

**Федеральное Государственное Унитарное Предприятие
«Государственный Научный Центр Российской Федерации
Институт Теоретической и Экспериментальной Физики»**

На правах рукописи

Титаренко Алексей Юрьевич

**Экспериментальное определение скоростей реакций
и расчетное моделирование облучения толстой
свинцовой мишени протонами до 800 МэВ**

Специальность: 01.04.16 – Физика атомного ядра и элементарных частиц

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2010 г.

УДК 539.12 + 539.14

Работа выполнена в ФГУП «ГНЦ РФ Институт Теоретической и Экспериментальной Физики», г. Москва.

Научный руководитель: кандидат физ.-мат. наук Батяев В. Ф.
(ФГУП «ГНЦ РФ ИТЭФ», г. Москва)

Официальные оппоненты: доктор физ.-мат. наук, Поликарпов М. И.
(ФГУП «ГНЦ РФ ИТЭФ», г. Москва)

доктор физ.-мат. наук, Ромоданов В. Л.
(НИЯУ «МИФИ», г. Москва)

Ведущая организация: Обнинский институт атомной энергетики
Калужская обл., г. Обнинск.

Защита диссертации состоится “ 5 ” октября 2010 г. в “ 14 ” часов на заседании диссертационного совета Д 201.002.01 в конференц-зале «ГНЦ РФ ИТЭФ» по адресу: Москва, ул. Б. Черемушкинская, д. 25.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИТЭФ. Также диссертация и автореферат доступны по запросу через электронную почту Aleksey.Titareenko@itep.ru

Автореферат разослан “ 1 ” сентября 2010 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
кандидат физ.-мат. наук,

Васильев В.В.

Общая характеристика работы

В настоящее время на базе сильноточных ускорителей проектируются и создаются установки двух типов. К первым относятся спалиционные нейтронные источники (СНеИ), назначение которых – обеспечить прогресс в области фундаментальной и прикладной физики, материаловедения, биологии; ко вторым – электроядерные установки (ЭЛЯУ), которые предназначены для трансмутации ядерных отходов, образующихся в результате эксплуатации традиционных ядерных реакторов, с целью замыкания ядерного топливного цикла.

Конструктивные отличия установок первого типа от второго обусловлены их целевым назначением. Основой СНеИ является мишенный узел, бомбардируемый протонным пучком с энергией $\sim (1 - 2)$ ГэВ, сильноточного линейного ускорителя. Нейтроны же, образующиеся в результате адрон-ядерных реакций (расщепления, деления, фрагментации) распределяются и доставляются к научным установкам. В ЭЛЯУ созданный мишенный узел генерирующий нейтроны окружается подкритическим blanketом с радиоактивными отходами. Рожденные в мишенном узле нейтроны умножаются в подкритическом blanketе с коэффициентом $k_{умн} \sim k_{эфф.}/(1-k_{эфф.})$ и в ходе (n,f)-, (n, γ)-, (n,xn)-, (n,p)- и (n, α)-реакций радиоактивные отходы переходят в короткоживущие продукты ядерных реакций. Собственно, этот процесс и называется ядерной трансмутацией.

Функционально мишенный узел состоит из: нейтронно-образующей мишени, назначение которой – генерация нейтронов в адрон-ядерном каскаде; элементов конструкции; элементов, предназначенных для теплосъема энергии, выделяемой в мишени при взаимодействии с протонным пучком сильноточного ускорителя. В качестве материалов мишеней в этих установках обычно рассматриваются или эвтектика Pb+Bi, Pb, Hg (жидкие мишени) или W, Ta (твердые мишени).

Появление в ядерных установках мишенного узла ставит задачу обеспечения проектной точности требуемых нейтронно-физических параметров. Некоторые из этих параметров непосредственно влияют на ядерно-физические характеристики blanketа – интегральный выход нейтронов из мишени и их спектр, а другие – на ядерно-физические характеристики мишени, а именно:

энерговыделение; радиационную стойкость (максимально возможные радиационные повреждения); образование остаточных ядер-продуктов, в том числе: α -активных и газообразных; отравляющих (обладающих большими сечениями захвата нейтронов) и долгоживущих (определяющих долговременную активность мишенного узла, которые в свою очередь возможно также необходимо трансмутировать).

Параметры электроядерных установок определяют с помощью высокоэнергетических транспортных программ – как зарубежных (MCNPX, MARS, FLUKA, LANET) так и отечественных (SHIELD, CASCADE). Существенное расширение (в 100 раз выше верхней границы реакторного диапазона энергии) энергетического диапазона нейтронов вплоть до энергии протонного пучка $\sim(1 - 2)$ ГэВ, и, как следствие, использование в этих программных комплексах ядерных моделей для расчета сечений большого числа возможных каналов взаимодействий обуславливает проведение бенчмарк-экспериментов для определения точности предсказания требуемых параметров.

Для верификации перечисленных программ проводятся эксперименты с тонкими и толстыми мишенями, идентичными по составу мишенным устройствам. Под толстой подразумевается мишень, в которой длина свободного пробега бомбардирующих частиц сравнима с протяженностью мишени, что обеспечивает существенные потери энергии бомбардирующих частиц вплоть до их полной остановки.

Настоящая работа посвящена исследованиям с толстой свинцовой мишенью. Несмотря на то, что отдельно физика процессов (ядерные и межъядерные каскады, ионизационные потери частиц и т.д.), происходящих при таких взаимодействиях протонов с толстыми мишенями, достаточно хорошо изучена, их комплексное описание и развитие во многом сдерживается отсутствием информации по интегральным параметрам: скоростям реакций и наведенным активностям в них, особенно это касается свинца – одного из наиболее перспективных материалов для использования в мишенных узлах ЭлЯУ. С учетом практического отсутствия необходимых для этого данных тема представленной диссертации является **актуальной**.

Цель диссертации состоит в формировании наборов экспериментальных значений скоростей реакций образования остаточных ядер-продуктов в активируемых образцах, которые используются для определения потоков нейтро-

нов и протонов на поверхности и внутри свинцовой мишени; оценки изменения радиоактивности свинцовой нейтронно-образующей мишени ЭЛЯУ или СНеИ при облучении ее протонами энергией 0.8 ГэВ и током 1 мА в течении одного года работы ускорителя; сравнении полученных экспериментальных значений с расчетными значениями скоростей реакций.

В соответствии с этим можно выделить **основные задачи диссертации:**

- 1) анализ существующей экспериментальной информации по облучению «тонких» и «толстых» свинцовых мишеней протонами с энергией (0.01-3) ГэВ;
- 2) обоснование метода исследований и выбора материала активационных образцов, которые могут быть использованы в качестве пороговых детекторов нейтронов и протонов;
- 3) формирование аппаратурно-методического и информационного обеспечения эксперимента;
- 4) изготовление свинцовой мишени и активированных образцов и исследование их параметров;
- 5) проведение облучения «толстой» свинцовой мишени на протонном синхротроне У-10 ФГУП «ГНЦ РФ ИТЭФ», физических измерений активационных образцов и обработки результатов;
- 6) обоснование и разработка методики определения флюенса протонов, попавших на мишень;
- 7) создание физической модели эксперимента и проведение расчетов;
- 8) сравнение экспериментальных значений скоростей реакций с расчетными данными;
- 9) определение потоков нейтронов и протонов на поверхности и внутри свинцовой мишени;
- 10) сравнение пространственно-энергетического распределения нейтронов и протонов на поверхности и внутри свинцовой мишени с расчетными данными;
- 11) оценка долговременной активности мишени.

Методы исследований. Диссертационная работа использует следующие основные методические приемы:

- 1) прецизионная γ -спектрометрия облученных протонами и нейтронами пороговых активационных образцов как природного, так и обогащенного по требуемым изотопам состава, а также образцов из материала мишени;
- 2) сопоставление полученных результатов с расчетными данными.

Научная новизна выполненных исследований заключается в следующем: в подобной постановке, наиболее близкой к реальным процессам в мишенной станции ЭлЯУ, эксперимент выполнен впервые. В частности, сказанное касается рекордного значения числа протонов, выведенных на мишень $(6.0 \pm 0.5) \cdot 10^{15}$.

На защиту выносятся:

- 1) методика и результаты измерений скоростей реакций на 14 типах активационных образцах, размещенных на внешней поверхности и внутри толстой свинцовой мишени, облученной протонами энергией 0.8 ГэВ при аксиальном падении пучка;
- 2) результаты сравнения полученных экспериментальных значений скоростей реакций с результатами расчетного моделирования;
- 3) результаты определения плотности потоков нейтронов и протонов на внешней поверхности и внутри свинцовой мишени;
- 4) значение выхода нейтронов из «толстой» свинцовой мишени (диаметром 150 мм и длиной 920 мм), облученной протонами 0.8 ГэВ при аксиальном падении пучка;
- 5) оценка долговременной активности свинцовой мишени нейтронно-образующего узла.

