

ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи



Воронко Владимир Александрович

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ
РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЯДРАМИ В ПРОТЯЖЕННОЙ
СВИНЦОВОЙ МИШЕНИ**

01.04.16 – физика ядра и элементарных частиц

**Автореферат диссертации на соискание
ученой степени кандидата
физико-математических наук**

Харьков — 1994



AB 29.955

Диссертация является рукописью
Работа выполнена в Харьковском физико-техническом институте.

Научные руководители:
доктор физико-математических наук,
профессор К.Д.Толстов
кандидат физико-математических наук
В.Я.Костин

Официальные оппоненты:
кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Машкаров Юрий Григорьевич (Харьковский государственный университет)
доктор физико-математических наук, профессор Копанец Евгений Григорьевич (Харьковский инженерно-строительный институт)

Ведущая организация:
Институт ядерных исследований АН Украины, г.Киев

Защита диссертации состоится " 8 апреля 1994 года
в 15 час. на заседании специализированного совета Д.068.31.03 в Харьковском университете (310108, г.Харьков-108, пр.Курчатова, 31, ауд. 301)

С диссертацией можно ознакомиться в Центральной научной библиотеке ХГУ (Украина, 310077 г.Харьков, пл.Свободы, 4)

Автореферат разослан "4" марта 1994г.

Ученый секретарь специализированного совета, доцент Аваренков Н.А.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Изучение процесса взаимодействия релятивистских ядер с квазибесконечными мишенями первоначально было стимулировано проектами по созданию интенсивных (с плотностью потока порядка 10^{16} н/см²с) источников нейтронов и возможностью их использования для целей электроядерного бриддинга.

Большому числу теоретических работ по данному вопросу соответствует крайне ограниченная экспериментальная информация. Так, в настоящее время отсутствуют экспериментальные данные о взаимодействии протонов и дейтронов с энергией выше 1 ГэВ с мишенями из тяжелых элементов, и полностью отсутствует информация о взаимодействии с такими мишенями легких ядер. Это делает актуальной задачу экспериментального исследования процессов взаимодействия легких ядер с квазибесконечными мишенями из тяжелых элементов, в которых образуемое нейтронное поле является результатом не только межъядерного каскадного взаимодействия, но и результатом испарительного процесса из высоковозбужденных осколков, образующихся в реакциях расщепления, и высокоэнергетического деления.

Цель работы состояла в получении новой экспериментальной информации о ядернофизических процессах протекающих внутри свинцовой мишени под действием протонов, дейтронов, α -частиц, ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^{12}\text{C}$ с энергиями в диапазоне от 1,5 до 3,7 ГэВ/нуклон и сравнении полученной экспериментальной информации с результатами расчетов выполненных в рамках каскадно-испарительной модели по методу Монте-Карло.

Научная новизна. Впервые в рамках единого методического под-

хода экспериментально исследовано взаимодействие релятивистских легких ядер со свинцовой мишенью. Использование в экспериментах протяженной свинцовой мишени позволило изучать процессы каскадного размножения частиц на расстояниях значительно превышающих средние ядерные пробеги ускоренных ядер.

С помощью созданной экспериментальной установки получены следующие характеристики нейтронных полей, генерируемых внутри свинцовой мишени релятивистскими ядрами:

- пространственные распределения нейтронов;
- энергетические спектры нейтронов;
- энергетические затраты на образование нейтрона.

Практическая значимость. Полученные в работе результаты имеют важное значение для:

- создания эффективной защиты от нейтронов на ускорителях;
- оптимизации защиты спутников от ядерной компоненты космического излучения;
- создания интенсивных нейтронных генераторов;
- моделирования электроядерного способа получения атомной энергии;
- решения проблемы трансмутации радиоактивных продуктов атомной энергетики.
- проверки результатов моделирования прохождения высокоэнергетического излучения через вещество.

Созданная экспериментальная установка позволяет при малых затратах времени получать данные по генерации нейтронов в мишенях различного ядерного состава и различной конфигурации, облучаемых релятивистскими ядрами.

Апробация результатов работы и публикации. Основные

результаты работы докладывались на 5-й Всесоюзной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок (Противно, 1989); на Ученых советах ОИЯИ (г.Дубна) и ХФТИ; представлены в 10 научных работах, опубликованных в препринтах ОИЯИ, ХФТИ и журнале "Атомная энергия".

На защиту выносятся следующие положения диссертации

1. Результаты и анализ данных по пространственным распределениям нейтронных полей, генерируемых внутри протяженной свинцовой мишени пучками протонов, дейтронов, альфа-частиц и ядер углерода-12.
2. Экспериментальные результаты исследования энергетических спектров нейтронов внутри свинцовой мишени для пучков протонов, дейтронов и альфа-частиц.
3. Экспериментальные значения энергозатрат на генерацию одного нейтрона для пучков дейтронов, альфа-частиц, ядер углерода-12 и лития-7.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения; содержит 92 страницы, включая 10 таблиц, 26 рисунков и список литературы из 68 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении приводятся общие сведения о работе: актуальность проблемы, цель и новизна работы, формулируются основные положения выносимые на защиту.

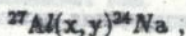
В первой главе приводится описание экспериментальной установки и спектрометрического тракта, методики мониторинга пучков релятивистских заряженных частиц, используемых в экспериментах, методики определения эффективности спектрометров, а также описание программы автоматической обработки γ -спектров, работающей в среде DOS многоканального анализатора импульсов LP-4900B.

Эксперименты были выполнены на канале медленного вывода пучка 1В синхрофазотрона Лаборатории высоких энергий ОИЯИ. Опыты проводились на пучках протонов, дейтронов, α -частиц, ядер ${}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$. Для исследования взаимодействия релятивистских ядер с протяженной мишенью использовалась свинцовая мишень размерами $50 \times 50 \times 80 \text{ см}^3$, весом более 2,2 т.

