	American Math. Society	2002
222.	Shifman M.A.	ITEP Lectures on Particle Physics and Field Theory. Vol. 1. 502 pp.	Singapore	World Scientific	1999
223.	Shifman M.A.	ITEP Lectures on Particle Physics and Field Theory. Vol. 2. 410 pp.	Singapore	World Scientific	1999
224.	Shifman M.A.	ITEP Lectures on Particle Physics and Field Theory Vol.1 and Vol.2, 830pp.	Singapore	World Scientific	1999
225.	Shifman M.A. and Yung A.	Supersymmetric Solitons. 259 pp.	Cambridge	Cambridge Uni. Press	2009
226.	Shifman M.A. – Editor	Vacuum Structure and QCD Sum Rules. 516 pp.	Amster- dam	North- Holland,	1992
227.	Smilga A.V.	Lectures on Quantum Chromodynamics. 352 pp.	Singapore	World Scientific	2001
228.	Skaczkow S.W., Konstantinow L.W., Stroganowa R.P., Jurowa L.N., Toporkowa E.P.	Zbior Zadan z Fizyki Jadrowej. 165 pp.	Warszawa	Panstwowe Wydaw- nictwo Naukowe	1960
229.	Skatchkow S.W.	Aufgabensammlung der Kernphysik. 160 pp.	Berlin	VEB Verlag Technik	1960
230.	Stepanov S.V., Byakov V.M.	Physical and Radiation Chemistry of the Positron and Positronium. (Chapter 5 in the book Principles and Applications of Positron and Positronium Chemistry. Eds. Y.C.Jean, P.E.Mallone, and D.M. Schrader)	Singapore	World Scientific	2003
Мемуары					
231.	Редколлегия: Окунь Л.Б. (отв. ред.), Абов Ю.Г., Крупчицкий П.А., Никитин С.Я.	Проблемы ядерной физики и физики элементарных частиц. Сборник статей, посвящённый памяти академика А. И. Алиханова. 384 с.	Москва	Наука	1975
232.	Отв. редактор Окунь Л.Б.	Воспоминания о И.Я. Померанчуке. 320 с.	Москва	Наука	1988
233.	Орлов Ю.Ф.	Опасные мысли. Мемуары из русской жизни. 352 с.	Москва	Аргументы и факты	1992
234.	Редколлегия: Агасян Н.О., Беляев С.Т., Окунь Л.Б., Саперштейн Э.Е.	Воспоминания об академике А.Б. Мигдале. 256 с.	Москва.	Физматлит	2003

235.	Председатель редколлегии Абов Ю.Г.	Академик А.И. Алиханов. Воспоминания. Письма. Документы. 240 с.	Москва	Физмат-лит	2004
236.	Иоффе Б.Л.	Без ретуши. Портреты физиков на фоне эпохи. 160 с.	Москва	ФАЗИС	2004
237.	Рошаль С.С. (Алиханова)	Академик Абрам Исаакович Алиханов (воспоминания). 19 с.	Москва	ИТЭФ	2004
238.	Шерман Татьяна.	Мой отец Лев Лазаревич Гольдин – ученый, учитель, человек. (Сборник воспоминаний, стихи). 292 с.	Хьюстон	Б.и.	2008
239.	Капчинская Л.М., Капчинский М.И.	Илья Михайлович Капчинский. К 90-летию со дня рождения. (Сборник воспоминаний). 228 с.	Торонто	ИД «Nasha Canada Publishing»	2009
240.	Скачков С.В.	В тайге послевоенной. (Финская война, ЛПТИ, ВОВ, Лаб. №3-ТТЛ-ИТЭФ, МИФИ, тайга, охота). 200с	Москва	Б.и.	2009
241.	Тер-Мартиросян Б.А.	Я верю в судьбу. (Сборник воспоминаний). 222 с.	Москва	Б.и.	2009
242.	Берестецкие Татьяна, Ирина, Юлия	В.Б. Берестецкий. Проза. Биография. 118 с.	Boston	M. Grafics Publishing	2010
243.	Шерман Татьяна.	Мой отец Лев Лазаревич Гольдин – ученый, учитель, человек. (Сборник воспоминаний, стихи). Изд.2-е, исправлен. и дополненное. 324 с.	Хьюстон	Б.и.	2010
244	Отв. редактор Козодаев А.М.	Выдающиеся ученые ИТЭФ.	Москва	НИЦ «Курчат. институт»	2015
245	Иоффе Б.Л.	Атомные просторы. События и люди. 204 с.	Москва	ЦСП	2018

Составитель перечня книг выражает большую благодарность А.А. Алехиной, предоставившей список из 70 книг, имеющихся в библиотеке института, В.И. Графутину, В.Н. Коневу, Г.И. Новиковой, Е.С. Сусловой, И.С. Цукерману и другим коллегам, помогавшим в составлении перечня. Особую благодарность приношу Б.Л. Иоффе и Л.Б. Окуню за поддержку начальной идеи и ряд ценных советов.