Практическое значение работы определяется возможностью использования ее результатов:

- 1) для верификации и совершенствования расчетных программ, используемых при проектировании ЭлЯУ, и оптимизации их эксплуатационных режимов и технических характеристик;
- 2) для создания специализированных баз ядерных данных, используемых при проектировании ЭлЯУ.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения (общих выводов по диссертации) и приложения, оформленного отдельным томом; имеет объем 115 страниц печатного текста; содержит 43 рисунка, 21 таблицу и библиографию (106 названий).

Краткое содержание диссертации

Во **Введении** обсуждаются концептуальные вопросы создания ЭлЯУ и их

использования для замыкания ядерного топливного цикла и трансмутации ядерных отходов.

В **Главе 1** диссертации, на основе обзорного рассмотрения современных проектов ЭЛЯУ, обоснован выбор материала мишени. Обосновано использование в качестве основного метода исследования изучаемых взаимодействий активационного метода с использованием полупроводниковой γ -спектрометрии облученных образцов.

В **Главе 2** предложен математический формализм определения скоростей реакций и их погрешностей по результатам анализа первичной экспериментальной информации.

Выражения для вычисления скоростей реакций представлены в виде:

$$R_1^{cum/ind} = \frac{\mathbf{H}_1}{N_T \cdot \eta_1 \cdot \varepsilon_1} \cdot \frac{1}{F_1}, \quad (1)$$

$$R_1^{cum/ind} = \frac{\mathbf{H}_2^1}{N_T \cdot \eta_2 \cdot \varepsilon_2 \cdot v_{12}} \cdot \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_2} \cdot \frac{1}{F_1}, \quad (2)$$

$$R_2^{ind} = \left(\frac{\mathbf{H}_2^2}{F_2} + \frac{\mathbf{H}_2^1}{F_1} \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right) \cdot \frac{1}{N_T \cdot \eta_2 \cdot \varepsilon_2}, \quad (3)$$

$$R_2^{cum} = R_2^{ind} + v_{12} \cdot R_1^{cum/ind} = \left(\frac{\mathbf{H}_2^1}{F_1} + \frac{\mathbf{H}_2^2}{F_2} \right) \frac{1}{N_T \cdot \eta_2 \cdot \varepsilon_2}, \quad (4)$$

где $R_1^{cum/ind}, R_2^{cum/ind}$ – кумулятивные/независимые выходы материнского и дочернего ядер (материнский нуклид – нижний индекс 1, дочерний нуклид – нижний индекс 2); $\mathbf{H}_1 = A_1 k_{m_1}$, $\mathbf{H}_2^1 = A_2^1 k_{m_2}$, $\mathbf{H}_2^2 = A_2^2 k_{m_2}$ – параметры, определяемые подгонкой экспериментальных точек кривых распада методом наименьших квадратов; N_T – число ядер в облучаемом образце; η_1, η_2 – абсолютный выход γ -квантов; λ_1, λ_2 – постоянные распада; $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ – абсолютная эффективность спектрометра при энергии γ -квантов E_1 (материнский нуклид) и E_2 (дочерний нуклид); v_{12} – коэффициент ветвления, т.е. вероятность перехода материнского нуклида в дочерний; F_1, F_2 – функции вида $F_i = 1 - \exp(-\lambda_i \cdot t_{irr})$, где $i=1, 2$; t_{irr} – длительность облучения.

Погрешности скоростей реакций вычисляются при помощи формулы переноса ошибок с учетом погрешностей всех величин, входящих в выражения (1) – (4).

В главе 3 описан собственно эксперимент. Даны характеристики ускорителя У-10 ИТЭФ в части, имеющей отношение к облучению образцов, описание и параметры мишени (рис. 1, 2).

Облучаемая мишень собиралась из 23 свинцовых дисков, которые представляли собой цельнометаллические конструкции диаметром 150 мм и толщиной 40 мм. Диски имели специальные пазы, типа «ласточкин хвост» для размещения линеек с проточками.



Рис. 1. Общий вид Pb- мишени вместе с экспериментальными образцами



Рис. 2. Общий вид Pb диска и линейки

В экспериментах определяются абсолютные значения скоростей реакций на следующих нуклидах: ^{209}Bi , $^{\text{nat}}\text{Pb}$, ^{197}Au , ^{181}Ta , ^{169}Tm , $^{\text{nat}}\text{In}$, ^{93}Nb , ^{65}Cu , ^{64}Zn , ^{63}Cu , ^{59}Co , ^{27}Al , ^{19}F , $^{\text{nat}}\text{C}$. Данные по составу их примесей приведены в работе (включая свинцовые диски). Размещение образцов на мишени указано в табл.1. Образцы располагались либо на боковой поверхности свинцовых дисков, либо в специальных проточках свинцовых линеек (рис. 2).

Мишень облучалась выведенным пучком протонов с энергией 0.8 ГэВ. Длительность облучения составляла $t_{\text{irr}} = 18$ часов.

Регистрация γ -излучения радиоактивных ядер, образовавшихся в облученных образцах, осуществлялась с применением двух спектрометров. Первый, базовый, с энергетическим разрешением 1.8 кэВ на γ -линии 1332 кэВ ^{60}Co , второй, вспомогательный, с энергетическим разрешением 2.8 кэВ. Образцы из ^{209}Bi , $^{\text{nat}}\text{Pb}$, ^{197}Au , ^{181}Ta , ^{169}Tm , $^{\text{nat}}\text{In}$, ^{93}Nb , ^{65}Cu , ^{63}Cu , ^{64}Zn , ^{59}Co , ^{19}F ,

Т а б л и ц а 1. Расположение образцов на свинцовой мишени

Номер диска	Образец и метка расположения	
	На поверхности диска	Внутри диска
1, 5, 9, 13, 17, 24	^{209}Bi , ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{In}$, $^{\text{nat}}\text{Pb}$, ^{181}Ta , ^{27}Al (S, M, L, K, J, I, O, N)	^{27}Al (A,B,C,D,E), ^{59}Co (C), Pb(C)
3	^{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	^{27}Al (A,B,C,D,E), ^{59}Co (C), Pb(C)
7, 11, 15, 19, 23	^{209}Bi , ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{In}$, $^{\text{nat}}\text{Pb}$, ^{181}Ta , ^{27}Al	^{27}Al (A,B,C,D,E), ^{59}Co (C), Pb(C)

$^{\text{nat}}\text{C}$ и алюминиевые (^{27}Al) мониторы измерялись на базовом спектрометре, а образцы из ^{27}Al - на дополнительном. В качестве примера на рис. 3 приведены спектры γ -излучения Pb-фольг, облученных внутри 1-го и 11-го дисков. Как видно из рис. 3, измеряемые спектры носили весьма сложный характер, поэтому предельная нагрузка базового и вспомогательного спектрометров ограничивалась 5% и 3%, соответственно, а стабильность спектрометрических трактов обеспечивалась поддержанием постоянной температуры лаборатории.

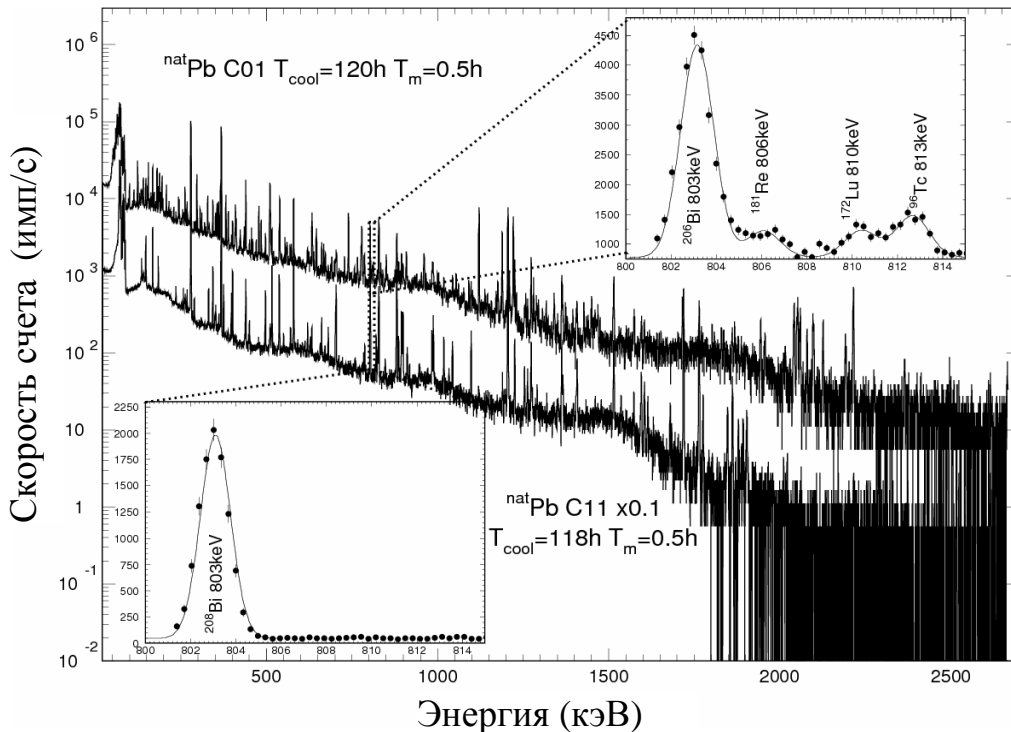


Рис. 3. Спектры γ -излучения Pb фольг, облученных внутри 1-го и 11-го дисков

Абсолютная эффективность спектрометра на фиксированных высотах определялась с использованием аттестованных комплектов γ -источников.