Мишень имеет 80 вертикальных сквозных каналов диаметром 10 мм, в которых размещались камеры деления КНТ-8 и фольги из природного урана диаметром 8 мм и толщиной 1 мм. Для уменьшения вылета нейтронов через переднюю грань мишени пучок ускоренных частиц вводился в канал по центру мишени размерами $10 \times 10 \text{ см}^2$. Глубина канала подбиралась таким образом, чтобы развитие межъядерного каскада начиналось приблизительно на одном расстоянии от переднего торца мишени вне зависимости от типа и энергии налетающих частиц. Юстировка пучков по отношению к оси мишени проводилась с помощью камер деления,

расположенных симметрично относительно входного канала. Сигналы с КНТ-8 поступают в 50-канальный блок зарядочувствительных усилителей, далее импульсы посылаются на формирователи, пороги которых выставлены на уровне исключающем регистрацию шумов усилителя и собственного α -фона КНТ-8. После этого, через стандартный последовательный интерфейс информация поступает в ЭВМ MERA-60/45, расположенную на расстоянии порядка 300 м.

Для определения полного флюенса упавших на мишень ускоренных ядер, в тех случаях, когда известно сечение образования ^{24}Na в реакции



используется активация алюминиевых фольг. Полное число образующихся ядер ^{24}Na определяется по выходу γ -квантов с энергией 1368,5 кэВ и 2754 кэВ, сопровождающих β -распад ^{24}Na . В наших экспериментах энергия налетающих частиц менялась в диапазоне 1,5–8,1 ГэВ/нуклон. Отметим, что сечение реакции слабо зависит от энергии падающих частиц в данном энергетическом интервале.

Наряду с мониторингом с помощью активации алюминиевых фольг, определение полного флюенса проводилось методом, который основывается на том, что при малой интенсивности ускоренного пучка - $10^2 + 10^6$ частиц в дикле, за несколько сот диклов определяется с помощью фотоэмульсии полное число заряженных частиц упавших на свинцовый блок. Одновременно несколькими камерами деления расположенными внутри мишени производится регистрация нейтронов, образующихся в результате взаимодействия релятивистских частиц с блоком. Суммарное число частиц, которое затем подсчитывается в фотоэмульсии, сопоставляется с числом отсчетов в камерах деления, тем самым определяется коэффициент пересчета для последующих измерений при максимальных интенсивностях пучка. Значения полного флюенса, полу-

ченные описанным выше методом, находятся в хорошем согласии с результатами, полученными с помощью алюминиевых фольг.

Результатом взаимодействия генерируемого нейтронного потока с урановыми фольгами и активационными детекторами, размещенными внутри свинцового блока для определения энергетического спектра нейтронов, является образование продуктов нейтронных реакций

$$(n, n'\gamma), (n, p), (n, f), (n, \alpha), (n, \gamma), (n, xn)$$

и других. Бета-распад этих продуктов сопровождается, как правило, испусканием γ -квантов. Спектры содержат большое число γ -линий, поэтому для выделения гамма-излучения искомого элемента без химической обработки образца необходимо использовать спектрометр с хорошей разрешающей способностью.

После окончания процесса облучения свинцовой мишени гамма-спектры урановых фольг и активационных детекторов измерялись двумя Ge(Li) спектрометрами. Фотоэффективность спектрометров определялась в геометрии измерения, для которой наведенная активность образцов не приводила к перегрузке спектрометров. В качестве градуировочных источников был использован набор источников ОСГИ.

Вследствие относительно небольших интенсивностей, сбрасываемых на мишень в одном пикеле (так для пучка ^{12}C с энергией 3.66 ГэВ/нуклон за один пикел на мишень падало $3,5 \times 10^{11}$ ядер), полное время облучения для различных пучков составило от 4 до 13 часов. Практически во время всех сеансов происходили остановки ускорителя, а также изменения интенсивности пучка. Формула для определения полного числа ядер, наработанных в результате реакции $X(n, \dots)Y$, в этом случае имеет следующий вид:

$$N_Y = \frac{S_T k_s \lambda}{\epsilon \cdot f \cdot \exp(-\lambda T_2) (1 - \exp(-\lambda T_3))} \times$$

$$\times \frac{\sum_{i=1}^n k_i(t_{2i} - t_{2i-1})}{\sum_{i=1}^n k_i(1 - \exp(-\lambda t_{2i-1} - \lambda t_{2i})) \exp(-\lambda t_{2i} - \lambda t_{2n})},$$

где λ — постоянная распада нуклида Y , S_γ — площадь пика γ -линии, k_γ — коэффициент самопоглощения гамма-излучения в детекторе, ε — эффективность регистрации γ -линии детектором, f — квантовый выход, T_1 — время работы ускорителя, T_2 — время выдержки, T_3 — время измерения, k_i — относительные интенсивности нейтронного излучения в различные интервалы времени $t_{2i-1} - t_{2i}$ работы ускорителя.

В случае отсутствия остановок и стабильной работы ускорителя предыдущее выражение принимает вид:

$$N_Y = \frac{S_\gamma k_\gamma \lambda T_1}{\varepsilon \cdot f \cdot (1 - \exp(-\lambda T_1)) \exp(-\lambda T_2) (1 - \exp(-\lambda T_3))}.$$

Для автоматической обработки гамма-спектров разработана программа на языке BASIC, работающая в DOS многоканального анализатора LP-4900B. Основное внимание при разработке программы было уделено корректному определению площадей пиков. Площади одиночных пиков с "хорошей" статистикой ($A/FON > 5$) определяются исходя из предположения о гауссовой форме пика. Площади одиночных пиков с "малой" статистикой ($A/FON < 5$) определяется путем поканального суммирования с последующим вычитанием фона. Анализ работы программы показывает, что точность определения площадей одиночных пиков не может быть улучшена в имеющихся статистических условиях наших экспериментов только за счет дополнительной обработки.