Оглавление

I. Становление и деятельность института	3
В едином строю	3
<hr/>	
II. Разработка тяжеловодных атомных реакторов .	13
Разработка тяжеловодных ядерных реакторных установок	13
<i>Б.П. Кочуров, В.В. Селиверстов</i>	
История реализации ториевого режима в советском Атомном проекте .	30
<i>Г.В. Киселев, В.Н. Конев</i>	
<hr/>	
III. Теоретические исследования	56
Теоретическая физика в ИТЭФ — достижения	56
<i>Б.Л. Иоффе</i>	
Результаты исследований физиков-теоретиков института.	104
<i>М.И. Высоцкий, А.Д. Долгов, В.А. Новиков</i>	
Развитие теории адронных взаимодействий при высокой энергии . . .	122
<i>К.Г. Боресков, О.В. Канчели</i>	
Работы по непертурбативной квантовой теории поля в семидесятые годы. Заметки	142
<i>В.И. Захаров</i>	
Вне рамок теории возмущений	157
<i>Ю.А. Симонов</i>	
Развитие решёточных вычислений и решёточной калибровочной теории	176
<i>В.Г. Борняков, М.А. Зубков</i>	
Астрофизические исследования в институте	190
<i>П.В. Бакланов, С.И. Блинников, К.В. Мануковский, Д.К. Надёжин, И.В. Панов, В.П. Утробин, А.В. Юдин</i>	
<hr/>	
IV. Ядерно-физические исследования при низких энергиях	210
Исследования в области ядерной спектроскопии, радиационной физики и химии конденсированного состояния (обзор работ, выполненных до XXI века)	210
<i>Ю.В. Терехов</i>	
Физико-химические исследования в институте	228
<i>В.И. Графутин, Ф.Г. Ничипоров</i>	

Нейтронные исследования на циклотроне	238
<i>И.В. Кирпичников</i>	
Исследования резонансного взаимодействия гамма-лучей с атомными ядрами	242
<i>А.В. Давыдов</i>	
Исследования с применением тепловых нейтронов	245
<i>Ю.Г. Абов, Ф.С. Джепаров, Н.О. Елютин, Д.В. Львов, А.Н. Тюлюсов</i>	
Исследования веществ и фундаментальных процессов методом бета-ЯМР	259
<i>Ю.Г. Абов, А.Д. Гулько, Ф.С. Джепаров, О. Н. Ермаков, Д.В. Львов, С. В. Степанов, В. Е. Шестопал</i>	
Исследование нарушений фундаментальных симметрий	272
<i>Г.В. Данилян</i>	
Поиск и исследование двойного бета-распада	278
<i>А.С. Барабаш</i>	
V. Развитие ускорителей ионов 289	
Развитие ускорительных технологий в ИТЭФ	289
<i>Н.Н. Алексеев, А.А. Голубев, Б.Ю. Шарков</i>	
Первый в стране жёстко фокусирующий линейный ускоритель протонов И-2 — 50 лет в строю	308
<i>А.М. Козодаев, Н. В. Лазарев, В. С. Столбунов</i>	
Разработка сильноточных линейных ускорителей ионов	325
<i>А.М. Козодаев, А.А. Коломиец, Н.В. Лазарев</i>	
Разработка неявнополюсных мультипольных линз на постоянных магнитах для каналов фокусировки пучков заряженных частиц	342
<i>В.С. Скачков</i>	
VI. Исследования элементарных частиц при средних энергиях 358	
Развитие методики криогенных пузырьковых камер	358
<i>Д.Д. Богаченко, В.З. Колганов, В.И. Силаев, В.Ф. Туров</i>	
Исследования элементарных частиц и их свойств с помощью тяжеложидкостных пузырьковых камер	365
<i>В.В. Бармин, А.Г. Долголенко</i>	
Применение ядерных фотоэмульсий для исследований свойств элементарных частиц и ядерно-ядерных взаимодействий	373
<i>В.В. Дубинина, Н.П. Егоренкова, Е.А. Пожарова, В.А. Смирнитский</i>	