Аналитическое представление высотно-энергетической эффективности регистрации спектрометра выражено в виде

$$e(E, H) = e_{base}(E) \cdot \left[\frac{(q_1 + q_2 \cdot \ln E + H_{base})}{(q_1 + q_2 \cdot \ln E + H)} \right]^2, \quad (5)$$

где – q_1, q_2 - параметры, определяемые обработкой результатов измерений абсолютной эффективности регистрации методом наименьших квадратов; e_{base} – расчетная эффективность регистрации на базовой высоте 80 мм, полученная с использованием полиномов.

Погрешность абсолютной эффективности регистрации спектрометра лежит в пределах (4.0 - 4.5)% в диапазоне энергий 60 - 3000 кэВ.

Результаты измерений абсолютной эффективности, при разных расстояниях положения γ -источников над детектором, представлены на рис. 4.

Обработка γ -спектров осуществлялась с использованием программы GENIE-2000, которая обеспечивает, после автоматической пакетной обработки измеренных γ -спектров, интерактивную подгонку пиков. Идентификация γ -линий и вычисление скоростей образования продуктов реакций осуществлялось с помощью созданной в ИТЭФ программы SIGMA, объединенной с базой ядерных данных PCNUDAT.

Сформулированы приемы и критерии идентификации продуктов реакций в ходе анализа результатов измерений:

- 1) на первом этапе анализа рассматриваются все радионуклиды с периодами полураспада более 5 минут, имеющие, в соответствии с базой PCNUDAT, γ -линии, которые совпадают по энергии с измеренной в пределах разрешающей способности спектрометра (высокая разрешающая способность спектрометра существенно сокращает рассматриваемый интервал);
- 2) значение периода полураспада, определяемое программой SIGMA для этой γ -линии на основании всех последовательно измеренных спектров, должно находиться в разумном согласии с соответствующей величиной из базы PCNUDAT;
- 3) если обнаруживается, что эта γ -линия принадлежит определенному радионуклиду, то спектры проверяются на наличие и других γ -линий этого радионуклида;

нуклида;

4) результат идентификации не должен противоречить нуклонному балансу исследуемой реакции.

Примеры кривых распада приведены на рис. 5.

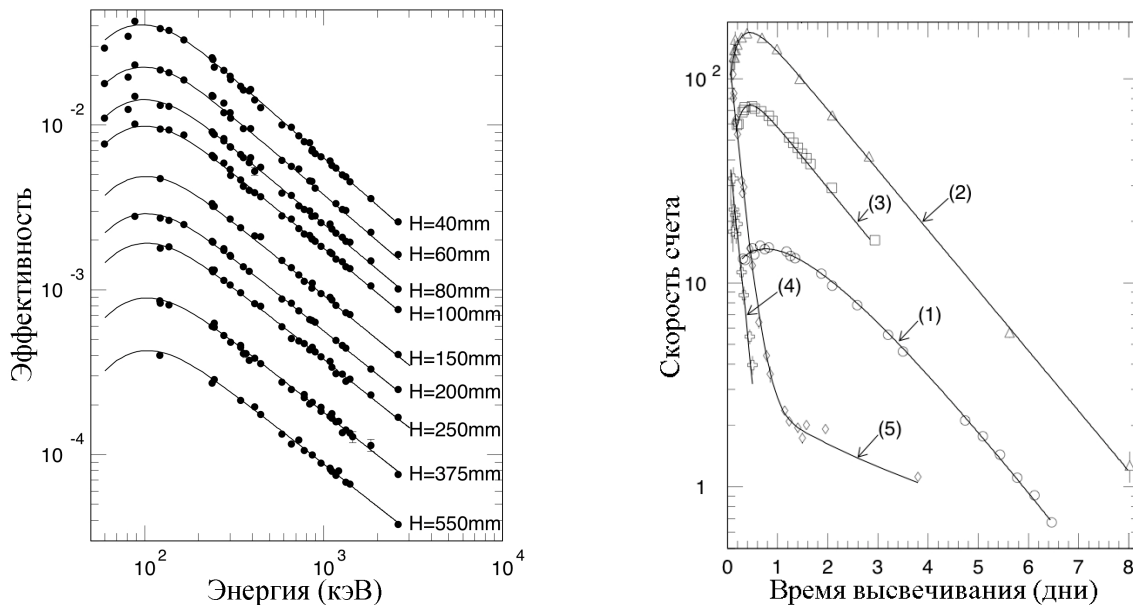


Рис. 4. Расчетное высотно-энергетическое моделирование абсолютной эффективности регистрации спектрометра

Рис. 5. Характерные примеры кривых распада: (1) генетически связанных $^{192}\text{Hg} \rightarrow ^{192}\text{Au}$; (2) генетически связанных $^{188}\text{Pt} \rightarrow ^{188}\text{Ir}$; (3) генетически связанных $^{173}\text{Ta} \rightarrow ^{173}\text{Hf}$; (4) независимого ^{173}Ta ; (5) независимых $^{173}\text{Ta} + ^{191}\text{Pt}$

Для определения общего числа протонов бомбардирующих Рb-мишень, а также геометрии поперечного сечения пучка, были использовано три алюминиевых монитора, располагавшихся на пути следования пучка. Первый (M_1) и второй (M_2) в виде квадратных пластин с размерами, соответственно, (50 x 50) мм и (72 x 72) мм, устанавливались на расстоянии 220 мм от выходного фланца вакуумного протонопровода. Третий (M_3) диаметром 169.6 мм закреплялся на кольце, вынесенного на 50 мм перед первым диском (445 мм от выходного фланца вакуумного протонопровода). После облучения первые два монитора многократно складывались, что позволило получить две пластины с размерами ~ 15 (15 мм и толщиной ~ 3 мм и ~ 4 мм, соответственно). Третий монитор

разрезался на 36 отдельных фрагментов, большинство из которых квадраты – с размером 20 x 20 мм. Полученные фрагменты также складывались, что позволило получить пластинки 10 x 10 мм и толщиной ~ 0.4 мм.

В каждом из фрагментов методом γ -спектрометрии определялись скорости реакций $^{27}\text{Al}(p,x)^{24}\text{Na}$, $^{27}\text{Al}(p,x)^{22}\text{Na}$ и $^{27}\text{Al}(p,x)^7\text{Be}$. Средняя по времени и по площади плотность потока протонов, прошедших через каждую пластину, определялась путем деления вычисленной скорости реакций на соответствующее сечение ядерной реакции, представленное в табл. 2.

Т а б л и ц а 2. Сечения реакций $^{27}\text{Al}(p,x)^{24}\text{Na}$, $^{27}\text{Al}(p,x)^{22}\text{Na}$ и $^{27}\text{Al}(p,x)^7\text{Be}$ при энергии протонов 800 МэВ

Реакция	$^{27}\text{Al}(p,x)^{24}\text{Na}$,	$^{27}\text{Al}(p,x)^{22}\text{Na}$	$^{27}\text{Al}(p,x)^7\text{Be}$
Сечение реакции, мбарн	13.40 ± 1.04 (0.42)	15.5 ± 1.1	6.33 ± 0.49 (0.21)

Число протонов, прошедших через каждый фрагмент $M_3^1-M_3^{36}$ монитора M_3 и мониторов M_1 , M_2 вычислялось как произведение средней плотности потока, площади поверхности образца и времени облучения мишени.

Для монитора M_3 значение величины полного числа протонов, бомбардирующих мишень в течение всего времени облучения и ее погрешности определялись из выражений

$$N_p^i = \sum_{j=1}^{36} N_{j,i} \quad , \quad (6)$$

$$\Delta N_p^i = \sqrt{(\Delta N_1^i)^2 + (\Delta N_2^i)^2 + \dots + (\Delta N_{36}^i)^2} \quad , \quad (7)$$

где i – обозначает тип мониторинговой реакции

Мощность пучка протонов во время облучения, с использованием полученного значения полного числа протонов, рассчитывалась по формуле:

$$W = \frac{N_p}{T} \cdot E \cdot k, \quad (8)$$

где E – энергия протонного пучка (эВ); N_p – полное число протонов, попавших на мишень за время облучения; T – время облучения (с); k – переводной коэффициент, значение которого $1.60206 \cdot 10^{-19}$ Дж/эВ.

Результаты вычислений мощности и геометрических параметров протонного пучка представлены в табл. 3, в которой x_0 , y_0 – геометрические координаты

наты центров гауссианов; σ_x, σ_y – ширина на полувысоте каждого гауссиана.

