

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

1

1991

Сборник подготовлен Физико-энергетическим институтом
и Комиссией по ядерным данным

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О. Д. КАЗАЧКОВСКИЙ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Б. Д. КУЗЬМИНОВ

С. С. Коваленко, В. Е. Колесов, В. Н. Манохин, Г. В. Мурадян, Ю. П. Попов,
Г. Н. Смиренкин, В. А. Толстиков, Г. Я. Труханов, Г. Б. Яньков, В. П. Ярына

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора Ф. Е. ЧУКРЕЕВ

В. В. Варламов, Б. Я. Гужовский, П. П. Дмитриев, В. В. Ежела, Б. В. Журавлев,
Р. Б. Иванов, Б. С. Ишханов, В. М. Кулаков, В. Е. Сторишко, Н. П. Чицова

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М. Н. НИКОЛАЕВ

А. П. Васильев, А. А. Дубинин, В. А. Дулин, С. М. Зарицкий, А. В. Звонарев,
В. Д. Казарицкий, А. Н. Камышан, А. А. Лукьянов, В. Д. Марковский,
Б. Г. Рязанов, Л. А. Трыков, В. В. Хромов, А. М. Цибуля, М. С. Юдкевич

Ответственный секретарь В. В. ВОЗЯКОВ

© — Центральный научно-исследовательский институт
информации и технико-экономических исследований
по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1991

МИНИСТЕРСТВО АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ И ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР
ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ
И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ
Научно-технический сборник
Выпуск 1

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ
КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Москва

Издается с 1971 г.

1991 г.

СОДЕРЖАНИЕ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Хохлов Ю. А., Иванов И. А., Виноградов Ю. И., Иньков В. И.,
Данилин Л. Д., Панин В. И., Полюнов В. Н.

Измерение энергетической зависимости среднего числа
мгновенных нейтронов при делении ^{235}U , ^{237}Np , ^{240}Pu
нейтронами с энергией от 0,5 до 12 МэВ..... 3

Вишневский И. Н., Желтоножский В. А., Мазур В. М., Биган З. М.

Сечение реакции $^{153}\text{Eu}(\gamma, n) ^{152m}\text{Eu}$ 21

Баханович Л. А., Мороговский Г. Б.

Оценка нейтронных сечений ^{233}U в тепловой области энергий..... 26

Мороговский Г. Б.

Параметризация нейтронных сечений ^{233}U
в энергетическом интервале 1-100 эВ..... 30

Породзинский Ю. В., Суховицкий Е. Ш.	
Об аппроксимации спектров мгновенных нейтронов деления.....	35
Бергман А. А., Бескорский А. И., Данилов В. Ф., Маликхонов А., Медведев А. Н., Самсонов А. Е.	
Экспериментальные ошибки при определении ядерных данных, связанные с изменением эффективности регистрации газовых счетчиков ядерных частиц.....	41

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Араддад С. Ю., Дюфани М. М., Злитни С. М., Ратеб Дж. М. Демидов А. М., Михайлов И. В.	
Смеси мультиполей в γ -переходах ^{112}Cd из реакции $(n, n'\gamma)$	47

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Бедняков С. М., Савоськин М. М., Хайнцельман Б.	
Проверка надежности учета гетерогенных и билинейных эффектов при анализе реактивности экспериментов на быстрых критических сборках.....	64
Звонарев А. В., Колыженков В. А., Матвеев О. В., Прошин И. М., Семенов М. Ю., Цибуля А. М.	
Измерение отношений средних сечений в реакторе БН-350 со вставкой из металлического урана.....	79

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

УДК 539.17

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СРЕДНЕГО ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ ^{235}U , ^{237}Np , ^{240}Pu НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ОТ 0,5 ДО 12 МэВ

Ю. А. Хохлов, И. А. Иванов, Ю. И. Виноградов, В. И. Иньков,
Л. Д. Данилин, В. И. Панин, В. Н. Полюнов

Всесоюзный научно-исследовательский институт
экспериментальной физики, г. Арзамас

THE ENERGY DEPENDENCE MEASUREMENTS OF AVERAGE NUMBER OF PROMPT NEUTRONS FROM NEUTRON-INDUCED FISSION OF ^{235}U , ^{237}Np AND ^{240}Pu FROM 0,5 TO 12 MeV. The results of energy dependence measurements of average prompt neutrons multiplicity during neutron-induced fission of ^{235}U , ^{237}Np and ^{240}Pu from 0,5 to 12 MeV are presented. The measurements were carried out at linear electron accelerator of All-Union Scientific Research Institute of Experimental Physics with time-of-flight techniques relative to $\bar{\nu}_p = 3,756$ for ^{252}Cf . Fission acts were registered by parallel plate avalanche detector for fission fragments, neutron from fission - by the big liquid scintillator detector loaded with gadolinium.

Постановка настоящей работы определялась задачей измерения среднего числа мгновенных нейтронов ($\bar{\nu}_p$), испускаемых при делении тяжелых высоко α -активных изотопов нейтронами с энергией 0,5-10 МэВ. Для таких изотопов подобные данные либо отсутствуют, либо крайне немногочисленны. На первом этапе этих исследований проведены измерения $\bar{\nu}_p(E_n)$ для изотопов ^{235}U , ^{237}Np и ^{240}Pu .

Существующие экспериментальные данные для ^{237}Np обнаруживают систематические расхождения [1-3], выходящие за пределы объявленных погрешностей измерений, а данные для ^{240}Pu получены лишь в двух работах [4,5], причем в одной из них с достаточно большой ошибкой [5].

Измерения $\bar{\nu}_p(E_n)$ для ^{237}Np и ^{240}Pu проведены одновременно с измерениями для ^{235}U с целью повышения достоверности получаемых результатов, поскольку ход зависимости $\bar{\nu}_p(E_n)$ в диапазоне 0,5-10 МэВ для ^{235}U измерен достаточно детально [6].

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Общая схема измерений

Геометрия эксперимента представлена на рис.1. Источником нейтронов служила урановая мишень с водяным охлаждением на линейном ускорителе электронов [7]. Измерения проведены при следующих параметрах электронного пучка ускорителя:

- средняя энергия ускоренных электронов - 50 МэВ;
- средний ток электронов - 220 мкА;
- частота повторения импульсов электронов - 2400 Гц;
- длительность импульсов электронов - 12 нс.

Коллимированный пучок нейтронов через вакуумный нейтронпровод с формирующими коллиматорами попадал на сборку плоскостепенных лавинных детекторов (ППЛД) осколков со слоями делящихся изотопов, установленную в центре большого жидкостного сцинтилляционного детектора (БЖСД), объемом 400 л, содержащим в своем растворе гадолиний. БЖСД располагали за защитным коллиматором длиной 1,5 м, представлявшим собой цилиндрическую сборку с чередующимися слоями парафина с карбидом бора и чугуновой дроби с карбидом бора, защищавшим детектор от прямого попадания тормозного и нейтронного излучения из мишени ускорителя. Кроме того, коллиматором формировали пучок нейтронов диаметром 20 мм.

Акты деления регистрировали лавинным детектором осколков, нейтроны - БЖСД после их замедления и захвата ядрами гадолиния.

Селекцию нейтронов, вызвавших деление, вели методом времени пролета. Момент вылета нейтрона фиксировали по импульсу тормозного излучения ускорителя, зарегистрированного отдельным быстрым сцинтилляционным детектором, время попадания на образец - по сигналу от осколков деления в ППЛД. Пролетное расстояние в экспериментах составляло 28,5 м.

За БЖСД в коллимированном пучке нейтронов устанавливали ППЛД со слоем ^{235}U , предназначенный для непрерывного измерения коррелированного с первичным потоком нейтронов фона в нейтронном канале регистрации. Акт деления в фоновом ППЛД разрешал регистрацию импульсов с БЖСД. Нейтроны, испускаемые при делении в фоновом детекторе, подавляли дополнительной защитой. Измерения проводили относительно $\bar{\nu}_p = 3,756$ спонтанного деления ^{252}Cf .

Детектор нейтронов

Детектор нейтронов представлял собой цилиндрический бак диаметром и высотой 800 мм (объем бака - 400 л), заполненный жидким сцинтиллятором,

содержащим гадолиний. Объем бака просматривался 12 фотоумножителями ФЭУ-49Б с диаметром фотокатода 150 мм, которые располагали на торцевых фланцах по шесть с каждой стороны.

Бак был заполнен сцинтиллирующим раствором на основе толуола (сцинтиллирующие добавки р-терфинил - 3 г/л, PPOP - 0,1 г/л) с растворенным в нем оксалатом гадолиния. Конечная концентрация гадолиния, определенная атомно-абсорбционным методом, составила 0,9% весовых.

Такая концентрация гадолиния в растворе определяла, как показали проведенные измерения и расчеты по методу Монте-Карло, среднее время жизни нейтронов в детекторе 10 мкс.

Эффективность регистрации нейтронов БЖСД составила $0,659 \pm 0,008$ при пороге регистрации 2,5 МэВ по γ -квантам.

Плоскопараллельный лавинный детектор осколков деления

Выбор ППД для регистрации актов деления был обусловлен несколькими причинами: высоким временным разрешением (менее 1 нс), малой чувствительностью к тормозному излучению, способностью выделять импульсы от осколков при высокой (около 10^8 распадов в секунду) α -активности образцов, и что особенно важно для данной методики, небольшим давлением рабочего газа (1-5 мм рт.ст.), поскольку оно в основном определяет фон нейтронов, рассеянных в центральном канале БЖСД.

Для уменьшения фона рассеянных нейтронов на материалах конструкции ППД были приняты специальные меры. Вакуумным корпусом ППД служила труба длиной 4 м, проходившая от середины формирующего коллиматора за защиту, установленную за БЖСД, что позволяло исключить фон нейтронов, рассеянных на входных окнах детектора. Слои наносили на серебряные подложки толщиной 2 мкм, диаметром 50 мм (диаметр слоев 20 мм, равный диаметру пучка нейтронов), давление наполнявшего детектор газа (пары пентана) составляло 2 мм рт.ст.

Подложки слоев служили собирающими электродами ППД, в качестве высоковольтных электродов использовали пустые подложки. Зазор между электродами составлял 3,2-3,3 мм.

Каждый ППД с разными исследуемыми изотопами собирали в отдельный независимый блок, электроды которого были соединены с герметичными высокочастотными разъемами, установленными на боковой поверхности вакуумного корпуса за БЖСД. Высоковольтное питание (≈ 300 В) было общим для каждой пары детекторов.

Корпус детекторов откачивали до давления 10^{-6} мм рт.ст. и наполняли парами пентана до 2 мм рт.ст. Перед наполнением детектора пентан очищали путем замораживания до температуры жидкого азота с последующей откачкой до давления 10^{-6} мм рт.ст. Такую процедуру повторяли 4-5 раз. Детектор перенаполняли во время измерений при ухудшении амплитудного распределения импульсов от осколков с ППД (через 12 часов).

Всего в корпусе ППД располагали четыре детектора в центре БЖСД (три - с исследуемыми изотопами и один с ^{252}Cf) и два - за задней защитой (^{235}U и ^{252}Cf). Количество посторонних делящихся изотопов в образцах не превышало 0,005%. Вес образцов в измерениях составлял: ^{235}U - 3,82 мг, ^{237}Np - 3,37 мг, ^{240}Pu - 4,04 мг.

Эффективность регистрации осколков в процессе измерения составляла от 92% до 97%.

Система регистрации

Структурная схема системы детектирования в измерительном павильоне представлена на рис.2. Импульсы от осколков деления с ППД, усиленные быстрыми зарядочувствительными предусилителями (ПУ), объединяли в две группы сигналов. Первая группа объединяла сигналы, предназначенные для многопараметрического анализа во временном интервале 10,24 мкс (времяпролетная информация). В нее входили сигналы с детекторов, содержащих слои исследуемых изотопов, и с фонового детектора со слоем ^{235}U .

Вторая группа включала сигналы с ППД, содержащих слои ^{252}Cf , анализируемые во временном окне 200 мкс, смещенном относительно нейтронного импульса ЛУ-50 на 130 мкс. Наличие второй группы сигналов позволяло проводить непосредственно во время эксперимента непрерывное измерение эффективности регистрации нейтронов БЖСД с учетом соответствующего фона.

В процессе измерений исключали события, возникающие при совпадении двух импульсов от любого ППД в пределах 40 мкс.

Импульсы с ФЭУ после предварительного усиления суммировали. Временные ворота счета нейтронов длительностью 30 мкс открывали с задержкой на 0,8 мкс относительно импульса от акта деления для надежного исключения из регистрации импульсов от мгновенных γ -квант деления и протонов отдачи. Импульсы после дискриминации поступали на 100 МГц-счетчик.

Время пролета делящихся нейтронов определяли с помощью преобразователя "время-код" с шагом 10 нс.

Полная структура данных, полученных при проведении эксперимента приведена в табл. 1.

Таблица 1

Структура регистрируемых спектров

Параметры	Идентификатор спектра, спектр	Размерность, количество	Тип данных
Времяпролетный интервал, группа 1			
t, p, n	TP - двумерный спектр время-множественность	$(1024 \times 16) \times 4$	Integer 2
t, n	T - времяпролетный спектр, интегральный по множественности	$(1024) \times 4$	Integer 2
p, n	P - спектр множественности, интегральный по времени пролета	$(16) \times 4$	Real 4
q, n	Q_f - амплитудный спектр осколков	$(512) \times 4$	Integer 2
q, n	Q_n - амплитудный спектр с БЖСД	$(512) \times 4$	Integer 2
Калибровочный интервал, группа 2			
q, n	Q_f - амплитудный спектр осколков	$(512) \times 2$	Integer 2
q, n	Q_n - амплитудный спектр импульсов с БЖСД	$(512) \times 2$	Integer 2
p, n	P - спектр множественности, интегральный по времени	$(16) \times 2$	Real 4

Амплитудные распределения импульсов с ППД регистрировали для непрерывного контроля эффективности регистрации осколков, амплитудные распределения импульсов с БЖСД - для дополнительного контроля эффективности регистрации нейтронов. На рис.3 приведен интегральный по множественности нейтронов деления времяпролетный спектр для ^{237}Np .

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Расчет и поправки

Для каждой энергии налетающего нейтрона $p(E_n)$ находили из следующего соотношения:

$$\bar{\nu}(E_n) = \frac{\sum_{i=0}^{15} C_i(E_n) \cdot i}{\sum_{i=0}^{15} C_i(^{252}\text{Cf}) \cdot i} \cdot \bar{\nu}(^{252}\text{Cf}), \quad (1)$$

где E_n - энергия нейтрона;

$C_i(E_n)$ - вероятность регистрации деления с вылетом i нейтронов;

$C_i(^{252}\text{Cf})$ - вероятность регистрации деления с вылетом i нейтронов при калибровке с ^{252}Cf ;

$\bar{\nu}(^{252}\text{Cf})$ - эталонное значение для ^{252}Cf , принятое равным 3,756.

Энергию делящего нейтрона определяли из известного соотношения для релятивистского нейтрона с привязкой во времяпролетном спектре к пику фотоделения.

Поправка на ложные деления. Из каждого двумерного времяпролетного спектра $TP(n, t)$ вычитали ложные события, которые образовывали на спектрах равномерную, не меняющуюся со временем подложку (см. рис. 3). Значение M_{FALSE} , среднее число "ложных делений" на один канал TP-спектра определяли на временном интервале, где заведомо исключено вынужденное деление исследуемого изотопа.

Поправка на "ложные деления" в значении $\bar{\nu}$ составила для ^{235}U - +0,3%, ^{237}Np - +0,5%, ^{240}Pu - +1,1%.

Ошибки, связанные с введением этой поправки, входили в расчет статистической неопределенности измерений.

Поправку на мертвое время определяли как вероятность того, что два импульса не будут разрешены аппаратурой. Эту вероятность определяли исходя из соотношения

$$n_1 = \frac{n'_1 - C_{1+1}^2 \cdot n_{1+1} \cdot R}{1 - C_1^2 \cdot R}, \quad (2)$$

где C_1^2 - биномиальный коэффициент два из i ;

n'_1 - исходное распределение по множественности;

n_1 - скорректированное распределение;

R - поправочный коэффициент на мертвое время канала счета нейтронов.

Коэффициент коррекции на мертвое время R вычисляли из следующего соотношения:

$$R = 2\tau_m \int f(t)^2 dt, \quad (3)$$

где $f(t)$ - плотность вероятности захвата нейтрона;

τ_m - мертвое время канала счета нейтронов.

Плотность вероятности захвата нейтрона описывали функцией:

$$f(t) = \frac{\tau_3 + \tau_T}{\tau_3} e^{-t/\tau_3} (1 - e^{-t/\tau_T}), \quad (4)$$

где τ_3 - постоянная времени захвата;

τ_T - постоянная времени замедления.

Для проведенных измерений коэффициент $R=0,008$ ($\tau_m=95$ нс). Поправка на "мертвое время" составила:

для ^{235}U от $-0,18\%$ при $E_n=0,5$ МэВ до $+0,27\%$ при $E_n=10$ МэВ;

для ^{237}Np от $-0,11\%$ при $E_n=0,7$ МэВ до $+0,30\%$ при $E_n=10$ МэВ;

для ^{240}Pu от $-0,03\%$ при $E_n=0,7$ МэВ до $+0,42\%$ при $E_n=10$ МэВ.

Учет фона $C_i(E_n)$ находили из общего распределения зарегистрированных событий "эффект+фон" с вылетом i нейтронов для каждого значения энергии из соотношения:

$$F_i = \sum_{m=0}^i C_m \cdot B_{i-m}. \quad (5)$$

F_i - вероятность зарегистрировать i нейтронов;

C_m - вероятность регистрации деления с вылетом m нейтронов;

B_{i-m} - вероятность регистрации $i-m$ фоновых нейтронов.

Распределение B_i находили из фонового двумерного распределения, измеренного с помощью фонового ППД с образцом ^{235}U , после учета мертвого времени в канале счета нейтронов.

Средняя величина фона составляла в эксперименте $0,42$ импульса на один 30 микросекундный интервал регистрации нейтронов. Зависимость фона от энергии налетающего нейтрона в интервале $0,5-15$ МэВ оказалась чрезвычайно слабой ($0,0007 \pm 0,0005$ нейтрона на МэВ).

При использованном методе измерения фона возможна регистрация БХСД некоторого числа нейтронов, возникавших при делении в фоновом образце из-за несовершенства защиты. Специально проведенные исследования (при случайном запуске "ворот регистрации" в нейтронном канале и от акта деления ^{252}Cf в фоновом ППД при выключенном ускорителе) показали, что поправка на этот эффект в конечные значения $\bar{\nu}_p$ составила $-0,05\%$.

Поправку на задержанные γ -кванты деления не вводили, так как при пороге регистрации БЖСД 2,5 МэВ она не превышает 0,06%.

Поправку на зависимость эффективности регистрации БЖСД от различия в спектрах нейтронов деления не вводили. Методом Монте-Карло был проведен расчет эффективности регистрации БЖСД от температуры максвелловских спектров нейтронов. При изменении температуры спектра от 1,30 до 1,45 МэВ изменение эффективности регистрации не превысило 0,1%.

Поправку на просчеты осколков деления и толщину делящегося слоя не вводили. Проведенные исследования зависимости регистрации $\bar{\nu}_p$ для ^{252}Cf от порога дискриминации осколков деления показали, что при уменьшении эффективности регистрации осколков на 30% значение $\bar{\nu}_p$ оставалось постоянным. Это объясняется тем, что ППД, использованный для фиксации актов деления, имеет энергетическое разрешение $\approx 50\%$. В работе использовали тонкие слои изотопов, максимальная толщина которых не превышала $0,7 \text{ мг/см}^2$. Исходя из результатов работы [8], оцененная величина поправки не превышала величину 0,04%.

Поправку на расположение слоев относительно центра БЖСД не вводили, т.к. изменение эффективности регистрации при перемещении образца на 30 мм от центра БЖСД не превышало 0,03% (размер сборки ППД - 51 мм).

Поправка на анизотропию вылета осколков деления. Как следовало из проведенных по методу Монте-Карло расчетов эффективности регистрации БЖСД от угла вылета нейтронов, изменение коэффициента анизотропии вылета осколков от 1,0 до 1,4 приводит к изменению эффективности регистрации нейтронов деления на величину, не превышавшую 0,2%.

Ошибки измерений

При определении ошибок учитывали статистическую ошибку измерений и систематические погрешности. В систематическую ошибку измерений включены поправки: на анизотропию вылета осколков деления - 0,2%, на зависимость эффективности регистрации БЖСД от различия в спектрах нейтронов деления - 0,1%, на задержанные γ -кванты деления - 0,06%, на просчеты осколков деления и толщину делящего слоя - 0,04%, на расположение слоев относительно центра БЖСД - 0,03%. Приведенные ошибки содержат общую погрешность измерений.

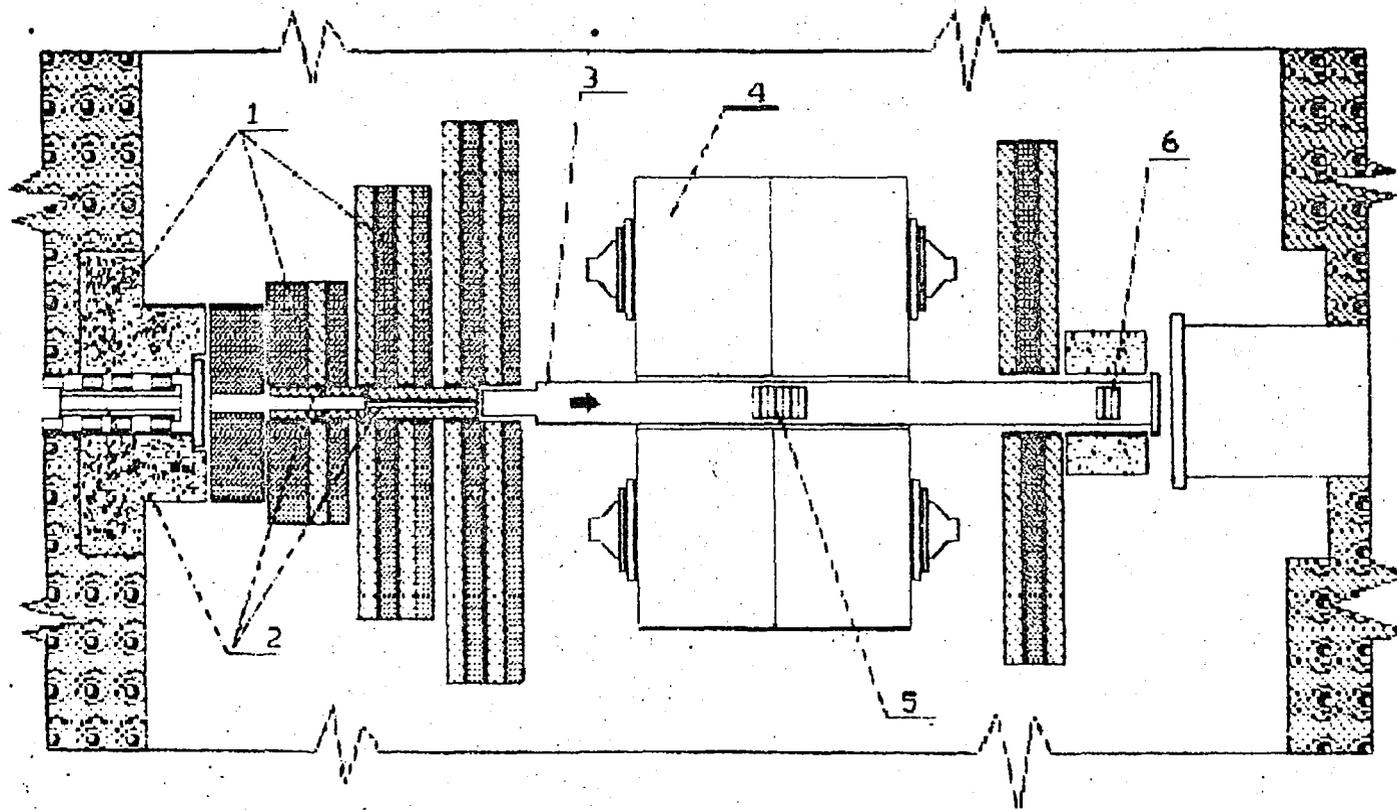


Рис. 1. Геометрия эксперимента:

- 1- защита; 2 - система коллиматоров; 3 - корпус ППД; 4 - БЖСД;
 5 - сборка ППД; 6 - фоновая сборка ППД

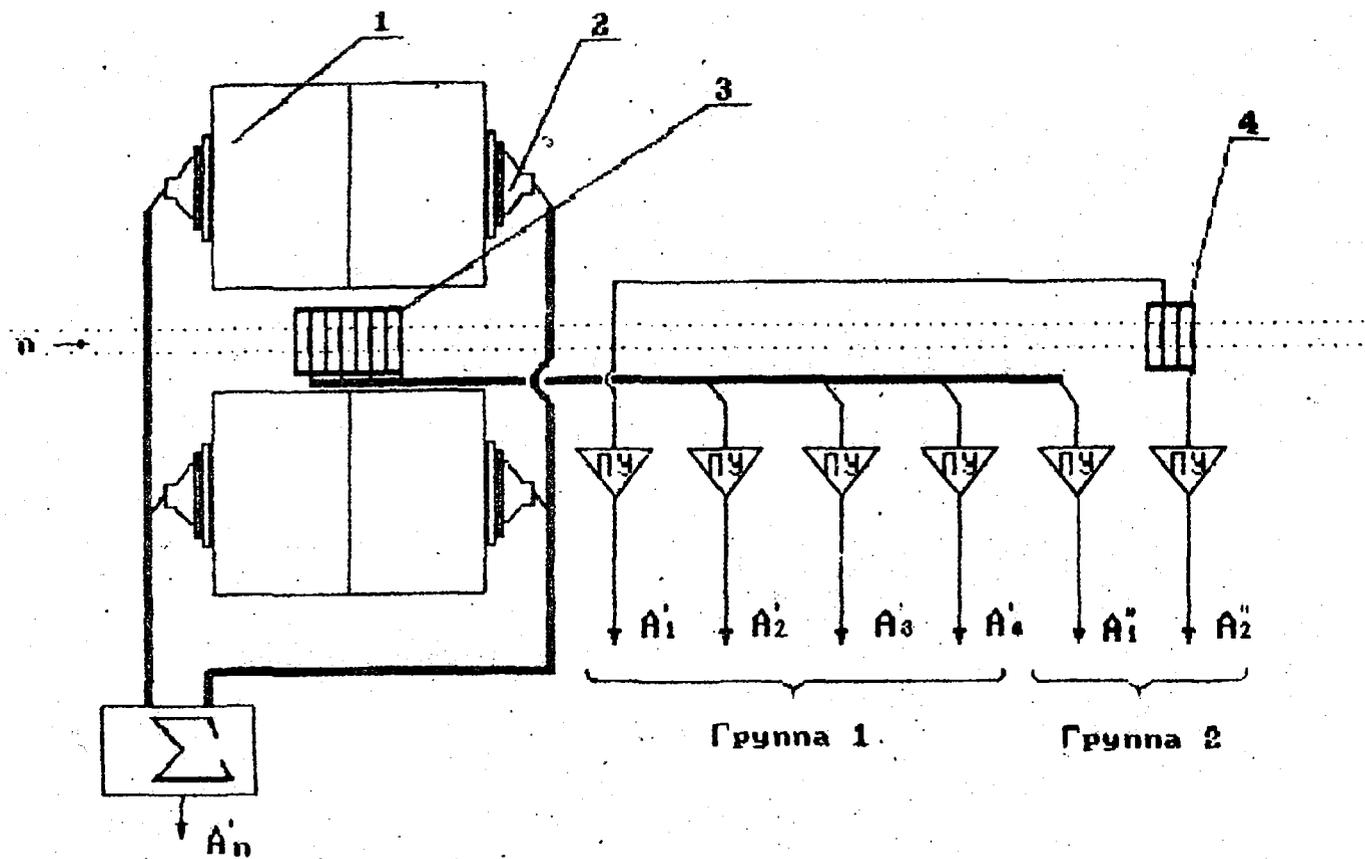


Рис. 2. Система детектирования в измерительном павильоне:

