

Федеральное Государственное Унитарное Предприятие
Государственный Научный Центр Российской Федерации
Институт Теоретической и Экспериментальной Физики
им. А. И. Алиханова

на правах рукописи

Мачихильян Ирина Владимировна

Электромагнитный калориметр эксперимента
HERA-*B*

специальность 01.04.23 – физика высоких энергий

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико–математических наук

Москва 2009

УДК 539.1.08

Работа выполнена в ГНЦ РФ “Институт Теоретической и Экспериментальной Физики” им. А. И. Алиханова, г. Москва.

Научный руководитель: кандидат физ.–мат. наук В. Ю. Егорычев
(ГНЦ РФ ИТЭФ, г. Москва)

Официальные оппоненты: доктор физ.–мат. наук А. А. Ростовцев
(ГНЦ РФ ИТЭФ, г. Москва)

кандидат техн. наук В. А. Канцеров
(Национальный исследовательский
ядерный университет “МИФИ”, г. Москва)

Ведущая организация: Научно–исследовательский институт ядерной
физики им. Д. В. Скобельцына
Московского Государственного Университета
им. М. В. Ломоносова
(НИИЯФ МГУ, г. Москва)

Защита состоится 22 декабря 2009 года в 11 часов на заседании
диссертационного совета Д201.002.01 в конференц–зале ГНЦ РФ ИТЭФ по
адресу: г. Москва, ул. Б. Черемушкинская, д. 25.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИТЭФ.

Автореферат разослан 19 ноября 2009 года.

Ученый секретарь диссертационного совета
кандидат физ.–мат. наук

В. В. Васильев

1. Общая характеристика работы

В представляемой диссертационной работе описываются устройство и характеристики электромагнитного калориметра (ЭК) установки HERA-B, а также обсуждается его использование для изучения механизмов рождения энергичных π^0 - и η -мезонов в pA -взаимодействиях. Анализ произведен на основе данных эксперимента HERA-B, набранных в 2002 – 2003 гг.

1.1. Актуальность темы диссертации

В течение 2000 – 2003 гг. на установке HERA-B были проведены исследования взаимодействий протонов с энергией 920 ГэВ с фиксированной мишенью, расположенной в гало протонного пучка кольцевого ускорителя HERA (лаборатория DESY, Гамбург, Германия). Основными пунктами физической программы эксперимента являлись изучение механизмов рождения тяжелых кварков и проверка ряда предсказаний КХД в отношении pA -взаимодействий. В рамках проведенных исследований были измерены сечения рождения ϕ и K^{*0} ; D^0, D^+, D_s^+ и D^{*+} , а также J/Ψ -, χ_c - и Υ -мезонов. Важным достижением HERA-B является измерение сечения рождения $b\bar{b}$.

Электромагнитный калориметр эксперимента HERA-B предназначался не только для регистрации фотонов и выделения электронного, позитронного сигнала на фоне большого количества адронов, но и являлся одним из ключевых элементов системы отбора событий (триггера). С его помощью осуществлялась быстрая локализация на аппаратном уровне возможных координат прохождения через детектор энергичных e^+ , e^- и γ -квантов. Поэтому соответствие рабочих характеристик и настроек ЭК заданным техническим спецификациям являлось критическим условием для достижения требуемой эффективности селекции исследуемых физических процессов, а также для обеспечения точности и адекватности полученных экспериментальных результатов.

На основе данных, полученных при помощи ЭК HERA-B, были произведены измерения сечений рождения π^0 - и η -мезонов с высоким поперечным импульсом (p_T). Данные эксперимента HERA-B (величина энергии столкновения в системе центра масс $\sqrt{s} = 41.6$ ГэВ) относятся к диапазону энергий $\sqrt{s} > 38.8$ ГэВ, неохваченному другими установками

с применением фиксированной мишени. Представленные сечения реакций $pA \rightarrow \eta X$ перекрывают неисследованный ранее регион $x_T < 0.15$ ($x_T = 2p_T/\sqrt{s}$). Впервые исследовано поведение сечений обсуждаемых реакций в неизученной другими установками области атомных масс ядер мишени $A > 64$. В целом, понимание механизмов рождения нейтральных мезонов является важным условием для проверки предсказаний пертурбативной квантовой хромодинамики.

1.2. Цели диссертационной работы

Главной целью представляемой диссертационной работы является изучение и развитие различных методов калибровки отклика ЭК HERA-B. Вспомогательные цели включают в себя: 1) создание системы контроля качества данных ЭК, 2) разработку методов измерения величин пространственного и энергетического разрешений прибора и 3) исследование возможности использования ЭК HERA-B для реконструкции распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ и $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ методом инвариантных масс и измерения на их основе сечений рождения π^0 - и η -мезонов.

1.3. Научная новизна

Разработана и внедрена система оперативного контроля качества данных ЭК, осуществлявшая непрерывное измерение критических характеристик индивидуальных считывающих каналов электромагнитного калориметра в течение всего периода работы установки HERA-B. В дополнение к этому производилось вычисление параметров, которые были необходимы для реконструкции данных ЭК.

Разработаны методы и программное обеспечение для калибровки отклика индивидуального канала ЭК HERA-B. Результирующие наборы калибровочных констант применялись при анализе физических данных и для инициализации системы отбора событий.

Впервые измерены величины пространственного и энергетического разрешений ЭК HERA-B.

Впервые измерены инвариантные сечения рождения π^0 - и η -мезонов в pC , pTi и pW взаимодействиях при энергии протонного пучка 920 ГэВ. Исследованный диапазон поперечных импульсов охватывает $p_T \in [1.4, 6.2)$ ГэВ/с (π^0 -мезоны) / $p_T \in [1.4, 6.8)$ ГэВ/с (η -мезоны), а диапазон быстрот в системе центра масс составляет $Y_{\text{цм}} \in [-1.25; 0.75]$. Измерены отношения сечений рождения η -мезонов к сечениям рождения π^0 -мезонов. Вычислены параметры атомной зависимости сечений реакций $pA \rightarrow \pi^0 X$ и $pA \rightarrow \eta X$.

1.4. Результаты, выносимые на защиту

1. Принципы организации системы контроля качества данных ЭК;
2. Методы калибровки отклика индивидуального канала ЭК;
3. Создание математического аппарата для измерения характеристик электромагнитного калориметра HERA-*B* и их соответствие поставленным задачам и исходным проектным требованиям;
4. Измерение при помощи ЭК сечений рождения π^0 - и η -мезонов в условиях HERA-*B*;
5. Измерение параметров атомной зависимости сечений реакций $pA \rightarrow \pi^0 X$ и $pA \rightarrow \eta X$ для широкого диапазона значений атомных масс ядер мишени.

1.5. Практическая полезность

Представляемая диссертационная работа проведена в рамках участия ИТЭФ в международном эксперименте HERA-*B* и соответствует одному из направлений его физической программы. Полученные результаты подтверждают соответствие рабочих характеристик электромагнитного калориметра HERA-*B* исходным проектным требованиям, а также демонстрируют возможности установки HERA-*B* и ее системы отбора событий для изучения реакций $pA \rightarrow \pi^0 X$ и $pA \rightarrow \eta X$ в области высоких поперечных импульсов. Результаты представляемой работы использовались при наборе физических данных экспериментом HERA-*B* и для их последующей обработки.

1.6. Личный вклад диссертанта

Диссертант принимала активное участие в программе научно-исследовательских работ для электромагнитного калориметра HERA-*B* и в комплексе тестовых мероприятий по запуску детектора. Ею было разработано программное обеспечение системы контроля качества данных ЭК, а также произведена калибровка отклика ЭК различными методами. В результате исследований, проведенных диссертантом, измерены такие характеристики прибора, как пространственное и энергетическое разрешения. В последние годы работы HERA-*B* диссертант принимала активное участие в анализе физических данных. В частности, было выполнено измерение инвариантных сечений рождения π^0 - и η -мезонов в широком диапазоне поперечных импульсов и быстрот, а также провела изучение атомной зависимости сечений реакций $pA \rightarrow \pi^0 X$ и $pA \rightarrow \eta X$ для мишеней из углерода, титана и вольфрама.

1.7. Апробация работы и публикации

Основные результаты представляемой диссертационной работы докладывались на международных конференциях, в том числе и самим автором на Calor2004 (Перуджа, Италия, Март–Апрель 2004), Calor2000 (Анси, Франция, Октябрь 2000), Calor99 (Лиссабон, Португалия, Июнь 1999), а также неоднократно обсуждались на научных семинарах эксперимента HERA-B в DESY. По материалам диссертации выпущено несколько публикаций [1]–[7].

1.8. Структура и объем диссертации

Диссертация включает в себя введение, четыре главы, заключение и список использованной литературы. Объем диссертации 197 страниц, 52 таблицы, 113 иллюстраций и 96 цитируемых работ.