Т а б л и ц а 3. Параметры формы протонных пучков

Параметр	Значение
Число протонов N_p	$(6.00 \pm 0.50) 10^{15}$
Мощность пучка, Вт	11.9 ± 1.0
Параметры формы пучка (см)	
x_0	0.27 ± 0.10
σ_x	0.80 ± 0.06
y_0	0.44 ± 0.15
σ_y	0.70 ± 0.09

В **Главе 4** представлены результаты измерений скоростей реакций экспериментальных образцах на внешней поверхности и внутри Рb-мишени.

В рамках используемой в настоящее время терминологии, включающей понятие независимой и кумулятивной скорости реакции, было определено 2467 скоростей реакций образования радиоактивных нуклидов (вместе с мониторинговыми), из них 353 значений независимых (обозначение – (i)), 230 независимых скоростей реакций, приводящих к образованию метастабильного состояния ($i(\Sigma m_j)$), 260 значений суммы независимых скоростей реакций метастабильного и основного состояний ($i(\Sigma m_j + g)$) и 1624 значения кумулятивных и супракумулятивных скоростей реакций (c, c^*). Некоторые зависимости скоростей реакций представлены на рис. 6.

Для корректного сравнения скоростей реакций, как между разными экспериментами, так и между экспериментом и расчетом, экспериментальные результаты нормировали на мощность протонного пучка $R_{\text{норм}}^{\text{эксп}} = R_{\text{эксп}}^{\text{н/к}} / W$.

При определении значений скоростей реакций образования остаточных ядер продуктов использовались формулы (1-4). Точность определения скоростей реакций составляет (9.0 – 72.4)% со средним значением 13.5%. Распределение неопределенностей скоростей реакций показано на рис. 7 и 8.

Основной вклад в полную погрешность вносят: статистическая погрешность скорости счета в пике полного поглощения, погрешность абсолютного квантового выхода γ -линий, неопределенность абсолютной эффективности спектрометра.

Формулы (1-4) показывают, что значения каждой скорости реакции соответствующего остаточного ядра продукта могут быть получены с использова-

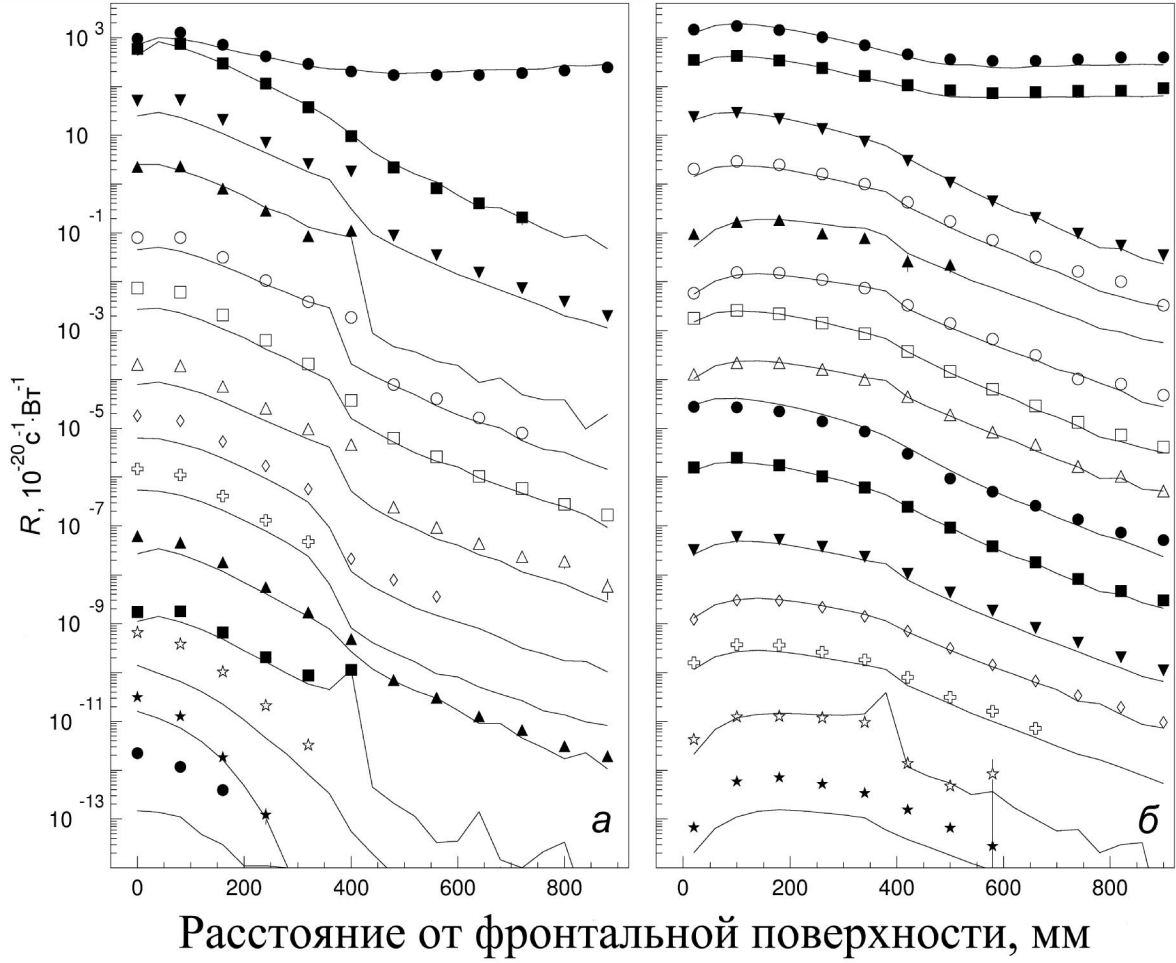


Рис. 6. Распределение скоростей реакций в экспериментальных образцах, расположенных внутри (а) $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$ (●, $\times 100$), $^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$ (■, $\times 0,5$), $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,xn)^{207}\text{Bi}$ (▲, $\times 2 \cdot 10^{-3}$), $^{\text{nat}}\text{Pb}(n,xn)^{203}\text{Pb}$ (▼, $\times 3 \cdot 10^{-3}$), $^{\text{nat}}\text{Pb}(n,xn)^{200}\text{Pb}$ (○, $\times 1 \cdot 10^{-5}$), $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,xn)^{202}\text{Tl}$ (□, $\times 1 \cdot 10^{-6}$), $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,xn)^{201}\text{Tl}$ (Δ, $\times 1 \cdot 10^{-8}$), $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,x)^{195}\text{Au}$ (◇, $\times 1 \cdot 10^{-9}$), $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,x)^{194}\text{Hg}$ (⊕, $\times 1 \cdot 10^{-10}$), $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,x)^{172}\text{Hf}$ (B, $\times 5 \cdot 10^{-15}$), $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,x)^{88}\text{Y}$ (C, $\times 5 \cdot 10^{-13}$), $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,x)^{22}\text{Na}$ (●, $\times 1 \cdot 10^{-13}$), $^{59}\text{Co}(p,4n)^{57}\text{Ni}$ (■, $\times 2 \cdot 10^{-11}$), $^{27}\text{Al}(p,x)^{24}\text{Na}$ (▲, $\times 1 \cdot 10^{-11}$), и на внешней поверхности (б) $^{181}\text{Ta}(n,\gamma)^{182}\text{Ta}$ (●), $^{197}\text{Au}(n,p)^{198}\text{Au}$ (■, $\times 0,3$), $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$ (▼, $\times 0,03$), $^{197}\text{Au}(n,4n)^{194}\text{Au}$ (○, $\times 0,01$), $^{181}\text{Ta}(n,9n)^{173}\text{Ta}$ (▲, $\times 5 \cdot 10^{-3}$), $^{209}\text{Bi}(n,4n)^{206}\text{Bi}$ (□, $\times 1 \cdot 10^{-5}$), $^{209}\text{Bi}(n,7n)^{203}\text{Bi}$ (Δ, $\times 3 \cdot 10^{-6}$), $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,x)^{202}\text{Tl}$ (◇, $\times 1 \cdot 10^{-10}$), $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,x)^{201}\text{Tl}$ (⊕, $\times 3 \cdot 10^{-12}$), $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,x)^{195}\text{Au}$ (B, $\times 1 \cdot 10^{-14}$), $^{209}\text{Bi}(p,4n)^{206}\text{Po}$ (C, $\times 3 \cdot 10^{-12}$), $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$ (●, $\times 3 \cdot 10^{-7}$), $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ (■, $\times 3 \cdot 10^{-8}$), $^{\text{nat}}\text{Pb}(n,xn)^{200}\text{Pb}$ (○, $\times 3 \cdot 10^{-4}$), $^{\text{nat}}\text{Pb}(n,xn)^{203}\text{Pb}$ (▼, $\times 3 \cdot 10^{-10}$) по длине свинцовой мишени при облучении протонами энергией 0,8 ГэВ

нием как одной, так и нескольких различных γ -линий. Детальная информация о вычислении каждой скорости реакции образования остаточного ядра-продукта в экспериментальных образцах и их погрешностей представлена в ПРИЛОЖЕНИИ к диссертации, которое вынесено в отдельный том.