1 - БЖСД; 2 - ФЭУ-49Б; 3 - сборка ППД; 4 - фоновая сборка ППД

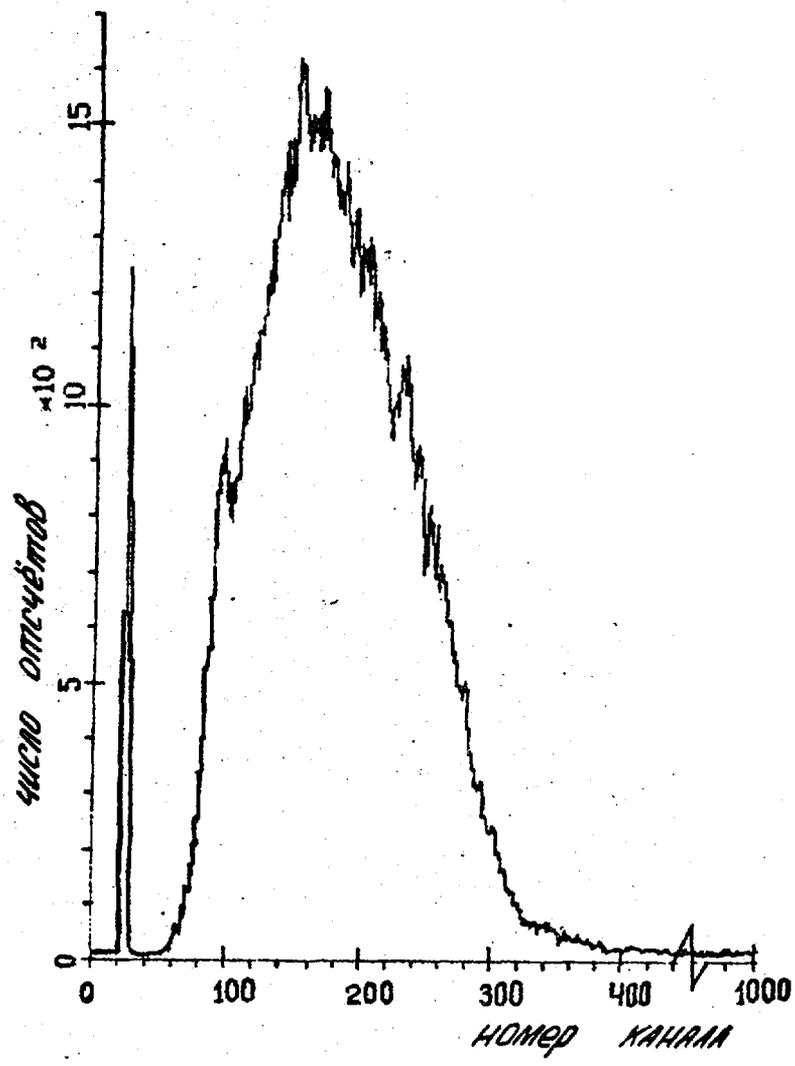


Рис. 3. Времяпролетный спектр делений ^{237}Np

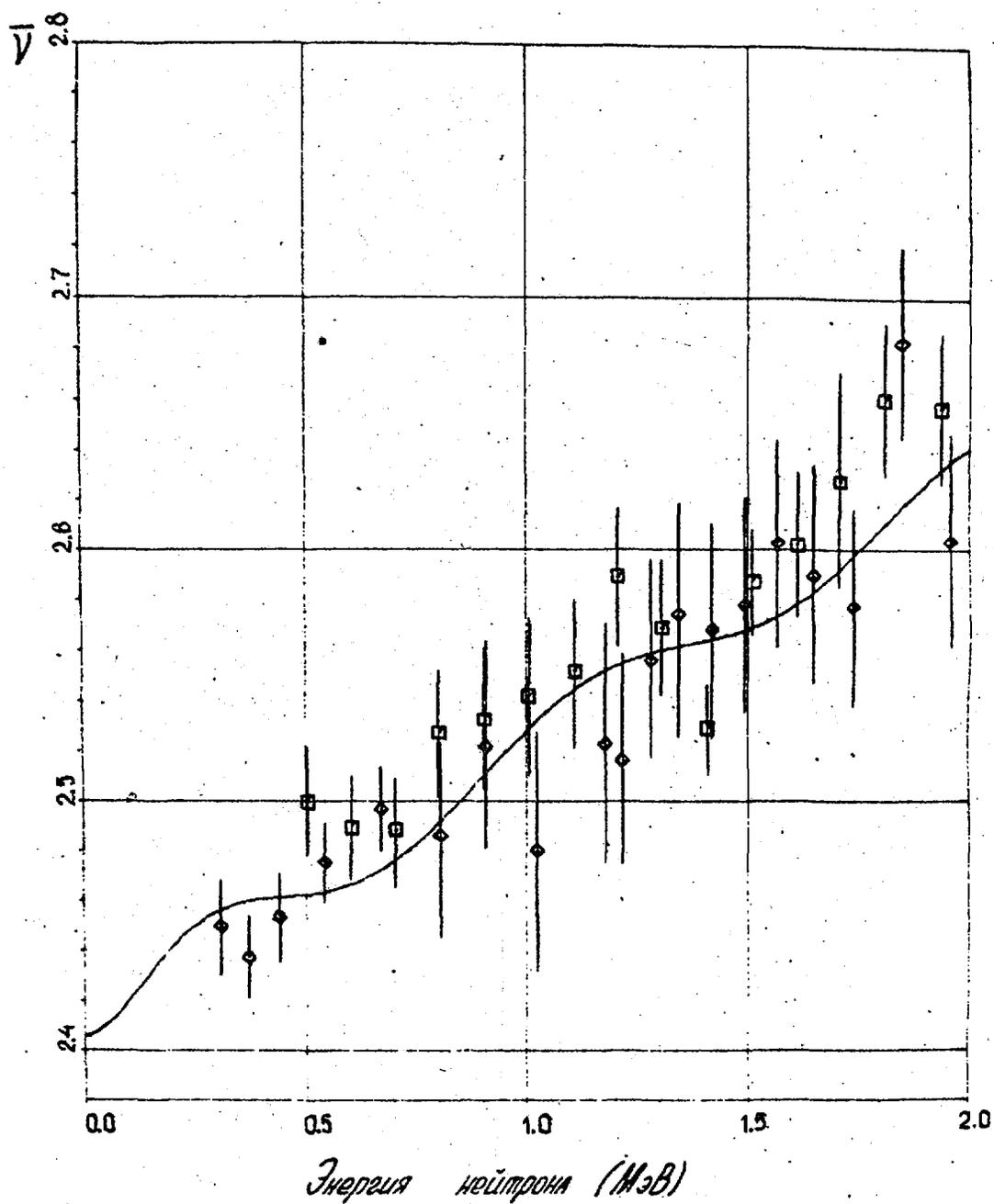


Рис. 4. Энергетическая зависимость $\bar{\nu}_p(E)$ для ^{235}U :
 \square - настоящая работа, \diamond - [9], — - [6]

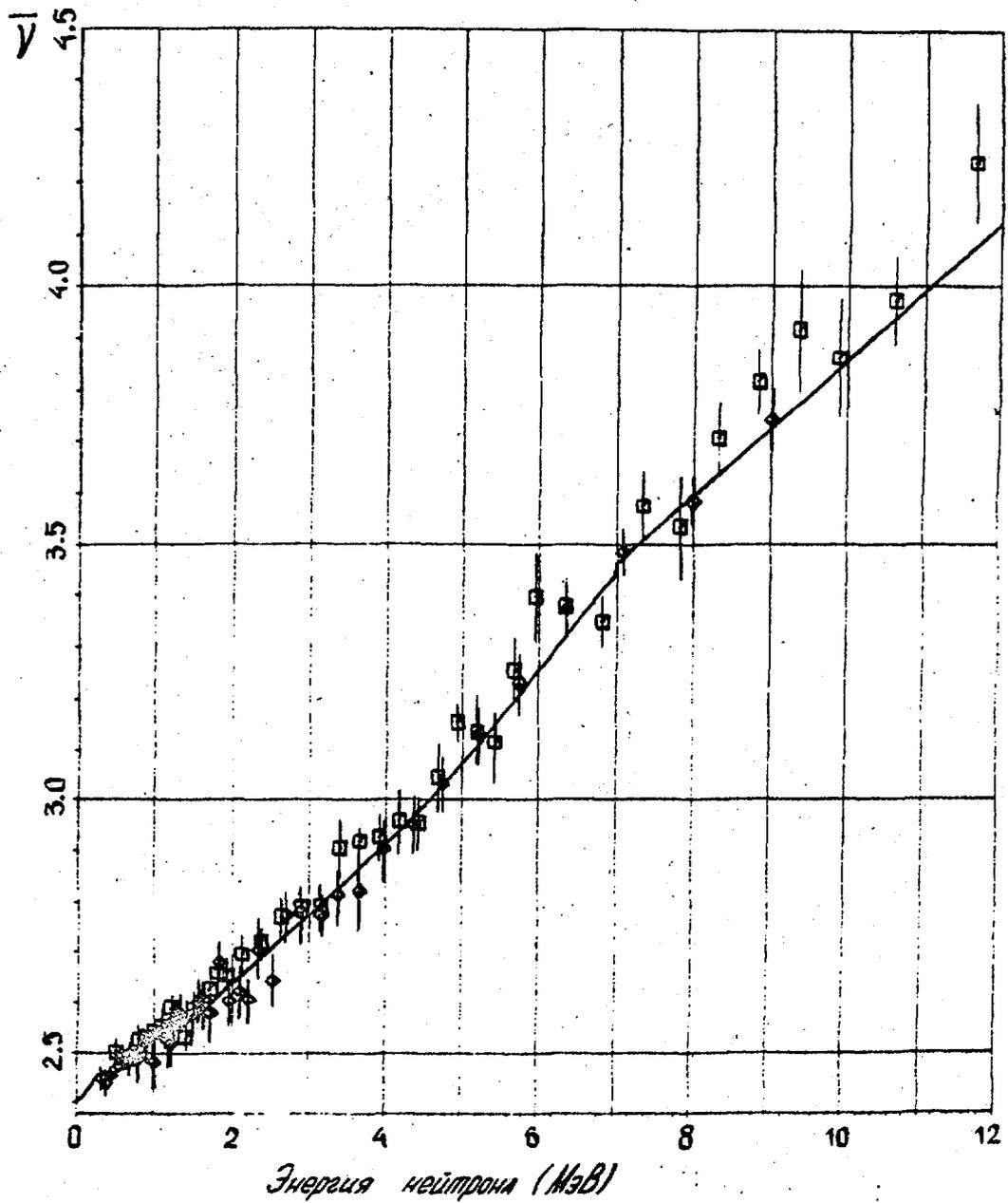


Рис. 5. Энергетическая зависимость $\bar{\nu}_p(E_n)$ для ^{235}U :
 \square - настоящая работа, \diamond - [9], — - [6]

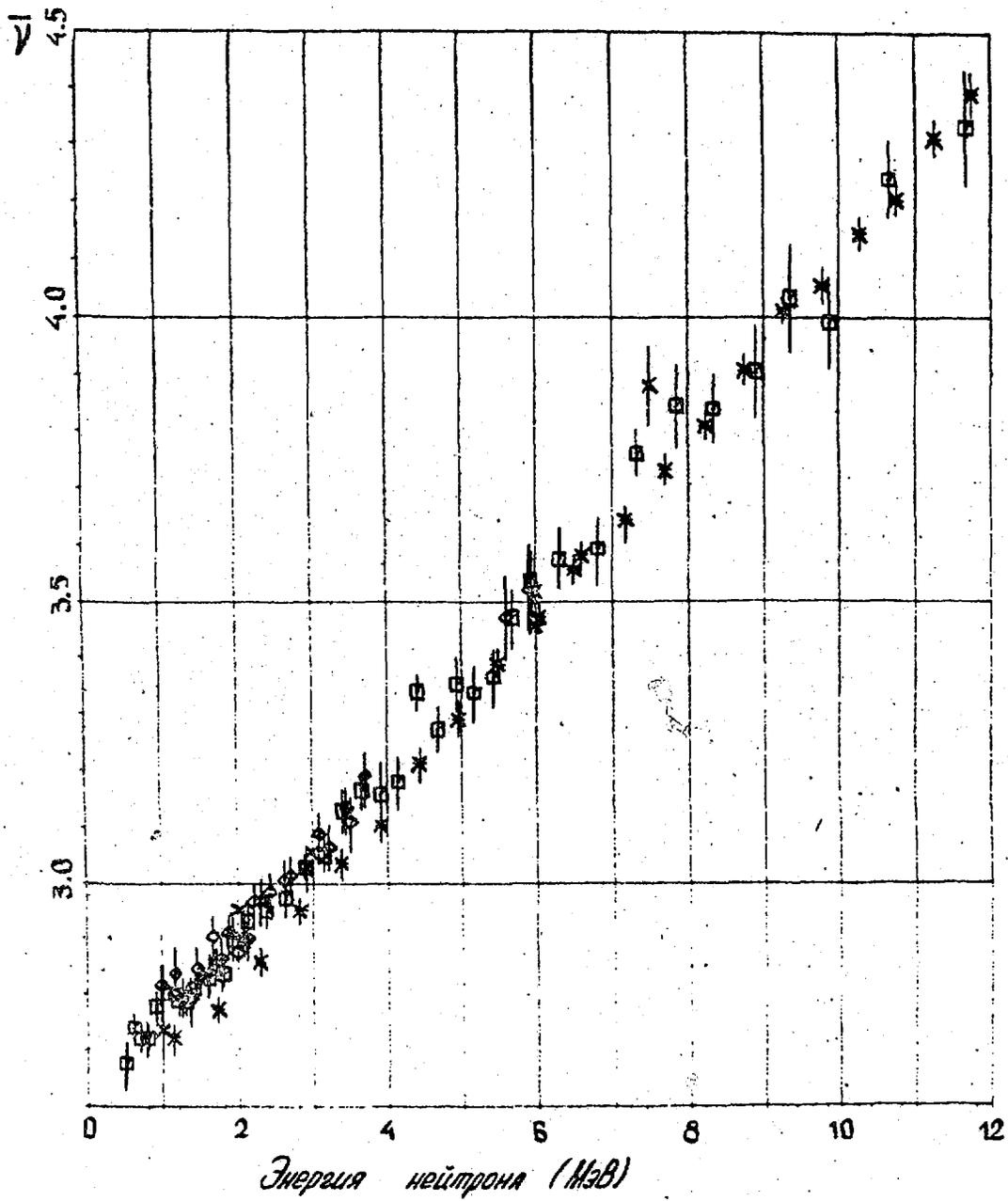


Рис. 6. Энергетическая зависимость $\bar{\nu}_p(E_n)$ для ^{237}U :
 \square - настоящая работа, $*$ - [1], $*$ - [2], \diamond - [3]

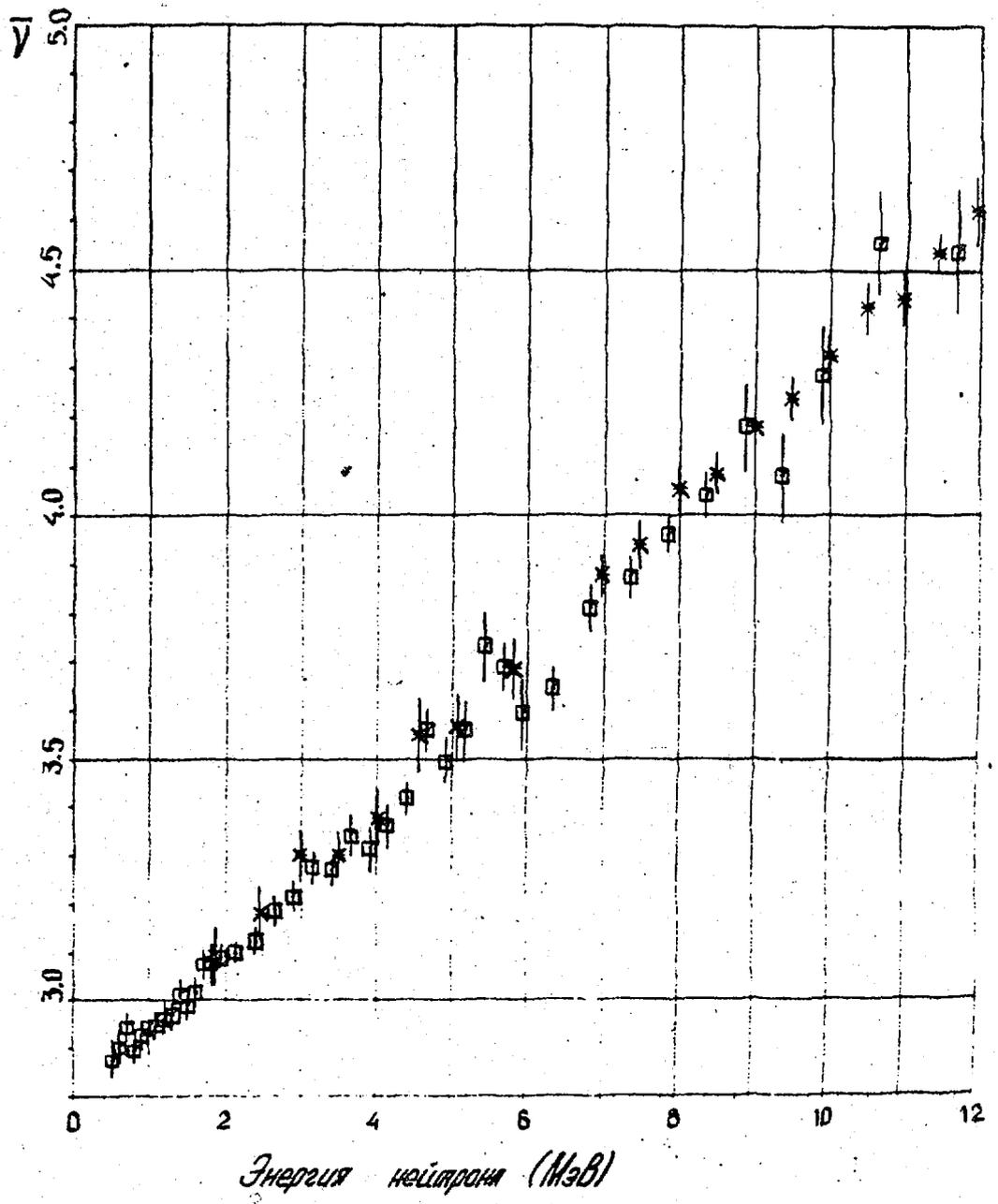


Рис. 7. Энергетическая зависимость $\bar{\nu}(E_n)$ для ^{240}Pu :
 □ - настоящая работа, * - [4]

Таблица 2

Результаты измерения $p(E_n)$ для ^{235}U , ^{237}Np , ^{240}Pu
относительно $p(s_f)=3,756$ ^{252}Cf

Энергия МэВ		И з о т о п								
		U - 235			Np - 237			Pu - 240		
E1	E2	\bar{E}	\bar{V}	$\Delta\bar{V}$	\bar{E}	\bar{V}	$\Delta\bar{V}$	\bar{E}	\bar{V}	$\Delta\bar{V}$
0.45	0.55	0.50	2.500	0.022	0.51	2.677	0.037	0.51	2.873	0.046
0.55	0.65	0.60	2.489	0.021	0.61	2.740	0.023	0.60	2.900	0.032
0.65	0.75	0.70	2.488	0.022	0.70	2.722	0.023	0.70	2.942	0.027
0.75	0.85	0.80	2.527	0.025	0.80	2.723	0.023	0.80	2.892	0.017
0.85	0.95	0.90	2.533	0.028	0.90	2.778	0.022	0.91	2.926	0.024
0.95	1.05	1.00	2.542	0.031	1.00	2.803	0.027	1.00	2.941	0.030
1.05	1.15	1.11	2.552	0.029	1.10	2.800	0.019	1.10	2.947	0.026
1.15	1.25	1.21	2.589	0.027	1.21	2.787	0.023	1.21	2.961	0.028
1.25	1.35	1.31	2.569	0.027	1.31	2.787	0.022	1.31	2.969	0.035
1.35	1.45	1.41	2.529	0.017	1.41	2.811	0.027	1.41	3.011	0.027
1.45	1.55	1.51	2.587	0.021	1.51	2.828	0.027	1.51	2.988	0.022
1.55	1.65	1.61	2.602	0.029	1.61	2.828	0.024	1.61	3.014	0.031
1.65	1.75	1.71	2.628	0.043	1.71	2.854	0.027	1.71	3.075	0.025
1.75	1.85	1.81	2.660	0.030	1.81	2.835	0.022	1.81	3.078	0.041
1.85	2.00	1.94	2.656	0.029	1.94	2.895	0.018	1.94	3.088	0.021
2.00	2.25	2.13	2.697	0.032	2.14	2.929	0.025	2.14	3.100	0.019
2.25	2.50	2.39	2.723	0.024	2.39	2.948	0.023	2.39	3.123	0.022
2.50	2.75	2.64	2.771	0.034	2.64	2.974	0.027	2.65	3.187	0.030
2.75	3.00	2.89	2.791	0.039	2.89	3.026	0.022	2.89	3.214	0.034
3.00	3.25	3.15	2.789	0.039	3.14	3.047	0.021	3.15	3.276	0.028
3.25	3.50	3.40	2.904	0.056	3.40	3.127	0.035	3.40	3.270	0.032
3.50	3.75	3.66	2.918	0.031	3.66	3.165	0.034	3.65	3.340	0.041
3.75	4.00	3.92	2.927	0.042	3.91	3.157	0.050	3.91	3.315	0.044
4.00	4.25	4.16	2.959	0.057	4.15	3.180	0.039	4.15	3.363	0.043
4.25	4.50	4.42	2.953	0.044	4.41	3.340	0.031	4.41	3.418	0.031
4.50	4.75	4.68	3.043	0.062	4.67	3.272	0.039	4.66	3.559	0.043
4.75	5.00	4.94	3.154	0.036	4.92	3.353	0.050	4.92	3.494	0.042

Продолжение таблицы 2

Энергия МэВ		И з о т о п								
		U - 235			Np - 237			Pu - 240		
E1	E2	\bar{E}	\bar{v}	$\Delta\bar{v}$	\bar{E}	\bar{v}	$\Delta\bar{v}$	\bar{E}	\bar{v}	$\Delta\bar{v}$
5.00	5.25	5.19	3.135	0.063	5.17	3.338	0.046	5.17	3.560	0.061
5.25	5.50	5.43	3.113	0.055	5.42	3.365	0.048	5.42	3.729	0.069
5.50	5.75	5.68	3.253	0.062	5.67	3.470	0.050	5.68	3.688	0.049
5.75	6.00	5.95	3.397	0.089	5.93	3.538	0.049	5.93	3.595	0.067
6.00	6.50	6.33	3.377	0.054	6.31	3.576	0.049	6.32	3.645	0.041
6.50	7.00	6.82	3.349	0.048	6.81	3.593	0.046	6.82	3.809	0.048
7.00	7.50	7.34	3.575	0.066	7.33	3.759	0.037	7.34	3.871	0.042
7.50	8.00	7.83	3.534	0.095	7.84	3.843	0.070	7.84	3.959	0.038
8.00	8.50	8.32	3.708	0.070	8.34	3.839	0.060	8.35	4.040	0.045
8.50	9.00	8.82	3.816	0.062	8.89	3.903	0.079	8.87	4.183	0.081
9.00	9.50	9.35	3.916	0.116	9.36	4.034	0.095	9.36	4.081	0.087
9.50	10.00	9.88	3.862	0.114	9.87	3.991	0.079	9.88	4.284	0.097
10.00	11.00	10.61	3.973	0.086	10.64	4.241	0.068	10.63	4.557	0.105
11.00	12.00	11.67	4.241	0.117	11.67	4.333	0.101	11.68	4.540	0.125

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Результаты измерений приведены в табл.2 и на рис.4-7. На рис.4 приведены результаты измерений $\bar{\nu}_p(E_n)$ для ^{235}U в диапазоне энергий 0,5-2 МэВ на рис.5 в диапазоне 0,5-12 МэВ. Результаты измерений обнаруживают хорошее согласие с недавними данными Гвина [9] и оцененными данными [6] во всем интервале E_n .

На рис.6 показаны полученные данные по энергетической зависимости $\bar{\nu}_p(E_n)$ для ^{237}Np вместе с результатами работ [1-3]. Результаты настоящих измерений в интервале энергий 1,0-4,0 МэВ выше данных работы [2] на 2% и согласуются с ними при E_n выше 5,0 МэВ. В интервале 0,5-6,0 МэВ полученные значения $\bar{\nu}_p$ совпадают в пределах ошибок с данными [1,3]. Полученные значения $\bar{\nu}_p(E_n)$ для ^{240}Pu хорошо согласуются с измерениями французской группы [4] во всем энергетическом интервале E_n .

Список литературы

1. Veesper L.R. //Phys. Rev. C. 1978. V.17. P.385.
2. Freaut J., Bertin A., Bois R. /In: Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology. Antwerp., 1983. P.78.
3. Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д., Малиновский В.В. и др. //Вопросы атомной науки и техники, Сер. Ядерные константы. 1980. Вып.3(38). С.45.
4. Frehaut J., Soleilhas M., Mosinski G. /В кн: Нейтронная физика. Ч.3. 1974. С.153.
5. Савин М.В., Хохлов Ю.А., Замятин Ю.С., Парамонова И.Н. /In: Proc. of the 2nd Intern. Conf. on Nucl. Data for Reactor. Vienna: IAEA, 1970. V.2. P.157.
6. Manero F., Konshin V.A. //Atomic Energy Rev. 1972. V.10. P.637.
7. Антропов Г.П., Архангелов Н.А. и др. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента. 1985. Вып.2(22). С.3.
8. Boldeman J.W., Frehaut J. //Nucl. Sci. Eng. 1980. V.76. P.49.
9. Gmin R., Spenser R.R., Ingle R.W. //Nucl. Sci. Eng. 1980. V.94. P.365.

Статья поступила в редакцию 14 августа 1990 г.

СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $^{153}\text{Eu}(\gamma, n) ^{152m_2}\text{Eu}$

И. Н. Вишнеvский, В. А. Желтоножский, В. М. Мазур, З. М. Биган

Филиал института ядерных исследований АН УССР, Ужгород

THE CROSS-SECTION OF $^{153}\text{Eu}(\gamma, n) ^{152m_2}\text{Eu}$ - REACTION. The energy dependence of isomeric ratios of yields Y_{m_2}/Y_{m_1} this reaction for states with $J_{m_1}^{\pi} = 0^{-}$ ($T_{1/2} = 9,3h$) and $J_{m_2}^{\pi} = 8^{-}$ ($T_{1/2} = 96m$) was investigated on microtron bremsstrahlung bunch in range 9-19 MeV. The production cross-section of 8^{-} isomeric state ^{152}Eu was obtained.

Изотопы европия принадлежат переходной области, в которой наблюдается резкое изменение свойств поверхности ядер. Гигантский дипольный резонанс (ГР) в сечениях фотопоглощения на ядре ^{151}Eu имеет одногорбую форму, а на ^{153}Eu - двугорбую, что характерно соответственно для сферических и деформированных ядер.

Настоящая работа посвящена исследованию сечения образования изомерного состояния $J_{m_2}^{\pi} = 8^{-}$ ^{152}Eu , а также энергетической зависимости отношения d выходов Y_{m_2}/Y_{m_1} возбуждения изомерных состояний $J_{m_2}^{\pi} = 8^{-}$, $E = 0,1478$ МэВ ($T_{1/2} = 96$ мин) и $J_{m_1}^{\pi} = 0^{-}$, $E = 0,0485$ МэВ ($T_{1/2} = 9,3$ ч) в реакции $^{153}\text{Eu}(\gamma, n) ^{152m_1m_2}\text{Eu}$

$$d = \frac{Y_{m_2}}{Y_{m_1}} = \frac{\int_{E_n}^{E_{\max}} \sigma^{m_2}(E) W(E, E_{\max}) dE}{\int_{E_n}^{E_{\max}} \sigma^{m_1}(E) W(E, E_{\max}) dE} \quad (1)$$

Здесь E_{\max} - максимальная энергия тормозного гамма-спектра,

E_n - энергия порогов $(\gamma, n) ^{1m_2}$ -реакций,

σ^m - сечения возбуждения изомерных состояний,

$W(E, E_{\max})$ - спектр тормозных фотонов.

Измерения проводились на тормозном пучке микротрона М-30 ИЯИ АН УССР в интервале энергий $9 \div 18$ МэВ с шагом $\Delta E = 0,5$ МэВ. Энергия ускоренных электронов определяется с высокой точностью: например, магнитная индукция ведущего магнита микротрона измеряется методом ядерного магнитного резонанса (прибор Ш1-1) с погрешностью 0,1%, разброс энергии электронов из-за фазовых колебаний в нашем случае не превышает 30 кэВ. Поэтому если кривая выхода измеряется с достаточно мелким шагом по энергии, то пороги реакций определяются с точностью $50 \div 100$ кэВ. Мишени изготовлялись из изотопически обогащенной окиси ^{153}Eu . Обогащение составляло 99%. Образцы представляли собой диски прессованного порошка Eu_2O_3 диаметром 20 мм и массой 2 г. Исследуемые мишени размещались на расстоянии ≈ 1 м от радиационного конвертора. Очистка пучка осуществлялась графитовым ожестчителем толщиной $11,8 \text{ г/см}^2$.

Мониторирование гамма-пучка осуществлялось тонкостенной ионизационной камерой, размещенной непосредственно перед исследуемым образцом. Чувствительность проходного монитора калибровалась абсолютной толстостенной алюминиевой камерой. Наличие в пучке поглотителя учитывалось [1]. Время облучения составляло $0,2 \div 1$ ч. Контроль потока гамма-квантов осуществлялся с помощью мини-ЭВМ через каждые 0,5 с.

Измерение наведенной активности осуществлялось полупроводниковым германий-литиевым детектором при помощи анализатора NTA-512. Эффективность гамма-спектрометра, его калибровка получены в отдельном эксперименте с помощью набора гамма-источников ОСГИ. Измерение наведенной активности образцов проводилось через 3 мин после облучения, время измерения составляло $0,5 \div 1$ ч. Для получения выходов заселения изомерных состояний с $J^\pi = 8^-$ и $J^\pi = 0^-$ определяли площади фотопиков гамма-линий соответственно 0,0895 и 0,1218 МэВ. Учитывалось самопоглощение в образцах. Необходимые спектроскопические характеристики уровней брались из работы [2].

Полученные изомерные отношения d и сечения реакций $^{153}\text{Eu}(\gamma, n) \text{ } ^{152m}_2\text{Eu}$ приведены на рис. 1, 2. Сечение из кривой выхода рассчитывалось методом Пенфольда-Лисса с шагом $\Delta E = 1$ МэВ [3].

Изомерное отношение выходов Y_{m_2} / Y_{m_1} практически линейно растет с энергией и в рассматриваемой области не достигает насыщения. Такое поведение изомерного отношения по-видимому отражает факт роста с энергией плотности уровней.

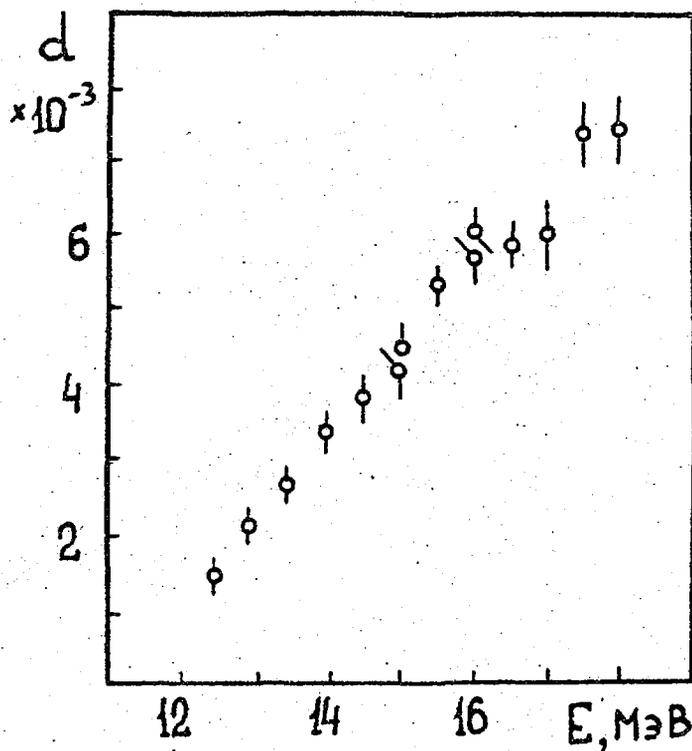


Рис. 1 Зависимость изомерных отношений выходов от энергии

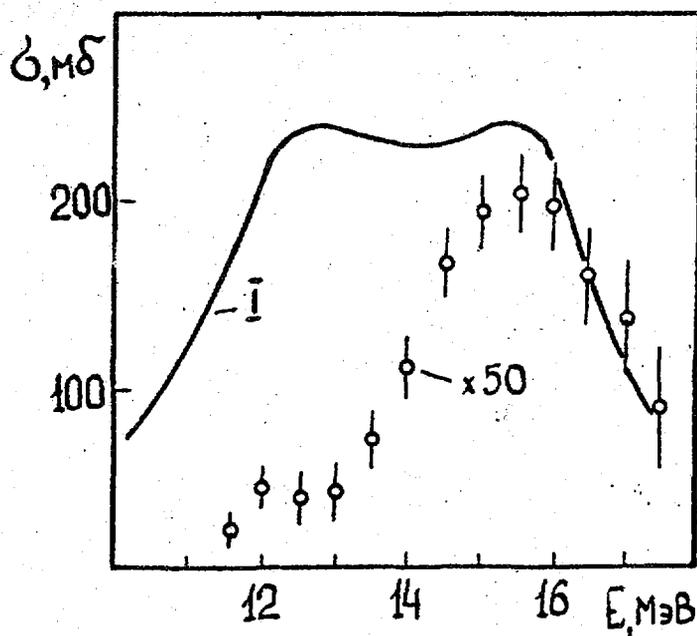


Рис. 2. Сечение реакции $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m_2}\text{Eu}$:
 кривая 1 - полное сечение
 фотонейтронной реакции на ^{153}Eu [4]

Порог реакции (γ, n) на ядре ^{153}Eu составляет 8,6 МэВ [4], наша оценка порога реакции $(\gamma, n)^{m1}$ с возбуждением состояния 0^- составляет $8,9 \pm 0,2$ МэВ; порог реакции $(\gamma, n)^{m2}$ с заселением уровня 8^- получен равным $11,5 \pm 0,2$ МэВ. Такой высокий порог обусловлен достаточно большим спином заселяемого состояния ($J^\pi = 8^-$). Поскольку ядро ^{153}Eu в основном состоянии имеет $J^\pi = 5/2^+$, то при поглощении дипольного гамма-кванта, могут возбуждаться состояния с максимальным моментом $7/2^-$. Необходимая величина J дочернего изомерного ядра может быть достигнута или в каскаде γ -квантов, заселяющих изомерный уровень, или излучением достаточно быстрых нейтронов с $l=4$. Расчет по оптической модели коэффициентов проницаемости T_1 , выполненный в [5], показывает, что заметные значения для T_4 появляются при энергии нейтронов $1,5 \pm 2$ МэВ.