Детекторные технологии: от стримерной камеры до детекторов для поиска тёмной материи	378
<i>Д.Ю. Акимов, А.И. Болоздыня</i>	
Барионная спектроскопия: от СПИНа до ЭПЕКУРА	388
<i>И.Г. Алексеев, В.М. Нестеров</i>	
Изучение взаимодействий адронов на 3-метровом магнитном трековом спектрометре	394
<i>В.В. Куликов, А.П. Крутенкова</i>	
Изучение фрагментации ядер в эксперименте ФРАГМ	401
<i>В.В. Куликов, А.П. Крутенкова</i>	
Прецизионное измерение радиационной ширины распада π^0 -мезона	407
<i>А.Г. Долголенко, И.Ф. Ларин, В.А. Матвеев, В.В. Тарасов</i>	
VII. Экспериментальные исследования фундаментальных свойств материи при высоких энергиях	
413	
Участие института в эксперименте ALICE по исследованию нового состояния материи — кварк-глюонной плазмы	413
<i>А.В. Смирнитский, А.В. Акиндинов, К.Г. Волошин, С.М. Киселев, Ю.Г. Гришук, Д.Б. Малькевич, Р.И. Султанов, К.Р. Михайлов, А.А. Неодосекин</i>	
Физики институт в экспериментах ATLAS и CMS на Большом адронном коллайдере	426
<i>В.Б. Гаврилов, И.И. Цукерман</i>	
Участие института в эксперименте LHCb по изучению редких распадов В-мезонов	433
<i>И.М. Беляев, Д.Ю. Голубков, В.Ю. Егорычев, Т.Г. Кварацхелия, И.О. Поляков, Д.В. Саврина</i>	
Участие института в эксперименте CBM	437
<i>А.В. Акиндинов, Ю.М. Зайцев, И.Е. Королько, М.С. Прокудин</i>	
Подготовка к эксперименту PANDA: создание корпускулярной водородной мишени	446
<i>А.С. Герасимов, А.А. Голубев, П.В. Федорец, В.Д. Чернецкий, П.В. Балануца, В.И. Демёхин, А.Г. Долголенко, Н.М. Кристи, А.В. Канцырев</i>	
Участие института в эксперименте KLOE на фабрике ϕ -мезонов	455
<i>С.А. Булычёв, В.В. Куликов, М.А. Мартемьянов, М.А. Мацюк</i>	
Физики института в эксперименте CLAS	461
<i>О.И. Погорелко</i>	

Эксперимент BELLE по изучению структуры материи и свойств антиматерии	466
<i>По материалам сайта</i> http://www.itep.ru/activity/science_research/belle/BELLE.pdf	
Вклад института в эксперимент ARGUS	473
<i>Ю.М. Зайцев</i>	
Участие физиков института в эксперименте HERA-B	477
<i>Ю.М. Зайцев</i>	
Поиск и изучение холодной сверхплотной барионной материи	480
<i>А.В. Ставинский</i>	
Глубоководный нейтринный эксперимент ANTARES	493
<i>Д.Н. Заборов, В.В. Захаров, С.П. Макарычев, Е.В. Филимонова</i>	
Участие института в исследованиях по физике нейтрино высоких энергий на ускорителях: эксперименты CHARM, E180, E564, CHARM-II, CHORUS, OPERA	501
<i>П.А. Горбунов, Ю.М. Зайцев, А.Н. Розанов, А.В. Федотов, И.И. Цукерман, В.В. Шаманов</i>	
Эксперимент H1, роль физиков института в его подготовке, проведении и анализе результатов	515
<i>По материалам сайта</i> http://www.itep.ru/activity/science_research/h1/	
Вклад института в эксперимент L3	519
<i>В.В. Пляскин, Е.И. Тарковский</i>	
VIII. Прикладные исследования и разработки	
525	
Протонная лучевая терапия: 50 лет исследований	525
<i>В.С. Хорошков</i>	
Разработка и выпуск оборудования для клинических центров позитронной эмиссионной томографии	540
<i>Г.Г. Шимчук</i>	
Разработка метода быстрого выявления канцерогенных веществ	548
<i>В.М. Бяков, С.В. Степанов, О.П. Степанова</i>	
ИТЭФ в электроядерной проблеме	555
<i>В.В. Васильев, А.А. Дроздовский, Е.Б. Волков, М.М. Игумнов, А.М. Козодаев, А.А. Коломиец, Н.В. Лазарев, Д.А. Лякин, О.В. Шведов</i>	
Бенчмарк-эксперименты в обоснование электроядерных систем	580
<i>Ю.Е. Титаренко, В.Ф. Батяев, А.А. Белоноженко, В.М. Живун, М.М. Игумнов, В.О. Легостаев, К.В. Павлов, В.И. Рогов, А.Ю. Титаренко</i>	

Нейтронная физика на Калининской АЭС	586
<i>А.С. Старостин</i>	
<hr/>	
Имитационные эксперименты на пучках тяжёлых ионов для анализа радиационной стойкости перспективных материалов ядерных энергетических установок	595
<i>С.В. Рогожкин, Т.В. Кулевой, А.А. Никитин, А.А. Хомич, Н.А. Искандаров, А.А. Богачёв, Н.Н. Орлов, П.А. Федин, С.Л. Андрианов</i>	
<hr/>	
Исследования по физике высокой плотности энергии в веществе и ионной радиобиологии	618
<i>А.А. Голубев, А.В. Канцырев, Н.В.Марков, А.Д. Фертман, В.И. Туртиков, И.В. Рудской, А.А. Дроздовский, А.В. Бахмутова, Б.Ю. Шарков</i>	
<hr/>	
IX. Открытия, сделанные сотрудниками ИТЭФ . . .	639
<hr/>	
X. Книги, написанные сотрудниками института .	649
<i>Н.В. Лазарев</i>	
<hr/>	

Издательство «Перо»

109052, Москва, Нижегородская ул., д. 29–33, стр. 27, ком. 105

Тел.: (495) 973–72–28, 665–34–36

Подписано в печать 13.09.2019. Формат 70x100/16.

Бумага мелованная. Усл. печ. л. 41,75. Тираж 80 экз. Заказ 681.

Отпечатано в ООО «Издательство «Перо»