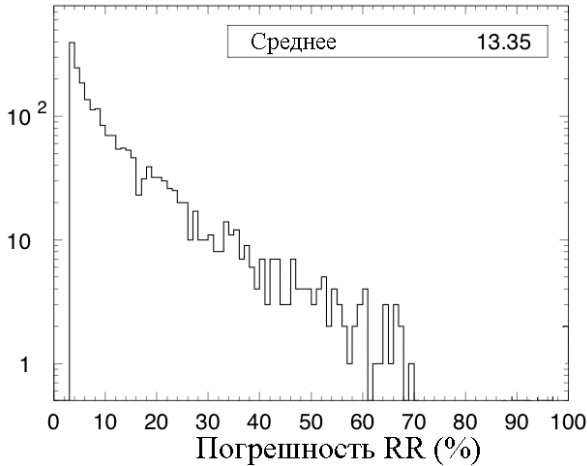


Рис. 7. Распределение погрешностей скоростей реакций

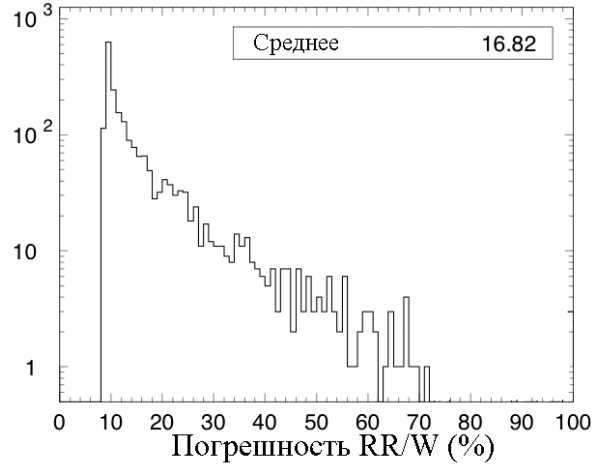


Рис. 8. Распределение нормированных погрешностей скоростей реакций

Большинство реакций протекает под действием, как нейтронов, так и протонов, однако их небольшая часть может быть интерпретирована как мониторинговые реперы для определения исключительно нейтронных или протонных потоков, как на поверхности, так и внутри мишени. Список таких реакций приведен в табл. 4.

В Главе 5 приведены результаты расчетного моделирования экспериментальных результатов и определены параметры мишени.

С этой целью была создана расчетная модель, которая соответствовала геометрии мишени. Примеси, как в веществе мишени, так и в активируемых образцах, ввиду их незначительных количеств, не учитывались. В зависимости от расположения на облучаемой мишени каждый образец в той или иной степени облучался первичными протонами и вторичными частицами, рожденными в результате межъядерного каскада, – нейтронами и протонами.

Поэтому моделируемую скорость реакции образования идентифицируемого нуклида A_ZC можно представить в виде

$$R_{\Sigma}^A = R_{n,x}^A + R_{p,x}^A = \sum_{i=n,p} \int \sigma_{i,x}^A(E) \phi_i(E) dE, \quad (9)$$

где $R_{n,x}^{AC}$, $R_{p,x}^{AC}$ – скорость реакции под действием вторичных нейтронов и суммарная скорость реакции под действием первичных и вторичных протонов соответственно; $\sigma_{p,x}^{AC}$, $\sigma_{n,x}^{AC}$ – сечение протонной или нейтронной реакции; $\varphi_n(E)$, $\varphi_p(E)$ – плотность потока нейтронов или протонов, соответственно; C – элементный индекс идентифицированного нуклида; Z , A – его атомный номер и массовое число, соответственно.

Т а б л и ц а 4. Реакции, протекающие под действием нейтронов или протонов

Расположение на мишени	Нейтронные	Протонные
Вдоль оси	$^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$ $^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$ $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	$^{59}\text{Co}(p,3n)^{57}\text{Ni}$ $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,xn)^{207}\text{Bi}$ $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,xn)^{206}\text{Bi}$ $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,xn)^{205}\text{Bi}$ $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,xn)^{204}\text{Bi}$
Вдоль поверхности	$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$; $^{181}\text{Ta}(n,p)^{181}\text{Hf}$ $^{115}\text{In}(n,p)^{115}\text{Cd}$ $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$	$^{209}\text{Bi}(p,3n)^{207}\text{Po}$ $^{209}\text{Bi}(p,4n)^{206}\text{Po}$ $^{\text{nat}}\text{In}(p,xn)^{113}\text{Sn}$ $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,xn)^{206}\text{Bi}$ $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,xn)^{205}\text{Bi}$ $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,xn)^{204}\text{Bi}$ $^{\text{nat}}\text{Pb}(p,xn)^{203}\text{Bi}$
На поверхности диска №3	$^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$ $^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$ $^{64}\text{Zn}(n,\gamma)^{65}\text{Zn}$ $^{64}\text{Zn}(n,p)^{64}\text{Cu}$ $^{65}\text{Cu}(n,p)^{65}\text{Ni}$	$^{169}\text{Tm}(p,4n)^{166}\text{Yb}$ $^{93}\text{Nb}(p,4n)^{90}\text{Mo}$ $^{59}\text{Co}(p,3n)^{57}\text{Ni}$ $^{65}\text{Cu}(p,4n)^{62}\text{Zn}$ $^{63}\text{Cu}(p,2n)^{62}\text{Zn}$

Расчеты спектров нейтронов и протонов выполнялись с помощью программы LANET(модель ISABEL). В расчете учитывали многократное рассеяние первичных протонов и упругое рассеяние нейтронов энергией выше 20 МэВ. По программе HMCNP в составе комплекса LANET моделировали перенос медленных ($E_n < 20$ МэВ) нейтронов. Результатом расчета (LANET(ISABEL) + HMCNP) стали спектры нейтронов и протонов в местах размещения экспериментальных образцов внутри мишени (линия С) и на ее внешней поверхности (линия S) (рис. 6).

Нейтронные спектры (см. рис. 9(a,b)) показывают наличие значительного количества высокоэнергетических нейтронов, рожденных в процессе взаимодействия первичных протонов и вторичных частиц с ядрами свинца. Максимальная энергия нейтронов обусловлена начальной энергией протонного пучка (0.8 ГэВ), максимум энергетического распределения нейтронов находится в области ~ 2 МэВ. Форма нейтронных спектров внутри мишени и на поверхности подобна. В спектрах внутри мишени наблюдается пик нейтронов, обусловленный квазиупругим рассеиванием первичных протонов. В области ~ 0.5 эВ наблюдается дополнительный нейтронный всплеск, обусловленный альбедо бетонной стены. Этот факт реально подтверждается ростом скорости реакции радиационного захвата нейтронов ^{197}Au , ^{181}Ta и ^{59}Co после 13-го диска (см. рис. 6).

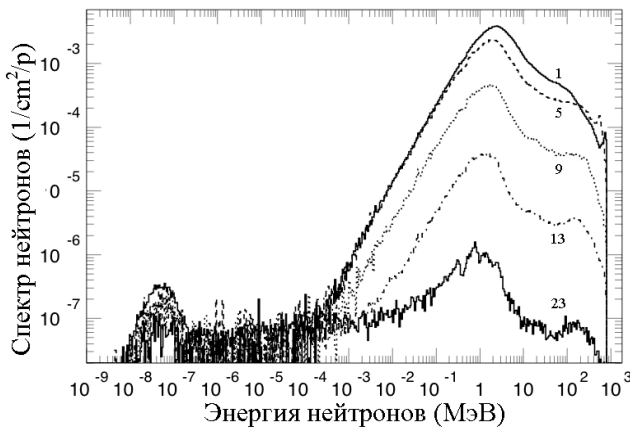


Рис. 9а. Спектры нейтронов внутри *Pb* мишени (линия С) (1-й, 5-й, 9-й, 13-й и 23-й диски)

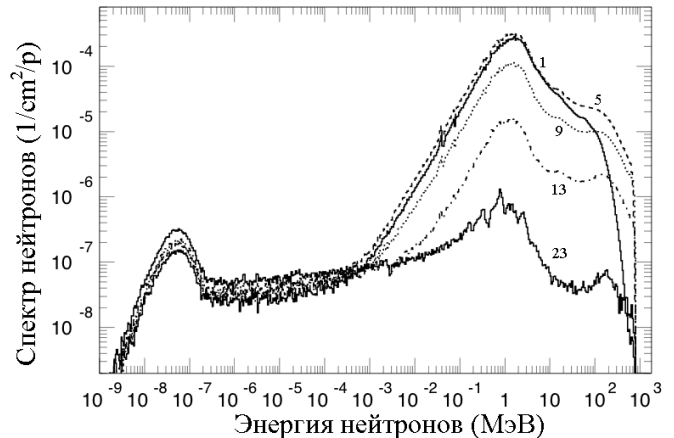


Рис. 9б. Спектры нейтронов на поверхности *Pb* мишени (линия S) (1-й, 5-й, 9-й, 13-й и 23-й диски)

Протонные спектры (см. рис. 10(a,b)) показывают торможение первичного пучка, вплоть до его полной остановки на расстоянии ~ 400 мм от входа в мишень, что подтверждается характером измеренного распределения высокопороговых скоростей реакций как внутри мишени, так и на ее поверхности, вызываемых исключительно протонами, например, $^{59}\text{Co}(p,3n)^{57}\text{Ni}$ и $^{209}\text{Bi}(p,4n)^{206}\text{Po}$ (см. рис. 6). Распределение вторичных протонов, рожденных в процессе внутриядерного взаимодействия, носит непрерывный характер; максимум энергетического распределения нейтронов находится в области 100 – 200 МэВ.