Определение площадей "разделенных" дуплетов и мультиплетов (т.е. мультиплетов с появляющимися на спектре максимумами отдельных пиков) осуществляется также автоматически, путем предварительного определения приближенных амплитуд отдельных пиков, нахождения суммарной площади мультиплета и вычисления соответствующих пропор-

циональных площадей отдельных пиков (полуширина всех пиков в мультиплексе предполагается одинаковой, что обычно соответствует действительности). Модельный анализ такого подхода к нахождению площадей мультиплетных пиков показал, что в большинстве случаев возможная систематическая ошибка, которая не входит в определяемую статистическую ошибку в величине площади отдельного пика во мультиплексе, не превышает 4 + 8 %.

Во второй главе диссертации представлены результаты измерения пространственного распределения нейтронного потока, генерируемого пучками протонов, дейтронов, α -частиц и ядер ^{12}C .

С целью определения пространственного распределения нейтронов в свинцовой мишени были выполнены экспериментальные исследования взаимодействия протонов с импульсом 9 ГэВ/с, дейтронов, α -частиц и ядер ^{12}C с импульсом 4,5 ГэВ/с на нуклон. Нейтронный поток, генерируемый ускоренными ядрами, регистрировался с помощью урановых фольг.

После окончания процесса облучения свинцового блока проводилось измерение γ -спектров урановых фольг $\text{Ge}(\text{Li})$ - спектрометром. Урановые фольги выдерживались в течении > 4 часов после завершения облучения для достижения 99,9% распада урана-239. Основная масса линий в спектрах облученных фольг есть излучение радиоактивных осколков деления и γ - излучения из естественного распада урана и его продуктов. Время выдержки урановых фольг более 4 часов обеспечивает отсутствие примесей в гамма-линии 277,6 КэВ, которая использовалась в качестве основной для определения количества наработанного плутония. Это подтверждается контрольным определением количества плутония, выполненным по двум гамма-спектрам, измеренным двумя $\text{Ge}(\text{Li})$ - спектрометрами через 5,5 и 39,3 часа после облучения. Полученные значения количества ядер плутония-239 в контрольной фольге урана совпали

в пределах статистической ошибки. Кроме того, полученный результат указывает на отсутствие систематической ошибки. Количество наработанного плутония в урановых фольгах, расположенных в различных каналах свинцовой мишени, для всех использованных пучков приведены в таблице 1.

Значения выхода плутония-239 нормированы на интегральную интенсивность ускоренного пучка и массу фольги. Выход плутония в центральной части мишени для пучков протонов и дейтронов одинаков в пределах ошибок, для пучка α -частиц примерно в два раза больше, а для ядер ^{12}C примерно в семь раз выше, чем для протонов и дейтронов. Максимальный выход нейтронов для всех пучков находится на расстоянии $Z = 27 - 35$ см от переднего торца мишени, т.е. на расстоянии среднего пробега в свинце.

В диссертации было проведено сравнение экспериментальных распределений нейтронного потока с распределениями, полученными с помощью теоретических расчетов. Наиболее подходящим способом теоретического воспроизведения ядерно-физических процессов, происходящих в мишени, является применение метода Монте-Карло. Теоретическое рассмотрение основывается на каскадно-испарительной модели взаимодействия частиц и ядер с ядрами. Возможность образования барионных и мезонных резонансов в NN - и πN -соударениях, а также взаимодействие каскадных частиц между собой в процессе развития внутриядерного каскада в расчетах игнорируется. В расчетах форма мишени аппроксимируется цилиндром эквивалентного объема.

Сравнение расчетных результатов с экспериментальными данными приводится на рис.1 и рис.2.

Все теоретические кривые нормируются по соответствующим распределениям (n, γ) -реакций для первичного дейтронного пучка, т.е. эти данные имеют наименьшую погрешность. Отметим хорошее согласие

Таблица 1. Выход ^{239}Pu ($\times 10^4$) на 1 г урана

Z; R	^{12}C	α	d	p
27; 0	$15,7 \pm 2,0$	$4,54 \pm 0,64$	$2,39 \pm 0,23$	$2,19 \pm 0,38$
35; 0	$17,7 \pm 2,2$	$3,85 \pm 0,58$	$2,28 \pm 0,23$	$2,20 \pm 0,36$
44; 0	$16,0 \pm 2,0$	-	$1,92 \pm 0,19$	$1,86 \pm 0,31$
52; 0	$13,3 \pm 1,6$	$2,23 \pm 0,39$	$1,63 \pm 0,17$	$1,61 \pm 0,27$
60; 0	$10,0 \pm 1,2$	$2,10 \pm 0,25$	$1,37 \pm 0,13$	$1,04 \pm 0,18$
69; 0	$6,79 \pm 0,85$	$1,66 \pm 0,20$	$0,80 \pm 0,08$	$0,77 \pm 0,17$
78; 0	$3,38 \pm 0,45$	$0,87 \pm 0,11$	$0,47 \pm 0,05$	$0,24 \pm 0,04$
80; 0*	-	$0,64 \pm 0,13$	$0,30 \pm 0,04$	$0,29 \pm 0,03$
35; 20	$7,27 \pm 0,90$	-	$0,73 \pm 0,07$	$0,63 \pm 0,14$
35; 14	$10,9 \pm 1,3$	$2,25 \pm 0,35$	$1,18 \pm 0,12$	$1,09 \pm 0,13$
35; 7	$15,0 \pm 1,9$	$3,47 \pm 0,51$	$1,77 \pm 0,17$	$1,69 \pm 0,17$
35; 3	$16,2 \pm 2,0$	$3,85 \pm 0,58$	$2,13 \pm 0,21$	$1,70 \pm 0,29$
35; 10	$12,9 \pm 1,6$	-	$1,75 \pm 0,17$	$1,27 \pm 0,31$
35; 17	$8,26 \pm 1,01$	-	$1,22 \pm 0,12$	$0,86 \pm 0,08$
35; 24	$4,11 \pm 0,56$	$1,06 \pm 0,21$	$0,49 \pm 0,05$	$0,29 \pm 0,07$
3; 7	-	-	$0,54 \pm 0,07$	-
11; 7	-	-	$0,87 \pm 0,10$	$0,82 \pm 0,14$
19; 7	-	-	$1,32 \pm 0,15$	$1,46 \pm 0,23$
27; 7	-	-	$1,65 \pm 0,35$	$1,70 \pm 0,27$
35; 7	-	-	$1,76 \pm 0,18$	$1,68 \pm 0,27$
35; 10	-	$3,47 \pm 0,38$	-	-
44; 10	-	$2,94 \pm 0,43$	-	-
52; 10	-	$2,38 \pm 0,28$	-	-