2. Краткое содержание диссертации

В первой части **первой главы** содержится краткое введение в особенности теоретического формализма для изучения физики нейтральных мезонов при высоких поперечных импульсах. В настоящее время в литературе, в основном, фигурирует сечение рождения π^0 -мезонов, вычисленное с точностью до первого порядка (NLO) теории возмущений КХД. Оно может быть представлено следующим образом:

$$\frac{d\sigma^h}{d\vec{p}_T dY} = \sum_{i,j,k=q,g} \int dx_1 dx_2 F_i^{h1}(x_1, M) F_j^{h2}(x_2, M) \frac{dz}{z^2} D_h^k(z, M_F) \times \left[\left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} \right)^2 \frac{d\hat{\sigma}_{ij,k}}{d\vec{p}_T dY} + \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} \right)^3 K_{ij,k}(\mu, M, M_F) \right],$$

где p_T и Y – поперечный импульс и быстрота результирующего мезона; $\frac{d\hat{\sigma}_{ij,k}}{d\vec{p}_T dY}$ – борновское сечение элементарного процесса между отдельными партонами $i + j \rightarrow k + X$; $F_i^{h1}(x_1, M) / F_j^{h2}(x_2, M)$ – структурные функции для партонов типа i / j в начальном адроне h_1 / h_2 ; x_1 / x_2 – отношение продольной компоненты импульса партона i / j к импульсу адрона h_1 / h_2 ; $D_h^k(z, M_F)$ – функция фрагментации партона k в адрон h ; $K_{ij,k}(\mu, M, M_F)$ – поправочный член, отражающий вклад высших порядков теории возмущений; M, M_F и μ – масштабные параметры.

С точки зрения теории, все необходимые компоненты для вычисления сечения имеются в наличии: сечения элементарных процессов посчитаны вплоть до первого порядка (NLO) теории возмущений, структурные функции взаимодействующих партонов измерены в экспериментах по глубоко-неупругому рассеянию, а функции фрагментации известны благодаря изучению процессов e^+e^- аннигиляции. Вместе с тем, теоретическое описание содержит в себе ряд неопределенностей, связанных с выбором величин масштабных параметров и точностями экстраполяции $F(x, M)$ и $D(z, M_F)$, что может привести к погрешности в определении абсолютных величин сечений в десятки процентов, а также повлиять на наклон p_T -спектров.

Вторая часть **первой главы** содержит краткий обзор основных экспериментов с использованием фиксированной мишени, которые проводили измерения сечений рождения π^0 - и η -мезонов в pA -взаимодействиях при высоких поперечных импульсах (см. табл. 1). Также представлена компиляция x_T -зависимостей полученных ими величин.

Таблица 1: Основные эксперименты, изучавшие механизмы рождения π^0 - и η -мезонов во взаимодействиях протонов с ядрами фиксированной мишени

Эксперимент	\sqrt{s} , ГэВ	Мишень	Мезон	Диапазон p_T , ГэВ/с	Диапазон $Y_{\text{ЦМ}}(x_F)$
E629 (FERMILAB)	19.4	Be, C, Al	π^0	2.15 ÷ 4.75	-0.75 ÷ 0.2
			η	2.4 ÷ 4.5	-0.5 ÷ 0.1
WA70 (CERN, SPS)	22.96	p	π^0	4 ÷ 6.5	$ x_F < 0.45$
			η	4 ÷ 7	
NA24 (CERN, SPS)	23.75	p	π^0	1.25 ÷ 6	-0.65 ÷ 0.52
E706 (FERMILAB)	31.6	p, Be, Cu	π^0	1 ÷ 12	-0.75 ÷ 0.75
			η	3 ÷ 12	
	π^0		1 ÷ 12	-1 ÷ 0.5	
	η		3 ÷ 12		

Вторая глава посвящена общему обсуждению устройства основных детекторных подсистем установки HERA-B, условий их работы и технических характеристик.

HERA-B является спектрометром с проективной геометрией. Полная апертура установки составляет 10 ÷ 220 мрад в горизонтальной плоскости и 10 ÷ 160 мрад в вертикальной плоскости. Мишень включает в себя несколько подвижных станций, позволяющих изучать зависимость исследуемых

параметров от величины атомной массы ядер мишени в широком диапазоне от углерода и до вольфрама. В состав HERA-B входят следующие детекторы: вершинный детектор для регистрации первичных и вторичных вершин распадов; система трековых камер, расположенных до и после магнита для реконструкции треков заряженных частиц (трековая система); детектор частиц с большим поперечным импульсом (ДБПИ, внутри магнита); детектор черенковского излучения для идентификации адронов (черенковский детектор, ЧД); электромагнитный калориметр для регистрации фотонов и измерения энергий e^+/e^- и мюонная система для идентификации μ^+/μ^- . Для измерения импульсов заряженных частиц предусмотрен дипольный магнит.

Электромагнитный калориметр, ДБПИ и мюонная система дополнены системами электронного, адронного и мюонного претриггера (предварительного отбора), осуществляющими быструю локализацию возможных координат прохождения через соответствующий детектор энергичных электронов, фотонов, адронов и мюонов. Параметры подобных кандидатов служат отправной информацией для системы отбора событий (или системы триггера) HERA-B, которая призвана обеспечивать эффективную селекцию данных, интересных с точки зрения поставленных физических задач. В ее основе лежит схема отбора энергичных ди-лептонных пар (электронных или мюонных), содержащих лептоны одного сорта с противоположным зарядом, определенной кинематикой и инвариантной массой, лежащей в заданных пределах. Физические параметры отбора пары задаются программно в широких пределах в зависимости от поставленной задачи. Также предусмотрена альтернативная возможность селекции одиночного лептона, фотона или адрона с достаточно высоким поперечным импульсом.

В **третьей главе** подробно рассматриваются принципы работы и устройство электромагнитного калориметра HERA-B, включая методы контроля качества данных, используемые калибровочные алгоритмы и способы измерения физических характеристик прибора.

Схематическое изображение 1/4 части ЭК представлено на рис. 1. Основные технические параметры прибора приведены в табл. 2.

Электромагнитный калориметр HERA-B спроектирован в виде прямоугольной сборки отдельных модулей квадратного сечения, расположенной на расстоянии примерно 13.5 метров от точки взаимодействия протонов с мишенью. ЭК включает в себя три секции – внутреннюю, среднюю и внешнюю – с различной поперечной сегментацией (гранулярность 25, 4 и 1 ячеек / модуль).

Форма границ каждой секции оптимизирована исходя из ожидаемого

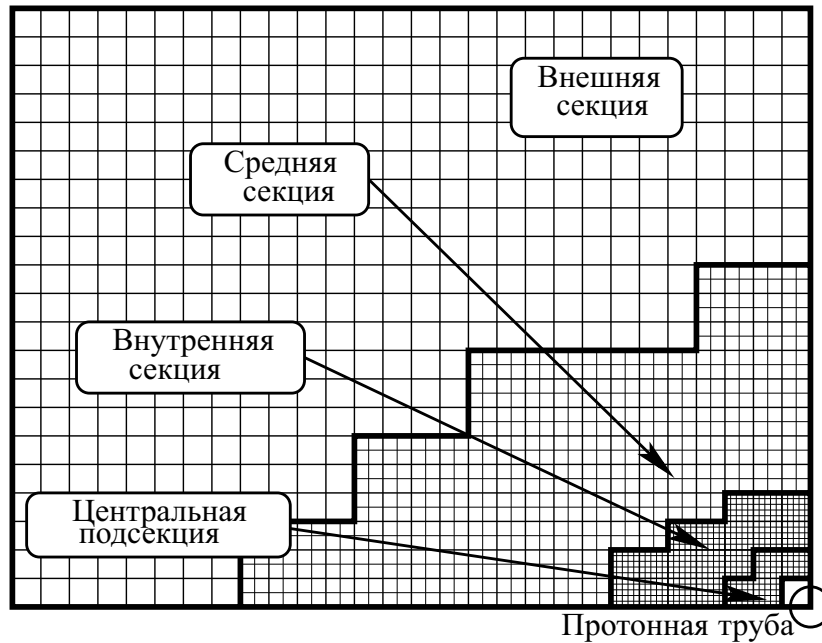


Рис. 1: Электромагнитный калориметр HERA-B (1/4 часть)

поведения величины загрузки как функции x/y координат ячейки. 16 модулей внутренней секции, окружающие протонную трубу, выделены в отдельную подсекцию (далее – центральная подсекция), поскольку они оборудованы другими марками фотодетекторов, светоизлучающих диодов и аналогово-цифровых преобразователей (АЦП).

Единичный модуль представляет из себя параллелепипед с поперечным сечением $11.2 \times 11.2 \text{ см}^2$, скомпонованный из нескольких десятков идентичных последовательных слоев. Каждый слой включает в себя две плоскости, поглотителя и сцинтиллятора, разделенные между собой листом светоотражающей бумаги TYVEK. Плоскость сцинтиллятора подразделяется на одну, четыре или двадцать пять оптически изолированных пластин в соответствии с гранулярностью секции, к которой относится данный модуль. Свет с каждой ячейки собирается независимо при помощи системы оптических спектросмещающих волокон, пронизывающих модуль в направлении, перпендикулярном его слоям. На выходе из задней (по отношению к мишени) части тела модуля оптические волокна собираются в жгут, который выводится в отсек фотоэлектронных умножителей. На передней стороне модуля размещается печатная плата-драйвер светоизлучающих диодов системы мониторинга (бока закрыты листами нержавеющей стали). Средний световыход модулей внутренней, средней и внешней секций составляет соответственно 130, 800 и 1300

Таблица 2: Основные параметры ЭК HERA-B

	Внутренняя секция	Средняя секция	Внешняя секция
Внешний размер, см×см	156 × 89	446 × 245	624 × 468
Число каналов	2100	2128	1728
Число ячеек в модуле	25	4	1
Размер ячейки, см	2.23	5.59	11.18
Радиус Мольер, см	1.24	4.15	4.15
Рад. длина, см	0.558	1.675	1.675
Продольный размер, см	12.8	34	34
Мах. доза радиации в максимуме ливня, кГр/год	50	4	1
Количество слоев	40	37	37
Отношение сцинтиллятор:поглотитель	1:2	2:1	2:1
Толщина плоскости сцинтиллятора, мм	1	6	6
Толщина плоскости поглотителя, мм	2	3	3
Поглотитель	сплав W–Ni–Fe	Свинец	Свинец
Марка ФЭУ	R–5600+FEU–68	FEU–84–3	FEU–84–3
Марка СИД	Blue Marl,L934SRCB	L934SRCB	L934SRCB

фотоэлектронов в пересчете на один ГэВ выделенной энергии.