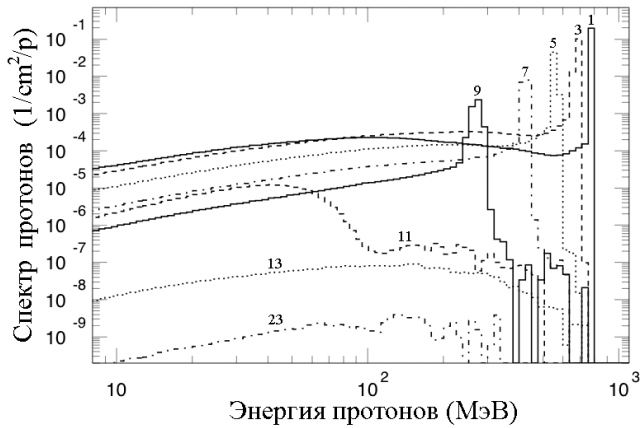


Рис. 10а. Спектры протонов внутри *Pb* мишени (линия С) (1-й, 3-й, 5-й, 7-й, 9-й, 11-й, 13-й и 23-й диски)

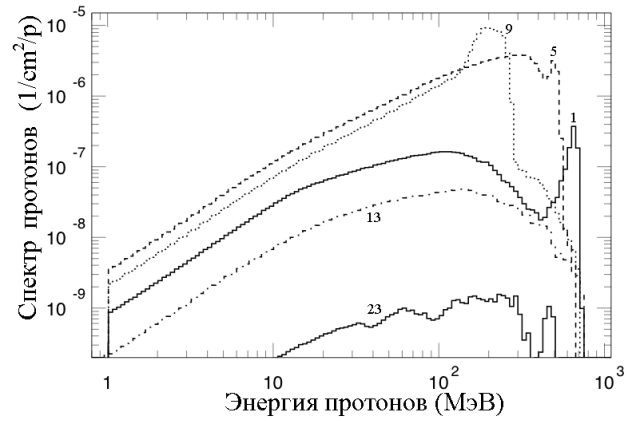


Рис. 10б. Спектры протонов на поверхности *Pb* мишени (линия S) (1-й, 5-й, 9-й, 13-й и 23-й диски)

Необходимые для моделирования измеренных скоростей реакций протонные и нейтронные функции возбуждения $\sigma_{i,x}(E)$ получены с использованием:

- 1) баз данных MENDL2 и MENDL2p, содержащих функции возбуждения нейтронных и протонных реакций до 100 и 200 МэВ, соответственно;
- 2) расчетного моделирования функций возбуждения по программе ЛАНЕТ в диапазоне от 100 до 800 МэВ;
- 3) доступной экспериментальной информации о сечениях образования продуктов соответствующих реакций (база данных EXFOR).

Сшивка функций возбуждения из баз данных MENDL2, MENDL2p и вычисленных по программе ЛАНЕТ осуществлялась в области 100 МэВ путем перенормировки одного из наборов данных. Коэффициенты перенормировки, или коэффициенты подобия, каждого набора данных определяли из условий наилучшей сходимости расчетных скоростей реакций с экспериментальными. В настоящее время из 294 типов ядерных реакций (вместе с реакциями, приводящими к образованию метастабильных состояний) получены функции возбуждения для 167. Примеры построения функций возбуждения показаны на рис 11.

При сравнении с экспериментальными значениями для расчетных данных также вводили нормировку $R_{\text{норм}}^{\text{расч}} = R^{\text{расч}}/E$. При этом для $E_p = 0,8$ ГэВ нормировочный коэффициент составил $1.2816 \cdot 10^{-10}$ с·Вт.

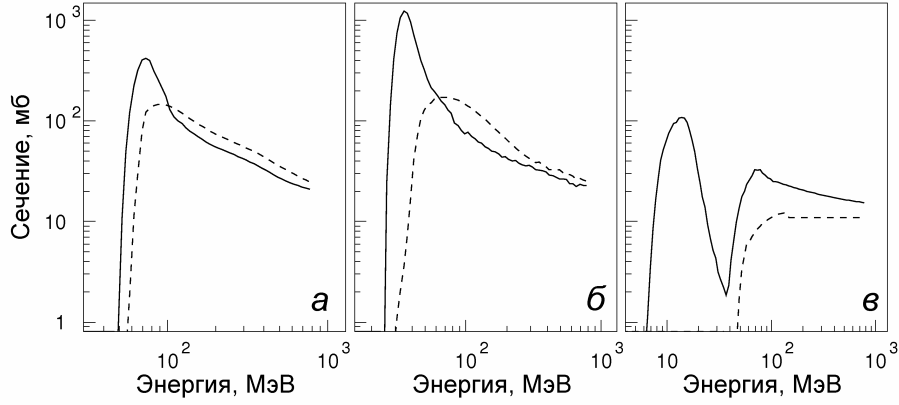


Рис. 11. Нормированные функции возбуждения нейтронных (—) и протонных (- - -) реакций: $^{209}\text{Bi}(n,7n)^{203}\text{Bi}$, $^{209}\text{Bi}(p,p6n)^{203}\text{Bi}$ (а); $^{197}\text{Au}(n,4n)^{194}\text{Au}$, $^{197}\text{Au}(p,p3n)^{194}\text{Au}$ (б); $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$, $^{27}\text{Al}(p,3p1n)^{24}\text{Na}$ (в)

Известно, что нейтронные спектры, рассчитанные по программе LANET, демонстрируют хорошее согласие расчетных и экспериментальных результатов. Поэтому, используя расчетные скорости реакций, вычисленные с нормированными функциями возбуждения, и расчетные спектры нейтронов и протонов на поверхности и внутри мишени, были определены, усредненные по действующему спектру нейтронов или протонов, сечения (n,xn) , (n,α) , (n,p) и (p,xn) реакций:

$$\langle \sigma_{i,x} \rangle = \frac{\int_0^{\infty} \sigma_{i,x}(E) \Phi_i(E) dE}{\int_0^{\infty} \Phi_i(E) dE}, \quad \text{где} \quad (10)$$

i – тип частицы (нейтрон/протон); x – тип реакции.

По полученным экспериментальным скоростям реакций и их расчетным средним по спектру нейтронов и протонов сечениям вычислены потоки нейтронов и протонов на поверхности и внутри облученной свинцовой мишени (рис. 12)

$$\varphi_i = R_x^{AC} / \langle \sigma_{i,x} \rangle. \quad (11)$$

Число нейтронов и протонов вычисляется по формуле

$$N_{n,p/p} = S \cdot \sum_{i=1}^{11} j_i, \quad \text{где} \quad (12)$$

S – площадь поверхности двух дисков.