* — для фольги за свинцовым блоком на оси пучка

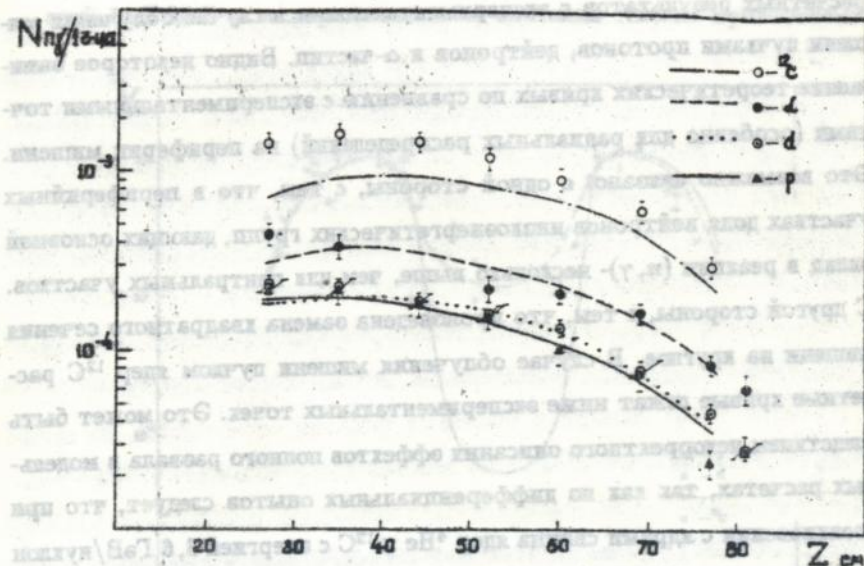


Рис.1. Z-распределение выхода ^{239}Pu , нормированного на одну ускоренную частицу и 1 г урана. Линии — результаты модельных расчетов

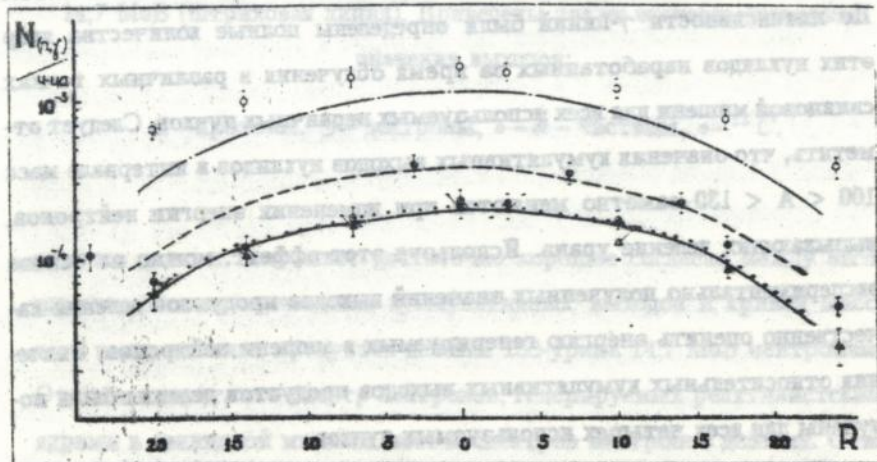


Рис.2. Радиальное распределение выхода ^{239}Pu , нормированного на одну ускоренную частицу и 1 г урана. Линии — результаты модельных расчетов

расчетных результатов с экспериментальными в случае облучения мишени пучками протонов, дейтронов и α -частиц. Видно некоторое занижение теоретических кривых по сравнению с экспериментальными точками (особенно для радиальных распределений) на периферии мишени. Это возможно связано, с одной стороны, с тем, что в периферийных участках доля нейтронов низкоэнергетических групп, дающих основной вклад в реакции (n, γ) - несколько выше, чем для центральных участков. С другой стороны, с тем, что произведена замена квадратного сечения мишени на круглое. В случае облучения мишени пучком ядер ^{12}C расчетные кривые лежат ниже экспериментальных точек. Это может быть следствием некорректного описания эффектов полного развала в модельных расчетах, так как из дифференциальных опытов следует, что при столкновении с ядрами свинца ядер ^4He и ^{12}C с энергией 3,6 ГэВ/нуклон с вероятностью 10 и 25%, соответственно, происходит полное разрушение ядер свинца на отдельные нуклоны.