Дозы облучения, которому подвергаются модули в центральной подсекции, могут составлять вплоть до 50 кГр / год. Поэтому в их конструкции используется радиационно стойкий сцинтиллятор. По той же причине система светосбора внутренней секции построена на радиационно стойких оптических спектросмещающих волокнах Y–11 (KURARAY), тогда как в модулях средней / внешней секций используются обычные спектросмещающие волокна VCF–91A (BICRON).

В качестве устройств регистрации светового сигнала на выходе модуля выбраны фотоэлектронные умножители (ФЭУ). Средняя и внешняя секции калориметра оборудованы отечественными ФЭУ–84–3, а внутренняя секция – радиационно стойкими японскими R–5600 производства НАМАМАТСУ (центральная подсекция) и отечественными ФЭУ–68. В качестве регулируемого источника питания индивидуального ФЭУ используется схема на основе умножителя Кокрофта–Уолтона.

Система регистрирующей электроники обеспечивает быстрое синхронное преобразование выходного аналогового сигнала фотоумножителя в цифровой код и запоминание его в кольцевом буфере достаточной емкости с целью дальнейшей передачи показаний, относящихся к событиям, отобранным системой триггера, в общую систему сбора данных HERA-B. Также производится быстрая оценка энерговыделений в ячейках ЭК в текущем событии и передача этих данных в систему электронного претриггера.

Оцифровка интегрированного сигнала ФЭУ осуществляется при помощи параллельного АЦП на основе AD9220 с разрядностью 12 бит. Этого достаточно, чтобы обеспечить требуемую точность измерения энергии везде, кроме центральной подсекции, которая обслуживается модифицированными АЦП с нелинейной передаточной характеристикой, эффективно повышающей их разрядность до 13 бит.

Электронный претриггер является асинхронной системой, предназначенной для реконструкции энергичных кластеров, оценки с достаточной точностью энергии и положения центра тяжести ливня (в предположении, что последний имеет электромагнитную природу) и передачи этой информации в систему триггера с задержкой, не превышающей спецификации проекта. Дополнительной новаторской чертой является производимый на аппаратном уровне поиск возможных сопутствующих кластеров, порожденных фотонами тормозного излучения, в предположении, что частица, соотносимая с основным кластером, является электроном или позитроном, а взаимодействие ее с веществом установки произошло до вхождения в магнитное поле HERA-B. Это дает возможность ввести поправки к измеренной при помощи ЭК энергии e^+/e^- уже на начальной стадии анализа события системой триггера. Математическое моделирование показывает, что в условиях HERA-B коррекция подобных радиационных потерь позволяет повысить эффективность алгоритма отбора J/Ψ на 10%. Время обработки события (с учетом поиска фотонов тормозного излучения) не превышает 3.5 мкс.

Система мониторинга ЭК реализована на базе светоизлучающих диодов (светодиодов, СИД). Каждая ячейка ЭК оборудована индивидуальным светодиодом с возможностью независимого включения / выключения последнего для воспроизведения на калориметре произвольной комбинации работающих СИД. Форма импульса СИД выбрана близкой по форме к физическому сигналу. Области ЭК, оборудованные ФЭУ-68 и ФЭУ-84-3, мониторируются при помощи красных светодиодов с длиной волны излучения 660 нм и яркостью 300 мкд. Из-за недостаточной чувствительности фотокатода ФЭУ R-5600 к красному свету 16 модулей центральной подсекции оборудованы голубыми СИД (длина волны

излучения 450 нм, яркость 600 мкд).

Амплитуда световых сигналов регулируется одновременно для больших групп каналов или секторов – этого достаточно для выполнения задач, поставленных перед системой мониторинга. Охватываемый диапазон по свету при этом достаточно широк для того, чтобы с запасом перекрыть динамический диапазон системы фотоприема ЭК.

Вышеперечисленные особенности позволяют осуществлять эмуляцию физического сигнала для проверки работоспособности электронного претриггера и оперативно отслеживать поведение критических характеристик для каждого считывающего канала. Численные оценки стабильности считывающих цепей (см. табл. 3), полученные с помощью системы мониторинга, совместимы с результатами аналогичных измерений, произведенными методами, базирующимися на анализе поведения физических сигналов, как то: положения пиков π^0 - и η -мезонов на распределении инвариантных масс, а также электронного пика на распределении отношений энергии частиц к их импульсу (E/p).

Во время периода сборки ЭК и пуска его в эксплуатацию система мониторинга использовалась также для некоторых вспомогательных задач, таких как быстрая идентификация неправильно подключенных кабелей, проверка функциональности ФЭУ и каналов регистрирующей электроники, отладка электронного претриггера, измерение световых модулей и т. д.

Система управляющей электроники позволяет адресовывать индивидуальный источник питания ФЭУ или светодиод системы мониторинга, обеспечивать его всеми необходимыми напряжениями, а также устанавливать требуемый коэффициент усиления ФЭУ или амплитуду световой вспышки СИД путем изменения величины напряжения, поданного на электроды устройства.

Настройка верхней границы динамического диапазона $E_{\text{ячейки}}^{\text{макс}}$ каналов калориметра производится по правилу: для центральной подсекции

$$E_{\text{ячейки}}^{\text{макс}} = 250 \text{ ГэВ}, \text{ для остальных ячеек калориметра } E_{\text{ячейки}}^{\text{макс}} \sqrt{\frac{x^2+y^2}{x^2+y^2+z^2}} = 6 \text{ ГэВ}, \text{ где } x, y, z - \text{ координаты центра калориметрической ячейки.}$$

Система калибровки и контроля качества данных (СКК) предназначена для выполнения следующих функций: 1) оперативное отслеживание

Таблица 3: Стабильность считывающих цепей (45 дней).

	Пики π^0 и η	Светодиод	Пик E/p
Максимальное отклонение, %	2.0%	2÷3%	3%

возникающих время от времени неисправностей аппаратуры и как можно более быстрая компенсация вызываемых ими негативных эффектов и 2) постоянный контроль за изменением характеристик как детектора в целом (например, из-за вариаций температурного режима, радиационных повреждений и пр.), так и индивидуального считывающего канала. В частности, поскольку калориметрическая информация используется в системе триггера, для каждого исправного канала ЭК i ($i \in [1, 5956]$) уже на стадии набора данных необходимо гарантировать корректную настройку динамического диапазона и обеспечить достаточно точные параметры функций пересчета показаний АЦП $I_{\text{АЦП}}^i$ в величины энерговыделений E^i :

$$I_i^{\text{АЦП}} = I_i^{\text{пед}} + F_i(c_i \times E_i), \text{ или}$$

$$E_i = F_i^{-1}(I_i^{\text{АЦП}} - I_i^{\text{пед}}) \times C_i,$$

где $I_i^{\text{пед}}$ – величина пьедестала АЦП, $F_i()$ – передаточная функция АЦП, а $C_i = 1/c_i$ – так называемый калибровочный коэффициент или калибровочная константа для канала i .

СКК реализована как распределенная система исполняемых кодов и встроенных в более общую систему подпрограмм, функционирующих параллельно с набором данных на узлах вычислительных сетей системы триггера второго и четвертого уровней. Коды и подпрограммы могут относиться к одной из трех разновидностей:

1. Анализ необработанных показаний АЦП регистрирующей электроники на базе случайной выборки физических событий и событий, содержащих отклики ФЭУ на СИД. Производится на специальном мониторинг узле вычислительной сети второго уровня. С его помощью, в числе прочего, идентифицируются неисправные каналы и вычисляются средние величины пьедесталов АЦП и откликов на вспышку СИД;
2. Оперативная (online) калибровка и отслеживание стабильности отклика детектора по положению на распределении инвариантных масс пика, соответствующего распаду $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Производится на узлах вычислительной сети второго уровня, в основном, в ходе специальных калибровочных наборов данных;
3. Оперативная калибровка и отслеживание стабильности при помощи отклика на минимально ионизирующие частицы; отслеживание стабильности по пику E/p ; построение ряда вспомогательных распределений для контроля качества данных. Производится на узлах вычислительной сети четвертого уровня на основе уже реконструированных данных HERA-B.