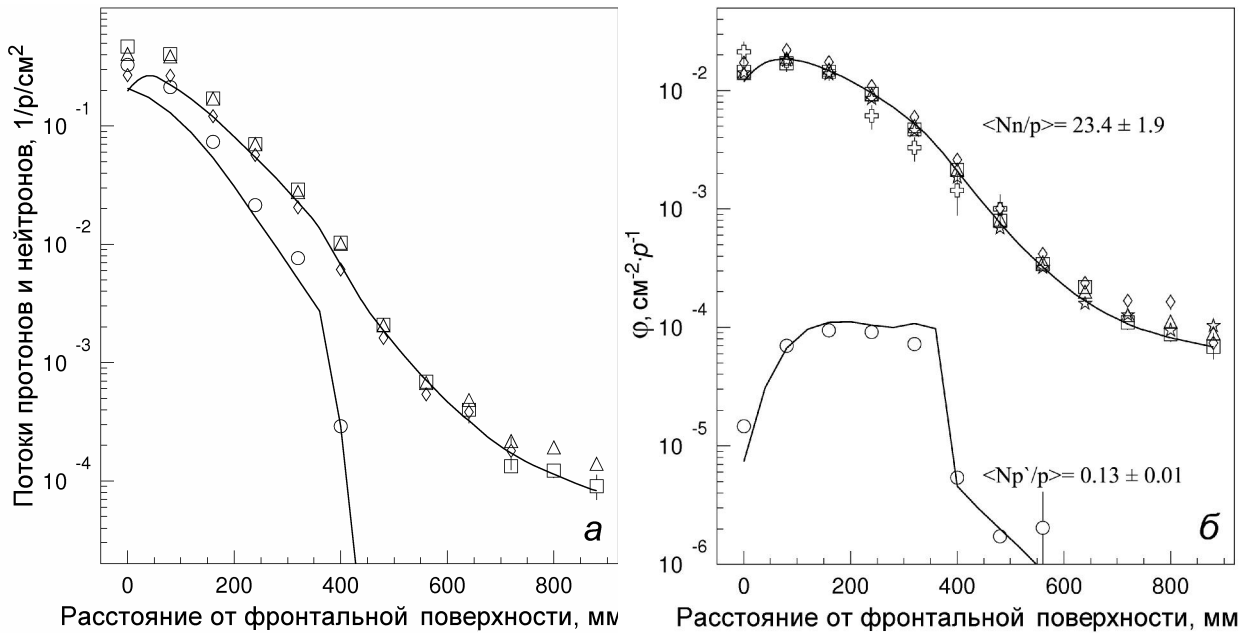


Рис. 12. Расчетное (—) и экспериментальное распределения потоков нейтронов $^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$ (\diamond), $^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$ (Δ), $^{59}\text{Co}(n,p)^{57}\text{Co}$ (\square) и протонов $^{59}\text{Co}(p,4n)^{57}\text{Ni}$ (\circ) внутри (а), нейтронов $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$ (\circ), $^{197}\text{Au}(n,4n)^{194}\text{Au}$ (\diamond), $^{181}\text{Ta}(n,9n)^{173}\text{Ta}$ (\oplus), $^{209}\text{Bi}(n,4n)^{206}\text{Bi}$ (Δ), $^{209}\text{Bi}(n,7n)^{203}\text{Bi}$ (\square) и протонов $^{209}\text{Bi}(p,4n)^{206}\text{Po}$ (\circ) на поверхности (б) толстой свинцовой мишени при облучении протонами 0,8 ГэВ

Интегрируя полученное распределение плотности потоков нейтронов по поверхности мишени, для каждой реакции был определен выход нейтронов с боковой поверхности на один протон $N_{n/p}$: 22.1 ± 1.9 ($^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$); 27.8 ± 2.6 ($^{197}\text{Au}(n,4n)^{194}\text{Au}$); 22.6 ± 2.2 ($^{181}\text{Ta}(n,9n)^{173}\text{Ta}$); 23.4 ± 2.1 ($^{209}\text{Bi}(n,4n)^{206}\text{Bi}$); 22.6 ± 2.1 ($^{209}\text{Bi}(n,7n)^{203}\text{Bi}$). Усредненный по пяти реакциям выход нейтронов (23.4 ± 1.9), в пределах экспериментальных погрешностей совпадает с выходом нейтронов с боковой поверхности мишени, полученным расчетным путем по программам LANET(ISABEL) + HMCNP (23.1).

Интегрируя полученное распределение плотности потока протонов по поверхности мишени, для реакции $^{209}\text{Bi}(p,4n)^{206}\text{Po}$ был определен выход протонов с боковой поверхности на один исходный протон $N_{p/p}$: 0.13 ± 0.01 . Приведенное значение $N_{p/p}$ в 4 раза превышает расчетное значение, полученное с использованием программы LANET(ISABEL) + HMCNP (0.03). Данное расхождение может быть объяснено наличием «галю» протонного пучка, что не учитывалось в расчетной модели.

Для прогнозирования суммарной активности свинцовой мишени заданной геометрии моделировали образование всех возможных продуктов реакций после 1 года облучения протонами энергией 0,8 ГэВ и током 1 мА. Искомую величину вычисляли по выражению

$$A(t) = \sum_j A_j(t) = \sum_j N_j(t) \cdot \lambda_j = \sum_j N_j(t) \cdot \lambda_j \left(\frac{N_1(t) \cdot \lambda_1}{\sum_j N_j(t) \cdot \lambda_j} + \dots + \frac{N_n(t) \cdot \lambda_n}{\sum_j N_j(t) \cdot \lambda_j} \right), \quad (13)$$

где A_j – активность j -го продукта реакции; N_j, λ_j – число ядер и постоянная распада, соответственно.

Результаты вычислений, приведенные на рис. 13, показывают, что наибольший парциальный вклад в полную активность вносят продукты реакций расщепления. Из рис. 13 также следует, что суммарный вклад продуктов деления и фрагментации невелик и составляет не более нескольких процентов в любой момент времени распада, хотя, например, расчетная скорость образования ^{88}Y и ^{22}Na занижена в 10 раз и более (см. рис. 6). Измеренные скорости реакций указанных нуклидов (продуктов расщепления) представлены на рис. 6, из которого видно, что расчетные и экспериментальные скорости реакций хорошо совпадают, за исключением ^{195}Au , расчет которого занижен в несколько раз.

В Заключение сформулированы основные результаты работы.

В процессе выполнения работ по настоящей диссертации были получены следующие основные результаты:

- 1) сформулированы основные направления работ по экспериментальному и расчетно-теоретическому исследованию ядерно-физических параметров мишеней ЭЛЯУ;
- 2) обосновано использование метода γ -спектрометрии как базового для экспериментальных исследований в области мишенных устройств ЭЛЯУ;
- 3) изготовлена свинцовая мишень с размерами 150 x 1920 мм и определены ее физические характеристики;
- 4) выполнены работы по юстировке мишени относительно траектории пучка, обеспечившие неравномерность поля частиц на внешней поверхности мишени, не превышающую 9%;
- 5) достигнуто рекордное число протонов с энергией 0.8 ГэВ при облучении

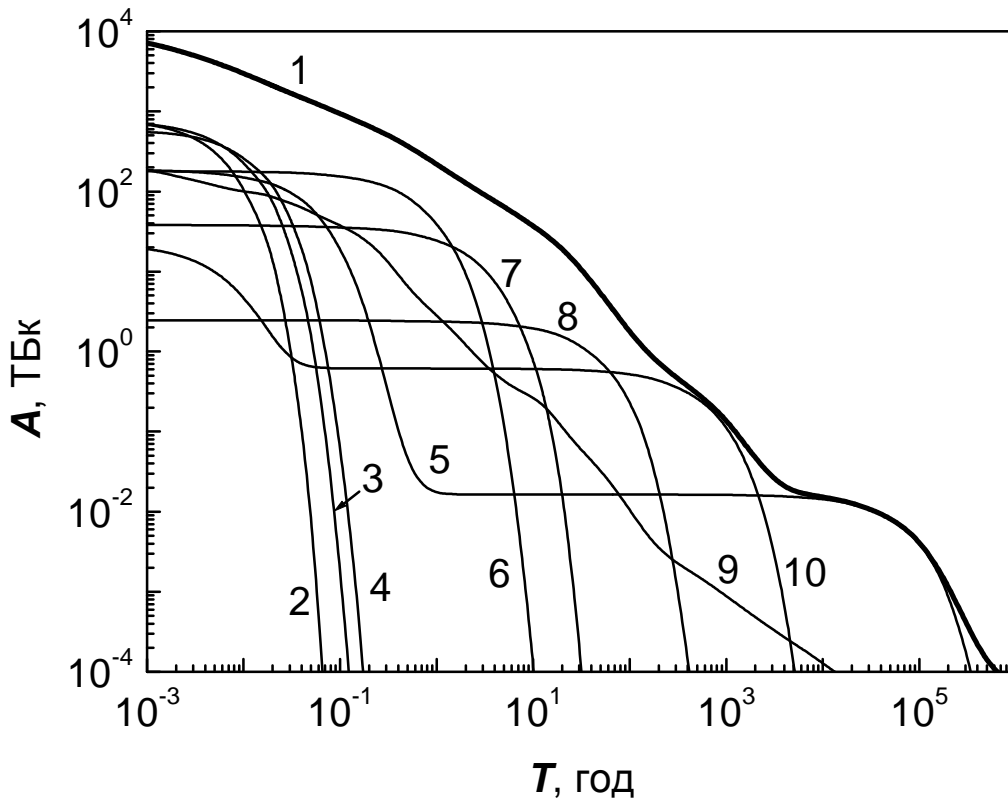


Рис. 13. Изменение радиоактивности свинцовой мишени после года облучения протонами энергией 0,8 ГэВ и током 1мА: (1 – полная активность, 2 – $^{200}\text{Tl} + ^{200}\text{Pb}$, 3 – ^{203}Pb , 4 – ^{201}Tl , 5 – $^{202}\text{Tl} + ^{202}\text{Pb}$, 6 – ^{195}Au , 7 – $^{172}\text{Lu} + ^{172}\text{Hf}$, 8 – ^{207}Bi , 9 – продукты деления и фрагментации, 10 – $^{194}\text{Au} + ^{194}\text{Hg}$

мишени – $6.0 \cdot 10^{15}$;

- б) определены 2467 скоростей реакций в 244 активационных образцах, размещенных внутри и на поверхности мишени;
- 7) определены потоки протонов и нейтронов внутри и на поверхности мишени;
- 8) определен выход нейтронов и протонов из мишени с данной геометрией;
- 9) экспериментальные результаты промоделированы с использованием программного комплекса LANET(ISABEL)+HMCP;
- 10) получены функции возбуждения для 167 ядерных реакций;
- 11) выполнена оценка активности мишени после облучения ее в течение 1 года протонами энергией 0.8 ГэВ и током 1 мА.