На рис. 2 для сравнения сплошной линией показано полное фотонейтронное сечение реакции $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152}\text{Eu}$. Оно имеет двугорбый вид, положение первого максимума находится при энергии 12,3 МэВ, второго - при 15,8 МэВ [4]. Измеренное нами сечение реакции $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m2}\text{Eu}$ имеет одnogорбый вид с максимумом при энергии $E \approx 16,0$ МэВ. Такое поведение сечения обусловлено двумя факторами: с одной стороны, высокий порог реакций $(\gamma, n)^{m2}$ не дает проявиться первому максимуму в полном фотонейтронном сечении. С другой стороны, хотя изомерное отношение выше 16,0 МэВ растет, быстрый спад сечения реакции (γ, n) выше 16,0 МэВ приводит к спаду в сечении реакции $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m2}\text{Eu}$.

Указанные причины приводят к тому, что положение максимума сечения реакции $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m2}\text{Eu}$ не совпадает с центром тяжести гигантского резонанса E_m на этом ядре и, следовательно, не подчиняется полуэмпирической оценке $E_m = 78 \cdot A_m^{-1/3}$ МэВ. Ширина сечения на полувисоте и ширина гигантского резонанса Γ для ^{153}Eu также существенно отличаются.

В [6] отмечается, что в области гигантского дипольного резонанса сечение возбуждения изомерного состояния σ^m и основного σ^g подобны по форме с достаточно хорошей точностью. Приводится соотношение, в котором с точностью до постоянного множителя α (мало отличающегося от единицы) изомерное отношение выходов и сечений при энергиях $E > (E_m + \Gamma)$ равны:

$$d = Y_m / Y_g \approx \alpha \frac{\sigma^m}{\sigma^g} \quad (2)$$

В некоторых случаях наши результаты не подтверждают эту зависимость. На основе анализа данных по изомерным отношениям [7, 8] можно сделать вывод,

что соотношение (2) выполняется в реакциях (γ, n) в случае ядер, для которых разность спинов основного состояния J'_g материнского ядра и изомерного J_m дочернего небольшая. Экспериментально показано, что по мере роста $\Delta J = |J_m - J'_g|$ пороги реакции (γ, n) и $(\gamma, n)^m$ начинают заметно отличаться и нарушение соотношения (2) нарастает. По изомерным отношениям выходов реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196m}\text{Au}$ подобные результаты получены не только нами (см., например [9]). Спин основного состояния ^{197}Au $J'_g = 9/2$, спин изомерного состояния ^{196m}Au $J_m = 12$, пороги реакций (γ, n) и $(\gamma, n)^m$ соответственно равны 8,1 и 12 МэВ, максимумы сечений этих реакций при 13,8 и 18 МэВ. При таких условиях выражение (1) не выполняется. Эффект еще более выразителен для деформированных ядер, поскольку гигантский дипольный резонанс имеет двугорбую форму.

Отмеченные обстоятельства, по-видимому, надо учитывать при сопоставлении данных по изомерным отношениям выходов и сечений, при систематизации и использовании для целей активационного анализа.

Список литературы

1. Биган З.М., Лендел А.И., Мазур В.М., Соколюк И.В. // Приборы и техника эксперимента. 1988. N2. С.52.
2. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое изучение радиоактивных нуклидов. М.: Атомиздат, 1977.
3. Penfold A.S., Leiss J.E. // Phys. Rev. 1968. V.176. P.1366.
4. Bergman V.L. Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1975. V.15. P.319.
5. Эммерих Х.С. Физика быстрых нейтронов. М.: Госатомиздат, 1966. Т.2.
6. Давыдов М.Г., Магера А.Г., Трухов А.В. // Атомная энергия. 1987. Т.62. Вып. 4. С.286.
7. Биган З.М., Мазур В.М., Соколюк И.В. Препринт КИЯИ-86-54, Киев, 1986.
8. Биган З.М., Мазур В.М., Соколюк И.В. Препринт КИЯИ-84-13, Киев, 1984.
9. Джавилян Л.З., Лазарева Л.Е. и др. // Ядерная Физика. 1981. Т.33. Вып.3. С.591.

Статья поступила в редакцию 25 апреля 1990 г.

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ^{233}U В ТЕПЛОВОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ

Л. А. Баханович, Г. Б. Мороговский

Институт ядерной энергетики АН БССР, Минск

THE EVALUATION OF ^{233}U NEUTRON CROSS-SECTIONS IN THE THERMAL ENERGY RANGE. The analysis of the experimental data have been made and recommended self-consistent cross-sections in the energy range 10^{-5} -1 eV have been obtained.

В последние годы вновь усилился интерес к ториевому топливному циклу, где главную роль делящегося материала играет ^{233}U . Назрела необходимость создания отечественного файла оцененных нейтронных данных для этого ядра. Существующие на сегодняшний день оцененные значения констант (за исключением, может быть, файла *ENDF/B-V*, который нам недоступен) содержат ряд ошибок и неточностей и нуждаются в пересмотре. Настоящая статья является составной частью работы по созданию полного файла оцененных ядерных данных ^{233}U , проводимой в ИЯЭ АН БССР, и посвящена оценке нейтронных сечений в энергетической области до 1 эВ. Интервал 10^{-5} ±1 эВ традиционно выделяется нами из области разрешенных резонансов для тяжелых делящихся ядер. Сечения в нем задаются точечным ходом, так как применение здесь резонансных формул для анализа сечений трудоемко в силу необходимости подбора положения и параметров отрицательного резонанса (возможно не одного), а также высокой чувствительности сечений в тепловой области к изменениям параметров разрешенных резонансов. Кроме того, точечное представление сечений позволяет лучше описать и взаимно согласовать весь набор экспериментальных данных.

В результате анализа имевшихся в нашем распоряжении примерно 30 EXFOR-файлов с информацией по интересующей нас области для дальнейшей работы были отобраны следующие экспериментальные данные:

- 1) по σ_t - Коллар [1], Брукс [2], Вертебный [3], Пшеничный [4], Сайлор [5], Мур [6], Харви [7], Блок [8], Мазер [9], Паттенден [10];
- 2) по σ_f - Као [11], Деройтер [12], Стандерс [13], Пшеничный [4], Вестон [14,15], Мур [6];
- 3) по σ_γ - Вестон [14,15];
- 4) по σ_n - Вертебный [3], Олекса [16];
- 5) по η - Брукс [2], Стандерс [17], Пшеничный [4], Смит [18,19], Вестон [15], Маглеби [20], Полевски [21].

Критерием отбора служило наличие достаточно подробной информации об эксперименте, в частности обязательное значение авторской нормировки для σ_f , σ_γ и η , а также непротиворечивость каждого ряда данных остальным.

Нормировочные значения констант в тепловой точке были взяты из [22]:

$$\begin{array}{lll} \sigma_t = 587,6 \text{ б}, & \sigma_\gamma = 45,4 \text{ б}, & \eta = 2,2960, \\ \sigma_f = 529,6 \text{ б}, & \sigma_n = 12,6 \text{ б}, & \nu_t = 2,4928. \end{array}$$

Экспериментальные данные по σ_f , σ_γ и η были перенормированы к этим значениям констант при $E=0,02553$ эВ с использованием сведений об их прежних нормировках, имеющих в соответствующих работах. Таким же образом перенормировались данные по σ_t тех авторов, которые указали нормировку. При отсутствии информации о нормировке в экспериментах по полному сечению и там, где она вызывала сомнение вне зависимости от типа данных, нормировка вычислялась по известной схеме [8], если имелись измерения в районе тепловой точки и их было достаточно для расчета. В остальных случаях нормировка экспериментов проводилась по интегралам к уже отнормированным рядам данных, которым мы склонны были доверять больше других.

После этого всем отобранному ряду данных были приписаны веса, исходя из имеющейся у нас информации об экспериментах и сравнения между собой детального хода сечений.

Обработка экспериментальных значений сечений σ_t , σ_f и σ_γ и величин η отдельно для каждого типа экспериментальных данных проводилась с использованием программы "PREDA-M", являющейся модификацией программы "PREDA" [23].

Следует отметить, что экспериментальные значения сечения рассеяния не согласуются с величиной σ_n^{2200} , к тому же они начинаются с энергии $\approx 0,1$ эВ. Ход сечения рассеяния был рассчитан по параметрам разрешенных резонансов с опорой на величину $\sigma_n^{2200} = 12,6 \text{ б}$.

Рассчитанные значения сечений σ_t , σ_f , σ_γ и величины η не вполне согласуются между собой, а в ходе кривой $\alpha(E)$, полученной из указанных выше значений, имеются искажения. Все это говорит о невысоком качестве исходных экспериментальных данных. Особенно осторожно нужно подходить к данным Вестона [14,15] по σ_γ , которые были вычислены из эксперимента по σ_γ с опорой на данные [6,10] по σ_t и собственные значения по σ_f . Из приведенного в [14] рисунка видно, что в интервале 0,07-0,35 эВ полное сечение, рассчитанное авторами на основе данных по σ_f и σ_γ и величин σ_n Дрейка и др. [24], лежит систематически выше значений σ_t Мура и др. [6], которые использовались для получения авторских значений σ_γ . Это приводит к завышению значений σ_γ в [14] и, как следствие, к независимой оценке σ_γ , что

в свою очередь, вносит рассогласование в величины η и α . В связи с указанными обстоятельствами при получении полного набора оцененных ядерных данных в тепловой области мы опирались на расчетные значения сечений σ_t , σ_f , σ_n и принятое нами значение ν_t .

Величины $\eta(E)$, полученные независимой обработкой, а также $\eta(E)$ и $\alpha(E)$, вычисленные из указанных выше сечений, использовались для контроля качества получаемых оцененных ядерных данных. Ход сечений в низкоэнергетической области от 10^{-5} эВ до тепловой точки, где отсутствовала надежная экспериментальная информация, конструировался на основе информации о ходе сечений в области выше 0,0253 эВ. Значения g -факторов оказались равны:

$$g_a = 0,9980, \quad g_f = 0,9955, \quad g_\gamma = 1,0273.$$

При анализе расчетных значений сечений σ_t , σ_f и σ_γ выяснилось, что имеется некоторое искажение хода сечений в энергетическом интервале 0,35÷0,55 эВ, причины которого пока не ясны. Маловероятно, что это искажение возникает при математической обработке экспериментальных данных и носит случайный характер. Нами была проведена обработка отдельно каждого ряда данных по σ_t и σ_f , перекрывающего указанную область: это работы Брукса [2], Вертебного [3], Пшеничного [4], Сэйлора [5], Мура [6], Харви [7], Паттендена [10] по σ_t , Као [11], Деройтера [12], Сандерса [13], Вестона [14,15], Мура [6] по σ_f . Оказалось, что эффект искажения хода сечения в указанной области имеет место во всех рядах данных за исключением Паттендена [10] по σ_t , Као [11] и Сандерса [13] по σ_f , но как раз экспериментальные значения сечений деления Као имеют в этой области сильный разброс, а в [13] очень мало точек. Если считать, что искажение обусловлено наличием примеси в образцах, то учитывая, что эффект проявляется как в полном сечении, так и в сечении деления, можно в принципе говорить о примеси ^{231}Pa , ^{237}Np или ^{241}Am , а принимая во внимание значения резонансных параметров перенесленных ядер, речь может идти только о ^{237}Np или ^{241}Am , причем величина примеси должна быть весьма значительной. Однако по авторским данным об изотопном составе образцов таких примесей нет, образцы состоят из изотопов урана, а в экспериментах Вестона [14,15] вообще на 99,99% из ^{233}U . Остается предположить наличие слабого резонанса ^{233}U при энергии $\approx 0,49$ эВ. Окончательный ответ на вопрос о существовании такого резонанса может дать эксперимент на поляризованных нейтронах, как это было сделано Муром и др. [25] для ^{235}U . Численные значения оцененных ядерных данных в энергетическом интервале 10^{-5} ÷1 эВ представлены в полном файле ^{233}U .

Список литературы

1. Kolar W., Carraro G., Nastri G./In Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors. Helsinki. 1970. V.1. P.387.
2. Brooks F.D., Joly J.E., Schomberg M.Q., Sowerby M.G.. Eta and neutron cross-sections of ^{239}Pu and ^{233}U . Rep. AERE-M-1709. 1966.
3. Вертебный В.П., Власов М.Ф., Колотый В.В. и др.//Ядерно-физические исследования в СССР. 1973. Вып.16. С.8.
4. Пшеничный В.А., Бланковский А.И., Гнидак Н.Л., Павленко Е.А.// Ядерно-физические исследования в СССР. 1976. Вып.21. С.29.
5. Sailor V.L.//Phys.Rev. 1955. V.100. P.1249.
6. Moore M.S., Miller L.G., Simpson O.D.//Phys.Rev. 1960. V.118. P.714.
7. Harvey J.A., Moore C.L., Hill H.W./In Proc. of the Intern.Conf. on Nuclear Cross-Sections and Technology. Knoxville. 1976. P.690.
8. Block R.C., Slaughter G.G., Harvey J.A.//Nucl.Sci.Eng. 1960. V.8. P.112.
9. Muether H.R., Polevsky H. Priv.comm. BNL. 1955.
10. Pattenden N.J., Harvey J.A.//Nucl.Sci.Eng. 1963. V.17. .404.
11. Cao M.J., Migneco E., Theobald J.P., Merla M./In Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Reactors. Helsinki. 1970. V.1. P.419.
12. Deruytter A.J., Wagemans C.//Nucl.Sci.Eng. 1974. V.54. P.423.
13. Sanders J.E., Price B.T., Richmond R. Fission cross sections as a function of neutron energy III, uranium-233. Rep. NRDC-81. 1955.
14. Weston L.W., Gwin R., De Saussure G. et al//Nucl.Sci.Eng. 1970. V.42. P.143.
15. Weston L.W., Gwin R., De Saussure G. et al//Nucl.Sci.Eng. 1968. V.34. P.1.
16. Olecka S.//Phys.Rev. 1958. V.109. P.1645.
17. Sanders J.E., Scarcgard H.M., Kenward C.J.//Nucl.Eng. 1957. V.5 .P.186
18. Smith J.R., Reeder S.D./In Proc. of the Intern.Conf. on Nuclear Cross-Section and Technology: Washington. 1968. P.589.
19. Smith J.R., Reeder S.D. Low energy eta measurements. Rep. IN-1407. 1970. P.39.
20. Magleby E.H, Smith J.R., Evans J.E., Moore M.S./In Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Cross-Section and Technology. Washington. 1966. P.919.
21. Palevsky H., Hughes D.J., Zimmerman R.L., Eisberg R.M.//Nucl.Eng. 1956. V.3. P.177.
22. Divadeenam M., Sterhn J.R.//Nucl. Standart Referece Data. IAEA-TECDOC-335. Vienna. 1985. P.238.
23. Анципов Г.В., Коньшин В.А., Мороговский Г.Б.//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1972. Вып.10. С.262.
24. Drake M.K., Dahlberg R.C., McGehee B.G.. Neutron Cross-Section for ^{233}U . GA-7076. General Atomic. 1966.
25. Moore M.S., Moses J.D.//Phys.Rev.C. 1978. V.18. P.1328.

Статья поступила в редакцию 15 ноября 1990 г.

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ^{233}U
 В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ ИНТЕРВАЛЕ 1÷100 эВ

Г. Б. Мороговский

Институт ядерной энергетики АН БССР, Минск

THE PARAMETRIZATION OF NEUTRON CROSS-SECTION OF ^{233}U IN THE ENERGY RANGE 1÷100 eV. The parameters of the resolved resonances have been obtained. It's shown, that Adler-Adler parameters with smooth file give the best description of the all used experimental data. Group constants are given.

Оценка нейтронных сечений ^{233}U в разрешенной резонансной области энергий и получение рекомендованных значений параметров является достаточно сложной задачей: качество имеющихся экспериментальных измерений сечений σ_t , σ_f и σ_γ далеко от желаемого, а достаточно близкое расположение резонансов ($\langle D \rangle \approx 0,7$ эВ и $\langle \Gamma \rangle / \langle D \rangle \approx 0,6$) затрудняет проведение параметризации из-за заметной межуровневой интерференции. Вообще говоря, ситуация в разрешенной резонансной области ^{233}U сильно напоминает ту, что существовала до 1978 г. в этой же области для ^{235}U . Появление тогда работы Мура и др. [1] позволило резко улучшить качество рекомендованных резонансных параметров ^{235}U благодаря получению принципиально новой информации по количеству резонансов и их спинам. Следует сразу же отметить настоятельную необходимость проведения работы, аналогичной работе [1], для ^{233}U , что позволило бы решить вопросы о статусе "искусственных" резонансов [2] и наличии пропуска уровней в экспериментах.

Обзор существующих экспериментальных измерений показал, что для параметризации в принципе могут быть использованы следующие ряды данных:

- по σ_t - Колар и др. [3], Паттенден и Харви [4], Мур и др. [5];
- по σ_f - Мур и др. [5], Вестон и др. [6], Као и др. [7], Блонс и др. [8], Деройтер и др. [9];
- по σ_γ - Вестон и др. [6].

После детального анализа имеющейся информации по указанным выше измерениям для дальнейшей работы были отобраны следующие ряды экспериментальных данных:

- по σ_t - Колар и др. [3];
- по σ_f - Деройтер и др. [9], Блонс и др. [8];
- по σ_γ - Вестон и др. [6].

Измерения Паттендена и Харви [4] и Мура [5] по σ_t , Мура [5], Вестона [6] и Као [7] по σ_f не использовались из-за существенно худшего по сравнению с отобранными работами энергетического разрешения.

При проведении параметризации, особенно при одновременном учете трех типов сечений как в данном случае, очень важно, чтобы энергетические шкалы разных экспериментов совпадали между собой. Несовпадение шкал может вызвать появление аномальных и даже нефизических значений резонансных параметров. В настоящей работе за основу были приняты энергии резонансов из работы [2], несовпадающие с этой шкалой ряды экспериментальных данных передвигались по энергии соответствующим образом. В качестве опорных были взяты 13 достаточно сильных хорошо разрешенных резонансов в интервале 2+100 эВ.

Всем рядам данных, использованных в работе, был приписан вес, исходя из имеющейся информации об условиях экспериментов и хода сечений. Кроме того, еще на стадии предварительного анализа стало очевидным (и это подтвердилось при дальнейшей работе), что экспериментальные данные по разным типам сечений плохо согласуются между собой. Таким образом, вес эксперимента являлся численным значением качества сечений, участвующих в параметризации. Как и следовало ожидать, наименьший вес получили данные [6] по сечению радиационного захвата.

Для нормировки сечений деления и радиационного захвата использовались значения средних сечений из работы [9] с учетом того, что сечение деления Деройтера было перенормировано к новому значению $\sigma_f^{2200} = 529,6$ б [10]. Сечение радиационного захвата [6] было перенормировано так, как следовало бы перенормировать σ_f [6], чтобы сохранить величину α .

Расчет параметров в энергетическом интервале 1+100 эВ проводился по формулам Брейта-Вигнера и Адлер-Адлера, причем использовались адлеровские параметры, согласованные по G и по H . Оценка качества параметризации проводилась таким же образом, как и в предыдущей работе [11]. В рассматриваемом энергетическом интервале имеется 149 резонансов, хотя в файле приводятся значения параметров для 178. Для двух резонансов ниже 1 эВ ($E_r = -3$ эВ и $E_r = 0,17$ эВ) были отдельно получены параметры Брейта-Вигнера и Адлер-Адлера с целью проведения оценки нейтронных данных ^{233}U в тепловой области. Параметры 27 резонансов выше 100 эВ были взяты из BNL-325 [12]. При расчетах параметров резонансов в интервале 1+100 эВ учитывался вклад в сечения от этих 29 дополнительных уровней.

Были получены два набора параметров (Брейта-Вигнера и Адлер-Адлера), наилучшим образом описывающие всю совокупность исходных экспериментальных данных с учетом приданных им весов в рамках соответствующих формализмов.

Для каждого набора параметров был затем вычислен "гладкий файл" с учетом условий, описанных в [13]. Оказалось, что он улучшает описание экспериментов на 25-30%. Каждый "гладкий файл" содержит около 300 точек, это вполне приемлемо, особенно если учесть, что первые 40 точек относятся к интервалу 1÷5 эВ. Указанный факт является следствием плохой согласованности экспериментальных данных в этой области. Скорее всего она связана с довольно большой толщиной образца ^{233}U в эксперименте Колара [3] по полному сечению, поэтому резонансы 1,78 и 2,29 эВ могут иметь значительную ошибку в пиках.

Проведенная оценка качества параметризации показала, что самосогласованные адлеровские параметры с гладким файлом наилучшим образом описывают всю совокупность экспериментальных сечений, в связи с чем они и были включены в файл оцененных данных. Следует отметить, что треть параметризованных резонансов имеет нулевую интерференцию для всех трех типов сечений, т.е. являются резонансами брейт-вигнеровского типа. Сравнение точности описания экспериментов двумя системами параметров без учета гладких файлов позволяет сделать вывод, что параметры Брейта-Вигнера несколько лучше воспроизводят исходные сечения (\approx на 4-5%). Очевидно подобная ситуация связана с неконтролируемым дальнедействием адлеровских параметров. При проведении параметризации для обоих формализмов были наложены следующие ограничения на получаемые параметры:

- полная ширина $\Gamma \leq 1,6$ эВ;
- радиационная ширина $0,02 \leq \Gamma_\gamma \leq 0,06$ эВ.

Оказалось, что для брейт-вигнеровских параметров имеют предельно допустимые значения 19 величин Γ и 53 величины Γ_γ , тогда как для адлеровских параметров таких величин 13 и 51 соответственно. Средние резонансные параметры, полученные из двух наборов параметров как по всем резонансам до 100 эВ, так и с исключением резонансов, имеющих предельно допустимые значения Γ и Γ_γ , приведены в табл. 1.

Среднегрупповые значения констант, полученные из резонансных параметров с добавлением "гладкого файла", приведены в табл. 2.

В заключение следует еще раз подчеркнуть, что увеличение степени надежности получаемых резонансных параметров и всех связанных с ними величин возможно при проведении новых экспериментальных измерений всех типов сечений в области разрешенных резонансов.

Таблица 1

Средние резонансные параметры ^{233}U

Количество резонансов	$\langle \Gamma_n^0 \rangle$, МэВ	ν , для Γ_n^0	$\langle \Gamma_f \rangle$, МэВ	ν , для Γ_f	$\langle \Gamma_\gamma \rangle$, МэВ	ν , для Γ_γ	S_0
150	0,1304	1,41	558	2,41	36,28	14,21	$0,973 \cdot 10^{-4}$
97	0,1601	1,92	344	2,98	39,54	33,04	$1,195 \cdot 10^{-4}$
150	0,1290	1,37	516	2,29	35,28	14,17	$0,963 \cdot 10^{-4}$
95	0,1664	2,07	364	2,48	38,38	34,59	$1,243 \cdot 10^{-4}$

Первая и вторая строки относятся к брейт-вигнеровскому набору параметров, третья и четвертая - к адлеровскому.

Таблица 2

Среднегрупповые константы ^{233}U

ΔE , эВ	σ_t , б	σ_n , б	σ_f , б	σ_γ , б
1,0-2,15	429,94	10,45	359,11	60,39
2,15-4,65	186,41	11,87	125,53	49,01
4,65-10,0	130,05	10,69	101,23	18,12
10,0-21,5	143,41	11,14	112,81	19,47
21,5-46,5	90,0	12,14	70,65	7,22
46,5-100,0	57,71	11,90	39,09	6,72

Список литературы

1. Moore M.S., Moses J.D., Keyworth G.A. et al//Phys.Rev. 1978. V.18. P.1328.
2. Nizamuddin S., Blons J.//Nucl.Sci.Eng. 1974.V.54. P.116.
3. Kolar W., Carraro G., Nastri G./In Proc.of the Intern.Conf.on Nuclear Data for Reactors. Helsinki. 1970. V.1. P.387.
4. Pattenden N.J., Harvey J.A.//Nucl.Sci.Eng. 1963. V.17. P.404.
5. Moore M.S., Miller L.G., Simpson O.D.//Phys.Rev. 1960. V.118. P.714
6. Weston L.W., Gwin R., De Saussure G. et al//Nucl.Sci.Eng. 1968. V.34. P.1.

7. Gao M.G., Migneco E., Theobald J.P., Merla M./In Proc.of the Intern.Conf.on Nuclear Data for Reactors. Helsinki. 1970. V.1. P.419.
8. Blons J.//Nucl.Sci.Eng. 1973. V.51. P.130.
9. Deruytter A.J., Wagemans C.//Nucl.Sci.Eng. 1974. V.54. P.423.
10. Divadeenam M., Stehn J.R.//Nucl.Standart Reference Data, IAEA-TECDOC-335. Vienna, 1985. P.238.
11. Мороговский Г.Б.//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1986. Вып.3. С.17.
12. Mughabghab S.F. BNL-325//Neutron Cross Sections. 1984. V.1.
13. Морговский Г.Б.//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1986. Вып.1. С.12.

Статья поступила в редакцию 15 ноября 1990 г.

ОБ АППРОКСИМАЦИИ СПЕКТРОВ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

Ю. В. Породзинский, Е. Ш. Суховицкий

Институт ядерной энергетики АН БССР, Минск

ON THE APPROXIMATION OF THE PROMPT FISSION NEUTRON SPECTRA. Prompt fission neutron spectra for $^{238}\text{U}(n, f)$ reaction are approximated. The prefission emitted neutrons are accounted for. It is demonstrated that when energy of neutrons inducing fission is higher than 15 MeV, to describe the high energy tail of spectrum the prefission neutrons should be considered.

Спектр мгновенных нейтронов деления, среднее число которых определяется величиной $\bar{\nu}$, является одной из важнейших характеристик процесса деления. Наиболее часто для описания формы таких спектров используют максвелловское распределение. Между тем существуют теоретически более оправданные модели, описывающие форму спектра нейтронов деления [1]. Тем не менее аппроксимация спектра нейтронов деления распределением Максвелла, по крайней мере при низких энергиях делящих нейтронов, является оправданной, так как описывает $\approx 99\%$ нейтронов спектра в энергетическом интервале $0,02 \div 8$ МэВ с точностью не хуже 5% [2]. При более высоких энергиях вторичных нейтронов различие достигает $\approx 20\%$, при этом надо иметь в виду, что экспериментальные измерения спектра в этой области имеют не лучшую точность [3].

При энергиях делящих нейтронов выше порога реакции $(n, n' f)$ регистрируемый и аппроксимируемый спектр нейтронов деления содержит значительную долю предделительных нейтронов. При таких энергиях (≥ 6 МэВ) значительная доля эмиссионных нейтронов испускается из ядра до установления в нем термодинамического равновесия, и поэтому спектр нейтронов деления, включающий в себя часть эмиссионных нейтронов, может иметь отклонение от максвелловской формы. Анализ экспериментальных данных показывает на необходимость учета этого факта при расчете спектров [4].

Тем не менее оцененные спектры нейтронов деления в полных файлах ядерных данных имеют форму Максвелла, а большинство экспериментальных результатов успешно интерпретируются этим распределением.

Попытаемся выяснить возможности и границы применимости такого упрощения.

Спектр мгновенных нейтронов деления с учетом вклада эмиссионных нейтронов можно записать в виде:

$$\begin{aligned}
 P_f(E_n, E') = & \left\{ \nu^A(E_n) \cdot N_M^A(\bar{E}^A, E') \cdot \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nF}} + \left[\nu^{A-1} \left[E_n - \bar{E}_{nn',f} - B_n^{A-1} \right] \cdot N_M^{A-1}(\bar{E}^{A-1}, E') + \right. \right. \\
 & \left. \left. + P_{nn',f}(E_n, E') \right] \cdot \frac{\sigma_{nn',f}}{\sigma_{nF}} + \left[\nu^{A-2} \left[E_n - \bar{E}_{n2n',f}^1 - \bar{E}_{n2n',f}^2 - B_n^{A-1} - B_n^{A-2} \right] \times \right. \right. \\
 & \left. \left. \times N_M^{A-2}(\bar{E}^{A-2}, E') + P_{n2n',f}^1(E_n, E') + P_{n2n',f}^2(E_n, E') \right] \cdot \frac{\sigma_{n2n',f}}{\sigma_{nF}} \right\} / \\
 & \left\{ \nu^A(E_n) \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nF}} + \left[\nu^{A-1} \left[E_n - \bar{E}_{nn',f} - B_n^{A-1} \right] + 1 \right] \cdot \frac{\sigma_{nn',f}}{\sigma_{nF}} + \right. \\
 & \left. + \left[\nu^{A-2} \left[E_n - \bar{E}_{n2n',f}^1 - \bar{E}_{n2n',f}^2 - B_n^{A-1} - B_n^{A-2} \right] + 2 \right] \cdot \frac{\sigma_{n2n',f}}{\sigma_{nF}} \right\}, \quad (1)
 \end{aligned}$$

где $N_M^A(\bar{E}^A, E')$ - максвелловский спектр нейтронов деления ядра A со средней энергией \bar{E}^A , при этом под A подразумевается атомный номер делящегося ядра; $P_{nn',f}(E_n, E')$, $P_{n2n',f}^1(E_n, E')$, $P_{n2n',f}^2(E_n, E')$ и $\bar{E}_{nn',f}$, $\bar{E}_{n2n',f}^1$, $\bar{E}_{n2n',f}^2$ - спектры эмиссионных нейтронов и средние энергии этих спектров соответственно; σ_{nf} , $\sigma_{nn',f}$, $\sigma_{n2n',f}$ и σ_{nF} - соответствующие шансы и полное сечение деления; $\nu^A(E)$ - среднее число нейтронов на первый шанс деления ядра без учета эмиссионных нейтронов.

Как показано в [5], зависимость от энергии среднего числа нейтронов на деление, определяемая (1), может быть описана с точностью не хуже $\approx 1\%$, если считать $\nu^A(E)$ первого шанса деления линейной функцией энергии.

В настоящей работе анализировались спектры нейтронов при делении ^{238}U . Энергетические зависимости $\nu^{238}(E)$ и $\nu^{237}(E)$ взяты из оценок [6] и [7] соответственно, а $\nu^{238}(E)$ определено из условия описания среднего числа нейтронов при делении ядра ^{238}U нейтронами в области энергий до 20 МэВ с использованием известных долей шансов деления [8] и приняты равными:

$$\nu^{239}(E) = 2,230 + 0,1596 \cdot E;$$

$$\nu^{238}(E) = 2,402 + 0,166 \cdot E;$$

$$\nu^{237}(E) = 2,348 + 0,128 \cdot E.$$

Эти энергетические зависимости описывают $\nu(E)$ при делении ядра ^{238}U нейтронами с точностью лучше 1% в энергетической области до 20 МэВ. Спектры предделительных нейтронов рассчитывались по методике, изложенной в [9].