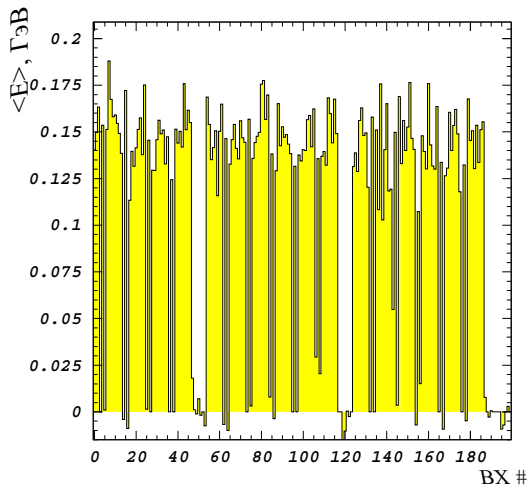


Рис. 2: Среднее энерговыделение в ячейках центральной подсекции в зависимости от относительного номера банча

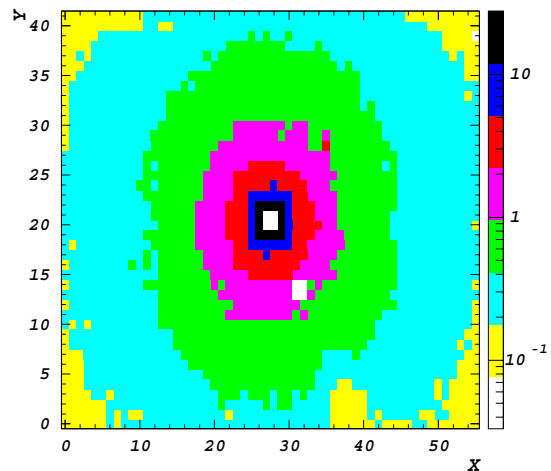


Рис. 3: Карта распределения загрузок ячеек ЭК (в процентах) в отсутствие магнитного поля (x/y выражены в условных единицах)

Итоговые калибровочные константы, списки неисправных каналов, величины пьедесталов и основные контрольные распределения, поступают в базы данных HERA-B и в дальнейшем используются для обработки накопленной статистики и обновления просмотрных таблиц электронного претриггера.

Анализ необработанных показаний АЦП осуществляется параллельно с набором данных на одном из узлов вычислительной сети второго уровня нестандартной конфигурации (мониторный узел), куда поступают специальные события двух типов: физические события, отобранные случайным образом с частотой $10 \div 25$ Гц (в дальнейшем – события мониторингового типа) и события, содержащие отклики ФЭУ на СИД (в дальнейшем – события СИД).

Исполняемый код контроля качества необработанных данных по сигналу о начале набора очередного образца приступает к выполнению алгоритма, каждый цикл которого (длительностью $15 \div 20$ минут) включает в себя две фазы: накопления статистики и анализа. Эта процедура повторяется вплоть до сигнала об остановке набора, после которого код переходит в латентный режим ожидания. Во время первой фазы аккумулируются следующие распределения:

1. Спектры АЦП в каждом канале ЭК, отдельно для каждого типа событий;

2. Среднее энерговыделение в каждой секции ЭК и в каждой крэйт–корзине считывающей электроники как функция относительного номера сгустка протонов или банча (4+15 распределений на базе событий мониторингового типа). Подобное распределение (см. рис. 2) отображает структуру пучка и позволяет не только контролировать синхронизацию каждой корзины ЭК с ускорительным циклом, но и получать представление о качестве самого пучка.

Также вычисляются следующие контрольные параметры:

1. Величины загрузок $O_{x,y}$ в каждой ячейке (для событий мониторингового типа). Термином “загрузка” здесь обозначается относительный вклад в спектр показаний считывающего АЦП сигналов со значением поперечной энергии e_T , находящимся в определенном окне, то есть:

$$O_{x,y} = \frac{\sum_{\substack{i:e_T^{\text{ячейки}} < E_T^{\text{верх}} \\ i:e_T^{\text{ячейки}} > E_T^{\text{ниж}}}} n_i^{\text{ячейки}}}{\sum_{i=0}^{4095} n_i^{\text{ячейки}}}, \text{ или}$$

$$O_{x,y} = o_{x,y} / s_{\text{ячейки}},$$

где $s_{\text{ячейки}}$ – относительная площадь ячейки в пересчете на внутреннюю секцию ЭК: $s_{\text{ячейки}} = (1)/(25/4)/(25)$ для внутренней / средней / внешней секций; $n_i^{\text{ячейки}}$ – количество сигналов, соответствующих показанию АЦП, равному i , где $i \in [0, 4095]$; $E_T^{\text{ниж}}$ и $E_T^{\text{верх}}$ – нижняя и верхняя границы окна. Для обсуждаемого случая, как правило, используется порог $E_T^{\text{ниж}} = 0.05$ ГэВ, а $E_T^{\text{верх}}$ устанавливается равным бесконечности.

2. Среднее и г. м. с. показаний АЦП в серии из нескольких последовательных “пустых” банчей¹ (для событий мониторингового типа);
3. Среднее значение частоты взаимодействий мишени для данного образца (для событий мониторингового типа);
4. Среднее значение скорости поступления событий в буфер совместного пользования (отдельно для каждого типа событий).

Также верифицируется структура блока информации, соответствующего поступающему событию, и создается список неисправных карт регистрирующей электроники, не передающих или некорректно передающих данные в вычислительную сеть второго уровня.

Фаза анализа включает в себя следующие основные пункты:

1. Изучение формы спектров показаний АЦП для индивидуальных каналов. После тщательного анализа нерегулярностей спектров и их заселенности

¹В каждый момент времени в накопительном кольце ускорителя HERA могли бы ускоряться двести двадцать сгустков, равномерно заселяющих всю его длину. Однако для удобства технического обслуживания некоторые из них отсутствуют. По сложившейся терминологии, соответствующие им места в структуре пучка в дальнейшем будут обозначаться словосочетанием “пустые банчи”.

выносятся заключение о состоянии канала и характере возможной неисправности. Аналогичным образом анализируются и классифицируются спектры откликов на СИД;

2. Вычисление величин пьедесталов для всех исправных каналов. В качестве основного метода используется аппроксимация распределением Гаусса левой, не искаженной сигналом, стороны пьедестального пика в спектре АЦП. Для контроля положение и ширина пьедестала оцениваются также альтернативным способом, основанным на вычислении среднего значения и г. м. с. показаний АЦП в серии из нескольких последовательных “пустых” банчей. Некоторая систематическая разница между этими двумя измерениями положения пьедестала обусловлена зависимостью среднего тока через ФЭУ от средней частоты взаимодействий мишени и уменьшением его величины в серии “пустых” банчей. Величина эффекта не превышает 1.25 каналов АЦП в центральных областях ЭК. Также вычисляются положения и ширины распределений сигналов СИД.

После каждого цикла обработки данных в общую систему контроля качества данных HERA-B передаются следующие контрольные распределения:

а) гистограмма, содержащая средние значения суммарных энерговыделений в каждой из секции ЭК (бин 1 – центральная подсекция, бин 2 – внутренняя секция, бин 3 – средняя секция, бин 4 – внешняя секция);

б) 4 + 15 гистограмм, содержащих средние значения суммарных энерговыделений в каждой секции ЭК + в каждой корзине регистрирующей электроники в зависимости от относительного номера банча;

в) три двумерные карты распределения загрузок для каждой индивидуальной ячейки (отдельно для каждой секции);

г) три гистограммы, содержащие распределение отношения загрузки в данном канале к ожидаемой величине, полученной при помощи математического моделирования (с поправкой на частоту взаимодействий мишени, отдельно для каждой секции);

д) суммарная гистограмма, отражающая соотношение количеств исправных и неисправных каналов:

– бин 1 – контрольная сумма, которая должна быть равна общему количеству

каналов ЭК;

– бин 2 – число каналов, показания которых отсутствуют из-за неисправных

карт регистрирующей электроники;

– бин 3 – число каналов с отсутствующим или очень слабым сигналом (“холодные” каналы);

- бин 4 – число каналов с неисправными АЦП (битовые ошибки, положительное смещение базовой линии, негауссова форма пьедестальных пиков и т.д.);
- бин 5 – число каналов с аномально большим коэффициентом усиления (“горячие” каналы);
- бин 6 – число нормально работающих каналов.

По окончании первого цикла производится обновление таблиц баз данных величинами пьедесталов и списком неисправных каналов, которые запоминаются в дублирующем файле на сетевом диске. После этого в систему сбора данных отправляется сообщение о появлении новых таблиц, по получении которого автоматически обновляются соответствующие параметры, хранящиеся в памяти узлов вычислительных сетей второго и четвертого уровней. Последующие циклы для образца данных с тем же номером, если таковые имеют место быть, завершаются сохранением новых наборов пьедесталов и списков неисправных каналов на диск, но не сопровождаются обновлением базы данных. По завершении накопления статистики для текущего образца на диске оказывается ряд файлов с наборами пьедесталов и один суммарный файл, содержащий величины загрузок каналов. Совместный анализ этих данных позволяет произвести окончательный набор значений средних величин пьедесталов и составить полный список проблемных каналов. В частности, отбраковываются ФЭУ с нестабильным коэффициентом усиления или с его аномальным значением.

Процедура калибровки ЭК включает в себя два принципиальных этапа:

1. Грубая подстройка коэффициентов усиления ФЭУ на основе величин загрузок ячеек при помощи данных, набранных без привлечения системы триггера или с ее минимальным участием (в дальнейшем – калибровка по величине загрузки ячейки).

Во время ввода ЭК в эксплуатацию магнитное поле было отключено, поэтому использованный на этом этапе алгоритм базируется на коаксиальной симметрии картины распределения загрузок каналов в зависимости от их координат (см. рис. 3). Вся поверхность ЭК разбивается на несколько кольцевых зон. Исходя из допущения, что динамический диапазон ЭК в целом настроен правильно, среднее значение загрузки внутри каждого кольца принимается за корректную величину, а для каждой индивидуальной ячейки данного кольца вырабатывается поправочный коэффициент, компенсирующий разницу между величинами загрузки в данном канале и средней загрузкой по кольцу. Если вычисленное изменение цены канала АЦП в терминах энерговыделений достаточно велико (больше 10%), то динамический диапазон ячейки изменяется аппаратным образом при помощи подстройки величины напряжения, поданного на соответствующий

ФЭУ (то есть его коэффициента усиления). При достижении точности на уровне 10% значение высокого напряжения для данного ФЭУ фиксируется, дальнейшая более точная подстройка производится на программном уровне.