В умеренных спектрах γ -излучения были идентифицированы γ -линии продуктов деления урана в интервале массового числа $A = 85 \dots 147$. По интенсивности γ -линий были определены полные количества ядер этих нуклидов наработанных за время облучения в различных точках сквозной мишени для всех используемых первичных пучков. Следует отметить, что значения кумулятивных выходов нуклидов в интервале масс $100 < A < 130$ заметно меняются при изменении энергии нейтронов, вызывающих деление урана. Используя этот эффект, можно на основе экспериментально полученных значений выходов продуктов деления качественно оценить энергию генерируемых в мишени нейтронов. Значения относительных кумулятивных выходов продуктов деления были получены для всех четырех используемых пучков.

На рис.3 сравниваются кривые массового распределения продуктов деления урана-238 нейтронами спектра деления и нейтронами с энер-

гней 14,7 МэВ и экспериментальные значения. Анализ приведенных на

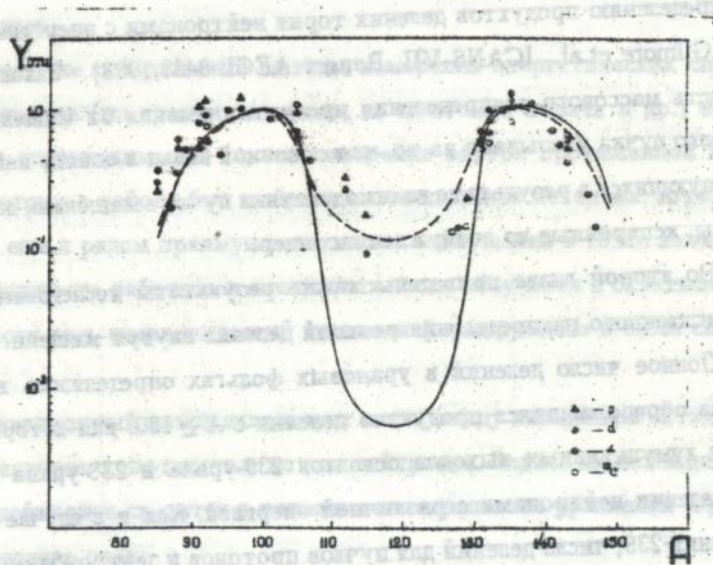


Рис.3. Кривые массового распределения продуктов деления ^{238}U нейтронами спектра деления (сплошная линия) и нейтронами с энергией 14,7 МэВ (штриховая линия). Приведены также экспериментальные значения выходов:

Δ - протоны, \odot - дейтроны, \bullet - α - частицы, \circ - ^{12}C .

рисунке данных показывает достаточно хорошее согласие между экспериментальными значениями куммулятивных выходов и кривой массового распределения продуктов деления ^{238}U -урана 14,7 МэВ нейтронами. Отсюда следует, что спектр нейтронов, генерируемых релятивистскими ядрами в свинцовой мишени жестче спектров нейтронов деления. Отметим, что при исследовании взаимодействия протонов с энергией 800 МэВ с торцевой мишенью длиной 36,6 см и эффективным радиусом 9,1 см

было получено массовое распределение осколков подобное массовому распределению продуктов деления тория нейтронами с энергией 14 МэВ (J.S.Gilmore et.al. ICANS-VII, Report AECL-8488,1983). Такая независимость массового распределения продуктов деления от мишени и первичного пучка указывает на то, что основной вклад в спектр нейтронов, образующихся в результате взаимодействия пучка с мишенью, дают нейтроны, испаренные из возбужденных ядер.

Во второй главе приведены также результаты исследования пространственного распределения реакций деления внутри мишени.

Полное число делений в урановых фольгах определялось из количества образовавшихся продуктов деления с $A \geq 130$, для которых значения кумулятивных выходов осколков 235-урана и 238-урана близки, при делении нейтронами с различной энергией. Как и в случае выхода плутония-239, число делений для пучков протонов и дейтронов практически одинаково. Число делений для пучка α -частиц примерно в два раза больше, а для ядер углерода-12 примерно в 4 раза больше числа делений для пучков протонов и дейтронов. Следовательно, использование ядер для генерации нейтронного потока приводит к росту как числа реакций радиационного захвата, так и делений. Отношение числа (n, γ) -реакций к числу (n, f) -реакций совпадает в пределах ошибок для пучков протонов, дейтронов и α -частиц и заметно увеличивается для пучка ^{12}C . Значения этих отношений составляет для протонов — $0,22 \pm 0,02$; для дейтронов — $0,20 \pm 0,03$; для α -частиц — $0,22 \pm 0,03$, а для ядер углерода-12 — $0,35 \pm 0,05$. Отметим, что поскольку деление урана-238 пороговый процесс, распределения числа делений отражает распределение нейтронов с энергией $E > 1$ МэВ.

В третьей главе рассматриваются результаты и методика исследования энергетических спектров нейтронов, образующихся в резуль-

тате взаимодействия пучков протонов, дейтронов и α -частиц со свинцовой мишенью.

Достаточно совершенные методы измерения энергетических спектров нейтронов (по времени пролета, по протонам отдачи и др.) оказываются непригодными в случае измерения внутри протяженной мишени. Поэтому в работе была выбрана активационная методика, которая обладает еще и рядом преимуществ: малые возмущения в точке измерения, возможность работать в смешанных полях излучения и охватывать практически весь энергетический диапазон формируемого в блоке спектра.

Активационный метод использует связь между наведенной активностью детекторов и плотностью потока нейтронов. Задача же нахождения спектра нейтронов сводится к решению интегрального уравнения Фредгольма первого рода:

$$Q_i = \int_0^{\infty} \varphi(E) \sigma_i(E) dE \quad \text{для } i = 1, \dots, n$$

где $\varphi(E)$ - искомый спектр нейтронов; $\sigma_i(E)$ - дифференциальное сечение i -ой реакции; Q_i - скорость i -ой реакции; n - число использованных детекторов. При решении интегрального уравнения использовался метод максимального правдоподобия (ММП).