Средняя энергия максвелловского спектра рассчитывалась из соотношения Террелла:

$$\frac{\bar{E}^A(E_n)}{\bar{E}^A(0)} = \frac{a+b\sqrt{v^A(E_n)+1}}{a+b\sqrt{v^A(0)+1}} \quad (2)$$

с коэффициентами $a=0,41$ и $b=0,47$, полученными для большой группы ядер [5]. Параметры, использованные для описания спектра $P_f(E_n, E')$, приведены в таблице. Также в ней приведены средняя энергия спектра $P_f(E_n, E')$ с учетом предделительной эмиссии нейтронов \bar{E} и средняя энергия нейтронов из осколков деления \bar{E}^M .

Параметры описания спектра нейтронов при $E_n = 14,3$ МэВ

Делящееся ядро	Шансы, б	\bar{E}^A , МэВ	σ_{nF} , б	$\bar{E}_{nn'f'}$, МэВ	$\bar{E}_{n2n'f'}^1$, МэВ	$\bar{E}_{n2n'f'}^2$, МэВ	\bar{E} , МэВ	\bar{E}^M , МэВ
^{239}U	0,457	2,310						
^{238}U	0,492	2,106	1,162	2,364	0,936	0,723	2,094	2,189
^{237}U	0,213	1,983						

На рис.1 приведено сравнение экспериментального спектра мгновенных нейтронов деления ядра ^{238}U нейтронами с энергией 14,3 МэВ [3] с расчетом, учитывающим предделительную эмиссию. На рис.2 сравниваются расчеты с учетом и без учета эмиссионных нейтронов.

Как видно из рисунков, учет возможности предравновесного испускания предделительных нейтронов позволяет описать характерные особенности экспериментального спектра мгновенных нейтронов деления не воспроизводящиеся без такого учета. Следует отметить, что различия в расчетах спектров с и без учета предравновесного испускания нейтронов при энергиях налетающих нейтронов до 15 МэВ не превышает $\approx 10\%$, чем и объясняется возможность успешного описания делительных спектров максвелловскими распределениями.

Однако надо иметь ввиду, что различия двух расчетов растут с увеличением энергии налетающих нейтронов, так как становятся жестче эмиссионные спектры предделительных нейтронов.

Экспериментальные спектры мгновенных нейтронов деления при больших энергиях налетающих нейтронов практически отсутствуют, поэтому в этой энергетической области можно лишь сравнить результаты двух расчетов. На рис.3 приведено такое сравнение для энергии налетающих нейтронов 18 МэВ, которая выбрана из условия отсутствия реакции $(n, 3n'f)$, что существенно

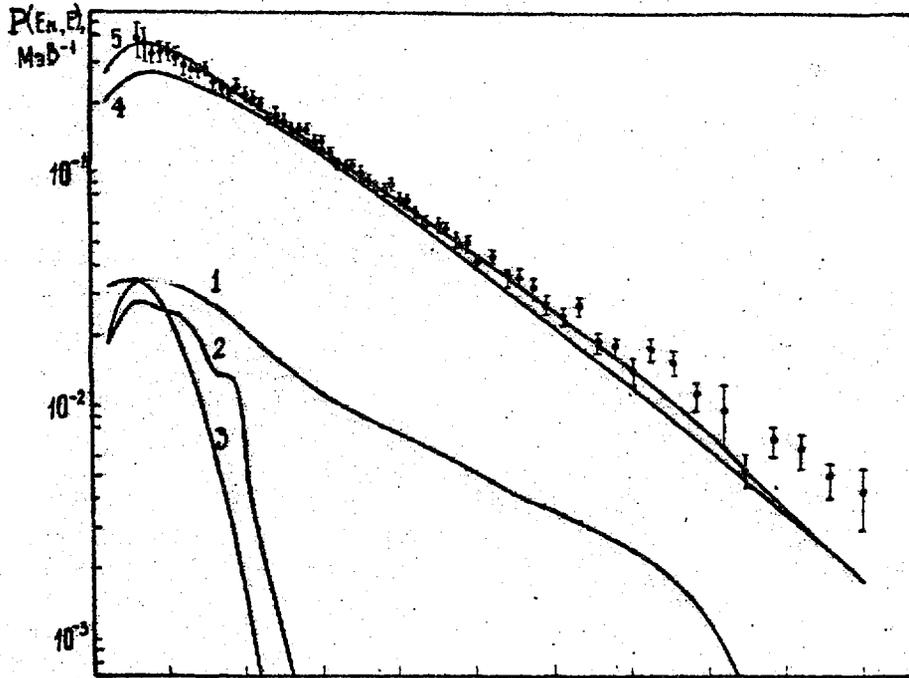


Рис. 1. Спектры нейтронов из реакции $^{238}\text{U}+n$ ($E_n=14,3$ МэВ):

- - эксперимент [3];
- 1 - вклад спектра нейтронов реакции $(n, n'f)$;
- 2 - вклад спектра 1-х нейтронов реакции $(n, 2n'f)$;
- 3 - вклад спектра 2-х нейтронов реакции $(n, 2n'f)$;
- 4 - вклад спектра нейтронов из осколков деления;
- 5 - спектр мгновенных нейтронов деления, рассчитанный с учетом предельной эмиссии нейтронов

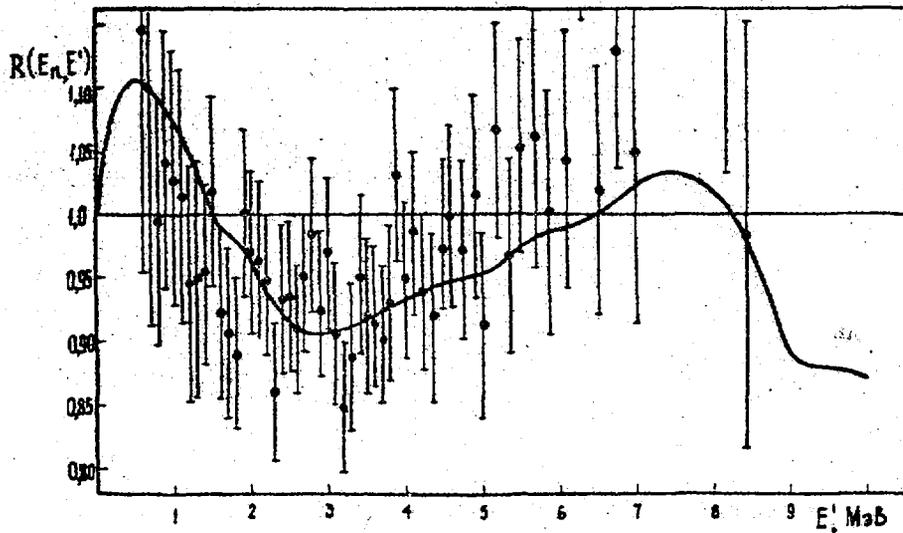


Рис. 2. Отношение спектров $R(E_n, E')$ при $E_n=14,3$ МэВ с учетом и без учета предельной эмиссии ($\bar{E}=2,164$ МэВ):

- - $R(E_n, E') = P_f(E_n, E') / N_M(\bar{E}, E')$;
- - $R^{\text{эксп}}(E_n, E') = P_f^{\text{эксп}}(E_n, E') / N_M(\bar{E}, E')$

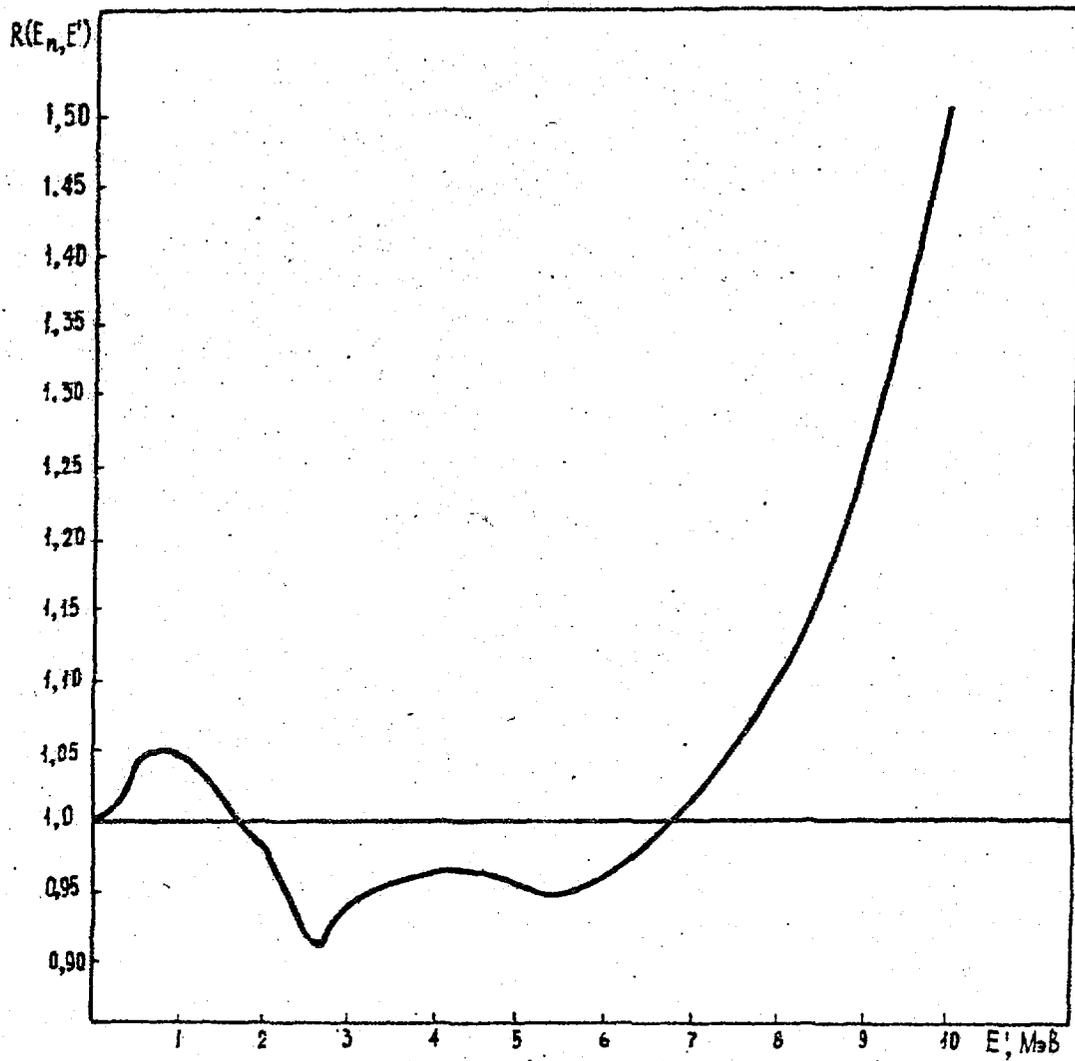


Рис. 3. Отношение спектров $R(E_n, E')$ при $E_n = 18$ МэВ с учетом и без учета преддельительной эмиссии ($\bar{E} = 2,185$ МэВ):

— — $R(E_n, E') = P_f(E_n, E') / N_n(\bar{E}, E')$

упрощает расчет, но достаточно большой, чтобы средняя энергия предделительных нейтронов сравнялась бы по порядку величины с энергией делительных нейтронов.

Как видно из рис. 3, в области энергий рассеянных нейтронов до 8,5 МэВ, в которой содержится $\approx 98\%$ нейтронов, различия в спектрах не превышают $\approx 10\%$, а при более высоких энергиях различия достигают $\approx 50\%$.

Таким образом, из вышесказанного можно сформулировать следующие выводы:

1. Существует возможность расчета спектров предделительных нейтронов реакций (n, xnf) , которая позволяет получать спектры мгновенных нейтронов деления с учетом предравновесного испускания эмиссионных нейтронов хорошо согласующиеся с экспериментом.

2. В случаях, когда использование теоретически оправданного спектра затруднено, можно применять максвелловское распределение для описания формы спектра мгновенных нейтронов деления в достаточно широкой энергетической области налетающих нейтронов вплоть до 20 МэВ, т.е. основная часть спектра, на которую приходится $\approx 98\%$ всех нейтронов описывается при этом с точностью не хуже $\approx 10\%$.

3. Аппроксимация спектра мгновенных нейтронов деления при энергиях выше порога реакции $(n, n'f)$ максвелловским распределением невозможна без искажения ядерных параметров.

4. Исследование различий между теоретическими предсказаниями и экспериментальными данными возможно позволит понять механизм предделительной эмиссии нейтронов.

Список литературы

1. Märten H., Ruben A., Seeliger D./Proc. of a Consult. on Phys. of Neutron Emission in Fission. 1988-INDC(NDS)-220. June 1989. P.245.
2. Корнилов Н.В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1985. Вып. 4. С. 46.
3. Барыба В.Я., Корнилов Н.В., Сальников О.А. Спектр мгновенных нейтронов деления $U-238$ при энергии 14,3 МэВ: Препринт ФЭИ-947. Обнинск, 1979.
4. Бойков Г.С., Дмитриев В.Д., Кудяев Г.А. и др. // Атомная энергия. 1990. Т. 69. Вып. 1. С. 23.
5. Howerton R.J., Doyas F.J. // Nucl. Sci. and Eng. 1971. V.46. P.414.
6. Manero F., Konshin V.A. // Atomic Energy Review. 1972. V.10. N4. P.637.
7. Клепацкий А.Б. и др. Оцененные нейтронные константы урана-236: Препринт ИЯЭ АН БССР. 1987. N 2. 84 с.
8. Игнатюк А.В., Маслов В.М., Пашенко А.Б. // Ядерная физика. 1988. Т. 47. С. 355.

Статья поступила в редакцию 14 декабря 1990 г.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОШИБКИ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ,
СВЯЗАННЫХ С ИЗМЕНЕНИЕМ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ
ГАЗОВЫХ СЧЕТЧИКОВ ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ

А. А. Бергман, А. И. Бескорский, В. Ф. Данилов,
А. Маликхонов, А. Н. Медведев, А. Е. Самсонов

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

EXPERIMENTAL ERRORS OF NUCLEAR DATA DUE TO THE EFFICIENCY VARIATIONS OF THE NUCLEAR PARTICLE GAS COUNTERS. Previously unknown efficiency variations of the nuclear particles gas counters take place due to the presence of an electrical field and ionization in the counter volumes. Recommendations are given to avoid this variations. These recommendations tested by special neutron counters with $^{10}\text{BF}_3$ and ^3He gases and γ -counters used to measure neutron radiative cross sections.

При измерении нейтронных сечений большое значение имеет стабильность в эффективности регистрации реакций $^3\text{He}(n,p)$ и $^{10}\text{B}(n,\alpha)$. Для регистрации этих реакций обычно используются счетчики с ^3He и BF_3 , работающие в пропорциональном режиме. Публикаций по исследованию изменений в эффективности регистрации газовых пропорциональных счетчиков нет.

Ранее отмечались изменения в эффективности регистрации газовых γ -счетчиков в гейгеровском режиме при изменении напряжения на счетчике. Отмечалось также то, что счетные характеристики могут меняться при изменении интенсивности γ -облучения [1]. Однако причины этих изменений установлены не были.

Нами проведено изучение нестабильности в эффективности регистрации потоков тепловых нейтронов борными счетчиками, наполненными BF_3 (300 мм рт. ст.) марки СМ-3 (естественный бор) и СМ-20 (бор, обогащенный изотопом ^{10}B), а также счетчиками с гелием-3 марки СМ-50. Все счетчики исследовались в пропорциональном режиме газового усиления. Измерения проводились с постоянным источником в графитовой призме. На рис. 1 показаны спектры импульсов счетчика СМ-3 от реакции $^{10}\text{B}(n,\alpha)$. Спектр импульсов, снятый через 3 часа после непрерывного облучения, существенно отличается от спектра, снятого в начале облучения. Видно, что в процессе облучения произошло перемещение амплитуд импульсов из области меньших амплитуд в

область больших амплитуд. Кроме того, увеличилось общее количество импульсов в области от минимума и выше.

Уменьшение числа импульсов с амплитудами в области минимума в спектре и несколько большими может быть объяснено уменьшением концентрации электроотрицательных примесей в газе счетчика. Но увеличение полного числа импульсов не может быть объяснено этой гипотезой.

Была выдвинута и совокупностью ниже описанных опытов проверена гипотеза увеличения эффективного рабочего объема счетчиков, возникающего за счет зарядки поверхности изоляторов нити счетчика. Зарядка должна происходить при высаживании на изоляторы электронов, образующихся от прохождения быстрых заряженных частиц в области близкой к изоляторам, под воздействием положительного потенциала нити.

Нами было проведено измерение изменения эффективности регистрации борными счетчиками в зависимости от времени облучения для разных нейтронных потоков. Для эксперимента были отобраны счетчики, обладающие лучшими амплитудными характеристиками. Чтобы эффект очистки газа от электроотрицательных примесей не сказывался на эффективности регистрации, уровень дискриминации импульсов соответствовал минимуму в спектре импульсов счетчика. На рис. 2 показаны результаты измерений для счетчика СММ-3. Видно, что в большом нейтронном потоке (кривая А) относительное изменение счета происходит быстрее и достигает больших величин по сравнению с малым потоком (кривая Б) - 20% и 5%, соответственно.

После перерыва в нейтронном облучении при условии сохранения напряжения на счетчике эффективность регистрации счетчика несколько уменьшается (см. рис. 2). Если же под облучением снять на некоторое время напряжение со счетчика, то после подачи напряжения эффективность регистрации почти такая же как до облучения. Это можно объяснить стеканием заряда изоляторов на корпус, что уменьшает эффективный объем.

В режиме длительного счета при интенсивности 750 имп/сек наблюдались интервалы времени порядка 10÷15 минут, когда интенсивность счета уменьшалась на величину 3÷4%. Это, по-видимому, можно объяснить неравномерным стеканием накопленного на изоляторе заряда. Аналогичная картина наблюдалась и для счетчика СММ-20.

Чтобы исключить маловероятную гипотезу увеличения концентрации бора в рабочем объеме счетчика в потоке тепловых нейтронов проверялась стабильность в эффективности регистрации счетчика СММ-20, который длиннее счетчика СММ-3 и края которого были закрыты кадмиевыми цилиндрами. С

точностью в 0,3% не было обнаружено изменения величины эффективного рабочего объема в процессе облучения нейтронами.

Была изготовлена модификация счетчиков СМ-20, отличающаяся тем, что в изоляторы нити счетчика были впаяны длинные металлические трубочки диаметром 2 мм, которые имели потенциал нити. Эти трубочки на 35 мм с каждой стороны ограничивали рабочую часть нити (см. рис.3). Счетчики этой конструкции (со стандартным диаметром 18 мм) не меняли с точностью 0,3% эффективный рабочий объем в течение 15 ч работы при интенсивности счета порядка 800 имп/сек.

Счетчики с ^3He после установки охранных трубочек также не увеличивали рабочий объем под воздействием интенсивных потоков тепловых нейтронов.

Электроочистка газа от электроотрицательных примесей в счетчиках с BF_3 , наблюдавшаяся нами при регистрации интенсивных нейтронных потоков и приводившая к изменению спектра импульсов, носила обратимый характер. Возможно, что происходило временное удержание этих примесей на нити (аноде) счетчика.

Такой же эффект временной очистки углекислого газа от электроотрицательных примесей наблюдался нами при ее электроочистке в установке с коронирующей нитью-катодом.

Чтобы в газовых счетчиках избежать эффекта очистки газа от электроотрицательных примесей можно использовать газовые смеси и такие электрические поля, чтобы энергия дрейфующих электронов соответствовала минимуму в сечении прилипания электронов к электроотрицательным примесям.

Так при добавке азота (2%) к аргону в ионизационных камерах происходит значительное уменьшение прилипания электронов к кислороду за счет того, что средняя энергия дрейфующих электронов делается меньше, чем резонансная энергия прилипания электронов к молекулам кислорода (0,5 эВ) [2].

Наши эксперименты показали, что при добавке углекислоты (2÷5%) к аргону такое же значительное уменьшение прилипания электронов к кислороду происходит только при достаточно больших отношениях напряженности электрического поля к парциальному давлению углекислоты. Дело в том, что взаимодействуя с трехатомными молекулами углекислоты дрейфующие электроны значительно быстрее теряют свою энергию, чем с двухатомными молекулами азота [3,4,5]. И поэтому средняя энергия дрейфующих электронов в этих смесях при малых электрических полях уменьшается столь сильно, что становится не только меньше резонансной энергии прилипания к кислороду, но и попадает на область, где в силу квантово-механического закона I/V сечение прилипания к молекулам кислорода должно увеличиваться.

При измерении сечений радиационного захвата нейтронов для регистрации γ -квантов использовались пропорциональные счетчики с наполнением $Ar+5\%CO_2$ и давлением газа до 6 атм., выполненные с проводящими охранными трубочками.¹ Проверка показала высокую стабильность в эффективности регистрации после длительной эксплуатации при всех уровнях дискриминации импульсов и интенсивностях счета до $5 \cdot 10^4$ имп/сек.

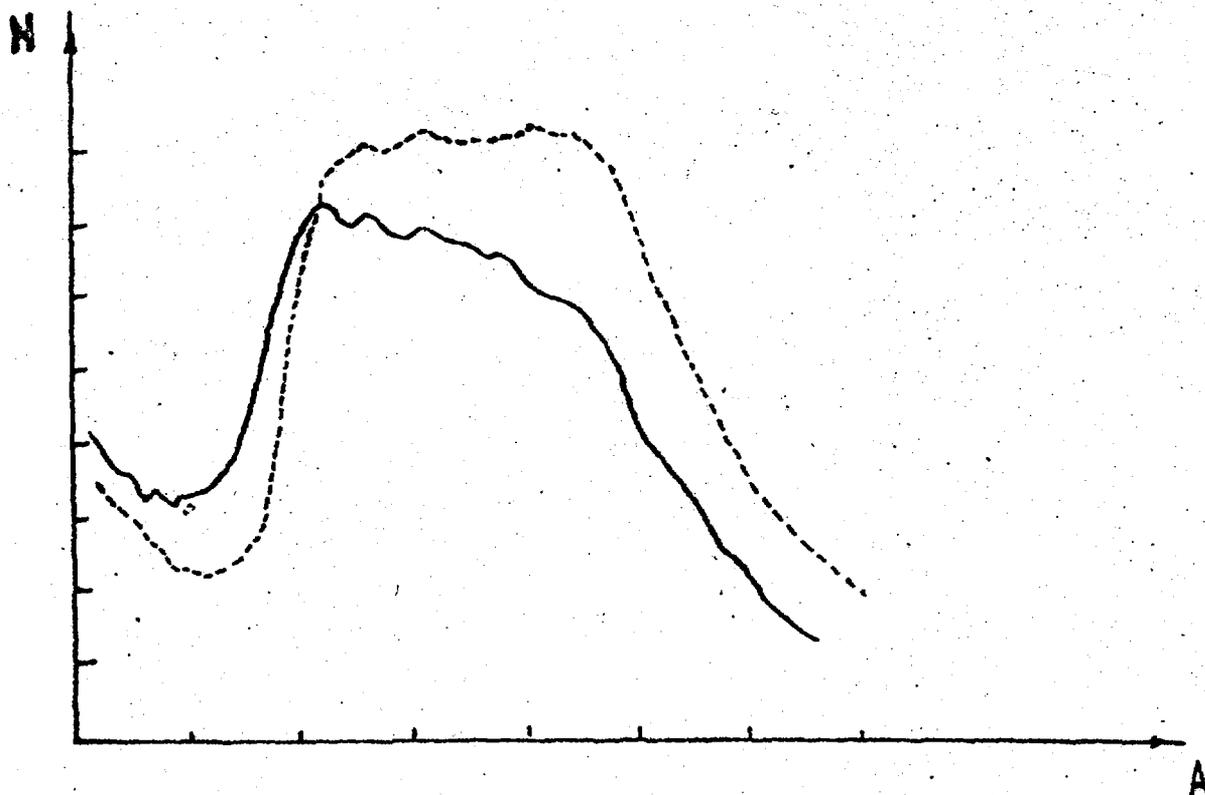


Рис. 1. Спектры импульсов борного счетчика СНМ-3 в потоке тепловых нейтронов:
——— - в начале облучения;
----- - через 3 ч после начала облучения;
время набора спектров - одинаковое

¹ Эти измерения проводились на нейтронном спектрометре по времени замедления в свинце Института ядерных исследований АН СССР.

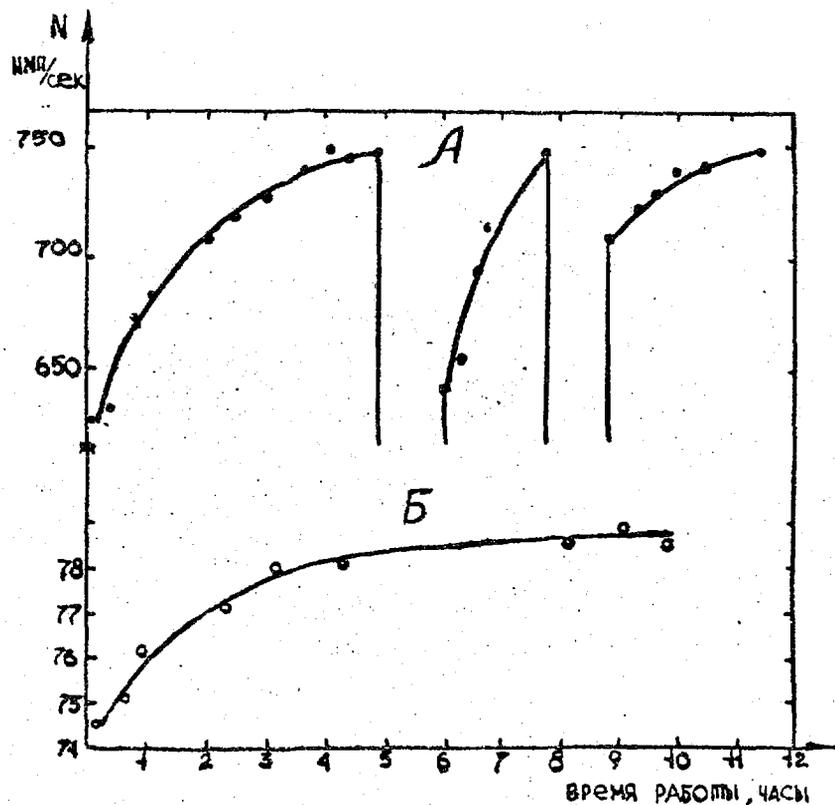


Рис. 2. Зависимость эффективности регистрации борным счетчиком СМ-3 (300 Top BF) от времени облучения:
 кривая А - для большого потока тепловых нейтронов. В интервале от 5 до 6 ч снято напряжение со счетчика. В интервале от 8 до 9 ч сделан перерыв в нейтронном облучении;
 кривая Б - для малого потока тепловых нейтронов

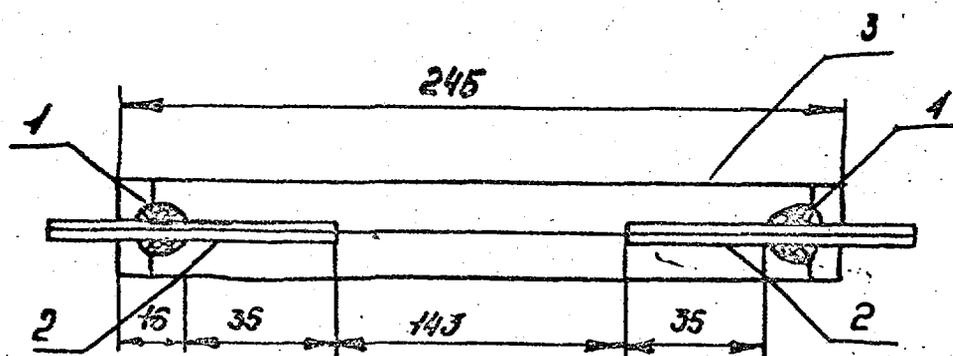


Рис. 3. Конструкция модифицированного счетчика СМ-200:
 1 - изоляторы нити;
 2 - металлические трубочки, ограничивающие рабочую длину нити;
 3 - корпус счетчика

Список литературы

1. Сидоренко В. В., Кузнецов Ю. А., Оводенко А. А.. Детекторы ионизирующих облучений. /Справочник. Л.: Судостроение, 1984 г.
2. Facchini U., Malvicivi A. //Nucleonics, 1955. V.13. N4. P.36.
3. Nealy R. H., Reed J. W. The Behaviour of Slow Electron in Cases. Sidney (1941).
4. Месси Г., Бархоп Е. Электронные и ионные столкновения. М.: ИИЛ., 1958.
5. Росси Б., Штауб Г. Ионизационные камеры и счетчики. М.: ИИЛ., 1951.

Статья поступила в редакцию 8 октября 1990 г.

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

УДК 539.172

СМЕСИ МУЛЬТИПОЛЕЙ В γ -ПЕРЕХОДАХ ^{112}Cd ИЗ РЕАКЦИИ $(n, n'\gamma)$

С. Ю. Араддад, М. М. Дюфани, С. М. Злитни, Дж. М. Ратеб

Центр ядерных исследований Тажура, Триполи

А. М. Демидов, И. В. Михайлов,

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Москва

MULTIPOLE MIXTURES IN γ -TRANSITIONS OF ^{112}Cd FROM THE $(n, n'\gamma)$ -REACTION. γ -spectrum, angular distribution and linear polarization of γ -quanta in the $^{112}\text{Cd}(n, n'\gamma)$ -reaction have been measured. Scheme of the ^{112}Cd levels and γ -transitions has been constructed, J^π characteristics of the levels have been determined, values of the multipole mixtures - δ for some γ -transitions have been found.

Последние данные о схеме уровней и γ -переходов ^{112}Cd можно найти в обзоре [1], а также работах [2,3]. Целью настоящей работы было получение новой информации о радиационных свойствах ^{112}Cd . Ранее это ядро уже изучалось в реакции $(n, n'\gamma)$ с использованием быстрых нейтронов реактора [4]. Однако недостаточная статистическая точность измерений и низкая разрешающая способность спектрометра не позволили во многих случаях надежно установить характеристики уровней и однозначно определить величины смесей мультиполей δ для γ -переходов. В настоящей работе γ -спектр и угловые распределения γ -излучения относительно нейтронного пучка измерены со значительно лучшей статистической точностью и дополнительно определена линейная поляризация для ряда γ -переходов.

Эксперимент и результаты

Изучение γ -спектра, угловых распределений и линейной поляризации γ -квантов в реакции $^{112}\text{Cd}(n, n'\gamma)$ проводилось на пучке быстрых нейтронов реактора Центра ядерных исследований Тажура в Ливии. Пучок быстрых нейтронов фильтровался 1 мм Cd, 1 г/см² В₄С, 50 мм U и 0,95 г/см² ¹⁰B. Расстояние между мишенью и детектором равнялось 50 см. На этом отрезке

γ -излучение фильтровалось от рассеянных на мишени быстрых нейтронов 130 мм полиэтилена. В работе использовался Ge-детектор с 10% эффективностью и разрешением 2,3 кэВ при $E_\gamma = 1,5$ МэВ. Образец металлического Cd массой 20 г и толщиной 1 г/см² имел обогащение 97,9% по ¹¹²Cd. Методика достаточно подробно описана в [5], а также в [6,7].