После включения магнитного поля использовался модифицированный вариант метода, в котором загрузка индивидуального канала $O_{x,y}$ сравнивается не со средним значением по кольцу, а с величиной, полученной при помощи математического моделирования.

В целом, метод выравнивания по загрузке представляется очень полезным для быстрой первичной коррекции настроек динамического диапазона индивидуальных каналов на базе относительно небольшой статистики. Уже после двух, трех итераций на распределении инвариантных масс становится виден пик $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (в дальнейшем – пик π^0). После этого, как правило, делается еще два, три цикла калибровки для привязки к абсолютной энергетической шкале, которая настраивается исходя из положения пика π^0 на распределении инвариантных масс всех двухкластерных комбинаций в данном событии.

2. Точная абсолютная калибровка ЭК. Для большинства ячеек осуществляется на основе реконструкции распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (в дальнейшем – метод π^0). Калибровочная процедура базируется на анализе набора распределений инвариантных масс, полученных в результате комбинаций между любым кластером с центром тяжести, относящимся к ячейке i , с любым другим кластером ЭК, реконструированным в том же событии. Если считать, что π^0 распался в точке первичного взаимодействия, то инвариантная масса дочерних фотонов $M_{\gamma\gamma}$ выражается как:

$$M_{\gamma\gamma}^i = \sqrt{2E^i E^j (1 - \cos\theta)},$$

$$\cos\theta = (x_i x_j + y_i y_j + z_i z_j) / (r_i r_j),$$

$$r_i = \sqrt{x_i^2 + y_i^2 + z_i^2}$$

$$r_j = \sqrt{x_j^2 + y_j^2 + z_j^2}$$

$$j \in [1, 5956], i \neq j,$$

где E^i / E^j – энергия, а $(x_i, y_i, z_i) / (x_j, y_j, z_j)$ – координаты центра тяжести соответствующих кластеров ЭК.

Смещение положения пика π^0 определяется неточностью настройки центральной ячейки кластера, если: 1) допустить, что ЭК в целом откалиброван правильно, то есть усредненный вклад погрешностей реконструкции параметров всех остальных кластеров ЭК минимален и

2) пренебречь систематическим эффектом, проистекающим из неидеальной настройки остальных ячеек, формирующих кластер. Тогда:

$$\delta E^i / E^i \approx 2 \delta M^i / M^i,$$

а поправка к калибровочному коэффициенту вычисляется как:

$$\lambda^i = E_{\text{ист}}^i / E_{\text{изм}}^i = 1 - 2 \delta M^i / M_{\text{изм}}^i.$$

Здесь $E_{\text{ист}}^i / E_{\text{изм}}^i$ – истинное и измеренное при помощи ЭК значения энергии фотона; $M_{\text{ист}}^i$ и $M_{\text{изм}}^i$ – истинное и реконструированное значения инвариантной массы; $\delta E^i = E_{\text{изм}}^i - E_{\text{ист}}^i$, а $\delta M^i = M_{\text{изм}}^i - M_{\text{ист}}^i$, где $M_{\text{ист}}^i = 135 \text{ МэВ}/c^2$.

Вследствие вышеприведенных допущений обсуждаемый метод не позволяет получить абсолютно точные значения калибровочных коэффициентов, поэтому их вычисление производится при помощи итерационной процедуры. Для большей устойчивости на каждом шаге используется мягкая поправка

$$\lambda_1^i = 1 - \delta M^i / M_{\text{изм}}^i = M_{\text{ист}}^i / M_{\text{изм}}^i.$$

Для контроля качества калибровки используется сигнал η -мезона в распадной моде $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ (см. рис. 4, на котором представлено распределение инвариантных масс с пиками, соответствующими распадам π^0 - и η -мезонов, построенное на основе данных образца #20478 с одним pA -взаимодействием в событии). В случае η -мезонов эффективный спектр распадных γ -квантов, разрешаемых ЭК как два кластера, жестче, что позволяет контролировать правильность настройки ЭК в более высокой части динамического диапазона. Кроме того, угол разлета фотонов здесь шире, чем в случае нейтральных пионов, так что доля распадов с частично перекрывающимися дочерними кластерами мала. Этот факт позволяет отслеживать возможные систематические эффекты, связанные с погрешностями реконструкции кинематических переменных отдельного фотона в случае перекрывающихся ливней.

На рис. 5 представлено поведение положения интегрального пика π^0 для всех нормировочных образцов данных с одним pA -взаимодействием в событии, набранных в течение 7 ноября ÷ 21 декабря 2002 года. Данные обработаны с учетом окончательных калибровочных констант, полученных при помощи метода π^0 . По оси x отложен номер образца по отношению к самому первому из них (#20339), по оси y – относительное отклонение положения пика от среднего значения. Смещение положения пика не

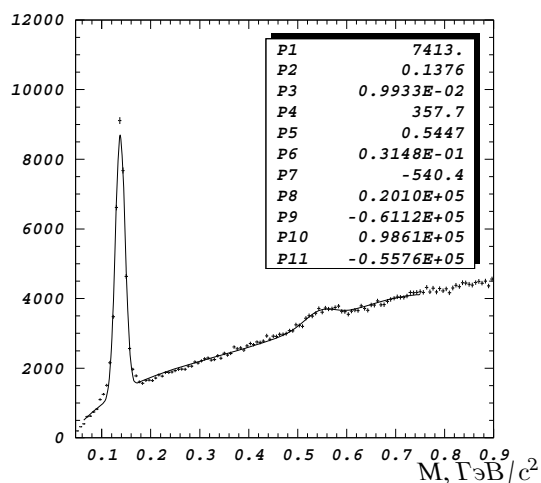


Рис. 4: Распределение инвариантных масс комбинаций из двух кластеров. Пики соответствуют распадам $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ и $\eta \rightarrow \gamma\gamma$

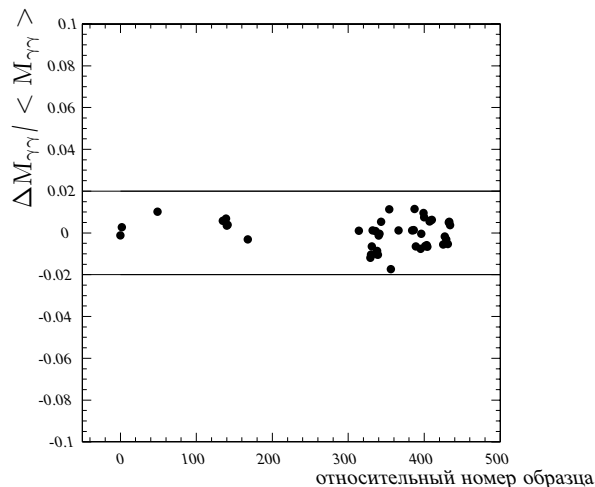


Рис. 5: Стабильность положения пика π^0 во времени. Данные с одним pA -взаимодействием в событии (набраны в течение 7 ноября ÷ 21 декабря 2002 года)

превышает $\pm 2\%$ от номинального (r.m.s. 0.7%). Ширина пика составляет, в среднем, 10.3 МэВ/ c^2 (r.m.s. разброса ширин составляет 4.4%).

Метод π^0 не очень удобен для калибровки самых периферийных каналов внешней секции из-за больших погрешностей в определении калибровочных коэффициентов. Последние обусловлены недостатком статистики реконструированных распадов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, накапливаемой за разумное время, и неточностями в определении энергии и координат, связанными с невозможностью сформировать полный кластер для ячеек на самом краю внешней секции. Поэтому эта область ЭК калибровалась по отклику на минимально ионизирующие частицы (МИР). Это, в основном, энергичные мюоны и заряженные пионы, теряющие в ЭК энергию, эквивалентную ~ 310 МэВ. Сигнал МИР виден как пик в нижней части спектра энергоснабжений в ячейке ЭК. В случае, когда ионизационные потери локализованы внутри одной ячейки ЭК, смещение позиции пика МИР по отношению к номинальной определяется неточностью настройки данного канала и только ею одной, не завися от качества калибровки остальных каналов ЭК.

Для отбора кандидатов МИР и подавления паразитных фонов требуется соблюдение следующих условий:

а) наличие трека, указывающего в рассматриваемую ячейку;

б) изолированность ячейки, определяемая как отсутствие значимого энерговыделения в октете окружающих ее каналов (это гарантирует отсутствие кластера, а также способствует подавлению вклада частиц, пересекающих как минимум две ячейки ЭК).

Основным недостатком метода MIP в случае ЭК HERA-B является его невысокая точность для большинства ячеек ЭК, обусловленная конечным разрешением АЦП. Показано, что приемлемая точность калибровки ($< 2\%$) может быть достигнута только для периферийных модулей внешней секции.

Также в представляемой работе обсуждается еще один широко известный способ калибровки: так называемый метод E/p, базирующийся на сопоставлении величин импульса, приписываемого треку (p) и энергии соотносящегося с ним кластера (E). Показано, что даже при наличии хорошего математического описания установки, в том числе точных карт распределения вещества, калибровка ЭК методом E/p в условиях HERA-B нетривиальна и применима не для всех его ячеек. Более того, поскольку в нормальном режиме работы системы триггера для обогащения статистики энергичными электронами и позитронами а priori используется отбор по критерию E/p, появляется дополнительный источник искажения распределений E/p, делающий большинство данных, набранных HERA-B, бесполезными с точки зрения обсуждаемого метода. По этим причинам данный способ для калибровки ЭК HERA-B не применялся.