Энергетические спектры нейтронов внутри свинцовой мишени были определены для пучков протонов с энергией 3,66 ГэВ, дейтронов и α -частиц с энергией 3,66 ГэВ на нуклон. Активационные детекторы размещались в каналах свинцовой мишени соответствующим максимальному значению интенсивности вторичных нейтронов. После окончания облучения проводилось измерение спектров γ -излучения наведенной активности в детекторах, из которых определялись Q_i - скорость i -ой реакции. Спектр генерируемых нейтронов по энергии весьма широк и простирается вплоть до энергии первичных налетающих частиц, поэтому

в качестве активационных детекторов следует подбирать такие, которые чувствительны к нейтронам в широком диапазоне энергии. В качестве основного активационного детектора был выбран кобальт. Кроме кобальта в проведенных измерениях были также использованы индий, золото, иттрий и природный уран.

Таблица 2. Экспериментальные значения скорости активации, 10^{21} с^{-1}

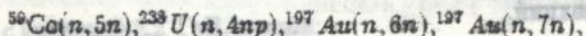
Реакция	$T_{1/2}$	Протоны	Дейтроны	α -частицы
$^{59}\text{Co}(n, p)^{59}\text{Fe}$	44,5 сут	—	$89,3 \pm 8,3$	$10,7 \pm 1,4$
$^{58}\text{Co}(n, \alpha)^{56}\text{Mn}$	2,58 ч	$5,1 \pm 1,$	51 ± 11	$9,5 \pm 0,5$
$^{59}\text{Co}(n, 2n)^{58}\text{Co}$	70,92 сут	78 ± 10	667 ± 54	143 ± 21
$^{59}\text{Co}(n, 3n)^{57}\text{Co}$	271,8 сут	$26,4 \pm 4,3$	190 ± 10	$40,6 \pm 5,2$
$^{59}\text{Co}(n, 5n)^{55}\text{Co}$	17,54 ч	—	$1,1 \pm 0,3$	$0,31 \pm 0,12$
$^{238}\text{U}(n, f)$	—	889 ± 296	9650 ± 950	2150 ± 510
$^{238}\text{U}(n, 2n)^{237}\text{U}$	6,75 сут	—	2040 ± 460	—
$^{238}\text{U}(n, 4np)^{234}\text{Pa}$	6,7 ч	—	43 ± 11	—
$^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$	4,49 ч	424 ± 87	—	1130 ± 150
$^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$	6,18 сут	232 ± 28	—	—
$^{197}\text{Au}(n, 4n)^{194}\text{Au}$	39,5 ч	$74,6 \pm 9,3$	—	—
$^{197}\text{Au}(n, 6n)^{192}\text{Au}$	5,03 ч	$19,2 \pm 4,3$	—	—
$^{197}\text{Au}(n, 7n)^{191}\text{Au}$	3,18 ч	$12,3 \pm 6,5$	—	—
$^{89}\text{Y}(n, 2n)^{88}\text{Y}$	106,6 сут	$72,3 \pm 8,8$	—	—
$^{89}\text{Y}(n, 3n)^{87}\text{Y}$	3,35 сут	$28,6 \pm 6,9$	—	—

Серия спектров, измеренных в течении длительного времени позволяет оценить периоды полураспада гамма-линий, присутствующих в спектрах, что повышает надежность идентификации радиоактивных нуклидов. Результаты анализа измеренных гамма-спектров представлены

в таблице 2.

Функции возбуждения реакций ($n, \text{хлур}$) в интервале энергий от 10 до 100 МэВ вычислялись по программе ALICE, реализующей статистическую модель ядерных реакций с включением предравновесной эмиссии нуклонов. Для описания предравновесного испускания используется гибридная модель с учетом геометрии реакции, сечения обратных реакций вычисляются по оптической модели. Параметры модели подбирались так, чтобы описать имеющиеся данные по выходу нуклонов при взаимодействии протонов и нейтронов с ядрами, но, к сожалению, такая информация крайне ограничена (особенно для нейтронов с энергией $E_n > 20$ МэВ). Сравнение с опубликованными данными дает хорошее согласие для нейтронов с энергией до 44 МэВ. На рис.4 приведены спектральные распределения интегральной плотности потока нейтронов, нормированные на полное число ускоренных частиц, для пучков протонов, дейтронов и α -частиц.

Выход нейтронов для α -частиц в два раза больше чем для дейтронов и примерно в 5 раз больше чем для протонов, что согласуется с результатами оценки интенсивности потоков нейтронов в свинцовой мишени из реакций $^{238}\text{U}(n, \gamma)$. Из анализа полученных результатов видно, что расчетные спектры удовлетворительно согласуются с восстановленными спектрами нейтронов для всех используемых пучков, за исключением энергетического диапазона в районе 50 МэВ, где происходит возрастание восстановленных спектров, в то время как расчетные спектры имеют монотонный характер убывания. Величина плотности потока нейтронов в этом диапазоне энергии определяется через скорости реакций



сечения которых взяты из расчета, поэтому сравнить их с экспериментальными данными невозможно из-за отсутствия последних. Указанные

флуктуации могут быть обусловлены тем, что расчет дает заниженные значения сечений перечисленных реакций.