Значения энергии и относительной интенсивности γ -линий ¹¹²Cd, обнаруженных в спектре, приведены в табл.1. Энергии определялись при угле измерения $\theta = 90^\circ$ относительно нейтронного пучка, когда отсутствует доплеровское смещение. Интенсивности даны для угла измерения $\theta = 125^\circ$, когда второй член в разложении углового распределения по полиномам Лежандра ($W(\theta) = 1 + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta)$) равен нулю. Для энергетической калибровки спектра был измерен спектр ¹¹²Cd вместе с радиоактивными источниками.

Для определения угловых распределений γ -квантов интенсивности исследуемых γ -переходов нормировались на интенсивность $0^+ - 2^+$ -перехода с $E_\gamma = 606,84$ кэВ, который характеризуется изотропным распределением γ -излучения. Величины a_2 и a_4 , рассчитанные по методу наименьших квадратов, приведены в табл.2.

Величины δ для некоторых переходов смешанной мультипольности определялись с использованием угловых распределений E2-переходов ($W(\theta, E_2)$ для $2^+ - 0^+$ и $4^+ - 2^+$ -переходов) [6]. В этом случае для нахождения средней эффективной энергии нейтронов $\bar{E}_n^{\text{эф}} = E_1 + \overline{\Delta E}_n^{\text{эф}}$ для возбужденного состояния с энергией E_1 применялись расчеты по статистической модели (n, n', γ)-реакции (программа CINDY [8]) с последующим сравнением рассчитанных при различных значениях $\bar{E}_n^{\text{эф}}$ и экспериментальных угловых распределений для E2-перехода с данного i -го уровня. В нашем исследовании величина $\overline{\Delta E}_n^{\text{эф}}$ незначительно изменяется с увеличением E_1 от 1,5 до 3,0 МэВ при данном J^π и равна в ¹¹²Cd 0,57(5), 0,80(10) и 1,00(10) для уровней с $J = 2, 3$ и 4 соответственно.

Значения δ для $2_2^+ - 2_1^+$ -перехода по причине большой каскадной заселяемости уровня 2_2^+ находилось при помощи так называемого "безмодельного" способа нахождения величин δ , когда заселяемости магнитных подсостояний уровней определяются из угловых распределений γ -квантов для E2-переходов [5,9].

Линейная поляризация γ -квантов (P_γ) измерялась комптоновским поляриметром, состоящим из двух Ge-детекторов (см., например, [10]). Экспериментальные значения P_γ даны в колонке 10 табл.2. Для смешанных ($M1 + M2$)-переходов P_γ может быть также рассчитана с использованием величин a_2 , a_4 и δ [9] по формуле:

$$P_{\gamma}^{\text{теор}} = \frac{1 + a_2 \frac{X + 2\delta Y + \delta^2 Z}{X - 2\delta Y + \delta^2 Z} + a_4}{1 - 2a_4 \frac{X + \delta^2 Z}{X - 2\delta Y + \delta^2 Z} - \frac{a_4}{4}}$$

где коэффициенты X , Y и Z даны в табл. 3.

Сравнивая $P_{\gamma}^{\text{эксп}}$ и $P_{\gamma}^{\text{теор}}$ можно выбрать однозначные значения δ для некоторых γ -переходов. В колонке 11 табл. 2 представлены значения δ с учетом этого сравнения. Используется правило знаков Крейна-Штеффена для δ .

Схема γ -переходов ^{112}Cd

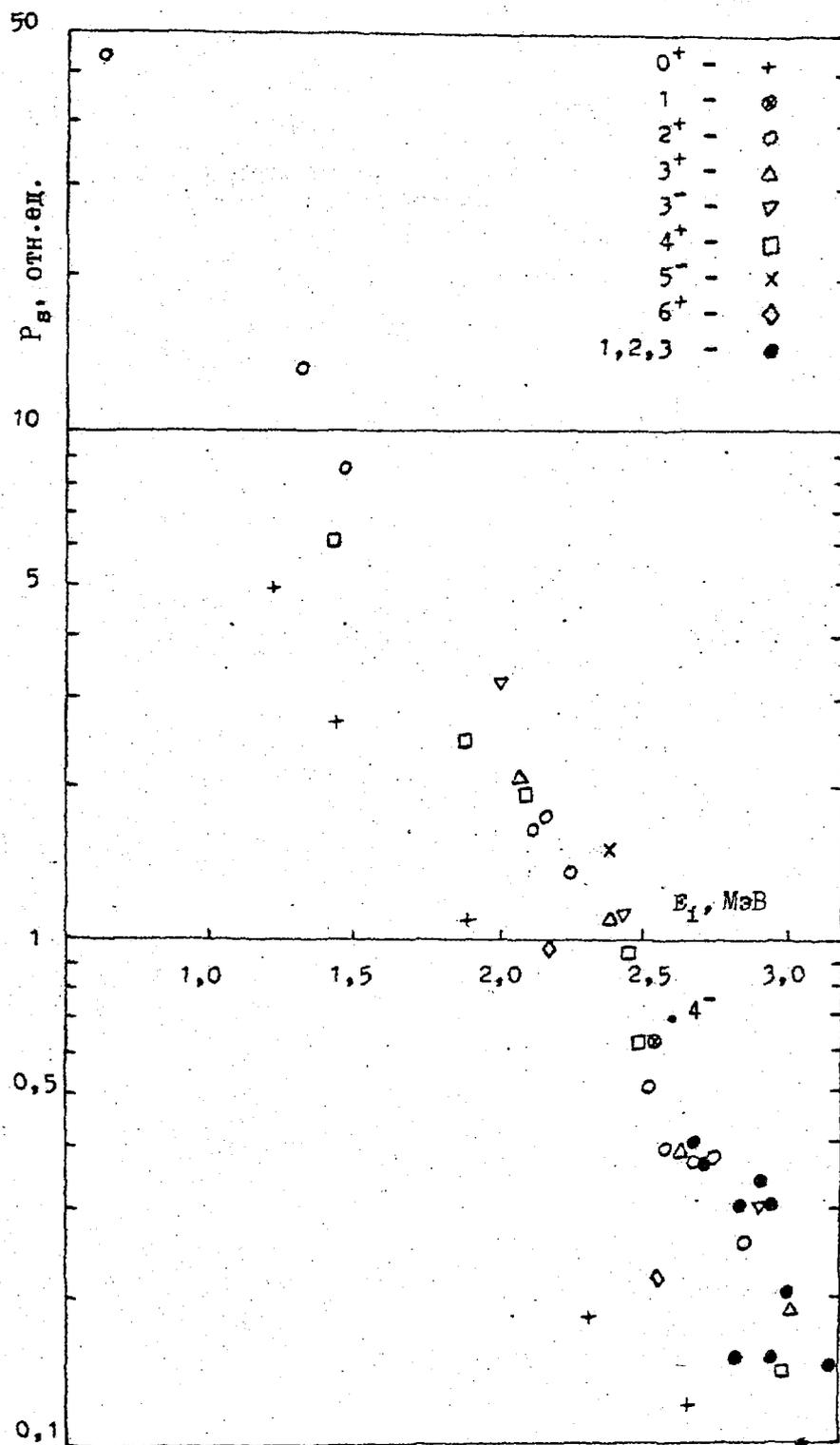
В табл. 2 представлена схема γ -переходов ^{112}Cd , возбужденного быстрыми нейтронами реактора в реакции $(n, n'\gamma)$, до энергии 3,4 МэВ. На рисунке показана зависимость заселяемости уровней в реакции $(n, n'\gamma)$ $P_S = \sum I_{\gamma}^{\text{уход}} - \sum I_{\gamma}^{\text{приход}}$ от энергии уровней. Здесь $I_{\gamma}^{\text{уход}}$ и $I_{\gamma}^{\text{приход}}$ - интенсивности γ -переходов, уходящих и приходящих на данный уровень. При размещении γ -линий в схеме уровней мы использовали совпадение E_{γ} с разностью энергий уровней, между которыми происходит предполагаемый γ -переход, соответствие экспериментальных и теоретических значений a_2 , a_4 , δ и P_{γ} для данного $J_i^{\pi} - J_f^{\pi}$ -перехода и согласие $P_S^{\text{эксп}}(E_1)$ с ожидаемой из рисунка.

Сравнивая экспериментальные и теоретические данные по угловым распределениям и линейной поляризации, в ряде случаев для уровней можно выбрать характеристики J^{π} , исключая те из них, которые не соответствуют экспериментальным результатам (см. табл. 4). Для исключения тех или иных J^{π} мы использовали следующие аргументы:

- 1) $a_2^{\text{эксп}}$ находится вне границ рассчитанного δ -эллипса, в предположении данного J_i^{π} ;
- 2) $a_2^{\text{эксп}}$ не соответствует теоретическому для E2-перехода;
- 3) $a_4^{\text{эксп}}$ имеет противоположный знак по сравнению с рассчитанным или сильно отличается от него при указанном J_i^{π} ;
- 4) при данном J_i^{π} γ -переход будет типа (E1+M2), но для него оказывается $|\delta| > 0,2$;

5) P_{γ} не соответствует $P_{\gamma}^{\text{теор}}$ при соответствующих $a_2^{\text{эксп}}$, $a_4^{\text{эксп}}$ и δ в предположении указанного J_i^{π} .

При выборе J_i^{π} предполагалось также, что M2-, E3-, M3- и E4-переходы в ^{112}Cd не могут конкурировать с E1-, M1- и E2-переходами.



Зависимость заселяемости уровней P_s в реакции $^{112}\text{Cd}(n, n'\gamma)$ от $E_{ур}$ и J_1^π

Таблица I

Энергии и относительные интенсивности γ -переходов в ^{112}Cd

E_γ , кэВ	I_γ , отн. ед.	E_i , кэВ	E_γ , кэВ	I_γ , отн. ед.	E_i , кэВ
1	2	3	1	2	3
120,94(10)	1,1 (2)	1433	1125,88(7)	0,14 (4)	3131
197,06(5)	0,07 (2)	2570	1154,63(10)	0,14 (2)	2570
244,5 (6)	0,12 (5)	1469	1156,23(20)	0,22 (3)	2572
370,8 (2)	0,036(12)		1164,4 (2)	0,08 (3)	
398,1 (3)	0,027(10)	2403	1175,51(10)	0,44 (3)	2591
401,98(3)M	0,72 (5)	1871 M	1189,6 (2)	0,05 (2)	
410,8 (2)	0,07 (2)	2416	1194,2 (2)	0,12 (4)	2507
420,6 (3)	0,032(10)	2794	1219,6 (2)	0,069(20)	2635
444,60(10)	0,14 (2)	2818	1250,04(9)	0,088(25)	
455,15(10)	0,31 (2)	1871	1253,41(2)M	1,84 (8)	1871M
526,58(5)	0,19 (2)	2591	1260,9 (5)	0,08 (3)	
558,4 (2)M	1,3 (2)	1871 M	1295,70(6)	0,36 (2)	2711
584,0 (5)	0,4 (2)	2454	1312,37(2)	4,64 (15)	1312
586,01(14)	0,10 (2)	2591	1322,59(5)	0,219(15)	2635
601,2 (2)	0,15 (2)		1356,56(4)	0,348(15)	2669
606,84(2)	5,34(20)	1224	1387,68(2)	3,32(12)	2005
612,89(9)	0,12 (3)	2082	1400,8 (2)	0,07 (2)	
617,52(2)	100	618	1413,9 (2)	0,061(20)	3419
626,05(10)	0,083(20)	2794	1419,2 (2)	0,039(18)	2853
629,75(13)	0,088(20)	2635	1424,74(6)	0,182(15)	2894
648,88(4)	0,32 (4)	2064	1447,01(3)	1,05 (5)	2064
666,15(2)	1,01 (4)	2082	1451,44(8)	0,075(20)	2867
687,93(5)	0,160(15)		1460,96(11)	0,020(10)	
692,78(10)	0,6 (2)	2005	1463,92(13)	0,018(10)	2082
694,84(2)	14,0 (6)	1312	1468,80(2)	3,78(15)	1469
699,49(7)			1483,95(5)	0,271(15)	2900
700,92(8)	0,11 (2)	2572	1504,10(3)	1,32 (6)	2122
734,93(8)	0,17 (2)		1538,72(3)	1,48 (6)	2156
752,22(2)M	1,98 (8)	2064	1546,28(18)	0,10 (3)	2962
		2168	1555,97(9)	0,16 (2)	2972
769,32(3)	0,77 (5)	2082	1586,65(13)	0,058(15)	
786,5 (3)	0,13 (2)		1599,9 (2)	0,055(15)	
798,05(2)	14,0 (6)	1416	1613,69(3)	1,19 (5)	2231
815,79(2)	1,02 (3)	1433	1653,2 (2)	0,053(15)	3068
831,86(12)	0,05 (2)	2301	1659,5 (2)	0,09 (3)	
851,29(2)	6,7 (2)	1469	1667,5 (3)	0,025(12)	
861,57(7)	0,220(15)	2867	1683,31(8)	0,20 (4)	2301
890,8 (2)	0,04 (2)		1687,3 (3)	0,04 (2)	
897,10(6)	0,21 (3)	(2122)	1689,82(16)	0,097(25)	3002
919,47(11)M	0,16 (2)	2231	1729,86(14)	0,05 (2)	
934,15(4)	0,230(15)	2403	1785,54(5)	0,32 (3)	2403
947,09(13)	0,136(15)	2416	1798,48(3)M	0,61 (3)	2416
957,64(2)	1,76 (8)	2373			3110
987,74(4)M	0,43 (3)	2403	1823,4 (3)	0,04 (2)	
1007,10(17)	0,090(15)	2231	1831,4 (2)	0,069(20)	
1024,20(18)	0,11 (2)	2493	1838,6 (10)	0,020(10)	(2454)
1038,74(8)	0,55 (3)	2454	1842,6 (8)	0,020(10)	
1063,5 (2)	0,044(15)	3069	1851,0 (2)	0,07 (2)	
1077,53(4)	0,49 (3)	2493	1875,2 (2)	0,037(15)	2493
1090,54(5)	0,21 (2)	2403	1888,82(4)	0,50 (3)	2506
1103,46(4)	0,30 (3)	2416	1894,4 (2)	0,024(12)	

Продолжение табл. 1

1	2	3	1	2	3
1900,7 (4)	0,020(10)		2735,9 (4)	0,020(10)	
1913,8 (3)	0,032(15)		2752,3 (2)	0,08 (3)	3370
1945,1 (2)	0,05 (2)	3170	2766,3 (6)	0,07 (2)	2766
1953,5 (3)	0,047(15)		2775,4 (4)	0,06 (2)	3392
2032,5 (2)	0,124(20)	3345	2785,8 (4)	0,04 (2)	
2051,56(16)	0,039(15)	2669	2811,0 (4)	0,04 (2)	
2056,53(5)	0,36 (5)	2674	2829,15(14)	0,11 (2)	2829
2066,1 (3)	0,030(15)		2836,5 (3)	0,05 (2)	
2074,7 (2)	0,068(20)		2852,81(16)	0,14 (2)	2853
2106,30(6)	0,32 (3)	2724	2870,8 (5)	0,05 (2)	
2121,8 (2)	0,020(10)	2122	2882,8 (5)	0,06 (2)	
2148,20(7)	0,28 (3)	2766	2894,6 (4)	0,08 (3)	(2894)
2156,33(12)	0,16 (2)	2156	2904,8 (3)	0,06 (2)	
2166,9 (4)	0,020(10)		2913,9 (5)	0,026(12)	
2208,0 (2)	0,020(10)		2922,6 (4)	0,033(12)	
2211,97(8)	0,19 (2)	2829	2931,17(19)	0,104(20)	2931
2217,0 (2)	0,031(12)	2834	2944,9 (3)	0,06 (2)	
2235,3 (2)	0,067(20)	2853	2961,6 (4)	0,05 (2)	2962
2276,19(16)	0,086(20)	2894	2980,4 (6)	0,04 (2)	2981
2313,9 (3)	0,052(17)	2931	2991,2 (5)	0,07 (2)	
2329,90(7)	0,25 (4)	2947	3028,9 (5)	0,06 (2)	
2363,35(10)	0,165(20)	2981	3035,6 (5)	0,04 (2)	
2384,4 (2)	0,091(20)	3002	3047,9 (5)	0,04 (2)	
2449,2 (5)	0,047(15)		3057,8 (6)	0,04 (2)	
2488,1 (3)	0,037(15)		3071,5 (6)	0,05 (2)	
2492,6 (4)	0,023(12)	3110	3110,7 (4)	0,04 (2)	3110
2506,72(3)	0,64 (5)	2507	3122,3 (4)	0,030(15)	
2518,1 (2)	0,066(20)		3126,4 (3)	0,04 (2)	
2552,06(10)	0,122(15)	3170	3133,29(17)	0,10 (2)	3133
2559,0 (2)	0,030(15)		3146,4 (3)	0,04 (2)	
2561,42(15)	0,075(20)	3179	3165,2 (4)	0,04 (2)	
2572,57(12)	0,09 (2)	3190	3231,1 (3)	0,04 (2)	
2576,72(15)	0,08 (2)		3242,8 (5)	0,030(15)	3243
2586,26(16)	0,11 (3)	3204	3300,5 (3)	0,07 (2)	
2629,1 (2)	0,072(20)		3335,3 (5)	0,07 (2)	
2635,5 (3)	0,066(20)	3253	3375,0 (4)	0,04 (2)	
2679,6 (3)	0,04 (2)		3415,3 (7)	0,030(15)	
2685,6 (2)	0,080(25)	3303	3501,7 (6)	0,04 (2)	
2702,0 (5)	0,020(10)		3596,1 (6)	0,06 (2)	
2714,2 (3)	0,04 (2)		3706,2 (7)	0,05 (2)	
2718,4 (2)	0,08 (3)	3336	3813,8 (8)	0,05 (2)	
2724,2 (3)	0,05 (2)	2724			

Таблица 2

Схема уровней и γ -переходов ^{112}Cd

$E_i, \text{кэВ}$	J_i^{π} ^{а)}	$E_{\gamma}, \text{кэВ}$	$I_{\gamma},$ отн. ед.	$E_f, \text{кэВ}$	J_f^{π}	P_{γ}	a_2	a_4	P_{γ}	δ
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
617.52 (2)	2+	617.52	100	0	0+	45	0.202(10)	-0.052(12)	1,62(+12,-8)	E2
1224.36 (3)	0+	606.84	5.34	618	2+	5.0			0,96(4)	изотропный
1312.37 (2)	2+	1312.37	4.64	0	0+	12	0.263(14)	-0.064(17)	3,2(+18,-6)	E2
		694.84	14.0	618	2+		-0.238(17)	-0.022(23)	1,06(+4,-3)	-1,7(+10,-4) ^{б)}
1415.57 (3)	4+	798.05	14.0	618	2+	6.2	0.286(15)	-0.100(16)	3,0(+7,-4)	E2
1433.31 (3)	0+	815.79	1.02	618	2+	2.6	0.00 (3)	-0.02 (3)	0,85(10)	изотропный
		120.94	1.1	1312	2+					
1468.81 (2)	2+	1468.80	3.78	0	0+	8.4	0.306(15)	-0.108(18)	4,8(+250,-14)	E2
		851.29	6.1	618	2+		0.274(12)	-0.013(14)	1,63(+12,-8)	+0,13(2)
		244.5	0.12	1224	2+					
1870.80 (4)	4+	1253.41 M	0.94	618	2+	2.4	0.14 (2)	-0.08 (3)	1,8(3)	
		558.4 M	1.3 (~0.96)	1312	2+		0.24 (4)	-0.05 (2)		
		455.15	0.31	1416	4+		-0.03 (7)	-0.01 (8)		
		401.98 M	0.72	1469	2+		0.29 (7)	-0.13 (10)	2,3(+7,-5)	-0,54(+20,-10) ^{в)} P=72% или +3,3(+20,-10)

Продолжение табл. 2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1870,93 (10)	0+	1253,41 M	0,9	618	2+	1,1				
		558,4 M	(1,3 (~0,34)	1312	2+					
		401,98 M	((0,72	1469	2+					
2005,21 (3)	3-	1387,68	3,32	618	2+	3,5	-0,188(9)	-0,006(10)	2,4(+9,-4)	
		692,78	0,6	1312	2+					
2064,50 (4)	3+	1447,01	1,05	618	2+	2,1	-0,53(2)	0,06(3)	2,1(+9,-3)	-I,95(25)
		752,22 M	(1,98 (~0,95)	1312	2+		-0,104(16)	0,030(20)	I,80(+16,-10)	-I,5(5)
		648,88	0,32	1416	4+		0,32(7)	0,05(7)		
2081,71 (4)	4+	1463,92	0,018	618	2+	1,9				
		769,32	0,77	1312	2+		0,28(5)	-0,08(6)	2,2(+5,-3)	
		666,15	1,01	1416	4+		0,076(20)	-0,014(24)	2,4(+5,-3)	-0,39(+4,-8)
		612,89	0,12	1469	2+					
2121,63 (4)	2+	2121,8	0,020	0	0+	1,6				
		1504,10	1,32	618	2+		0,34(3)	-0,02(3)	0,6I(I5)	+I,5(3)
		897,10?	0,21	1224	0+					
2156,26 (4)	2+	2156,33	0,16	0	0+	1,7	0,25(16)	-0,20(19)		E2
		1538,72	1,48	618	2+		0,25(2)	0,03(3)	3,1(+36,-7)	+0,05(4)
2167,8 (4)	(6+)	752,22 M	(1,98 (~1,03)	1416	4+	0,95				

Продолжение табл. 2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
2231,22 (4)	2+	1613,69	1,19	618	2+	(1,4	0,20 (3)	-0,04 (3)	2,3(+29,-8)	+0,05(4)
		1007,10	0,090	1224	0+					
		919,47 M	(0,16	1312	2+					
2300,84 (8)	0+	1683,31	0,20	618	2+	0,25				
		831,86	0,05	1469	2+					
2373,21 (4)	5-	957,64	1,76	1416	4+	1,5	-0,20 (3)	0,01 (4)	1,88(+23,-13)	-0,004(6)
2403,02 (5)	3+	1785,54	0,32	618	2+	(1,1	-0,13 (7)	0,10 (9)		+0,07(5) или
		1090,54	0,21	1312	2+		-0,12 (7)	-0,00 (8)		-6,8(24)
		987,74 M	(0,43	1416	4+		0,00 (5)	0,02 (5)	0,9(+3,-2)	+0,10(5)
		934,15	0,230	1469	2+		-0,15 (7)	0,24 (8)		-0,14(10)
		398,1	0,027	2005	3-					-4,6(+16,-12)
2415,96 (4)	3-	1798,48	(0,61	618	2+	(1,1	-0,12 (4)	0,06 (5)		+0,08(5)
		1103,46	0,30	1312	2+		-0,07 (8)	-	2,7(+17,-7)	
		947,09	0,136	1469	2+					
		410,8	0,07	2005	3-					
2454,31 (8)	4+	1838,67	0,02	618	2+	0,95				
		1038,74	0,55	1416	4+		0,22 (3)	0,01 (4)	3,4(+28,-8)	-0,18(8)
		584,0	0,4	1871	4+					

Продолжение табл. 2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
2493,10 (5)?	4+	1875,2	0,037	618	2+	0,64				
		1077,53	0,49	1416	4+	\	0,46 (6)	-0,01 (7)	5(+56,-2)	+0,45(20)
		1024,20	0,11	1469	2+					
2506,35 (5)	2+	1888,82	0,50	618	2+	0,62	0,11 (4)	-0,06 (5)		-0,16(7) или +3,8(+15,-10)
		1194,2	0,12	1312	2+					
2506,74 (3)	1(-)	2506,72	0,64	0	0+	0,64	-0,04 (3)	0,01 (3)		
2570,25 (7)	(4+)	1154,63	0,14	1416	4+	0,21				
		197,06	0,07	2373	5-					
2571,81 (20)	(2+)	1953,57	0,047	618	2+	0,38				
		1156,23	0,22	1416	4+		0,00 (7)	-0,02 (9)	I,4(+9,-5)	
		700,92	0,11	1871	0+,4+					
2591,08 (7)	4-	1175,51	0,44	1416	4+	0,73	0,38 (5)	0,01 (6)		+0,09(+16,-11)
		586,01	0,10	2005	3-					
		526,58	0,19	2064	3+		-0,46 (9)	-0,19 (12)		
2634,97 (5)	3+	1322,57	0,219	1312	2+	0,38	-0,45 (7)	0,24 (8)	2,9(+64,-11)	-2,1(6)
		1219,6	0,069	1416	4+					
		629,75	0,088	2005	3-					
2650,0 (2)	0+	2032,5	0,124	618	2+	0,12				

Продолжение табл. 2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
2668,96 (5)	(3+)	2051,56	0,039	618	2+	0,39				
		1356,56	0,348	1312	2+		0,18 (5)	0,07 (5)		
2674,07 (6)	2+	2056,53	0,36	618	2+	0,36	0,22 (5)	-0,09 (6)		
2711,28 (7)	3+, 4	1299,70	0,36	1416	4+	0,36	0,32 (12)	0,02 (14)		
2723,84 (7)	(2+)	2724,3	0,05	0	0+	0,37				
		2106,30	0,32	618	2+		0,15 (8)	0,02 (11)		
2765,74 (8)	1, 2+	2766,3	0,07	0	0+	0,35				
		2148,20	0,28	618	2+		-0,01 (8)	0,03 (9)		
2793,8 (3)	(7-)	626,05	0,083	2168	(6+)	0,12				
		420,6	0,032	2373	5-					
2817,81 (10)	(5, 6-)	444,60	0,14	2373	5-	0,14				
2829,19 (14)	1, 2+	2829,15	0,11	0	0+	0,30				
		2211,97	0,19	618	2+					
2834,5 (2)	0+	2217,0	0,031	618	2+	0,03				
2852,84 (15)	2+	2852,81	0,14	0	0+	0,25				
		2235,3	0,067	618	2+					
		1419,2	0,039	1433	0+					

Продолжение табл. 2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
2866,89 (9)	3	1451,44	0,075	1416	4+	0,29				
		861,57	0,220	2005	3-					
2893,59 (7)	2+,3	2894,6 ?	0,08	0	0+	0,35				
		2276,19	0,086	618	2+					
		1424,74	0,182	1469	2+		-0,15 (7)	0,07 (10)	I,8(+40,-10)	
2899,53 (6)		1483,95?	0,271	1416	4+	0,27	-0,36 (9)	0,04 (10)		
2931,21 (19)	1,2+	2931,17	0,104	0	0+	0,16				
		2313,9	0,052	618	2+					
2947,45 (8)?		2329,90	0,25	618	2+	0,25				
2961,8 (2)		2961,6	0,05	0	0+	0,15				
		1546,28	0,10	1416	4+					
2971,55 (10)	4+	1555,97?	0,16	1416	4+	0,16	-0,11 (11)	-0,05 (13)		
2980,88 (10)	(2+)	2980,4	0,04	0	0+	0,20				
		2363,35	0,165	618	2+					
3002,1 (2)	(3+)	2384,4	0,091	618	2+	0,19				
		1689,82	0,097	1312	2+					
3068,8 (2)	3,4+	1653,2	0,053	1416	4+	0,10				
		1063,5	0,044	2005	3-					

Продолжение табл. 2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	Ю	II
3110.4	(4)	(2+)	3110.7	0.04	0	0+	10.06			
			2492.6	0.023	618	2+				
			1798.48	-	1312	2+				
3131.10	(8)	(2+)	1125.88	0.14	2005	3-	0.14			
3133.33	(17)?	1.2+	3133.29	0.10	0	0+	0.10			
3169.61	(10)	(1.2)	2552.06	0.122	618	2+	0.17			
			1945.1	0.05	1224	0+				
3178.97	(15)	(3)	2561.42?	0.075	618	2+	0.08			
3190.12	(12)	(2+)	2572.57	0.09	618	2+	0.09			
3203.81	(16)?		2586.26	0.11	618	2+	0.11			
3242.8	(5)	(2+)	3242.8	0.03	0	0+	0.03			
3253.0	(3)	(3+)	2635.5	0.066	618	2+	0.07			
3303.1	(2)		2685.6	0.080	618	2+	0.08			
3335.9	(2)	(4+)	2718.4	0.08	618	2+	0.08			
3344.9	(2)	(2+, 3-)	2032.5	0.124	1312	2+	0.12			
3369.8	(2)		2752.3	0.08	618	2+	0.08			
3392.4	(4)		2775.4 ?	0.06	618	2+	0.06			
3419.1	(2)	4+	1413.9 ?	0.061	2005	3-	0.06			

а) J_1^{π} взяты из [1,3] за исключением найденных согласно табл.4 и в результате обсуждения (см. текст);

б) $-1,7(+10, -4) = -1,7 \begin{matrix} +0,4 \\ -1,0 \end{matrix}$;

в) вероятность данной величины δ .

Таблица 3

Коэффициенты X, Y и Z для расчетов
 $P_{y \text{ теор}} [9]$

$J_i^{\pi} - J_f^{\pi}$	X	Y	Z
2+ - 2+	0,9354	1,3693	-0,2864
3+ - 2+	0,9165	-2,5100	-0,3273
4+ - 4+	1,3162	1,0062	-0,7937
2+ - 0+	1,3363	0,0	0,0
4+ - 2+	1,3431	1,5892	1,4103
5+ - 4+	0,9764	-3,0876	0,0

Таблица 4

Аргументы за исключение J_i^{π} для уровней ^{112}Cd

$E_i, \text{кэВ}$	$E_f, \text{кэВ}$	Причины исключения J_i^{π}					Рекомендуемое J_i^{π}	J_f^{π}
		1	2	3	4	5		
1870,8	1253	0,1		3	3-	3+	4+	2+
	455		2+					4+
2064	402	0,1		3	3-	3+		2+
	1447	0,1,2	4+		3-		3+	2+
2082	769	0,1		3	2-,3-	2+,3+	4+	2+
2122	1504	0,1		(3)	2-,3-	3+,4+	2+	2+
2231	1614	0,1			3-	0,1,2-,3+	2+	2+
2373	958		2+,6+	4	4-	3+,5+	5-	4+
2403	1786		4+		2-		(2+,3-)3+	2+
	1090		4+		2-			2+
	934		4+	(2+,3-)				2+
2416	1798	0	4+		2-		3-	2+
	1103		4+		2-	(2+),3+		2+
2454	1039		2+			2+,3	4+	4+
2493	1078	3	2+		5-	4-,5+	4+	4+
2591	1176	3	2				4	4+
	527	1		2	2-			3+
2635	1323	0,1,2	4+	3-	3-	3-	3+	2+
2669	1357	0,1	4+	(2)	3-		(3+)	2+
2674	2057	0,1		3	3-		2,4+	2+
2724	2106	0,1	4+		3-		2,3+	2+
2894	1425	0,1	4+		2-		2+,3	2+

Выбранные при помощи указанной процедуры J_1^π представлены в предпоследней колонке табл. 4. Заметим, что в табл. 4 рассмотрены лишь уровни, для которых J^π могут вызывать некоторые сомнения, или они не были определены однозначно ранее [1].

Ниже приводятся некоторые замечания относительно уровней и γ -переходов ^{112}Cd .