Показано, что в целом ЭК HERA-B был откалиброван с точностью лучше чем 2%.

Энергетическое и пространственное разрешения ЭК HERA-B описываются при помощи следующих общепринятых зависимостей

$$\sigma_E/E = A/\sqrt{E} \oplus B,$$

$$\sigma_{x,y} = \hat{A}/\sqrt{E} \oplus \hat{B},$$

где энергия E измеряется в гигаэлектронвольтах.

Параметры \hat{A} и \hat{B} получены путем сопоставления координат центра тяжести ливня, порожденного электроном или позитроном, с координатами точки попадания частицы в ЭК, вычисленными с помощью трековой системы. Также измерены: 1) пара параметров (A_γ, B_γ) , описывающих энергетическое разрешение ЭК по отношению к фотонам (оценивались методом анализа ширин пиков π^0 и η -мезонов) и 2) параметр A_{e^+/e^-} для стохастического члена энергетического разрешения ЭК по отношению к электронам / позитронам (при помощи интегральных распределений E/p для внутренней и средней секций). Полученные величины сведены в табл. 4.

При помощи математического моделирования исследованы зависимости эффективных пространственного и энергетического разрешений ЭК от количества вещества L между магнитом и фронтальной плоскостью калориметра. Показано, что деградация значения A_{e^+/e^-} по отношению к A_γ соответствует величине $L = 0.56$ радиационных длин в случае внутренней секции и $L = 0.51$ радиационных длин в случае средней секции. Данный результат хорошо согласуется с картами распределения вещества, полученными при помощи математического моделирования.

В четвертой главе описываются особенности реконструкции нейтральных мезонов в условиях HERA-B, обсуждаются возможные источники систематических ошибок и приводятся затабулированные значения полученных инвариантных сечений рождения π^0 - и η -мезонов. Также вычисляются параметры A -зависимости и производится сравнение с измерениями других экспериментов.

Для вычисления сечений рождения нейтральных мезонов использованы данные двух типов, набранные при следующих режимах работы системы отбора событий:

1. Селекция нейтральных частиц с высоким поперечным импульсом, в дальнейшем – $\sqrt{p_T}$ или $\sqrt{p_T^N}$, где N указывает тип вещества мишени (C , Ti , W). На уровне электронного претриггера отбираются события как минимум с одним кластером, который удовлетворяет следующим условиям: а) поперечная энергия кластера $e_T > 3$ ГэВ и б) поперечная энергия центральной ячейки кластера $e_T^{\text{центр}} > 1.5$ ГэВ. Доля событий со множественными срабатываниями системы триггера не превышает $0.4 \div 0.5\%$ – как минимум 99.5% полезной статистики $\sqrt{p_T}$ составляют события с одним энергичным кластером–кандидатом;
2. Селекция событий с одним pA -взаимодействием в событии (эффективная частота взаимодействий протонов с мишенью 10 МГц), в дальнейшем

Таблица 4: Параметры зависимостей, описывающих энергетическое и пространственное разрешения ЭК

Разрешение		Внутренняя	Средняя	Внешняя
Пространственное	\hat{A} , см \times ГэВ ^{1/2}	1.25±0.06	1.37±0.03	2.17±0.09
	\hat{B} , см	0.02±0.12	0.28±0.02	0.28±0.15
Энергетическое, для γ	A_γ , ГэВ ^{1/2}	0.205±0.002	0.118±0.001	0.108±0.002
	B_γ	< 0.02	< 0.02	< 0.02
Энергетическое, для e^+/e^-	A_{e^+/e^-} , ГэВ ^{1/2}	0.273±0.004	0.147±0.002	-

– $V_{10\text{МГц}}$ или $V_{10\text{МГц}}^N$, $N \in (C, Ti, W)$. Подавление событий без взаимодействий осуществляется на основе анализа системой триггера показаний ЭК и черенковского детектора: требуется, чтобы количество реконструированных фрагментов колец ЧД было не менее 20, или чтобы суммарное энерговыделение в ячейках внутренней секции ЭК превышало 1 ГэВ. Для того, чтобы гарантировать низкую фракцию событий с несколькими pA -взаимодействиями, сеансы набора данных проводятся при очень малой частоте взаимодействий протонов пучка с мишенью ~ 1 МГц.

Основные особенности регистрации и реконструкции нейтральных мезонов исследованы при помощи математического моделирования, которое включает в себя два этапа:

1. Моделирование прохождения через установку фотонов, порожденных распадом одиночного мезона изучаемого типа с импульсом, разыгранным в интервале $p_T \in [1, 10]$ ГэВ/с и с угловым спектром $\theta = p_T/p_z$ в пределах геометрической чувствительности HERA-B. На этой стадии изучаются особенности реконструкции распадов π^0 - и η -мезонов, вырабатывается набор кривых эффективностей их регистрации / реконструкции, а также производится исследование вклада ряда факторов в систематическую ошибку измерения сечения.

На стадии розыгрыша начальных параметров мезона p_T -спектры и угловые распределения по θ заселяются равномерно во всем изучаемом диапазоне. Это позволяет за приемлемое время накопить достаточную статистику данных даже для малозаселенных интервалов, например, для областей высоких p_T . Затем, на стадии обработки и анализа, для воссоздания реалистичной формы обсуждаемых распределений каждому событию приписывается свой весовой коэффициент W . В представляемой работе рассматривается несколько видов W , выработанных на основе различных форм p_T -спектров (два варианта, измеренные экспериментами E706 и HERA-B) и угловых распределений (три варианта, используемые генераторами FLUKA, FRITIOF и комбинация первых двух). Сопоставление величин сечений, полученных с применением различных весовых коэффициентов, используется для оценки одного из возможных вкладов в систематическую ошибку измерения, обусловленного неточным знанием разыгрываемых при математическом моделировании зависимостей сечений от переменных ($p_T, Y_{\text{цм}}$);

2. Полное моделирование pA -взаимодействий в условиях HERA-B (одно взаимодействие на событие, два типа вещества мишени: углерод и вольфрам). Эти данные используются для проверки точности реконструкции сечений рождения изучаемых частиц, а также для оценки ряда систематических эффектов.

Использованный метод инвариантных масс базируется на регистрации при помощи ЭК электромагнитных мод распадов нейтральных мезонов $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ и $\eta \rightarrow \gamma\gamma$. Подобные реакции частично реконструируются в виде пика на распределении инвариантных масс всех двухкластерных комбинаций в событии; сечения рождения $\left(E \frac{d^3\sigma}{dp^3}\right)$ (в дальнейшем, если не оговорено особо – то в пересчете на один нуклон) вычисляются исходя из количества событий в пике с учетом поправки на величину вероятности распада по рассматриваемому каналу: 98.80% и 39.31% для π^0 - и η -мезонов соответственно.

Особенностью представляемого исследования является использование данных одного только ЭК, что существенно упрощает математическое моделирование, равно как и увеличивает доступную для анализа статистику.

Для заданного поддиапазона поперечных импульсов и быстрот $(\Delta p_T, \Delta Y_{\text{цм}})$ инвариантное сечение рождения мезонов в пересчете на один нуклон удобно параметризовать как

$$\left(E \frac{d^3\sigma}{dp^3}\right) = \frac{1}{2\pi A L} \times \frac{1}{\epsilon(p_T, Y_{\text{цм}})} \times \frac{1}{\Delta p_T \Delta Y_{\text{цм}}} \times \frac{1}{p_T} \times \frac{1}{Br} \times N_{\text{част}},$$

где A – атомная масса ядер мишени, Br – вероятность распада по рассматриваемому каналу, $N_{\text{част}}$ – число зарегистрированных детектором мезонов, а $\epsilon(p_T, Y_{\text{цм}})$ – эффективность их регистрации / реконструкции. Буквой L обозначен параметр светимости, определяемый как $N_{\text{вз}}/\sigma_{pA}^*$, где σ_{pA}^* – полное сечение pA -взаимодействий, а $N_{\text{вз}}$ – число взаимодействий протонов пучка с мишенью. В случае данных селекции $\sqrt{10\text{МГц}}$ светимость вычисляется при помощи общепринятого в эксперименте HERA-B метода, когда величина L выражается как

$$L = K_A \times \frac{N_{\text{соб}} (1 - f_{\text{фон}}) \lambda}{(1 - e^{-\epsilon_{\text{триг}} \lambda}) \sigma_{pA}},$$

где $N_{\text{соб}}$ – число отобранных системой триггера событий, $f_{\text{фон}}$ – фракция в них фоновых процессов (например, из-за “ложных” срабатываний системы триггера, обусловленных шумами электроники ЧД), σ_{pA} – неупругая компонента полного сечения, $\epsilon_{\text{триг}}$ – эффективность системы триггера при отборе неупругих взаимодействий, K_A – фракция зарегистрированных неупругих взаимодействий по отношению к полному числу взаимодействий с учетом величин эффективностей системы триггера по отношению к каждой компоненте полного сечения и, наконец, λ – среднее число неупругих взаимодействий в пересчете на одно событие. Для выработки

Таблица 5: Интегральная светимость для различных образцов данных

	C		Ti		W	
	$V_{10\text{МГц}}$	V_{pT}	$V_{10\text{МГц}}$	V_{pT}	$V_{10\text{МГц}}$	V_{pT}
$L, \text{ нбн}^{-1}$	0.34 ± 0.02	66 ± 6	0.033 ± 0.002	23 ± 2	0.038 ± 0.002	2.3 ± 0.2

абсолютной нормировки величин $N_{\text{част}}$, полученных при анализе V_{pT} , используются величины сечений $V_{10\text{МГц}}$ в диапазоне поперечных импульсов $3.2 \div 4.0$ ГэВ/с, который охватывается данными обеих селекций. Численные значения величины L для различных образцов данных приведены в табл. 5.