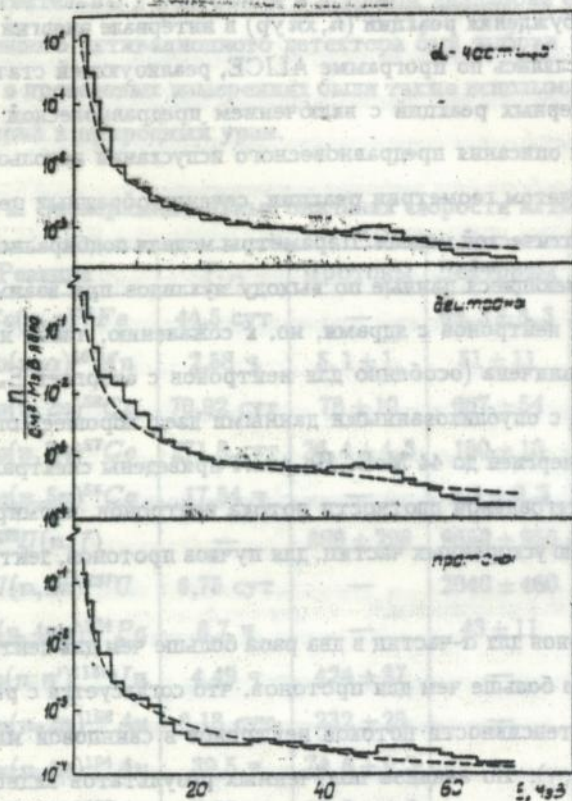


Рис.4. Спектральное распределение интегральной плотности потока нейтронов. Сплошная линия — восстановленный спектр нейтронов, пунктирная — результат расчета.

Программа восстановления нейтронных спектров была реализована на мини ЭВМ LP-4900B "AFORA". Создана библиотека сечений для 24 пороговых реакций.

В четвертой главе диссертации представлены результаты изме-

рения энергосатрат на образование одного нейтрона при взаимодействии релятивистских пучков заряженных частиц с протяженной свинцовой мишенью.

Количество энергии необходимое на образование одного нейтрона или выход нейтронов на одну упавшую на мишень частицу является одной из наиболее важных характеристик взаимодействия пучка высокоэнергетических ядер с мишенью, т.к. эта величина является определяющей для коэффициента полезного действия электроядерного реактора.

Выход нейтронов определяется суммой нейтронов, вылетевших из блока, и нейтронов, поглощенных внутри блока. Поскольку сечение поглощения на ядрах ^{207}Pb мало, свинцовые мишени почти прозрачны для нейтронов, которые только замедляются внутри мишени в результате неупругих столкновений с ядрами, в то время как для достаточно большой мишени из природного урана практически все нейтроны поглощаются в результате радиационного захвата и реакции деления. Таким образом, для определения энергетической стоимости нейтронов, генерируемых при взаимодействии релятивистских легких ядер со свинцовой мишенью, достаточно измерить количество нейтронов, вылетевших из мишени.

Для получения оценки полного выхода нейтронов и энергетической стоимости нейтрона при облучении свинцовой мишени пучками релятивистских легких ядер был использован способ измерения потока тепловых нейтронов с помощью активационных детекторов и камер деления. Эксперименты были выполнены на пучках ядер:

• ^2H с энергией 1,5 ГэВ/нуклон;

• ^4He с энергией 2,2 ГэВ/нуклон;

• ^7Li с энергией 2,2 ГэВ/нуклон;

^{12}C с энергией 1,87 ГэВ/нуклон.

Для регистрации нейтронов, вылетающих из свинцового блока, на его поверхности устанавливалась ванна с дистиллированной водой площадью $40 \times 40 \text{ см}^2$ и высотой 30 см, в центре которой на высоте 3-15 см от дна помещались камеры деления и урановые фольги. Ванна размещалась таким образом, чтобы ее центр находился над точкой, соответствующей максимальной интенсивности нейтронов внутри свинцовой мишени. Отсутствие нейтронов с энергией выше тепловой на высоте 3 см было проверено путем экранировки КНТ-8 слоем кадмия толщиной 1 мм. Если нейтроны получают в поглощающую среду бесконечной плоской поверхностью, то спад их плотности, как функция расстояния от поверхности, происходит по экспоненте. В нашем случае из свинцового блока вылетали незамедлившиеся нейтроны, и в результате в трех точках на указанных расстояниях, в пределах точности измерений 10-20%, был получен линейный спад плотности нейтронов, экстраполяция которой дала нулевую плотность нейтронов при $h_m = 17$ см. Причем в пределах статистической точности измерений, как и следовало ожидать, $h_m = \text{const}$ для всех ядер. При расчете числа вылетающих из блока нейтронов необходимо экстраполировать ко дну ванны число реакций $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ и $^{235}\text{U}(n, f)$. В соответствии с линейным спадом плотности нейтронов, увеличивается число реакций при $h = 1$ см в 2 раза по сравнению с $h = 3$ см. Отношение макроскопического сечения поглощения нейтронов в столбике воды к сечению реакции $^{235}\text{U}(n, f)$ в камерах КНТ-8 при эффективном слое урана 1,5 мг составит $1,2 \times 10^4$. Для урановых детекторов массой 1 г отношение макроскопического сечения в воде к макроскопическому сечению реакции $^{238}\text{U}(n, \gamma)$ в детекторе составит 27,4, а к сечению реакции $^{235}\text{U}(n, f)$ в детекторе - 17,8.

Определение абсолютного числа генерированных нейтронов прове-

дано в предположении, что практически все они вылетают из блока, т.е. очень малыми сечениями поглощения нейтронов в свинце можно пренебречь. Вследствие осевой симметрии пучка по отношению к центру блока очевидно, что генерация нейтронов и их вылет через боковые грани также симметричны, и на координатах Z вдоль пучка нейтронов выход пропорционален распределению плотности нейтронов внутри блока по Z . С помощью этих распределений установлено, что эффективная площадь боковых граней свинцовой мишени равна $S_{\text{бок}} = 10400 \text{ см}^2$ (при реальной площади — 10000 см^2 .) Это связано с тем, что урановые детекторы и счетчики КНТ-8 размещались в ванне с водой в месте, соответствующем максимальной плотности нейтронов внутри блока. Кроме того, был оценен вылет нейтронов через переднюю и заднюю торцевые грани блока. Эта величина составляет порядка 0,1 от вылета через боковые грани.