Уровень 1433,3 кэВ. В работах [11, 12, 13] для отношения $I_\gamma(0_2^+-2_2^+)/I_\gamma(0_2^+-2_1^+)$ найдены значения 0,3(1), 1,7 и 0,6 соответственно. Наша величина отношения равна 1,1. Вклад электронной внутренней конверсии включен в P_5 .

Уровни 1870,8 кэВ и 1870,9 кэВ. Согласно [1] γ -переходы 1253,43, 558,52 и 402,00 кэВ соответствуют высвечиванию уровня 1870,9 кэВ с $J^\pi=0^+$. Однако отношения интенсивностей для этих переходов различны в β^- -распаде ^{112}Ag и в реакции $^{110}\text{Pd}(\alpha, 2n\gamma)^{112}\text{Cd}$. Большая заселяемость уровня 1871 кэВ с $J^\pi=0^+$ в последнем случае не ясна, так как 0^+ -уровни в реакции $(\alpha, 2n\gamma)$ имеют небольшую заселяемость. При $J^\pi=0^+$ в реакции $(n, n'\gamma)$ для γ -переходов 0^+-2^+ должна наблюдаться изотропия $W(\theta)$ и $P_\gamma \approx 1$. У нас для γ -переходов 1253,41 и 401,98 кэВ угловые распределения оказываются неизотропными, а линейная поляризация не равна 1. Заселяемость состояния 1871 кэВ в 3-4 раза больше, чем ожидается при $J^\pi=0^+$ и на $\approx 30\%$ больше, если бы $J^\pi=4^+$ (см. рисунок). Мы не находим другого места для указанных γ -переходов в схеме ^{112}Cd . Все данные о заселяемости, угловых распределениях и линейной поляризации можно было бы объяснить, если предположить существование двух уровней с близкой энергией: $E_1=1870,80(4)$ кэВ, $J_1^\pi=4^+$ и $E_2=1870,93(10)$ кэВ, $J_2^\pi=0^+$. Уровень 1870,93 кэВ в основном высвечивается γ -переходом 1253,41 кэВ с $I_\gamma \approx 0,9$ отн. ед. Мы не наблюдаем сколь-нибудь заметного уширения γ -линии 1253,41 кэВ, что соответствует разнице в энергиях менее 100 эВ при равной интенсивности для $0_3^+-2_1^+$ - и $4_2^+-2_1^+$ -переходов.

Уровень 2167,8 кэВ. В реакции $(\alpha, 2n\gamma)$ был найден уровень 2167(1) кэВ с $J_1^\pi=(6_1^+)$. Однако γ -переход с $E_\gamma=752$ кэВ, которым высвечивается этот уровень, совпадает по энергии с γ -переходом с уровня 2064 кэВ ($J_1^\pi=3_1^+$). Для оценки заселяемости уровня 2168 кэВ в реакции $(n, n'\gamma)$ можно использовать соотношение интенсивностей γ -линий 1447 и 752 кэВ, идущих с уровня 2064 кэВ при β^- -распаде $^{112}\text{Ag}(J^\pi=2^-)$, когда уровень 2168 кэВ не возбуждается. Такая оценка дает $I_\gamma \approx 0,95$ отн. ед. для γ -перехода 752 кэВ с уровня 2064 кэВ и соответственно $I_\gamma \approx 1,03$ отн. ед. для γ -перехода 752 кэВ с уровня 2168 кэВ. Таким образом, $P_5(2168 \text{ кэВ}) \approx 0,95$ отн. ед. Далее, используя типичные для

$6_1^+ - 4_1^+$ -перехода значения $a_2 = 0,30$ и $P_\gamma = 3,0$ и экспериментальные значения $a_2 = -0,104$ и $P_\gamma = 1,80$ для суммарного γ -перехода 752 кэВ, можно оценить δ для $3_1^+ - 2_2^+$ -перехода. Такая оценка дает $a_2 \approx -0,46(10)$ и $\delta \approx -1,5(5)$.

Уровень 2403,0 кэВ. Мы не можем исключить для этого уровня $J^\pi = 2^+, 3$ (см. табл. 4). Однако поскольку этот уровень не найден в реакциях (n, γ) , (d, p) и (t, p) [1], то следует, по-видимому, отдать предпочтение $J^\pi = 3^+$.

Уровень 2416,0 кэВ. В реакции (p, p') [1] для уровня 2418 кэВ найдено $J^\pi = 3^-$, в реакции $^{113}\text{Cd}(d, t)$ [3] - $J^\pi = 3, 4^-$. В наших исследованиях значение $J^\pi = 3^+$ не согласуется с результатами измерения линейной поляризации для γ -перехода 1103,46 кэВ; напротив, $J^\pi = 3^-$ хорошо согласуется с $P_\gamma^{\text{теор}}$ при $a_2 = -0,07(8)$ для $3_2^- - 2_2^+$ -перехода. О наличии уровня 3_2^- при $E_{\text{возб}} \approx 2,4$ МэВ в ^{112}Cd говорит и систематика уровней четно-четных изотопов Cd, приведенная в [14].

Уровни 2506,3 и 2506,7 кэВ. В реакции (t, p) [1] найдено, что уровень 2505(4) кэВ является мультиплетом с возможной смесью $L=1$ и 2. Положительная четность $L=2$ для одного из этих уровней найдена в реакции (d, p) . Мы нашли γ -переходы, которые можно отнести к высвечиванию обоих уровней (с $J^\pi = 2, 3^+$ и $J^\pi = 1$ из угловых распределений). Сопоставление уровней изотопов кадмия [14] дает возможность предположить $J^\pi = 1^{(-)}$ для уровня 2506,7 кэВ. Соответственно для уровня 2506,3 кэВ необходимо предположить $J^\pi = 2^+$.

Уровень 2591,1 кэВ. В реакции (d, t) [3] для уровня 2598 кэВ найдены $J^\pi = 3, 4^-$. Наши измерения исключают $J=3$, оставляя $J=4$ (см. табл. 4). Однако большая величина P_5 , характерная для заселяемости в реакции $(n, n'\gamma)$ 4_1^- -уровней, позволяет отдать предпочтение $\pi=-$ для этого уровня, схема высвечивания которого аналогична схемам высвечивания 4_1^- -уровней в $^{114, 116}\text{Cd}$ [14].

В табл. 2 мы разместили все γ -переходы с $I_\gamma > 0,5$ отн. ед. и не можем ввести неизвестные уровни с $\sum I_\gamma^{\text{выход}} > 0,5$ отн. ед. (применяя правила Ритца). Используя данные рисунка о заселяемости уровней ^{112}Cd в реакции $(n, n'\gamma)$, можно утверждать, что не существует в ^{112}Cd еще каких-либо неизвестных уровней при $E_{\text{ур}} < 2,5$ МэВ с $J=0-5$.

Список литературы

1. De Frenne D., Jacobs E., Verboven M. // Nuclear Data Sheets. 1989. V.57. №1. P.443.
2. Бабенко В.В., Вишневский И.И. и др. // Известия АН СССР. Сер. Физическая. 1980. Т.44. С.1052.
3. Blasi N., Micheletti S. et al // Nucl.Phys. 1990. V.A511. P.251.
4. Демидов А.М., Говор Л.И., Журавлев О.К. и др. // Известия АН СССР. Сер. Физическая. 1976. Т.40. С.157.
5. Демидов А.М., Говор Л.И., Баскова К.А. / В кн.: Изучение возбужденных состояний ядер. Алма-Ата: Наука, 1986. С.70.
6. Араддад С.Ю., Демидов А.М., Злитни С.М. и др. // Известия АН СССР. Сер. Физическая. 1987. Т.51. С.45.
7. Галямин С.Н., Говор Л.И., Демидов А.М. и др. // Ядерная физика. 1984. Т.40(9). С.561.
8. Sheldon E., Rogers V.C. // Comp.Phys.Commun. 1973. V.6. P.99
9. Taras P. // Can.J.Phys. 1971. V.49. P.328.
10. Говор Л.И., Демидов А.М., Журавлев О.К. и др. // Атомная энергия. 1984. Т.57(4). С.270.
11. Julin R., Kantele J., Luontama M. et al // Z.Phys. 1980. V.A296. P.315.
12. Macdonald J.A., Sharma H.D. // Nucl.Phys. 1972. V.A182. P.417.
13. Wallau G., McCallum G.J., Chapman N.G. // Nucl.Phys. 1972. V.A182. P.417.
14. Араддад С.Ю., Демидов А.М., Дюфани М.М. и др. // Ядерная физика. 1990. Т.52. С.3.

Статья поступила в редакцию 23 ноября 1990 г.

УДК 621.039.51

ПРОВЕРКА НАДЕЖНОСТИ УЧЕТА ГЕТЕРОГЕННЫХ И БИЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ
ПРИ АНАЛИЗЕ РЕАКТИВНОСТНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ
НА БЫСТРЫХ КРИТИЧЕСКИХ СБОРКАХ

С. М. Бедняков, М. М. Савоськин

Физико-энергетический институт, СССР

Б. Хайнцельман

Центральный институт ядерных исследований, Германия

RELIABILITY VERIFICATION OF HETEROGENEOUS AND BILINEAR EFFECTS EVALUATION IN ANALYZING OF REACTIVITY EXPERIMENTS ON A FAST CRITICAL ASSEMBLIES. A central reactivity worth of ^{10}B , ^{12}C , $^{235,238}\text{U}$, $^{239,240}\text{Pu}$ has been measured at a БФС and КБР assemblies set. On the basis of three codes (TULPE, M²C, HEERC) the corrections on the structure heterogeneity and on the absence of bilinear weighting in standard reactor programs has been evaluated. A good agreement of evaluated corrections for typical absorbers is stated. It is marked a better degree of description of a scatterers central reactivity worth by TULPE code. A necessity of taking into account of bilinear non-resonance corrections for scatterers is underlined.

Одним из методов, позволяющих получить информацию об интегральных сечениях реакторных материалов на критических сборках, является метод периодического возмущения критичностиборок образцами малых размеров. Полученные в результате таких экспериментов центральные коэффициенты реактивности лишь в том случае оказываются полезными при тестировании нейтронных сечений, когда используются надежные средства для приведения экспериментальных и расчетных данных к адекватным условиям.

На быстрых критических стендах БФС и КБР измерения коэффициентов реактивности малых образцов, как правило, часто включаются в экспериментальные программы исследований. За последние годы накоплен обширный экспериментальный материал, требующий корректного анализа. Для приведения к адекватным условиям этих экспериментальных данных и соответствующих расчетных коэффициентов реактивности необходимо учитывать

особенности геометрии использованных образцов, структурыборок и методических предпосылок при выполнении расчетов по стандартным реакторным программам.

Традиционно рассчитываемые по этим программам коэффициенты реактивности соответствуют условиям бесконечно тонкого образца в гомогенной среде. Такие расчеты выполняются в 26-групповом приближении с усреднением макроконстант в энергетических группах с весом нейтронного потока.

В результате к коэффициентам реактивности требуется введение следующих поправок:

- на возмущение потока нейтронов реальными образцами (поправка на конечные размеры);
- на наличие пространственной структуры потока и ценности нейтронов в элементарной ячейке (гетерогенная поправка);
- на отсутствие учета резонансной структуры ценности (билинейная резонансная поправка);
- на достаточно грубое разбиение энергетического интервала в используемых реакторных программах (билинейная нерезонансная поправка).

Параллельно с экспериментами, выполнявшимися на стендах БФС и КБР, проводилась разработка методов и программ, позволяющих оценивать и вводить эти поправки. Надежность оцениваемых поправок повышалась с развитием методов и программ и, по возможности, обосновывалась экспериментально. Изучению и экспериментальному обоснованию качества оценки поправок на конечные размеры образцов посвящена работа [1]. В работе [2] для несколькихборок-моделей реактора БН-600 с разной степенью гетерогенности проведено расчетно-экспериментальное исследование точности расчета гетерогенных и билинейных резонансных поправок для ряда стандартных поглотителей и рассеивателей.

Целью настоящей работы является обобщение результатов развития методов оценки гетерогенных, билинейных резонансных и нерезонансных поправок к отношениям коэффициентов реактивности на основе широкого набора расчетной и экспериментальной информации для ряда реакторных материалов и стандартов. На сегодня созданы три программы, позволяющие рассчитать эти поправки.

Программа *HEERC* [2] основана на решении 26-групповых интегрально-транспортных уравнений для потока и ценности нейтронов с использованием метода вероятности первых столкновений и учетом билинейных резонансных эффектов.

Программа *TULPE* [2,3] реализует решение уравнения переноса для плотности потока нейтронов и сопряженного ему уравнения для ценности при подгрупповом разбиении энергетической шкалы, соответствующем разбиению в системе констант БНАБ-78 [4], с учетом анизотропии рассеяния нейтронов в подгруппах, что позволяет учесть и угловую корреляцию потока и ценности в гетерогенной среде.

В программе M^2C системы СОКРАТОР [5] расчет коэффициентов реактивности проводится с использованием значений мультигрупповых потоков и ценности, посчитанных в P_1 -приближении. При этом микроскопические константы нуклидов, необходимые для расчета билинейных функционалов, готовятся с учетом возмущения весового спектра в среде, т.е. с учетом изменений факторов самоэкранировки других нуклидов, входящих в состав среды [6]. Расчеты проводились с использованием данных системы констант [4] в 26- и 301-групповом приближениях. В последнем случае ширины группы брались равными $\approx 0,065$ в масштабе летаргии. При этом в энергетическом интервале группы БНАБ сечения оставались постоянными, но вероятности упругих переходов пересчитывались на мультигрупповое разбиение.

На большой серии сборок измерены коэффициенты реактивности ^{10}B , ^{12}C и топливных нуклидов $^{235,238}U$, ^{239}Pu . ^{10}B - типичный поглотитель с большим и хорошо известным сечением поглощения. Графит является типичным рассеивателем, наиболее чувствительным к погрешностям расчета из-за малости его коэффициента реактивности. Делящиеся ядра представляют интерес сами по себе.

Основные характеристики сборок приведены в табл.1. Сборки БФС-38-2, БФС-41 и БФС-42 - плутониевые зоны с $K_{\infty} \approx 1$. Сборки БФС-45А-1, БФС-45Б-1, БФС-47-1В и БФС-52-1 - модели реактора БН-600 с разной степенью гетерогенности. Сборки серии БФС-49 - плутониевые зоны с отражателем из UO_2 . Сборки КБР характеризуются значением $K_{\infty} \approx 1$ и большим содержанием таких конструктивных элементов, как молибден, хром и разные марки нержавеющей стали. Следует отметить также наличие в двух сборках БФС-42 и БФС-49-3 ядер водорода. Анализ экспериментов с упомянутыми материалами в этих существенно различающихся по структуре и составу сборках, очевидно, позволит получить достаточно обобщенный вывод о степени развития методов оценки гетерогенных и билинейных эффектов.

Степень согласия поправок к отношениям коэффициентов реактивности, рассчитанных по всем трем программам, представилось возможным оценить следующим образом. По программам *TULPE* и *NEERC* выполнены расчеты суммарной гетерогенной и билинейной резонансной в условиях гетерогенной среды поправки:

$$C_{\text{гет. б. р.}} = (\rho^i / \rho^{235})_{\text{гет. б. р.}} - (\rho^i / \rho^{235})_{\text{гом}}, \quad (1)$$

где ρ^i, ρ^{235} - коэффициенты реактивности бесконечно тонких образцов i -го изотопа и ^{235}U .

По программам *TULPE* и M^2C вычислены билинейные резонансные поправки в условиях гомогенной среды:

$$C_{\text{гом. б. р.}} = (\rho^i / \rho^{235})_{\text{гом. б. р.}} - (\rho^i / \rho^{235})_{\text{гом.}} \quad (2)$$

Кроме того, по программе M^2C для условий гомогенной среды сделана оценка влияния ширины энергетической группы на расчетные значения отношений коэффициентов реактивности путем сопоставления 26- и 301-групповых расчетов. Эта поправка на ширину группы названа билинейной нерезонансной:

$$C_{\text{гом. б. р.}} = (\rho^i / \rho^{235})_{\text{гом.}}^{301} - (\rho^i / \rho^{235})_{\text{гом.}}^{26} \quad (3)$$

Таблица 1

Основные характеристики критсборок

Сборки	Топливо	Обогащение, %	$\epsilon, ^*)\%$
БФС-38-2	Pu-U	4,4	0,6
БФС-41	$(\text{Pu-U})\text{O}_2$	6,7	11,2
БФС-42	$(\text{Pu-U})\text{O}_2$	6,3	15,3
БФС-45А-1	UO_2	21,4	4,7
БФС-45Б-1	UO_2	21,3	5,3
БФС-47-1В	UO_2	21,8	5,5
БФС-49-1	$(\text{Pu-U})\text{O}_2$	12,2	5,4
БФС-49-2	$(\text{Pu-U})\text{O}_2$	12,2	13,1
БФС-49-3	$(\text{Pu-U})\text{O}_2$	12,2	11,3
БФС-49-4	$(\text{Pu-U})\text{O}_2$	12,2	6,7
БФС-52-1	UO_2	22,3	4,6
КБР-9	UO_2	88,4	17,6
КБР-10	UO_2	88,4	16,0
КБР-11	UO_2	16,2	12,9
КБР-12	UO_2	16,2	15,1
КБР-13	UO_2	19,4	13,0

^{*)} ϵ - доля нейтронов в спектре с энергией ниже 10 кэВ.

Все расчеты проводились на основе системы констант БНАБ-78 [4].

В табл. 2-5 представлены результаты расчетов поправок $C_{\text{гет.б.р.}}$, $C_{\text{гом.б.р.}}$ и $C_{\text{гом.б.н.}}$ для исследуемых материалов. Там же приведены экспериментальные отношения ρ^1/ρ^{235} для бесконечно тонких образцов. Заявленные погрешности эксперимента вместе со статистической составляющей включают в себя также погрешность экстраполяции измеренных отношений коэффициентов реактивности к образцу нулевых размеров.

На рис. 1-4 на основе представленных данных проводится анализ согласованности используемых методов и программ. Так, для ^{10}B (см. рис. 1) имеет место хорошее согласие как величин $C_{\text{гет.б.р.}}$, рассчитанных по программам TULPE и HEERC, так и величин $C_{\text{гом.б.р.}}$, рассчитанных по программам TULPE и M^2C . Расхождения между полученными поправками практически не превышают погрешностей эксперимента.

Для ^{12}C (см. рис. 2) такое согласие расчетных оценок величин $C_{\text{гет.б.р.}}$ и $C_{\text{гом.б.р.}}$ наблюдается лишь в половине случаев для каждой из поправок. Что касается поправок $C_{\text{гет.б.р.}}$ для графита, то ранее в работе [2] отмечалась лучшая степень их описания по методу, реализованному в TULPE, по сравнению с HEERC дляборок близкого состава со спектром типа спектра реактора БН-600. Из рис. 2а следует, что дляборок с существенно различающимися составами и спектрами нейтронов результаты расчетов $C_{\text{гет.б.р.}}$ по программам TULPE и HEERC согласуются не хуже, несмотря на достаточно заметные величины поправок.

Для ^{238}U на основании анализа отношений коэффициентов реактивности на шести сборках (см. рис. 3) можно сделать следующие заключения.

В сборке со спектром металлического бридера (БФС-38-2) и сборках-моделях реактора БН-600 (БФС-45А-1 и БФС-45Б-1) расхождения поправок $C_{\text{гет.б.р.}}$, полученных по программам TULPE и HEERC, не превышают погрешности эксперимента. Для остальных трехборок, спектр которых мягче и близок к спектру реактора SUPERPHENIX, наблюдается некоторое завышение оценки HEERC по сравнению с TULPE, составляющее $2,0 \div 3,5$ погрешности эксперимента. Согласие расчетов по программам TULPE и M^2C величин $C_{\text{гом.б.р.}}$ можно оценить как достаточно хорошее: лишь для двухборок из серии БФС-45 наблюдается расхождение в поправках, составляющее не более 2 погрешностей эксперимента, тогда как в остальных случаях имеет место согласие в пределах этой погрешности.

Таблица 2

Сравнение расчетных поправок к отношениям коэффициентов
реактивности ρ^{10}/ρ^{235}

Сборки	Эксперимент	C гом. б. р.		C гом. б. р.		C гом. б. н.
		TULPE	HEERC	TULPE	M ² C	M ² C
БФС-38-2	-0,430 ± 0,010	-0,008	-0,001	-0,004	-0,000	+0,013
БФС-41	-0,690 ± 0,020	-0,020	-0,006	-0,011	-0,002	-0,011
БФС-42	-0,880 ± 0,030	-0,091	-0,078	-0,022	-0,007	-0,008
БФС-45А-1	-1,180 ± 0,020	-0,063	-0,040	-0,007	-0,002	-0,020
БФС-45Б-1	-1,170 ± 0,020	-0,017	-0,018	-0,004	-0,002	-0,020
БФС-47-1В	-1,280 ± 0,030	-0,047	-0,042	-0,001	-	-
БФС-49-1	-0,729 ± 0,015	-0,014	-0,007	-0,006	-0,001	+0,017
БФС-49-2	-1,063 ± 0,020	-0,050	-0,021	-0,013	-0,003	+0,022
БФС-49-3	-1,190 ± 0,020	-0,137	-0,154	-0,024	-	-
БФС-49-4	-0,844 ± 0,015	-0,020	+0,001	-0,007	-	-
БФС-52-1	-1,190 ± 0,020	-0,055	-0,046	-0,002	-	-
КБР-9	-1,990 ± 0,060	+0,055	+0,012	-0,018	-	-
КБР-10	-1,660 ± 0,050	-0,037	-0,032	-0,014	-0,000	-0,030
КБР-11	-1,507 ± 0,020	-0,195	-0,177	-0,014	-0,000	-0,020
КБР-12	-1,520 ± 0,040	-0,225	-0,233	-0,020	-	-
КБР-13	-1,510 ± 0,020	-0,071	-0,061	-0,018	-	-

Таблица 3

Сравнение расчетных поправок к отношениям коэффициентов
реактивности ρ^{12}/ρ^{235}

Сборки	Эксперимент	C гом. б. р.		C гом. б. р.		C гом. б. н.
		TULPE	HEERC	TULPE	M ² C	M ² C
БФС-38-2	-0,0308±0,0005	-0,0005	-0,0000	-0,0007	-0,0003	+0,0009
БФС-41	-0,0115±0,0003	-0,0015	-0,0015	-0,0013	-0,0009	+0,0017
БФС-42	-0,0088±0,0002	-0,0020	-0,0023	-0,0016	-0,0014	+0,0014
БФС-45А-1	+0,0066±0,0002	-0,0017	-0,0009	-0,0006	-0,0005	+0,0013
БФС-45Б-1	+0,0072±0,0003	-0,0007	-0,0006	-0,0011	-0,0005	+0,0013
БФС-47-1В	+0,0097±0,0003	+0,0010	+0,0004	-0,0007	-	-
БФС-49-1	-0,0107±0,0002	-0,0009	-0,0011	-0,0010	-0,0006	+0,0007
БФС-49-2	-0,0047±0,0003	-0,0012	-0,0018	-0,0011	-0,0009	+0,0010
БФС-49-3	-0,0041±0,0003	-0,0018	-0,0027	-0,0014	-	-
БФС-49-4	-0,0086±0,0002	-0,0010	-0,0010	-0,0009	-	-
БФС-52-1	+0,0098±0,0002	+0,0011	+0,0007	-0,0005	-	-
КБР-9	-0,0002±0,0002	-0,0017	-0,0017	-0,0005	-0,0022	-0,0005
КБР-12	-0,0041±0,0004	+0,0021	+0,0020	-0,0011	-0,0009	+0,0001
КБР-13	-0,0007±0,0002	-0,0001	-0,0003	-0,0011	-	-0,0002

Таблица 4

Сравнение расчетных поправок к отношениям коэффициентов реактивности ρ^{238}/ρ^{235}

Сборки	Эксперимент	$C_{\text{гом. б. р.}}$		$C_{\text{гом. б. р.}}$		$C_{\text{гом. б. н.}}$
		TULPE	HEERC	TULPE	M^2C	M^2C
БФС-38-2	$-0,0575 \pm 0,0012$	-0,000	+0,000	-0,000	+0,000	+0,000
БФС-41	$-0,0590 \pm 0,0010$	+0,001	+0,003	+0,002	+0,002	-0,000
БФС-45А-1	$-0,0731 \pm 0,0010$	-0,001	-0,002	+0,006	+0,004	+0,000
БФС-45Б-1	$-0,0745 \pm 0,0015$	+0,004	+0,004	+0,006	+0,004	+0,000
БФС-49-2	$-0,0715 \pm 0,0014$	+0,001	+0,005	+0,006	+0,005	+0,003
КБР-11	$-0,1440 \pm 0,0040$	-0,045	-0,032	+0,010	+0,008	+0,000

Таблица 5

Сравнение расчетных поправок к отношениям коэффициентов реактивности ρ^{239}/ρ^{235}

Сборки	Эксперимент	$C_{\text{гом. б. р.}}$		$C_{\text{гом. б. р.}}$		$C_{\text{гом. б. н.}}$
		TULPE	HEERC	TULPE	M^2C	M^2C
БФС-38-2	$1,440 \pm 0,010$	+0,016	-0,001	+0,016	-	+0,00
БФС-41	$1,200 \pm 0,010$	-0,001	-0,017	+0,007	-0,01	+0,00
БФС-42	$1,180 \pm 0,020$	+0,005	-0,023	-0,004	-0,02	+0,00
БФС-45А-1	$1,470 \pm 0,020$	-0,018	-0,013	+0,009	-0,01	+0,01
БФС-45Б-1	$1,480 \pm 0,025$	+0,002	+0,005	+0,010	-0,01	+0,01
БФС-49-1	$1,366 \pm 0,030$	+0,005	-0,007	+0,008	-0,01	+0,00
БФС-49-2	$1,214 \pm 0,014$	-0,009	-0,027	+0,002	-0,01	+0,01
БФС-49-3	$1,238 \pm 0,030$	-0,009	-0,028	-0,004	-	-
БФС-49-4	$1,312 \pm 0,020$	-0,002	-0,005	+0,006	-	-
КБР-10	$1,216 \pm 0,030$	+0,021	+0,025	+0,010	-	-
КБР-13	$1,252 \pm 0,024$	+0,016	+0,010	+0,011	-	-

На рис. 4 проводится анализ расчетных поправок к ρ^{239}/ρ^{235} . Видно, что эти поправки невелики, и предсказываются разными методами в достаточной степени одинаково. Отдельные наибольшие расхождения расчетных поправок $C_{\text{гет. б. р.}}$ и $C_{\text{гом. б. р.}}$ в среднем не выше 1,5 погрешности эксперимента.

Для оценки влияния степени разбиения энергетического диапазона на расчетные отношения коэффициентов реактивности ρ^1/ρ^{235} исследуемого набора

материалов были выполнены соответствующие расчеты по программе M^2C в 26- и 301-групповом приближениях. На рис.5 показаны масштабы поправок, которые необходимо вводить, чтобы исключить погрешности 26-группового приближения. Из рисунка следует, что погрешности расчета функционала ρ^{12}/ρ^{235} в 26-групповом приближении велики, и для правильной их оценки нужно учитывать билинейные нерезонансные поправки $C_{\text{гом. б. н.}}$. Величины поправок $C_{\text{гом. б. н.}}$ к функционалу ρ^{10}/ρ^{235} находятся примерно на уровне экспериментальных погрешностей. Пренебрежение их учетом, по-видимому, не приведет к заметным погрешностям. Что касается изотопов ^{238}U и ^{239}Pu , то для них билинейные нерезонансные поправки практически близки к нулю.

Помимо анализа надежности интерпретации экспериментов с ^{10}B , ^{12}C , $^{235, 238}\text{U}$ и ^{239}Pu , имеющими достаточно хорошо известные нейтронные сечения, с помощью программ *TULPE* и *HEPC* сделана оценка поправок $C_{\text{гет. б. р.}}$ для ^{240}Pu -нуклида, который в большом количестве будет присутствовать в активной зоне перспективных реакторов на быстрых нейтронах и сечения которого плохо изучены. Результаты такой оценки приведены в табл.6.

Таблица 6

Сравнение расчетных поправок к отношениям коэффициентов реактивности ρ^{240}/ρ^{235}

Сборки	Эксперимент	$C_{\text{гет. б. р.}}$	
		<i>TULPE</i>	<i>HEPC</i>
БФС-49-1	0,3899±0,0008	+0,000	-0,003
БФС-49-2	0,3018±0,0004	-0,031	-0,016
БФС-49-3	0,3307±0,0003	-0,215	-0,168
БФС-49-4	0,3440±0,0008	-0,007	+0,000

Экспериментальные величины ρ^{240}/ρ^{235} в табл.6 получены с помощью одного, достаточно толстого образца со средней хордой $l \approx 6,5$ мм, содержащего более 8% ^{239}Pu . Надежность оценки поправки на конечный размер такого образца недостаточно высока, поэтому здесь приведены экспериментальные данные для реального образца с соответствующими статистическими погрешностями. Предварительный анализ показывает, что после введения поправок на конечный размер погрешность эксперимента составит примерно $\pm(0,01-0,02)$. На фоне такой погрешности необходимость надежного расчета поправок $C_{\text{гет. б. р.}}$ для ρ^{240}/ρ^{235} является вполне актуальной. Отметим лишь, что для сборок с достаточно жестким спектром нейтронов (БФС-49-1 и БФС-49-4) результаты расчетов по программам *TULPE* и *HEPC* можно считать

согласующимися. Для сборок же с более мягким спектром нейтронов (БФС-49-2 и БФС-49-3) программа *TULPE* дает отрицательные поправки большего значения.

На основании изложенных выше фактов представляется возможным сформулировать ряд утверждений:

1. На основе использования различных расчетных методов создан ряд расчетных программ (*TULPE*, *HEEPS*, M^2C), позволяющих учитывать гетерогенность структуры сборок БФС и КБР, а также вводить билинейные резонансные поправки к рассчитываемым по стандартным реакторным программам коэффициентам реактивности материалов с различной нейтронно-физической природой ядер. Продемонстрирована хорошая степень согласия разработанных программ при оценке этих поправок на примере сильных поглотителей с хорошо известными нейтронными сечениями (^{10}B , ^{235}U , ^{239}Pu). Удовлетворительным можно признать согласие созданных программ при анализе экспериментов с ^{238}U . Очевидно для такого типа поглотителей (может быть, с некоторой натяжкой для ^{238}U), оценку можно проводить по любой из трех применявшихся программ. Менее надежны такие оценки для стандартного рассеивателя - графита. Наиболее точной здесь является программа *TULPE* (см. [2]). С целью повышения надежности интерпретации экспериментальных данных, оценку аналогичных данных для каких-либо других рассеивателей необходимо проводить комплексно с привлечением исследований на сборках с разной степенью гетерогенности и разными составами.

2. Результаты расчетов по программе M^2C однозначно указывают на необходимость введения билинейных нерезонансных поправок к отношениям коэффициентов реактивности рассеивателей (ρ^{12}/ρ^{235}). В некоторых случаях возможно появление незначительных погрешностей из-за пренебрежения этим эффектом при анализе экспериментов с поглотителями типа ^{10}B . Практически не требуется введение таких поправок к функционалам ρ^1/ρ^{235} для элементов типа ^{238}U и ^{239}Pu .