В исследуемых диапазонах поперечных импульсов и быстрот пики π^0 - и η -мезонов отчетливо видны на распределении инвариантных масс уже при мягкой селекции кластеров, заключающейся в отборе по величине их поперечной энергии с невысоким значением порога $E_T^{\text{порог}}$. Поэтому, исходя из соображений максимального сохранения статистики, все приведенные в данной работе величины сечений вычислены при условии отбора кластеров только по величине поперечной энергии. Для проверки устойчивости метода к вариации величины порога анализ данных проделан с применением двух значений $E_T^{\text{порог}}$: 0.2 ГэВ и 0.3 ГэВ. Также рассмотрены два дополнительных ¹ способа селекции фотонных кандидатов: по величине асимметрии распада мезона и по форме ливня. Они также используются для проверки устойчивости результатов к вариации критериев отбора кластеров.

Асимметрия распада определяется как $A_{\gamma\gamma} = \frac{|E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2}|}{E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}}$, где E_{γ_1} и E_{γ_2} – энергии распадных фотонов. Исключение комбинаций с высоким значением $A_{\gamma\gamma}$ помогает уменьшить трудно моделируемый вклад низкоэнергичных кластеров. На основе анализа распределений инвариантных масс выбран следующий критерий отбора по величине асимметрии распада: к рассмотрению принимаются только комбинации кластеров с $A_{\gamma\gamma} \leq 0.7$.

Так называемый отбор по форме ливня заключается в требовании того, чтобы значительная фракция выделенной в кластере энергии содержалась в его центральной ячейке, что является признаком ливня, имеющего электромагнитную природу. В представляемой работе применяется условие $E_{\text{центр}}/E_{\text{кластер}} > 0.5$, практически эквивалентное одному из критериев отбора энергичных γ -кандидатов, который используется электронным претриггером.

Основной вклад в систематическую ошибку измерения вносят:

1. Ошибка определения светимости: $4.2 \div 9.7\%$;
2. Точность настройки шкалы поперечных импульсов: $2.6 \div 12\%$ (π^0 -мезон)

¹Всегда применяются вместе с отбором по e_T .

и $2.6 \div 22.0\%$ (η -мезон) в зависимости от поддиапазона p_T ;

3. Статистическая ошибка вычисления эффективности регистрации и реконструкции распадов: $1.8 \div 6.7\%$ (π^0 -мезон) и $1.3 \div 12.0\%$ (η -мезон) в зависимости от поддиапазона p_T . Следует отметить, что накопленная статистика моделированных данных является достаточной для того, чтобы вклад обсуждаемой ошибки не являлся определяющим по сравнению с вкладами в систематическую ошибку прочих факторов или со статистической ошибкой измерения;

4. Точность метода как такового: в пределах 8% .

Показано, что вклад остальных факторов, как-то: точности процедуры определения величины сигнала (как для физических, так и для моделированных данных); неточности определения весовых коэффициентов W для моделированных данных; потери сигнала из-за переполнений АЦП регистрирующей электроники и т.д., мал по сравнению с источниками, перечисленными в пунктах 1.-4. Также показано, что величины сечений, полученные с применением различных критериев отбора γ -кандидатов, согласуются в пределах $1 \div 2$ стандартных отклонения.

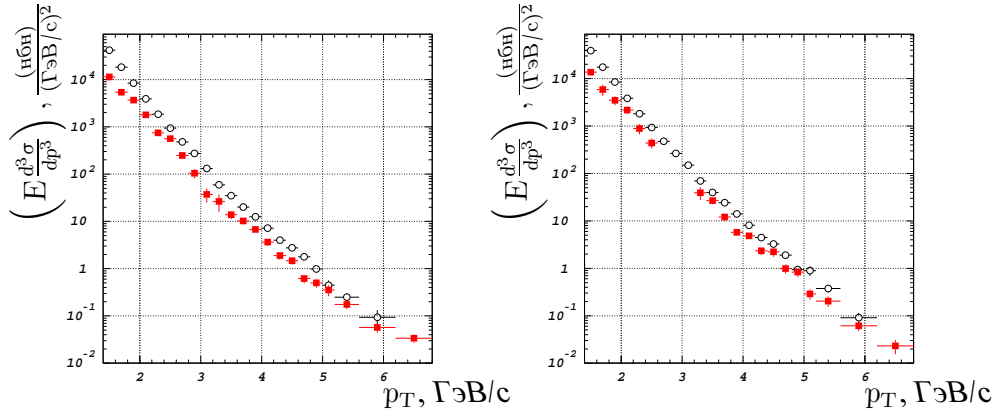
Измеренные величины сечений рождения π^0 и η -мезонов для углеродной, титановой и вольфрамовой мишеней приведены на рис. 6.1, 6.2 и 6.3 соответственно. Окружности соответствуют π^0 -мезонам, квадраты – η -мезонам.

На рис. 6.4, 6.5 и 6.6 представлены отношения сечений рождения η -мезонов к сечениям рождения π^0 -мезонов $R = \left(E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \right)^\eta (p_T) / \left(E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \right)^{\pi^0} (p_T)$ для всех трех типов мишеней. Средние значения составляют $R_C = 0.46 \pm 0.03$, $R_{Ti} = 0.52 \pm 0.03$ и $R_W = 0.52 \pm 0.04$ для углеродной, титановой и вольфрамовой мишеней соответственно. Величина R_C согласуется с результатами, полученными в экспериментах E706 (0.42 ± 0.01 , бериллиевая мишень, энергия протонного пучка 800 ГэВ) и WA70 (0.45 ± 0.04 , водородная мишень), в то время как значения R_{Ti} и R_W находятся ближе к измерениям E629 (0.53 ± 0.03 , углеродная мишень).

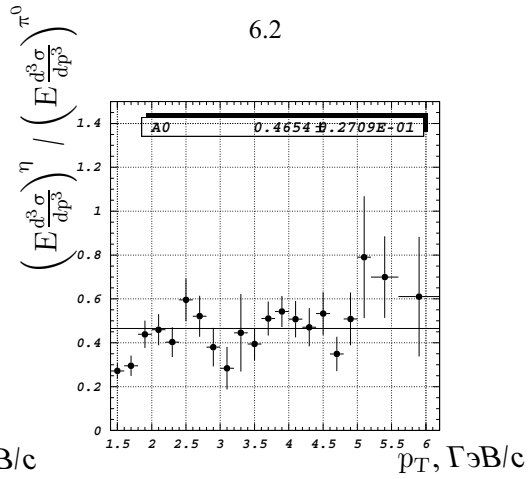
Параметр α , описывающий зависимость измеренных сечений от атомной массы ядер мишени A , определяется следующим выражением:

$$\frac{A_1 \left(E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \right)_1}{A_2 \left(E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \right)_2} = \left(\frac{A_1}{A_2} \right)^{\alpha_{1-2}} .$$

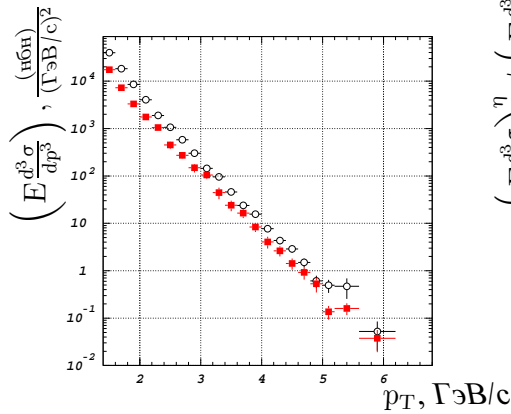
Поведение параметров α_{C-Ti} и α_{C-W} в зависимости от величины поперечного импульса показано на рис. 7.1, 7.3 и рис. 7.2, 7.4 для π^0 - и η -мезонов соответственно. Средние величины составляют: $\alpha_{C-Ti}^{\pi^0} = 1.04 \pm 0.03$,



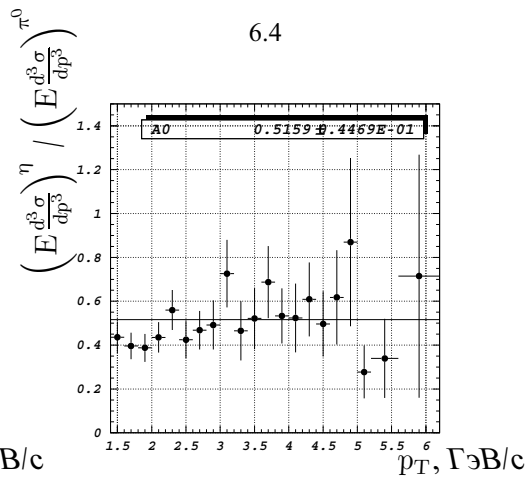
6.1



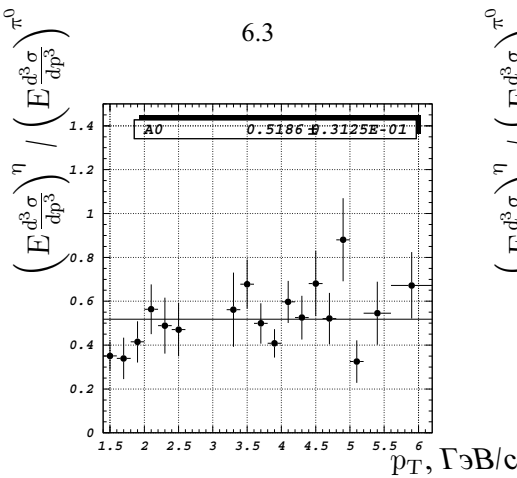
6.2



6.3



6.4



6.5

6.6

Рис. 6: 1, 2, 3: зависимости $\left(E \frac{d^3\sigma}{dp^3}\right)(p_T)$ в полном диапазоне быстрых для углеродной, титановой и вольфрамовой мишеней. Окружности соответствуют π^0 -мезонам, красные квадраты – η -мезонам; 4, 5, 6: отношения сечений рождения η к сечениям рождения π^0 для углеродной, титановой и вольфрамовой мишеней