Результаты приведены в таблице 3, причем энергия генерации нейтрона, полученная по реакции (n, f) для пучков ${}^4\text{He}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$ определялась по камерам деления, а для ${}^2\text{H}$ по количеству делений в урановых детекторах.

Таблица 3. Энергозатраты на образование одного нейтрона в свинцовом блоке

Пучок	Энергия генерации нейтрона, МэВ		
	(n, γ)	(n, f)	среднее значение
d	$34,3 \pm 3,0$	$30,7 \pm 4,0$	$32,5 \pm 3,0$
${}^4\text{He}$	$30,3 \pm 4,0$	$26,2 \pm 6,0$	$28,3 \pm 8,0$
${}^7\text{Li}$	$30,4 \pm 8,0$	$33,0 \pm 5,0$	$31,7 \pm 6,0$
${}^{12}\text{C}$	$31,0 \pm 5,0$	$31,1 \pm 4,0$	$31,0 \pm 4,0$

Поскольку наименьшее расстояние в блоке от оси пучка равно 25 см, то минимальное усредненное число рассеяний нейтрона внутри блока больше 100 и в результате на гранях блока энергия нейтронов становится меньше порога реакции ($n, 2n$). Следовательно, найденное среднее значение энергозатрат на генерацию одного нейтрона можно считать приемлемым и для свинцового блока неограниченного размера.

Результаты обоих методов показывают, что усредненное для всех ядер значение энергии равно $32 \pm 5 \text{ МэВ}$.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы.

1. Создана экспериментальная установка для регистрации нейтронных потоков, генерируемых в протяженных мишенях релятивистскими ядрами, с помощью камер деления и активационных детекторов.
2. Разработан программный комплекс для обработки и анализа гамма-спектров.
3. Впервые измерено пространственное распределение нейтронных потоков, образующихся в результате взаимодействия пучков протонов с энергией 8,1 ГэВ, дейтронов, альфа-частиц и ядер ^{12}C при энергии 3,66 ГэВ/нуклон со свинцовой мишенью.
4. Проведено сравнение полученных экспериментальных данных с результатами модельных расчетов по методу Монте-Карло в рамках каскадно-испарительной модели и показано удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных результатов.
5. Получено массовое распределение продуктов деления в интервале массовых чисел $A = 85 - 143$ в фольгах из естественного урана, расположенных в каналах свинцовой мишени. Из сравнения полученного массового распределения продуктов деления с распределениями

для нейтронов с энергией 14 МэВ и нейтронов спектра деления установлено, что спектр нейтронов в свинцовой мишени жестче спектра деления.

6. Для экспериментального определения спектров нейтронов внутри свинцовой мишени модифицирована стандартная методика пороговых детекторов, что позволило восстанавливать спектр нейтронов до энергий ~ 100 МэВ.
7. Разработана программа восстановления спектра нейтронов, основанная на методе максимального правдоподобия. Проведено сравнение различных подходов к восстановлению спектров нейтронов (метод Найбера и ММП).
8. Впервые с помощью методики пороговых детекторов определены спектры нейтронов внутри свинцовой мишени для пучков протонов, дейтронов и альфа-частиц с энергией 3,66 ГэВ/нуклон и получено удовлетворительное согласие с результатами модельных расчетов.
9. Разработана методика и получены оценки энергозатрат на генерацию одного нейтрона для ускоренных пучков дейтронов, альфа-частиц, ядер лития-7 и углерода-12. Значения энергозатрат можно считать приемлемыми для бесконечной мишени.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Воронко В.А., Дьяченко В.М., Костян В.Я. и др. Генерация нейтронов в свинцовой мишени протонами, дейтронами и α -частицами с импульсом 4,5 ГэВ/с на нуклон: Препринт ОИЯИ Р-88-294, Дубна, 1988.

2. Воронко В.А., Дьяченко В.М., Костин В.Я. и др. Изучение взаимодействия релятивистских ядер со свинцовой мишенью. Гамма-спектрометрические исследования : Преприят ХФТИ 88-54, М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ 1988.
3. Воронко В.А., Костин В.Я., Дьяченко В.М. и др. Взаимодействие релятивистских протонов и ядер С со свинцовой мишенью: Преприят ОИЯИ Р1-88-703, Дубна, 1988.
4. Воронко В.А., Костин В.Я., Левчук Л.Г. и др. Измерение спектров нейтронов с энергиями до 100 МэВ: Тезисы докладов пятой всесоюзной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок. Протвино 1989, с. 177.
5. Воронко В.А., Дьяченко В.М., Костин В.Я. и др. Взаимодействие релятивистских протонов и ядер ^{12}C со свинцовой мишенью: Атомная энергия, 1989, том 66, вып. 3, с.215.
6. Воронко В.А., Дьяченко В.М., Костин В.Я. и др. Генерация нейтронов в свинцовой мишени протонами дейтронами и α -частицами с импульсом 4,5 ГэВ/с на нуклон: Атомная энергия, 1989, том 67, вып.4, с. 291.
7. Воронко В.А., Костин В.Я., Левчук Л.Г. и др. Экспериментальное и теоретическое исследование спектров нейтронов, генерируемых релятивистскими ядрами в массивной свинцовой мишени: Преприят ХФТИ 90-26, Харьков, 1990.
8. Воронко В.А., Дьяченко В.М., Костин В.Я. и др. Генерация нейтронов в протяженной свинцовой мишени: Атомная энергия, том 68, вып. 6, 1990, с.449.

Подписано в печать 28.02.94. Формат 60x84/16. Офсетн. печать.
Усл.п.л. 1.0. Уч.-изд.л. 1.0. Тираж 80. Заказ № 440.

Харьков - 108, ротاپринт ННЦ ХФТИ.

462753

AB 29.953

AB 29.953