3. Выводы относительно точности и надежности учета гетерогенной структуры сборок, билинейных резонансных и нерезонансных эффектов, полученные в настоящей работе, а также сами расчетные программы необходимо использовать при анализе завершающегося на стендах БФС и КБР цикла экспериментальных работ по изучению нейтронных констант конструкционных материалов, и начинающихся исследований сечений трансактинидов.

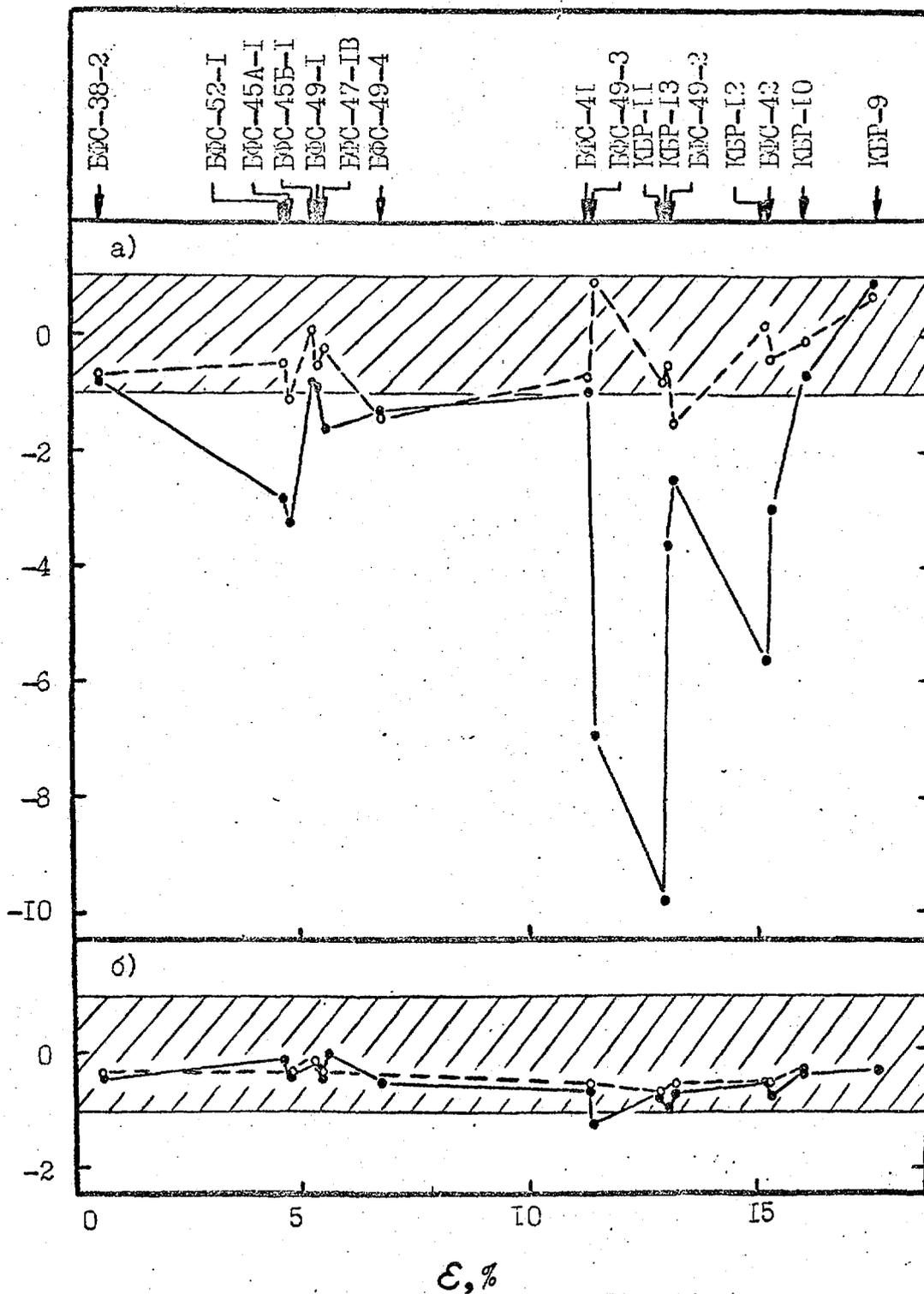


Рис. 1. Величины поправок к расчетному функционалу ρ^{10}/ρ^{235} и расхождения между ними в долях погрешности эксперимента δ :

а) ● - $C_{\text{гет. б. р.}}^{\text{TULPE}} / \delta$; ○ - $(C_{\text{гет. б. р.}}^{\text{TULPE}} - C_{\text{гет. б. р.}}^{\text{NEERC}}) / \delta$;

б) ● - $C_{\text{гом. б. р.}}^{\text{TULPE}} / \delta$; ○ - $(C_{\text{гом. б. р.}}^{\text{TULPE}} - C_{\text{гом. б. р.}}^{\text{M}^2\text{C}}) / \delta$;

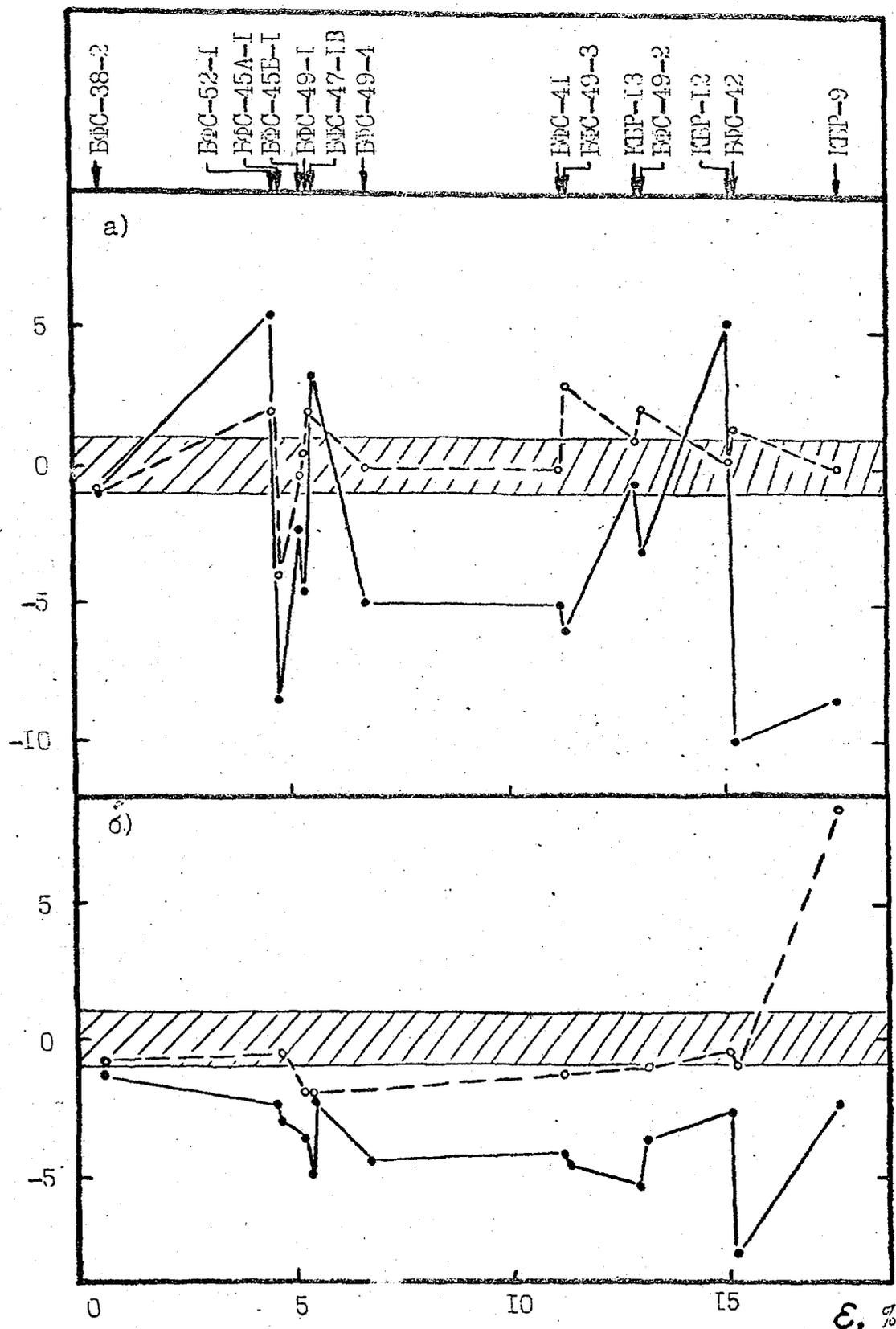


Рис. 2. Величины поправок к расчетному функционалу ρ^{12}/ρ^{235} и расхождения между ними в долях погрешности эксперимента. Обозначения см. на рис. 1

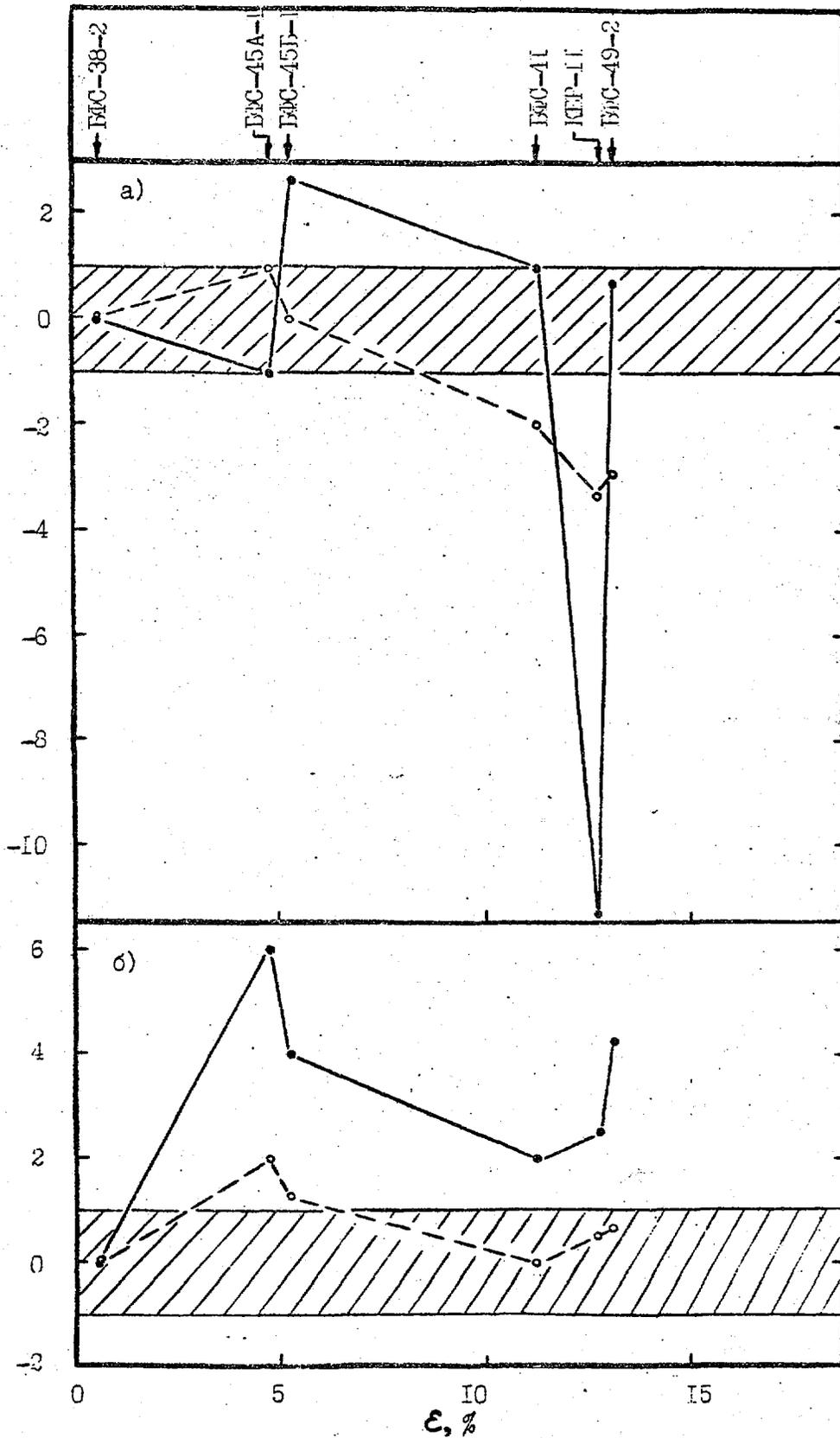


Рис. 3. Величины поправок к расчетному функционалу ρ^{238}/ρ^{235} и расхождения между ними в долях погрешности эксперимента. Обозначения см. на рис. 1

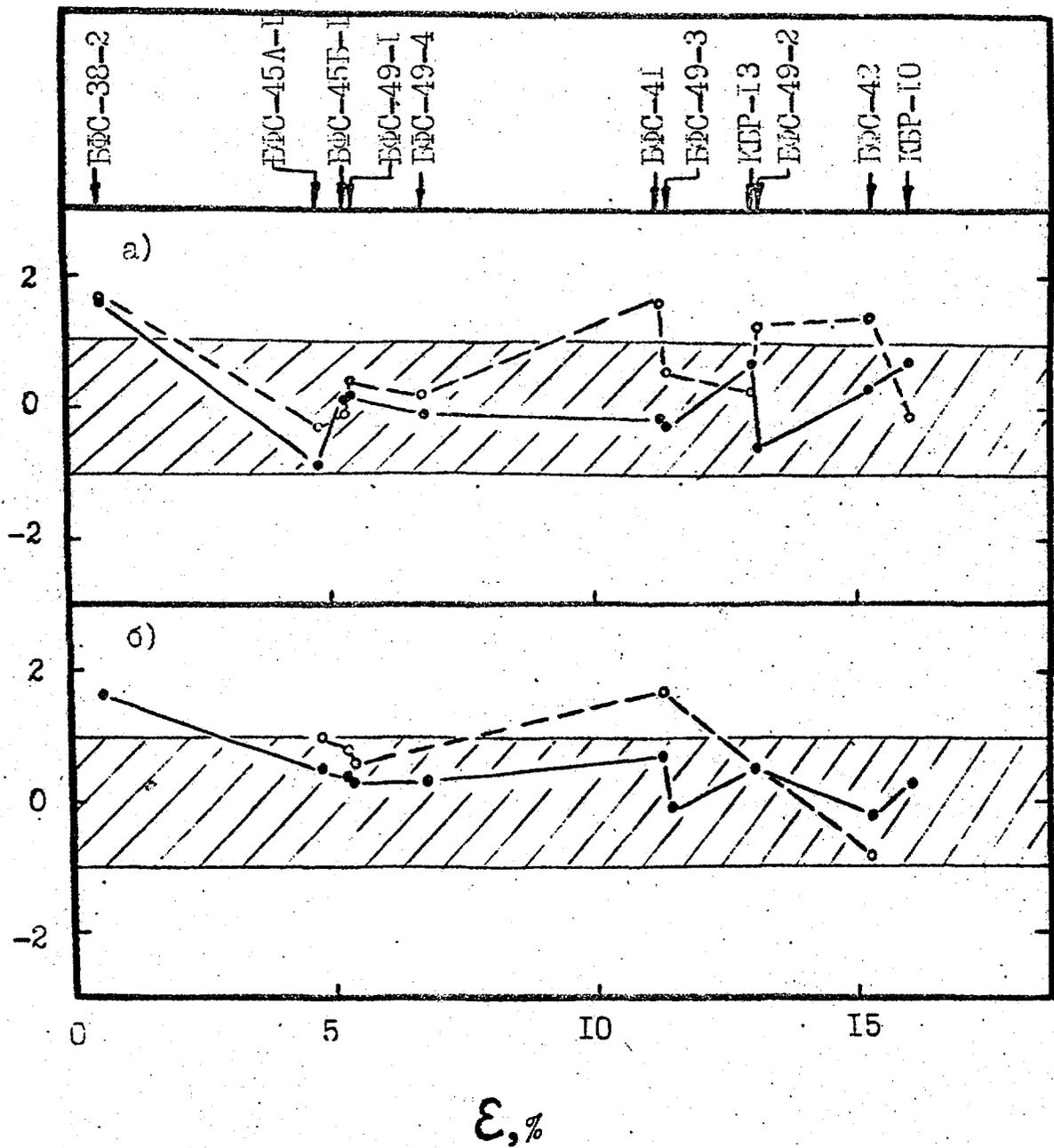


Рис. 4. Величины поправок к расчетному функционалу ρ^{239}/ρ^{239} и расхождения между ними в долях погрешности эксперимента. Обозначения см. на рис. 1

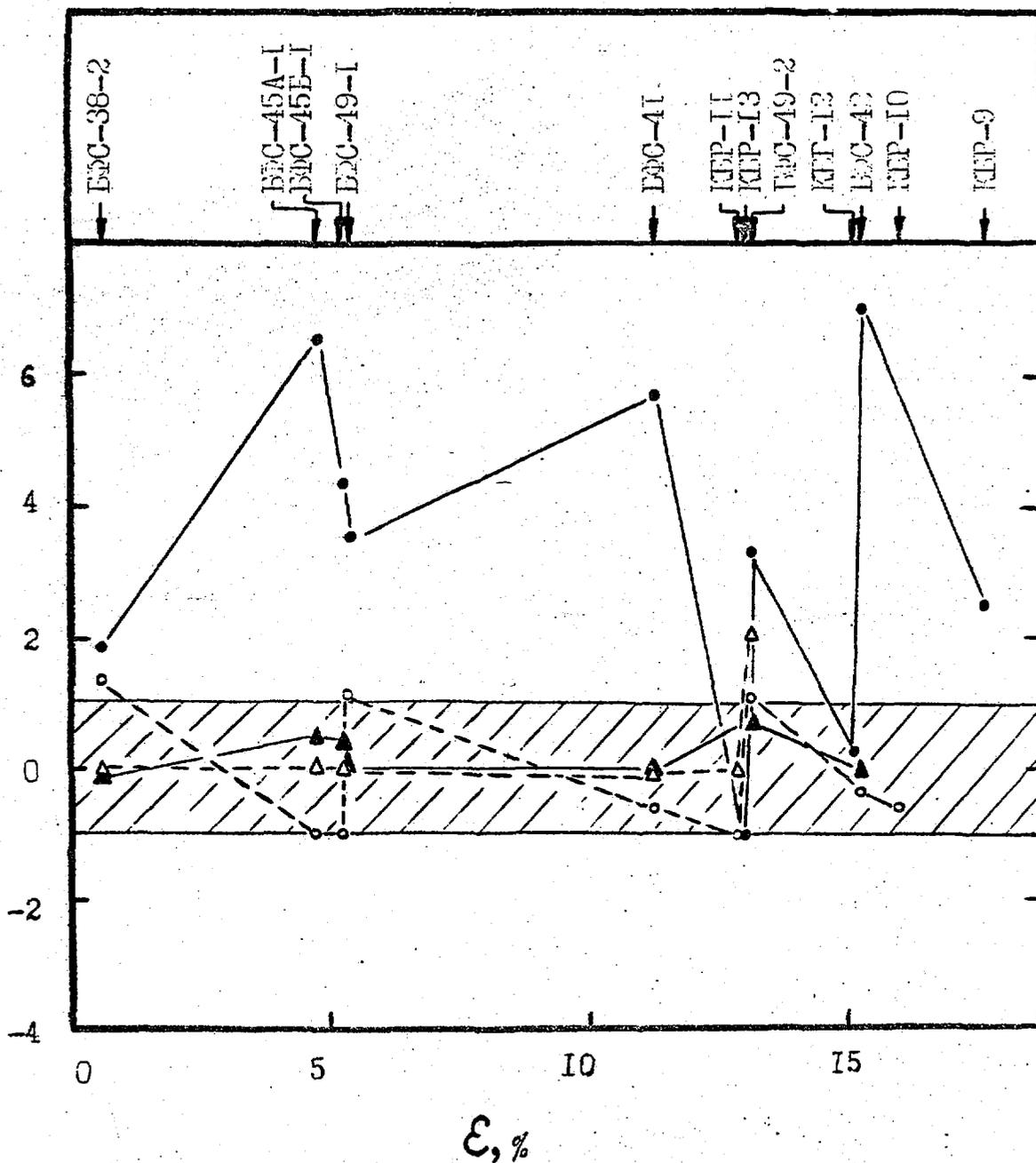


Рис. 5. Величины поправок $S_{\text{гом. б. н.}}^{12\text{C}}$ к расчетным функционалам ρ^1/ρ^{235} в долях погрешности эксперимента: o - для ^{10}B ,
 • - для ^{12}C , Δ - для ^{238}U , ▲ - для ^{239}Pu

4. Анализ экспериментов по возмущению критичности образцами стандартных и основных топливных материалов на большом наборе быстрых сборок, проведенный в настоящей работе, есть практически итог развития методов учета гетерогенных и билинейных поправок для оценки таких экспериментов.

Список литературы

1. Бедняков С.М., Голубев В.И., Дулин В.А. и др. //Атомная энергия. 1988. Т.65. С.426.
2. Бедняков С.М., Дулин В.А., Хайнцельман Б. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1989. Вып.3. С.3.
3. Heinzelmann B. Das Stoßwahrscheinlich Keitsprogramm YARAB an der EC 1055: Zfk 661, Rossendorf, 1988.
4. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
5. Nikolaev M.N., Savoskin M.M., Tsyboola A.M. et al. Modern State of SOCRATOR System. Nuclear Data for Science and Technology (1988, Mito), p.619-621, JAERI.
6. Николаев М.Н., Рязанов Б.Г., Савоськин М.М., Цибуля А.М. Многогрупповое приближение в теории переноса нейтронов. М.: Энергоатомиздат, 1984.

Статья поступила в редакцию 29 июня 1990 г.

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЙ СРЕДНИХ СЕЧЕНИЙ В РЕАКТОРЕ БН-350
СО ВСТАВКОЙ ИЗ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО УРАНАА. В. Звонарев, В. А. Колыженков, О. В. Матвеев,
И. М. Прошин, М. Ю. Семенов, А. М. Цибуля

Физико-энергетический институт, Обнинск

MEASUREMENT OF AVERAGE CROSS-SECTION RATIOS IN BN-350 WITH THE METALLIC URANIUM SUB-ASSEMBLY. The measurement of average cross-section ratios in BN-350 with metallic uranium sub-assembly is considered. The experimental and calculation methods are presented. The experimental and calculated data are compared and conclusion concerning cross-section accuracy are given.

Введение

В последнее время уделяется много внимания проектированию реакторов с гетерогенными активными зонами, в том числе рассматриваются варианты со вставками из металлического урана [1,2]. Для проверки точности расчетных предсказаний величины потока, спектральных индексов, а также изменения изотопного состава с помощью традиционных расчетных методик было решено в одну из перегрузок реактора БН-350 поставить в зону малого обогащения (ЗМО) пакет из металлического урана. Кроме того, на основе экспериментов, выполненных на БФС, высказывалось предположение, что в такой композиции расчетная величина $\sigma_{св} / \sigma_{гс}$ окажется несколько выше экспериментальной, и это также требовало подтверждения.

В качестве экспериментальной была выбрана ячейка №262 (см. рис. 1), куда и поместили ТВС из обедненного металлического урана (ВЗВ). Были проведены измерения скорости деления ^{235}U как в самом экспериментальном пакете, так и в прилегающих к нему пакетах - №245 и №278 (ЗМО и ЗБО, соответственно). С целью привязки к распределению поля по реактору была измерена скорость деления также в ячейках №62 (ЗБО) и №118 (ВБЭ) (рис. 1). В ячейках №93 (ЗМО), №262 и №118 измерялись отношения средних сечений топливных нуклидов.

Экспериментальные методики

Измерения отношений средних сечений нейтронных реакций осуществлялись методом активационной γ -спектрометрии с использованием полупроводниковых детекторов. В табл. 1 представлены данные о мониторах-продуктах исследуемых

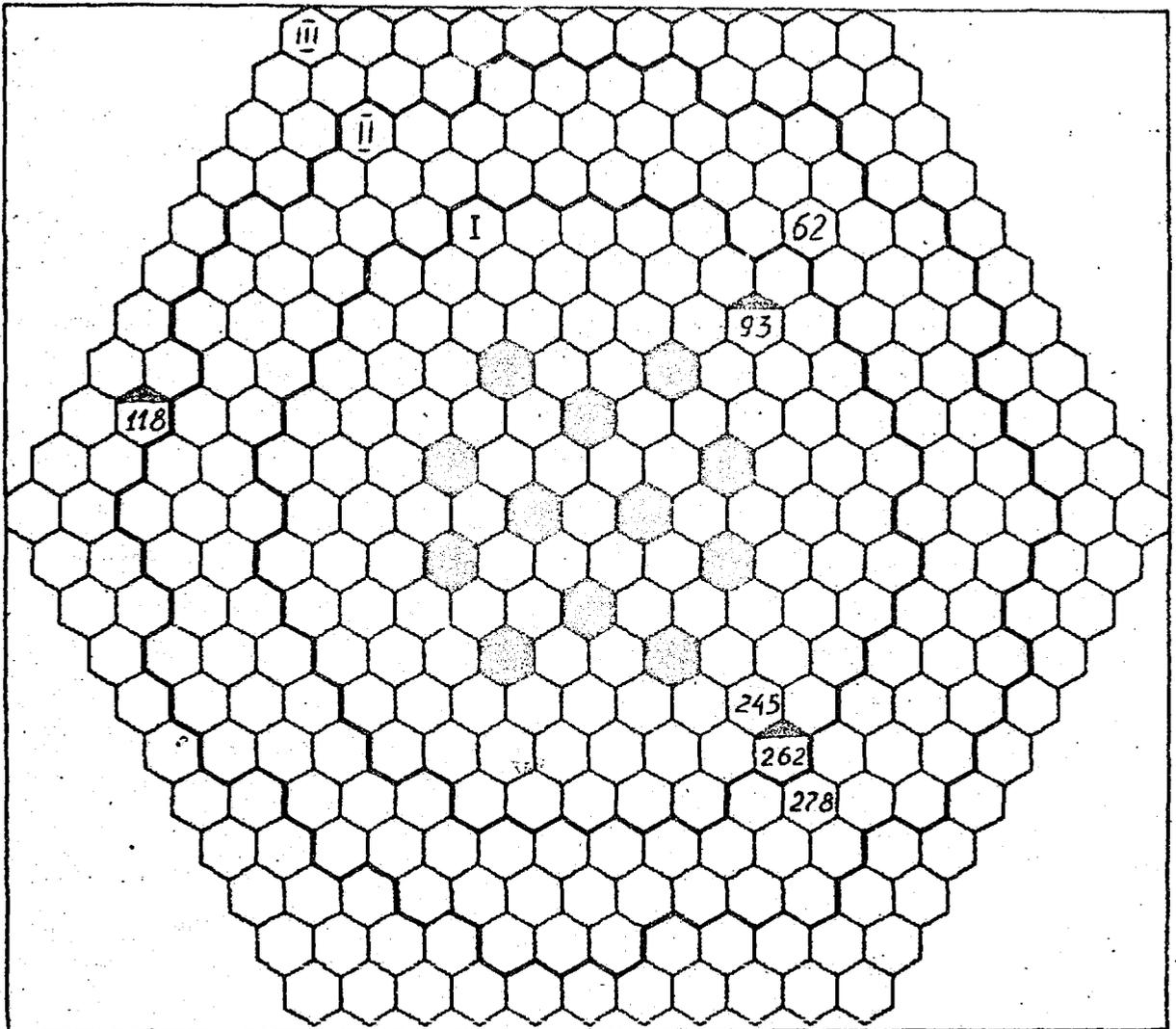


Рис. 1. Расположение экспериментальных ТВС в реакторе:
 I- ЗМО, II- ЗБО, III- ВБЭ;
 ● - ТВС, в которых измеряли отношения сечений;
 ● - органы регулирования.
 (Жирными линиями показаны границы ЗМО и ЗБО)

нейтронных реакций. С целью повышения надежности экспериментальных данных в качестве монитора реакций деления использовались два продукта деления: ^{143}Ce и ^{140}La . Для них имеются наиболее точные данные об их выходах при делении ядер актинидов быстрыми реакторными нейтронами [3]. Сечения всех исследуемых реакций соотносились с сечением деления ^{235}U . При измерении сечений $(n, 2n)+(\gamma, n)$ -реакций на ^{232}Th и ^{238}U регистрировалось низкоэнергетическое излучение с энергией <100 кэВ, поглощение которого внутри образцов существенно. Поэтому предъявлялись повышенные требования к точности определения соответствующих поправок. В связи с этим первоначально определялись соотношения вида $\sigma^1(n, 2n)+(\gamma, n)/\sigma^1(n, \gamma)$ по измерениям в облученном образце относительной интенсивности гамма-линий, минимально различающихся по энергии.

Таблица 1

Ядерные данные, необходимые для измерения сечений нейтронных реакций на актинидах [11, 12]

Реакция	Монитор	$T_{1/2}$, час	E, кэВ	Абсолютный выход γ -квантов
(n, f)	^{140}La	40,28(2)	1596,5	0,956(3)
	^{143}Ce	33,0 (1)	293,3	0,428(4)
$^{238}\text{U}(n, f)$	^{239}Np	56,52(9)	277,6	0,1438(21)
$^{232}\text{Th}(n, \gamma)$	^{233}Pa	648, (24)	312,0	0,386(4)
$^{238}\text{U}(n, \gamma)$	^{237}U	162,0(2)	208,0	0,216(5)
$^{237}\text{Np}(n, \gamma)$	^{238}Np	50,81(5)	984,4	0,278(8)
$^{231}\text{Pa}(n, \gamma)$	^{232}Pa	31,4 (5)	387,9	0,072(3)
$^{238}\text{U}(n, 2n) + \gamma, n$	^{237}U	162,0(2)	59,54	0,345(8)
$^{232}\text{Th}(n, 2n) + \gamma, n$	^{231}Th	25,52(1)	84,21	0,0671(10)

В случае уранового образца регистрировались линии ^{237}U с энергией 59,5 кэВ и ^{239}Np с энергией 61,5 кэВ; ториевого - линии ^{231}Th с энергией 84,2 кэВ и ^{233}Pa с энергией 75,3 кэВ. Затем, умножая полученную величину на результаты измерений $\sigma^1(n, \gamma)/\sigma^{235}(n, f)$, находили отношение сечений $(n, 2n)+(\gamma, n)$ к сечению деления ^{235}U . При использовании данной методики вместо абсолютных величин поправок на поглощение внутри образцов и

абсолютных эффективностей регистрации γ -квантов находились их относительные значения для близких γ -линий. Таким образом, была достигнута требуемая точность определения поправок на поглощение ($\approx 1\%$) и исключена необходимость в абсолютной калибровке детектора в низкоэнергетичном диапазоне.

Активационные образцы изготавливались либо из моноизотопных материалов (^{237}Np , ^{232}Th , ^{233}U , ^{231}Pa), либо из высокообогащенных по исследуемому изотопу (^{235}U , ^{236}U , ^{238}U). Материал образцов, предварительно взвешенный, в виде окисей или металлической проволоки $\varnothing 0,8$ мм (^{238}U , ^{232}Th) помещался в тонкостенные капсулы из нержавеющей стали $\varnothing 1,6 \times 0,16$ мм. Для измерений суммарных сечений реакций $(n, 2n) + (\gamma, n)$ изготавливались специальные образцы из металлических фольг тория и естественного урана толщиной ≈ 100 мкм, которые помещались в кварцевые капсулы. Использование капсул из кварца дало возможность контролировать параллельность поверхности активационных образцов (фольг) поверхности детектора, что существенно при определении поправок на поглощение γ -квантов внутри образцов, а также позволило значительно снизить фон во время измерений.