Результаты, полученные в ходе эксперимента, позволяют сделать заключение, что его можно отнести к классу бенчмарк-экспериментов, назначение которых – верификация высокоэнергетических транспортных программ, при-

меняемых для расчета параметров электроядерных установок (ЭЛЯУ) и спалиционных нейтронных источников (СНеИ) со свинцовой мишенью.

Автор выражает глубокую благодарность:

- 1) коллегам по лаборатории Фундаментальных ядерно-физических исследований ФГУП «ГНЦ РФ ИТЭФ» за помощь при выполнении экспериментальных и расчетных исследований описанных в диссертации;
- 2) сотрудникам синхротрона ИТЭФ У-10 за обеспечение требуемого режима работы ускорителя при облучении свинцовой мишени;
- 3) Международному Научно-Техническому Центру и Госкорпорации РОС-АТОМ за финансовую поддержку представленных в диссертации исследований

Личное участие автора. Автор принимал непосредственное участие в качестве участника научной группы в исследованиях, описанных в диссертации, на всех этапах их выполнения (анализ литературных данных, создание экспериментальной методики, изготовление мишени и образцов, подготовка и ее облучение вместе с образцами, измерения облученных образцов, обработка полученных γ -спектров и вычисление значений скоростей реакций, определение флюенса протонов, определении потоков нейтронов и протонов на поверхности и внутри свинцовой мишени, определении выхода нейтронов а также моделировании экспериментальных результатов). Определение номенклатуры используемых активационных образцов и энергии налетающих протонов, создание расчетной модели, а также анализ полученных экспериментальных и расчетных результатов были проведены автором совместно с научным руководителем.

Апробация работы. Результаты работы лично докладывались автором на:

- 1) Юбилейной научной сессии-конференции секции ЯФ ОФН РАН "Физика фундаментальных взаимодействий", посвященная 60-летию ИТЭФ. 5 - 9 декабря 2005 года;
- 2) Международной конференцией "NUFRA2007-International Conference on Nuclear Fragmentation", Antalya (Kemer), September 24-October 1, 2007;
- 3) На рабочей встрече участников Координационного Исследовательского Проекта (CRP) «Анализ численных и экспериментальных бенчмарков для электроядерных установок», Вена, МАГАТЭ, февраль 2009 г.

Список основных публикаций автора по теме диссертации

1. Titarenko Yu. E., Batyaev V.F., Zhivun V.M., Koldobsky A.B., Trebukhosky Yu.V., Karpikhin E.I., Mulambetov R.D., Mulambetova S.V., Nekrasov Yu.V., Titarenko A.Yu., Lipatov K.A., Sharkov B.Yu., Golubev A.A., Fertman A.D., Turtikov V.I., Kantsyrev A.V., Roudskoy I.V., Smirnov G.N., Barashenkov V.S., Gudima K., Baznat M., Mashnik S.G., Prael R.E. Nuclide production cross Sections for ^{59}Co and $^{\text{nat}}\text{Cu}$ Irradiated with 0.2 GeV and 2.6 GeV Protons and 0.2 GeV/Nucleon Carbon Ions. // Proc. AccApp'03, Embedded Topical Meeting «Accelerator Applications in a Nuclear Renaissance», San Diego, California, 1-5 June 2003, ANS, La Grange Park, IL 60526, USA, 2004, pp. 59-66.
2. Титаренко Ю.Е., Батяев В.Ф., Бутко М.А., Павлов К.В., Титаренко А.Ю., Машник С.Г., Игнатюк Ф.В., Барашенков В.С. Образование остаточных радиоактивных ядер-продуктов в тонких мишенях из ^{209}Bi , $^{\text{nat}}\text{Pb}$, ^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{208}Pb облучаемых протонами с энергиями от 0.03 до 2.6 ГэВ. Ядерная физика, 2007, том 70, №7, с.1188-1192.
3. Титаренко Ю.Е., Батяев В.Ф., Бутко М.А., Машник С.Г., Павлов К.В., Прэл Р.Е., Титаренко А.Ю. Измерение и моделирование скоростей пороговых реакций на W-На мишеней, облучаемой протонами с энергией 0.8 МэВ. Ядерная физика, 2007, том 70, №7, 1193-1198.
4. Titarenko Yu. E., Batyaev V. F., Titarenko A. Yu., Butko M.A., Pavlov K.V., Tikhonov R.S., Florya S.N., Mashnik S.G., Ignatyuk A.V., Gudowski W. Residual nuclide formation in $^{206,207,208,\text{nat}}\text{Pb}$ and ^{209}Bi induced by 0.04-2.6 GeV Protons as well as in ^{56}Fe Induced by 0.3-2.6 GeV Protons. Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Texnology, Nice, Frace, 22 - 27 April, 2007 p.p. 1099-1102.
5. Titarenko Yu. E., Batyaev V. F., Titarenko A. Yu., Butko M.A., Pavlov K.V., Tikhonov R.S., Florya S.N., Mashnik S.G., Gudowski W. High Energy Threshold Reaction Rates on 0.8 GeV proton-irradiated thick Pb-target. Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Texnology, Nice, Frace, 22 - 27 April, 2007 p.p. 1209-1212.

6. Titarenko Yu., Batyaev V., Pavlov K., Butko M., Phlorya S. Tikhonov R., Titarenko A., Ignatyuk A. Nuclear data requirements for accelerator-driven systems. NUFRA2007-International Conference on Nuclear Fragmentation”, Antalya(Kemer), September 24-October 1, 2007, <http://fias.uni-frankfurt.de/historical/nufra2007/talks/titarenko.pdf>
7. Titarenko Yu. E., Batyaev V. F., Titarenko A. Yu., Butko M.A., Pavlov K.V., Mashnik S.G., Ignatyuk A.V. Fragmentation products from lead isotopes and bismuth induced by 0.04-2.6 GeV proton, “NUFRA2007-International Conference on Nuclear Fragmentation”, Antalya (Kemer), September 24-October 1, 2007 <http://fias.uni-frankfurt.de/historical/nufra2007/>
8. Titarenko Yu. E., Batyaev V. F., Titarenko A. Yu., Butko M.A., Pavlov K.V., Tikhonov R.S., Florya S.N., Mashnik S.G, Gudowsky W., Sobolevsky N.N. Rates of high energy threshold reactions on extended lead target induced by 0.8 GeV protons. “NUFRA2007-International Conference on Nuclear Fragmentation”, Antalya(Kemer), September 24-October 1, 2007 <http://fias.uni-frankfurt.de/historical/nufra2007/>
9. Батяев В.Ф., Бутко М.А., Павлов К.В., Титаренко А.Ю., Титаренко Ю.Е., Тихонов Р.С., Флорья С.Н., Шарков Б.Ю., Соболевский Н.М., Фортов В.Е., Пономарев-Степной Н.Н. Анализ основных ядерно-физических особенностей взаимодействия протонных пучков с тяжелыми металлическими мишенями. АЭ, 2008, том 104, вып.4, с. 242-249.
10. Titarenko Yu., Batyaev V., Titarenko A., Butko M., Pavlov K., Florya S., Tikhonov R., Sobolevsky N., Mashnik S., Gudowski W. Radioactive Nuclide Formation in Proton-Irradiated Extended Lead-Target. Proceedings First International Workshop on Accelerator Radiation Induced Activation ARIA 2008, October 13-17, 2008 Paul Scherrer Institut, Villigen, Switzerland, PSI Proceedings 09-01, January 2009, ISSN 1019-0643, 119-127.
11. Титаренко Ю.Е., Батяев В.Ф., Титаренко А.Ю. Живун В.М. Детальные данные пороговых скоростей реакций на внешней поверхности и внутри толстой *Pb* мишени, облученной протонами с энергией 0,8 ГэВ. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. вып. 1, 221 с., 2009.

12. Титаренко Ю.Е., Батяев В.Ф., Титаренко А.Ю., Живун В.М., Павлов К.В., Бутко М.А., Флоря С.Н., Тихонов Р.С., Машник С.Г. Экспериментальное определение и расчетное моделирование пороговых скоростей реакций в толстой свинцовой мишени, облученной протонами энергией 0,8 ГэВ. АЭ, т. 107, вып.1, с. 37-46, 2009.
13. Titarenko Yu., Batyaev V., Titarenko A, Butko M., Pavlov K., Florya S., Tikhonov R., Sobolevsky N., Mashnik S., Gudowski W., Mokhov N., Rakhno I. Residual radioactive nuclide formation in 0.8-GeV proton-irradiated extended Pb-target. Nuclear Technology, v.168, p.p.631-636, Dec., 2009.
14. Titarenko Yu. E, Batyaev V.F., Zhivun V.F., Titarenko A.Yu., Butko M.A., Pavlov K.V., Florya S.N., Gudowski W. Measurements of the neutron field characteristics inside and on the surface of the Pb target micromodel exposed to 0.8 GeV protons. INDC(CCP)-0448, IAEA, October 2009, <http://www-nds.iaea.org/reports-new/indc-reports/indc-ccp/indc-ccp-0448.pdf>