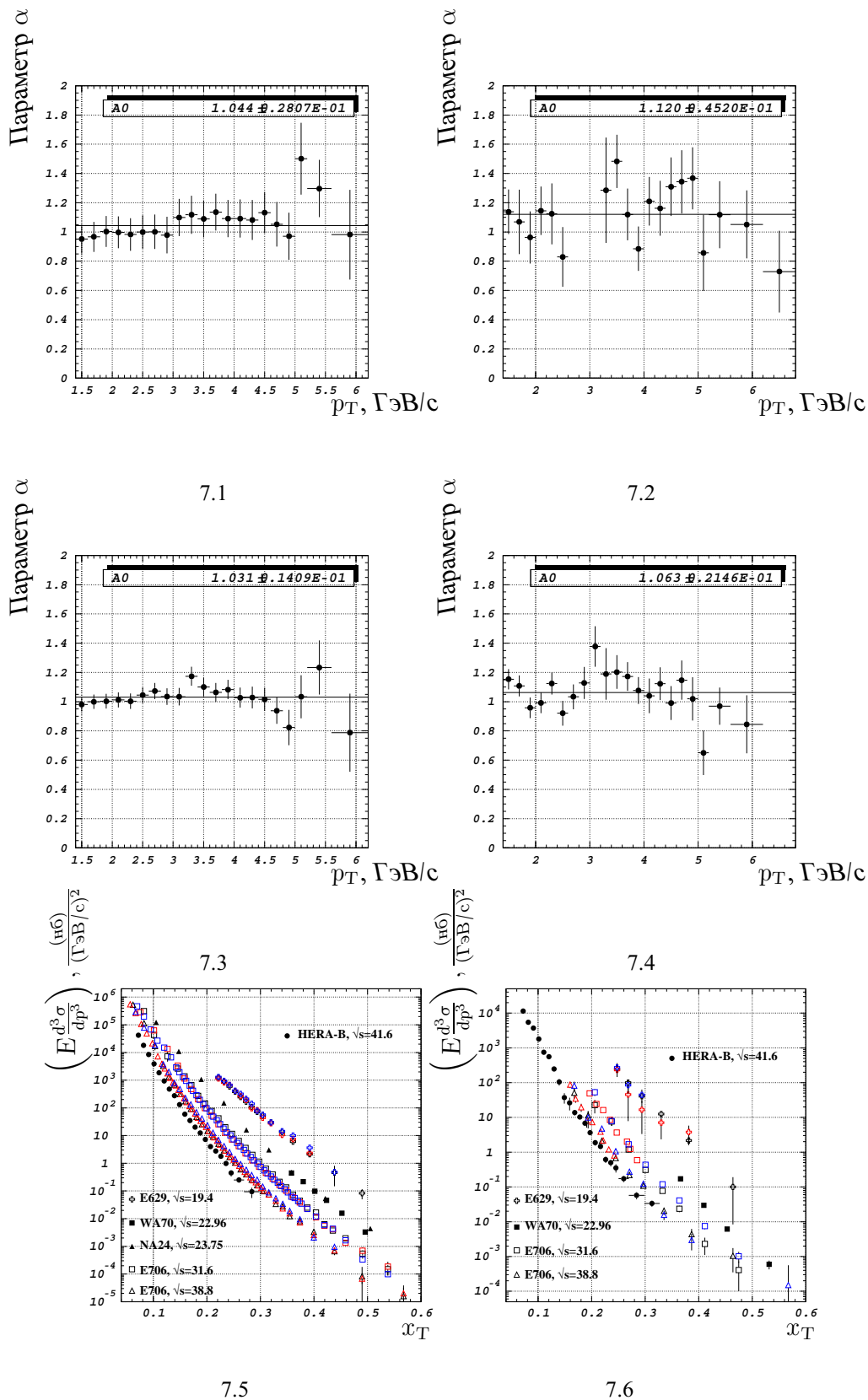


Рис. 7: 1, 2, 3, 4: параметр α для различных мишеней: 1) α_{C-Ti}, π^0 ; 2) α_{C-Ti}, η ; 3) α_{C-W}, π^0 ; 4) α_{C-W}, η ; 5, 6: сечения рождения нейтральных мезонов в условиях HERA-B, совмещенные с измерениями других экспериментов (в форме x_T -зависимостей): 5) $pC \rightarrow \pi^0 X$; 6) $pC \rightarrow \eta X$

$\alpha_{C-Ti}^{\eta} = 1.12 \pm 0.05$, $\alpha_{C-W}^{\pi^0} = 1.03 \pm 0.01$ и $\alpha_{C-W}^{\eta} = 1.06 \pm 0.02$. Значения $\alpha_{C-Ti}^{\pi^0}$ и $\alpha_{C-W}^{\pi^0}$ согласуются между собой в пределах ошибки измерения; то же самое можно сказать и о паре α_{C-Ti}^{η} и α_{C-W}^{η} .

Параметры A -зависимости сечений рождения нейтральных мезонов исследовались экспериментами E629 (π^0 - η -мезоны) и E706 (π^0 -мезоны). Опубликованные E629 величины составляют $\alpha_{E629}^{\pi^0} = 1.11 \pm 0.05$ и $\alpha_{E629}^{\eta} = 1.14 \pm 0.30$. В случае E706 для энергии протонного пучка 800 ГэВ измерена средняя величина отношения $\left(E \frac{d^3\sigma}{dp^3}\right)_{Cu} / \left(E \frac{d^3\sigma}{dp^3}\right)_{Be} = 1.28 \pm 0.05$ для π^0 -мезонов, что эквивалентно $\alpha_{E706}^{\pi^0} = 1.13 \pm 0.02$. Можно заключить, что значение параметра α_{E629}^{η} согласуется с аналогичными результатами HERA-B, в то время как значения $\alpha_{E629}^{\pi^0}$ и $\alpha_{E706}^{\pi^0}$ больше, чем $\alpha_{C-Ti}^{\pi^0}$ и $\alpha_{C-W}^{\pi^0}$.

Зависимости $\left(E \frac{d^3\sigma}{dp^3}\right) (x_T)$ для углеродной мишени, совмещенные с измерениями других экспериментов, представлены на рис. 7.5 (π^0 -мезоны) и рис. 7.6 (η -мезоны).

Заключение в краткой форме подытоживает результаты диссертационной работы:

- 1) разработаны принципы организации системы оперативного контроля качества данных ЭК;
- 2) представлены особенности практического применения различных методов вычисления калибровочных коэффициентов отклика каналов ЭК в условиях HERA-B (метод выравнивания по загрузке, калибровка при помощи распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, калибровка по отклику на минимально ионизирующие частицы и калибровка по положению электронного пика на распределении отношений энергии частиц к их импульсу), а также достигнутая при этом точность настройки энергетической шкалы;
- 3) произведено измерение величин пространственного и энергетического разрешений ЭК отдельно для каждой секции и показано, что рабочие характеристики ЭК с запасом удовлетворяют спецификациям исходного проекта;
- 4) измерены инвариантные сечения рождения π^0 - и η -мезонов в pC , pTi и pW взаимодействиях при энергии протонного пучка 920 ГэВ в диапазоне поперечных импульсов $p_T \in [1.4, 6.2)$ ГэВ/с (π^0 -мезоны) и $p_T \in [1.4, 6.8)$ ГэВ/с (η -мезоны) и в диапазоне быстрот в системе центра масс $Y_{цм} \in [-1.25; 0.75]$;
- 5) измерены отношения сечений рождения η -мезонов к сечениям рождения π^0 -мезонов;
- 6) измерены параметры атомной зависимости сечений реакций $pA \rightarrow \pi^0 X$ и $pA \rightarrow \eta X$.

Публикации автора по теме диссертации

1. *G. Avoni..., I. Matchikhilian et al.* NIM, A580, 1209–226 (2007).
2. *G. Avoni..., I. Matchikhilian et al.* NIM, A560, 539–545 (2006).
3. *I. Matchikhilian et al.* CALORIMETRY IN PARTICLE PHYSICS: Proceedings of the Eleventh International Conference Perugia, Italy 29 March – 2 April 2004, 27–32 (2004).
4. *M. Bruschi, ..., I. Matchikhilian et al.* NIM, A461, 332 (2001).
5. *I. Matchikhilian et al.* Frascati Physics Series Vol. XXI, 239–248 (2000).
6. *HERA-B collaboration: ..., I. Matchikhilian et al.* HERA-B: Report on status and prospects. DESY-PRC-00-04 (2000).
7. *I. Matchikhilian et al.* Proceedings of the VIII International Conference on Calorimetry in High Energy Physics, 411 (World Scientific 1999).