Для надежного выделения γ -излучения продуктов мониторов $(n, 2n) + (\gamma, n)$ реакций в ториевом и урановом образцах требуется γ -спектрометр с высокой разрешающей способностью в низкоэнергетической области. В экспериментах использовался плоский $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектор малого объема ($\approx 0,5$ см²) с охлаждаемым первым каскадом усиления, который обеспечивал достаточное энергетическое разрешение: 480 эВ при $E=122$ кэВ. Все остальные измерения проводились на серийном коаксиальном $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторе ДГДК-63В. Погрешность определения отношений эффективностей регистрации γ -квантов близких энергий плоским детектором не превышала 1%. Точность абсолютной калибровки эффективности коаксиального детектора составила $2,0 \pm 2,5$ кэВ.

Облучение активационных образцов проводилось в межтвэльном пространстве исследуемых ТВС. Образцы размещались в тонкостенной металлической ампуле. Длина всего набора образцов не превышала 300 мм, т. е. образцы находились не более чем в 150 мм от медианной плоскости реактора. Результаты расчета и экспериментальные данные показывают, что в этой области спектр нейтронов не меняется.

Поправка на изменение потока нейтронов по высоте ампулы определялась путем измерения скорости реакции деления ^{235}U урановыми образцами, располагавшимися в нескольких точках экспериментального набора.

Для корректной интерпретации экспериментальных данных необходимо точно знать координаты образцов во время облучения. Особенно это важно при измерениях в зоне воспроизводства: например, в пределах одной ТВС бокового экрана в радиальном направлении по реактору сечения пороговых реакций могут

меняться в 2 раза. Действительное положение ампулы в ТВС определялось с помощью γ -пеленгации. Для этого вместе с экспериментальными образцами в ампулу загружались несколько γ -источников ^{192}Ir . Пеленгация проводилась с помощью установки, которая состояла из коллиматора, детектора γ -излучения с кристаллом NaI(Tl) и системы, позволяющей перемещать ТВС перед коллимационным отверстием. В процессе операций по загрузке ТВС в реактор учитывались все развороты ТВС, что позволяло контролировать координаты образцов в зоне реактора. Облучение ТВС с образцами проводилось на мощности 5 МВт в течение трех часов. Разделка ампулы после облучения проводилась в перчаточном боксе. В данном эксперименте эта процедура вместе с выгрузкой ТВС из реактора заняла около 8 часов. Затем проводились измерения γ -спектров образцов.

Проведение расчетов

Расчет проводился традиционным методом по диффузионной трехмерной программе TRIGEX [4] в гексагональной геометрии. Число энергетических групп - 6. Границы широких групп следующие: I - 1÷4 группы БНАБ; II - 5,6; III - 7÷9; IV - 10,11; V - 12÷14; VI - 15÷26. Следует отметить, что схема расчета малогрупповых констант [5] в комплексе TRIGEX позволяет при 6-ти групповом расчете и при разумной выборке расчетных физических зон пренебречь методической ошибкой малогруппового приближения. Расчет проводился для среднестационарного состояния, исключение составляли лишь экспериментальные пакеты, которые выделялись в отдельные физические зоны. Это делалось для того, чтобы наилучшим образом описать спектр нейтронов в данной точке. Конфигурация активной зоны соответствовала реальной (рис.1), органы регулирования были погружены в активную зону на глубину, соответствующую их реальному расположению во время проведения эксперимента. Расчетное значение величины K_{ef} получилось равным 0,9954.

Как упоминалось выше, в пакетах ЗМО, ВБЭ и ВЗВ измеряли отношения средних сечений топливных нуклидов к сечению деления ^{235}U . Программа TRIGEX выдает результаты расчета по семи точкам на ячейку: одна в центре и шесть в вершинах. Поэтому, если детектор находится где-то в промежуточной области, приходится вручную интерполировать групповые потоки в заданную точку. Это особенно важно для зон, где довольно сильно изменяются или полный поток нейтронов или нейтронный спектр. В данном случае это пакеты ВЗВ и ВБЭ. Но, если для экранного пакета задача по восстановлению спектра свелась к правильной интерполяции потоков, рассчитанных в диффузионном приближении, что само по себе непростая задача, учитывая их большой градиент по ячейке

(примерно в 2 раза), то для сборки из металлического топлива этой процедуры оказывается недостаточно. Для восстановления правильного спектра пришлось воспользоваться кинетической одномерной программой КРАБ-1 [6] с цилиндрической геометрией. Интересующий нас пакет задавался кольцом толщиной, равной шагу ячейки, расположенным между ЗМО и ЗБО. Кинетические поправки для различных пороговых сечений составляли от 3% до 8%, по мере увеличения порога реакции.

Для учета резонансного гетерогенного эффекта в сечении захвата ^{238}U , решено было воспользоваться методом вероятностей первых столкновений (ВПС в подгрупповом приближении). Поскольку облучаемый детектор находился практически в центре исследуемого пакета, ограничились рассмотрением модели "одиночного твэла" (или "стерженьковая модель"). Эта модель строится следующим образом:

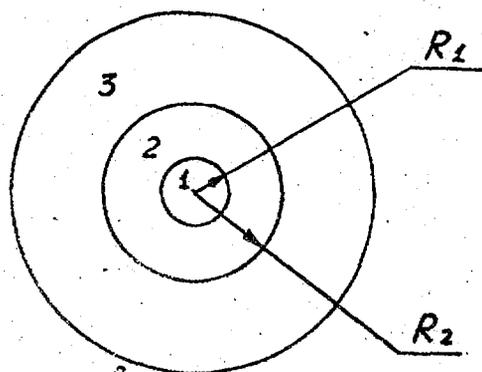


Рис. 2

Модель "одиночного твэла":

- 1- топливо;
- 2- Na+сталь;
- 3- гомогенный состав ячейки

R_1 - радиус топлива;

R_2 - приведенный радиус для зоны "Na+сталь", который вычисляется следующим образом:

$$R_2 = R_1 \sqrt{\frac{\rho_{\text{get}}}{\rho_{\text{get}} - \rho_{\text{гом}}}}$$

где ρ_{get} - концентрации Na и стали в реальной геометрии;

$\rho_{\text{гом}}$ - концентрации Na и стали в замешанной зоне 2 (рис. 2).

Предполагая, что поток нейтронов изотропен, и применяя рациональное приближение Вигнера для расчета вероятностей переходов между зонами, находим подгрупповые потоки для зоны 2:

$$\phi_2^{g,j} = \frac{a_{g,j} l_2}{1 + l_2 \Sigma_{t,2}} \left[1 + \frac{l_1}{l_2} \frac{1}{1 + l_1 \Sigma_{t,1}^j} + \frac{1}{l_2 \Sigma_{t,3}^j} \right],$$

где $a_{g,j}$ - доля j -ой подгруппы группы g ;

$l_i = 4V_i / S_i$ - средняя хорда i -ой зоны;

$\Sigma_{t,i}^j$ - подгрупповое макроскопическое сечение полного взаимодействия i -ой зоны.

На основе найденных подгрупповых потоков рассчитываются среднегрупповые блокированные сечения:

$$\sigma_{c, get}^g = \frac{\sum_j \sigma_c^j \phi^j}{\sum_j \phi^j}; \quad \bar{\sigma}_{c, get} = \sum_g \varphi_g \sigma_{c, get}^g,$$

где φ_g - 26-ти групповой спектр нейтронов, рассчитанный по программе TRIGEX.

Результаты расчета показывают, что для образца, помещенного в межтвэльный зазор пакета ВЗВ, наблюдается эффект "разблокировки" (т.е. превышение гетерогенно блокированного сечения над гомогенно блокированным), который составляет $5 \pm 2\%$. Следует добавить, что настоящая методика, названная обобщенной теоремой эквивалентности, тестировалась на пакетах ЗМО и бокового экрана. Проводились подгрупповые расчеты методом Монте-Карло [7] в реальной геометрии пакета.

На рис.3 приведены распределения скоростей захвата ^{238}U в твэлах и в межтвэльном пространстве пакета бокового экрана, рассчитанные приближенной методикой (сплошная линия) и методом Монте-Карло (пунктирная), а также результаты эксперимента. Нетрудно заметить, что наблюдается вполне удовлетворительное согласие как расчетов с экспериментом, так и расчетов между собой.

Сравнение эксперимента с расчетом

Программа TRIGEX хорошо зарекомендовала себя ранее [8,9], и в настоящей работе также наблюдается хорошее согласие между расчетом и экспериментом по распределению скорости деления ^{235}U (табл.2).

Таблица 2

Экспериментальные и расчетные результаты по распределению скорости деления ^{235}U (I_5)

Ячейка	Э	Р	Р/Э
62	1,052	1,057	1,00
245	1,213	1,224	1,01
262	1,134	1,120	0,99
278	0,903	0,886	0,98
118	0,698	0,712	1,02

При сравнении результатов расчета и экспериментальных данных вводилась следующая нормировка:

$$(I_S^n)^{\text{норм}} = I_S^n \cdot n / \sum_n I_S^n, \text{ где } n - \text{ число экспериментальных точек.}$$

Экспериментальная погрешность при измерении этого функционала составляет 3÷5%. Однако при нормировке результатов систематическая ошибка исчезает, поэтому расхождение между расчетом и экспериментом не превышает 2%.

На рис. 4 приведено распределение отношения f_8/f_5 по радиусу реактора, рассчитанное различными методами, а также экспериментальные значения. Здесь наглядно показано, что кинетический расчет (пунктирная линия) существенно уточняет ход порогового сечения в данной зоне и позволяет устранить погрешность диффузионного метода. Сплошными линиями показано распределение в направлении вставки из металлического топлива, а пунктирной гистограммой - в направлении ячейки 93.

В табл. 3 приводятся экспериментальные значения отношений средних сечений топливных нуклидов к сечению деления ^{235}U и их сравнение с результатами расчетов. Обращает на себя внимание большое расхождение расчета и эксперимента (Р/Э) для $^{231}\text{Pa}(n, \gamma)$ и $^{238}\text{U}(n, 2n) + (\gamma, n)$, остальные же результаты не выходят сколь-нибудь значительно за пределы экспериментальных ошибок. Превышение расчетного значения для ^{231}Pa объясняется неточностью констант, т.к. экспериментально-расчетный анализ независимого эксперимента по трансмутации ^{232}Th , выполненного на реакторе БН-350, подтверждает, что сечение захвата в ENDF/B-V завышено в 1,5 раза. Что касается реакции $(n, 2n) + (\gamma, n)$ на ^{238}U , то здесь нет полной ясности, поскольку в аналогичной серии экспериментов, выполненной ранее на БН-350 [10], расчет превышал эксперимент в 1,2 раза. Требуется в дальнейшем согласование экспериментальных методик по измерению реакции $(n, 2n) + (\gamma, n)$ на ^{238}U .

Выводы

Настоящая серия экспериментально-расчетных исследований поля нейтронов и отношений средних сечений топливных нуклидов в реакторе БН-350 подтверждает правильность расчетных методик и надежность используемых констант. Применение одномерного кинетического расчета и "обобщенной теоремы эквивалентности" позволяет достаточно корректно учитывать кинетические и резонансные эффекты во вставках из обедненного металлического топлива.

Сечение захвата ^{231}Pa в спектре быстрого реактора, принятое в ENDF/B-V, завышено примерно на 50%. Необходима переоценка данного сечения.

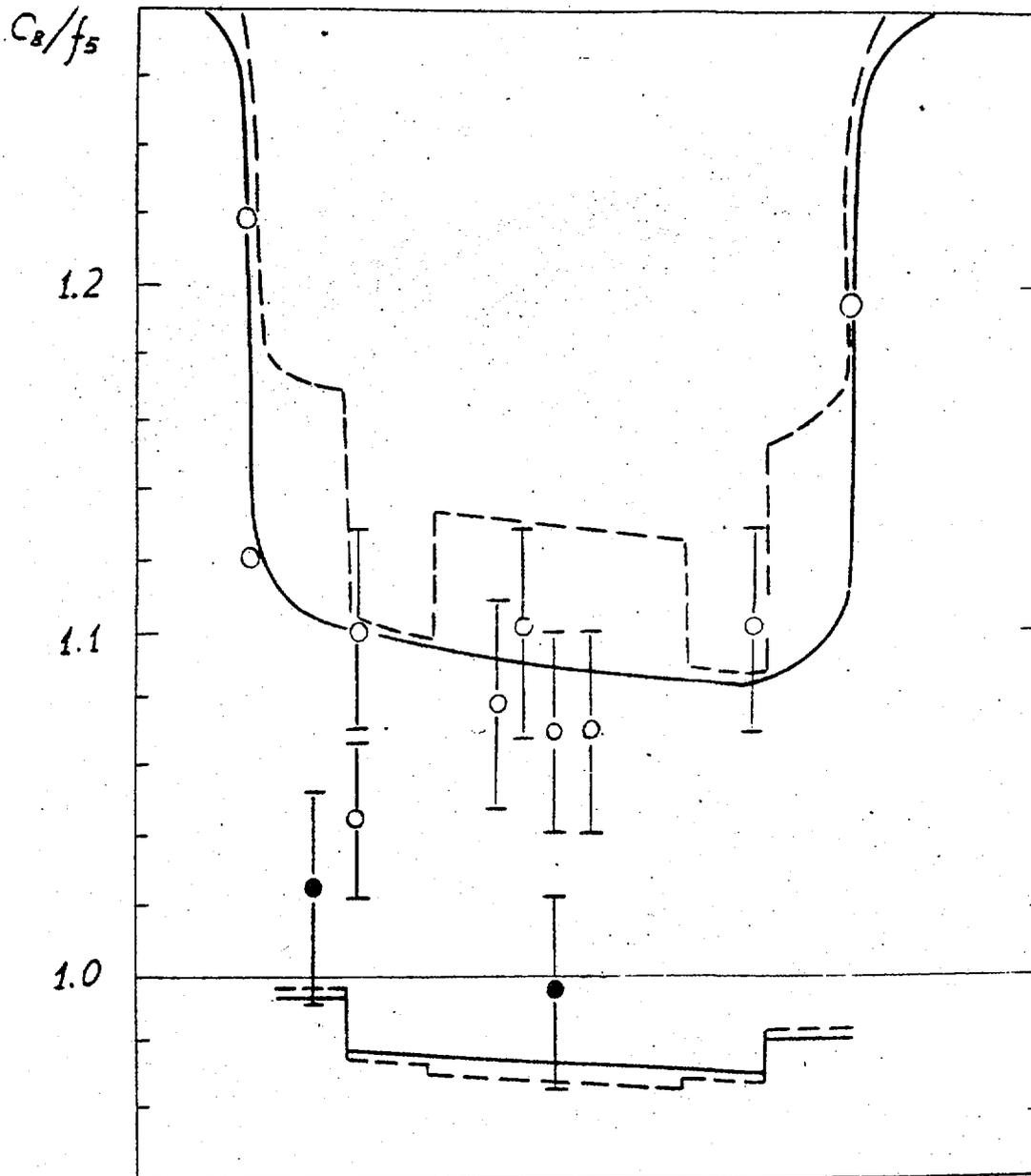


Рис. 3. Сравнение расчетных и экспериментальных распределений c_8/f_5 по радиусу ТВС ВБЭ:

- расчет в топливе
- ~ расчет в Na приближение Вигнера
- - - расчет в топливе Монте-Карло
- · - · - расчет в Na
- эксперимент в топливе
- эксперимент в Na.

(За единицу принят гомогенный расчет)

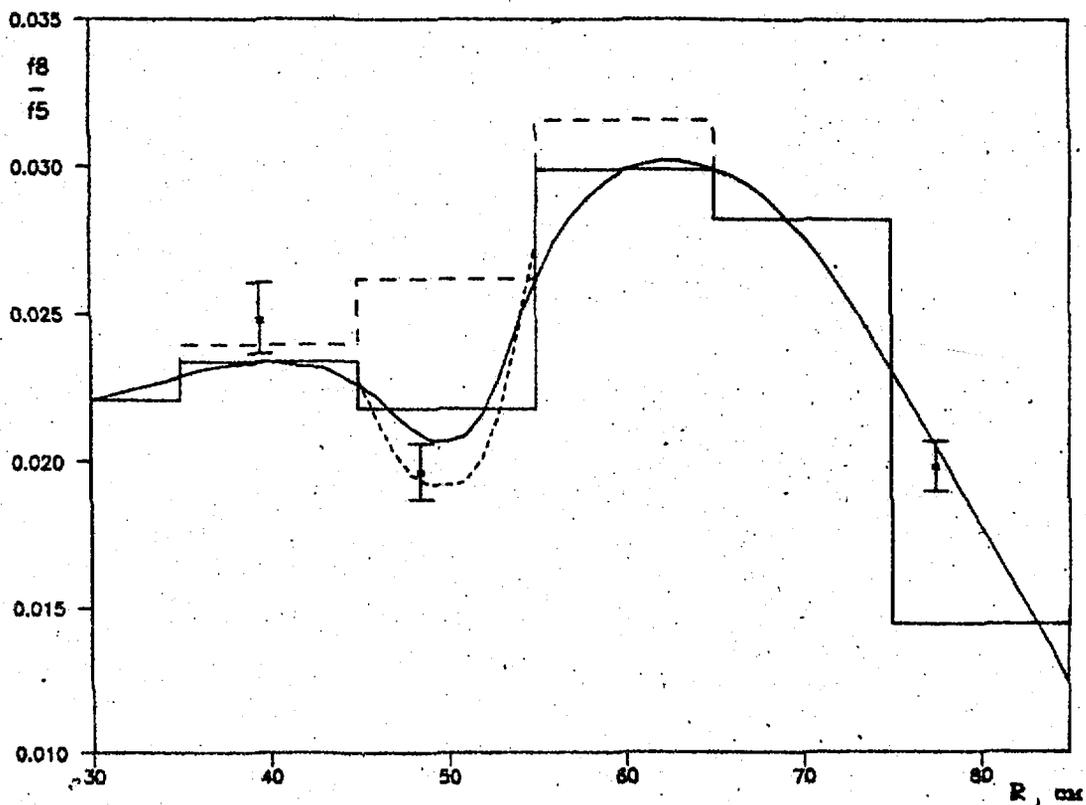


Рис. 4. Распределение отношения f_8/f_5 по радиусу реактора:

- расчет TRIGEX, средние значения по TBC;
 - ~ расчет TRIGEX, восстановленный детальный ход;
 - - - расчет КРАБ-1, S_4 -приближение;
 - - - расчет TRIGEX, направление на ячейку №93;
 - ⊥ экспериментальные значения
- направление на TBC из металлического топлива

Таблица 3

Экспериментальные и расчетные значения отношений средних сечений нейтронных реакций к сечению деления ^{235}U

Ячейка	ЗМО (93)		ВЗВ (262)		ВБЭ (118)	
	Эксперимент	Р/Э	Эксперимент	Р/Э	Эксперимент	Р/Э
$^{231}\text{Pa}(n, \gamma)$	0,97(5) *	1,57	1,02(5)	1,47	1,01(5)	1,58
$^{232}\text{Th}(n, \gamma)$	0,186(7)	1,03	0,185(7)	1,00	0,217(8)	1,03
$^{232}\text{Th}(n, f)$	0,0059(2)	0,96			0,0044(2)	0,96
$(n, 2n)$ $+ \gamma, n$ 232	0,0 ³ 79(7)	0,94				
$^{233}\text{U}(n, f)$	1,42(5)	1,00			1,41(5)	0,98
$^{236}\text{U}(n, \gamma)$	0,217(10)	1,01	0,235(12)	0,91	0,263(12)	0,94
$^{236}\text{U}(n, f)$	0,057(2)	1,01	0,050(2)	1,02	0,046(2)	0,96
$^{237}\text{Np}(n, \gamma)$	0,68(3)	1,09	0,70(3)	1,02	0,76(3)	1,09
$^{237}\text{Np}(n, f)$	0,190(7)	1,01	0,188(7)	0,97	0,149(6)	0,99
$^{238}\text{U}(n, \gamma)$	0,143(5)	0,99	0,142(5)	0,98	0,140(5)	0,97
$^{238}\text{U}(n, f)$	0,0249(7)	0,98	0,0196(6)	0,98	0,0178(6)	1,03
$(n, 2n)$ $+ \gamma, n$ 238	0,0 ³ 88(5)	0,82	0,0 ³ 77(5)	0,80	0,0 ³ 55(4)	1,04

* В скобках дана экспериментальная погрешность.

Список литературы

1. Kamei T., et al. An Axially and Radially Two-Zoned Large Liquid-Metal Fast Breeder Reactor Core Concept. Nucl. Tech., 71, 1985.
2. Iijima S., et al. Experimental Study of Large Scale Axially Heterogeneous LMFBR Core at FCA-Power Distribution Measurements and Their Analysis. Int. Conf. on Reactor Physics and Mathematics and Computation. Paris, France, 27-30 April, 1987.
3. Rider B.F., Meek M.E. Compilation of fission product yields. NEDO-12954-3(B), Vallecitos Nuclear Center, 1980.
4. Серегин А.С. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1983. Вып. 4(33).

5. Серегин А. С., Суслов И. Р., Пивоваров В. А. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1987. Вып. 4.
6. Савоськин М. М., Маркелов И. П., Барыба М. А. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и методы расчета ядерных реакторов. 1984. Вып. 6(43).
7. Звонарёв А. В., Коробейников В. В., Николаев М. Н. и др. // Атомная энергия. 1991. Т. 70. Вып. 3.
8. Гончаров Р. К., Звонарев А. В., Семенов М. Ю. и др. // Атомная энергия. 1989. Т. 66. Вып. 5.
9. Звонарев А. В., Колыженков В. А., Мамаев В. В. и др. // Атомная энергия. 1990. Т. 69. Вып. 5.
10. Гончаров Р. К., Звонарев А. В., Колыженков В. А. и др. // Атомная энергия. 1991. Т. 70. Вып. 2.
11. Genrken R. J. // Int. J. Appl. Isotops. 1982. V. 33. P. 355-365.
12. Decay data of transactinium nuclides.: Technical Reports. IAEA, Vienna. 1986. № 261.

Статья поступила в редакцию 21 января 1991г.

Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске,
в международной системе СИИДА

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	Comments
S	A				min	max		
CD	112	DNG	KUR	EXPT	FAST		47	ARADDAD+ REAC, G-TRANSL LVLS INTS, TBL
EU	153	GN	IJI	EXPT	9.0+6	1.8+5	21	VISHNEVSKIJ+ PARTL SIG, ISOM RAT, GRPH
U	233	EVL	IJE	EVAL	1.0-5	1.0+0	26	BAKHANOVICH+ANAL EXPTS, NODATA
U	233	RES	IJE	EVAL	1.0+0	1.0+2	30	MOROGOVSKIJ. ANAL RES, AV WN, WG, WF, TBL
U	233	STF	IJE	EVAL	1.0+0	1.0+2	30	MOROGOVSKIJ. ANAL RES, AVG SO GVN
U	235	NU	KUR	EXPT	5.0+5	1.0+7	3	KHOKHLOV+ LINAC, TOF, NU-BAR VS EN, TBL
U	238	SFN	IJE	THEO	1.4+7	1.8+7	35	PORODZINSKIJ+ MDL CALC, N-SPEC, GRPH
NP	237	NU	KUR	EXPT	5.0+5	1.0+7	3	KHOKHOLOV+ LINAC, TOF, NU-BAR VS EN, TBL
PU	240	NU	KUR	EXPT	5.0+5	1.0+7	3	KHOKHOLOV+ LINAC, TOF, NU-BAR VS EN, TBL

УДК 539.173

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СРЕДНЕГО ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ ^{235}U , ^{237}Np , ^{240}Pu НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ ОТ 0,5 ДО 12 МэВ. /Ю. А. Хохлов, И. А. Иванов, Ю. И. Виноградов, В. И. Иньков, Л. Д. Данилин, В. И. Панин, В. Н. Полюнов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1991, вып. 1, с. 3.

Приведены результаты измерений энергетической зависимости средней множественности мгновенных нейтронов при делении изотопов ^{235}U , ^{237}Np , ^{240}Pu нейтронами с энергией от 0,5 до 12 МэВ. Измерения проведены на линейном ускорителе электронов ВНИИЭФ по методу времени-пролета относительно $\bar{\nu}_p = 3,756$ для ^{252}Cf . Акты деления регистрировали плоскопараллельным лавинным детектором осколков, нейтроны деления - большим жидкостным сцинтилляционным детектором, содержащим гадолиний (рис. 7, табл. 2, список лит. - 9 назв.).

УДК 539.172

СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m_2}\text{Eu}$. /И. Н. Вишневский, В. А. Желтоножский, В. М. Мазур, З. М. Биган. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1991, вып. 1, с. 21.

На тормозном пучке гамма-квантов микротрона в области энергий 9-18 МэВ исследована энергетическая зависимость изомерных отношений выходов Y_{m_2} / Y_{m_1} реакции $^{153}\text{Eu}(\gamma, n)^{152m_1 m_2}\text{Eu}$ для состояний с $J_{m_1}^{\pi} = 0^{-}$ ($T_{1/2} = 9,3$ ч) и $J_{m_2}^{\pi} = 8^{-}$ ($T_{1/2} = 96$ мин). Получено сечение образования изомерного состояния 8^{-} ^{152}Eu . Отмечается зависимость величины сечения от разности спинов основного состояния J_g материнского и изомерного состояния J_m дочернего ядер (рис. 2, список лит. - 8 назв.).

УДК 539.163

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ^{233}U В ТЕПЛОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ. /Л. А. Баханович, Г. Б. Мороговский. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1991, вып. 1, с. 26.

Настоящая работа является составной частью работы по созданию полного файла оцененных ядерных данных ^{233}U , выполненной в ИЯЭ АН БССР. Проведен анализ экспериментальных данных и получены рекомендованные самосогласованные значения сечений в энергетическом интервале 10^{-5} -1 эВ. Даны расчетные значения g-факторов (список лит. - 25 назв.).

УДК 539.163

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ^{233}U В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ ИНТЕРВАЛЕ 1 - 100 эВ. / Г. Б. Мороговский. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1991, вып. 1, с. 30.

Параметры разрешенных резонансов были получены в ходе работы по созданию полного файла оцененных ядерных данных ^{233}U , проведенной в ИЯЭ АН БССР. Показано, что параметры Адлер-Адлера с гладким файлом наилучшим образом описывают имеющийся набор экспериментальных данных. Получены значения групповых констант (табл. 2, список лит. - 13 назв.).

УДК 539.173

ОБ АППРОКСИМАЦИИ СПЕКТРОВ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ. / Ю. В. Породинский, Е. Ш. Суховицкий. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1991, вып. 1, с. 35.

Появившаяся возможность расчета сечений и нейтронных спектров реакций (n, xf) позволила провести аппроксимацию спектра мгновенных нейтронов деления с учетом предельного испускания нейтронов. Показано, что при энергиях делящихся нейтронов более 15 МэВ обязателен учет вклада эмиссионных нейтронов в расчетах высокоэнергетической части делительных спектров (рис. 3, табл. 1, список лит. - 8 назв.).

УДК 359.1.074

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОШИБКИ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ, СВЯЗАННЫЕ С ИЗМЕНЕНИЕМ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ГАЗОВЫХ ЧАСТИЦ / А. А. Бергман, А. И. Бескорский, В. Ф. Данилов, А. Маликжонов, А. Н. Медведев, А. Е. Самсонов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1991, вып. 1, с. 41.

Описаны методика и результаты экспериментальных исследований неизвестных ранее обратимых изменений в эффективности регистрации нейтронных счетчиков, происходящих под воздействием излучения разной интенсивности при наличии поданного на счетчик напряжения. В соответствии со сделанными выводами даны рекомендации по изготовлению газовых счетчиков, не меняющих эффективность регистрации (конструкция и газовый состав). Рекомендации опробированы на опытных образцах нейтронных счетчиков с $^{10}\text{BF}_3$ и ^3He и γ -счетчиков с наполнением $\text{Ar}+5\%\text{CO}_2$, использованных измерений сечений радиационного захвата нейтронов (рис. 3, список лит. - 5 назв.).

УДК 539.172

СМЕСИ МУЛЬТИПОЛЕЙ В γ -ПЕРЕХОДАХ ^{112}Cd ИЗ РЕАКЦИИ $(n, n'\gamma)$ / С. Ю. Араддад, М. М. Дюфани, С. М. Злитни, Дж. М. Ратеб, И. В. Михайлов, А. М. Демидов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1991, вып. 1, с. 47.

В реакции $^{112}\text{Cd}(n, n'\gamma)$ измерены γ -спектр, угловые распределения и линейная поляризация γ -квантов. Составлена схема уровней и γ -переходов ^{112}Cd , определены характеристики уровней J^π , найдены значения смесей мультиполей δ для некоторых γ -переходов (рис. 1, табл. 2, список лит. - 14 назв.).

УДК 621.039.51

ПРОВЕРКА НАДЕЖНОСТИ УЧЕТА ГЕТЕРОГЕННЫХ И БИЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ АНАЛИЗЕ РЕАКТИВНОСТНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА БЫСТРЫХ КРИТИЧЕСКИХ СБОРКАХ / С. М. Бедняков, М. М. Савоськин, Б. Хайнцельман. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1991, вып. 1, с. 64.

На серии сборок БФС и КБР измерены центральные коэффициенты реактивности ^{10}B , ^{12}C , $^{235,238}\text{U}$, $^{239,240}\text{Pu}$. На основе трех расчетных программ (*TULPE*, *M²C*, *HEERC*) оценены поправки к ним на гетерогенность структуры сборок и на отсутствие билинейного усреднения констант в стандартных реакторных программах. Установлено хорошее согласие полученных поправок для типичных поглотителей. Отмечена лучшая степень описания поправок к коэффициентам реактивности рассеивателей по программе *TULPE*. Подчеркнута необходимость введения билинейных нерезонансных поправок для рассеивателей (рис. 5, табл. 6, список лит. - 6 назв.).

УДК 621.039.51

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЙ СРЕДНИХ СЕЧЕНИЙ В РЕАКТОРЕ БН-350 СО ВСТАВКОЙ ИЗ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО УРАНА / А. В. Звонарев, В. А. Колыженков, О. В. Матвеев, И. М. Прошин, М. Ю. Семенов, А. М. Цибуля. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1991, вып. 1, с. 79.

Рассматривается эксперимент по определению отношений средних сечений, выполненный на реакторе БН-350 со вставкой из металлического топлива. Изложены экспериментальные и расчетные методики. Приведены результаты сравнения расчета с экспериментом, сделаны выводы о точности констант (рис. 4, табл. 3, список лит. - 12 назв.).

Технический редактор Н. А. Борзова

Сборник подготовили к печати:

Л. А. Голубенкова, В. Н. Долженко, В. М. Замаренова

Подписано к печати	Бумага писчая № 1		
Офсетная печать	Усл. п. л. 5	Уч.-изд. л. 4	Тираж 250 экз.
Цена 10 руб. 28 коп.	Индекс 3645	9 статей	Заказ тип. № 287

Отпечатано на ротапринте

249020, г. Обнинск, Калужская обл. ФЭИ

Цена 10 р. 28 к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1991, вып. 1, 1-98.