

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ INDC(ССР)-252/G  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

---

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

3

1985

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**

Ф.Н. Беляев, В.П. Вертебный, В.В. Возяков, В.Я. Головня, С.С. Коваленко,  
В.Е. Колесов, В.А. Коньшин, В.Н. Манохин, В.И. Мостовой, Г.В. Мурадян,  
В.Н. Нефедов, Ю.П. Попов, Г.Я. Труханов, В.А. Толстиков, О.А. Сальников,  
Г.Н. Смирненкин, Г.Е. Шаталов, Г.Б. Яньков, В.П. Ярына, М.С. Юдкевич

### КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора **А.Г. ЗЕЛЕНКОВ**

Б.Я. Гужовский, П.П. Дмитриев, Н.Н. Жуковский, Б.С. Ишханов, Е.Г. Копанец,  
В.М. Кулаков, Ю.В. Сергеенков, Ю.В. Хольнов, Н.П. Чижова, Ф.Е. Чукреев

### ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора **М.Ф. ТРОЯНОВ**

П.П. Благоволин, А.И. Воропаев, А.Ю. Гагаринский, Л.В. Диев, В.П. Жарков,  
С.М. Зарицкий, М.Н. Зизин, Ю.А. Казанский, А.А. Лукьянов, В.Г. Мадеев,  
В.И. Матвеев, М.Н. Николаев, Э.Е. Петров, Г.Б. Померанцев, Л.В. Точный,  
В.В. Хромов, О.В. Шведов

Ответственный секретарь **В.В. Возяков**

**ТАЛОН ОБРАТНОЙ СВЯЗИ**  
по оценке использования статей научно-технического сборника "Вопросы атомной науки и техники", серия \_\_\_\_\_

№№	Наименование статей	Использована		Не использована	
		в разработках	для общего ознакомления	не соответствует тематике работ	не содержит новых прогрессивных решений

**НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ**

Дьяченко П.П., Серегина Е.А., Куцаева Л.С., Лайтан А.

Абсолютные измерения спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  в области низких энергий

Боховко М.В., Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Тимохов В.М., Воеводский А.А.

Измерение сечений радиационного захвата нейтронов изотопами  $^{143}\text{Nd}$  и  $^{145}\text{Nd}$  в области энергий 4—420 кэВ

Старостов Б.И., Нефедов В.Н., Бойцов А.А.

Спектры мгновенных нейтронов деления  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами и спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  в интервале энергии 0,01—12 МэВ

Анципов Г.В., Ковшин В.А., Маслов В.М.

Плотность уровней и радиационные ширины трансактинидов

Труханов Г.Я.

Банк данных АТМОСФЕРА—ЗЕМЛЯ (АТОЗ)

Варламов В.В., Сургутанов В.В.

Сжатие информации с использованием принципа Хаффмана в задачах обработки данных

**КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ**

Бобошин И.Н., Варламов В.В.

Международный файл оцененных данных по структуре ядер ENSDF в фундаментальных и прикладных фотоядерных исследованиях

Звенигородский А.Г., Гужовский Б.Я., Абрамович С.Н., Жеребцов В.А., Пелипенко О.А.

Оценка полных сечений взаимодействия ядер с массовым числом 3

Звенигородский А.Г., Гужовский Б.Я., Абрамович С.Н., Жеребцов В.А., Пелипенко О.А.

Оценка полных сечений образования нейтронов и протонов при взаимодействии дейтронов с ядрами  $^7\text{Li}$

" " \_\_\_\_\_ 1984 г.

Начальник ОНТИ

Примечание. Талон заполняется в 30-дневный срок после получения сборника и направляется в адрес ЦНИИатоминформа (127434, Москва, аб/ящ 971)

920-340

Государственный комитет  
по использованию атомной энергии СССР  
Центральный научно-исследовательский институт  
информации и технико-экономических исследований  
по атомной науке и технике

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

С е р и я: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 3

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ  
КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Москва

Издается с 1971 г.

1985

СОДЕРЖАНИЕ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Дьяченко П.П., Серегина Е.А., Куцаева Л.С., Лайтан А. Абсолютные измерения спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления $^{252}\text{Cf}$ в области низких энергий . . . . .	3
Боховко М.В., Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Тимохов В.М., Воеводский А.А. Измерение сечений радиационного захвата нейтронов изотопами $^{143}\text{Nd}$ и $^{145}\text{Nd}$ в области энергий 4—420 кэВ . . . . .	12
Старостов Б.И., Нефедов В.Н., Бойцов А.А. Спектры мгновенных нейтронов деления $^{233}\text{U}$ , $^{235}\text{U}$ , $^{239}\text{Pu}$ тепловыми нейтронами и спонтанного деления $^{252}\text{Cf}$ в интервале энергии 0,01—12 МэВ . . . . .	16
Анципов Г.В., Конышин В.А., Маслов В.М. Плотность уровней и радиационные ширины трансактинидов . . . . .	25
Труханов Г.Я. Банк данных АТМОСФЕРА—ЗЕМЛЯ (АТОЗ) . . . . .	35
Варламов В.В., Сургутанов В.В. Сжатие информации с использованием принципа Хаффмана в задачах обработки данных . . . . .	39

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Бобошин И.Н., Варламов В.В. Международный файл оцененных данных по структуре ядер ENSDF в фундаментальных и прикладных фотоядерных исследованиях . . . . .	42
Звенигородский А.Г., Гужовский Б.Я., Абрамович С.Н., Жеребцов В.А., Пелипенко О.А. Оценка полных сечений взаимодействия ядер с массовым числом 3 . . . . .	49
Звенигородский А.Г., Гужовский Б.Я., Абрамович С.Н., Жеребцов В.А., Пелипенко О.А. Оценка полных сечений образования нейтронов и протонов при взаимодействии дейтронов с ядрами $^7\text{Li}$ . . . . .	55
Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИИДА . . . . .	61



# НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

УДК 539.173

## АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ $^{252}\text{Cf}$ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

П.П. ДЬЯЧЕНКО, Е.А. СЕРЕГИНА, Л.С. КУЦАЕВА, А. ЛАЙТАИ

AN ABSOLUTE MEASUREMENT OF  $^{252}\text{Cf}$  PROMPT SPONTANEOUS FISSION NEUTRON SPECTRUM AT LOW ENERGY RANGE. Prompt neutron energy spectrum at low energies ( $0,025 \leq E_n \leq 1,220$  MeV) for  $^{252}\text{Cf}$  spontaneous fission has been measured with a time-of-flight technique. Ionization chamber and lithium-glass were used as fission fragment and neutron detectors, respectively. A special attention was paid to the determination of the absolute efficiency of the neutron detector and real response function of the spectrometer. The results of the experiment and the statistical and systematic errors as functions of the neutron energy are presented in the form of the numerical data. It has been shown that  $^{252}\text{Cf}$  prompt fission neutron spectrum at the energy  $0,02 \text{ MeV} < E_n < 1,22 \text{ MeV}$  within experimental errors  $\pm 5\%$  is described by distribution of Maxwell type with  $\bar{v}_p = 3,757$  and  $T = 1,42$  MeV parameters.

В последнее время в экспериментальном изучении интегрального спектра нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  достигнуты существенные успехи. Проведены новые прецизионные измерения спектра в широкой области энергий от 1 кэВ до 30 МэВ, полученные результаты удовлетворительно согласуются [1—8]. На консультативном совещании специалистов МАГАТЭ [9] отмечена необходимость на основе последних экспериментальных данных сделать новую оценку интегрального спектра нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$ , которую можно было бы использовать в качестве международного стандарта. В связи с этим экспериментаторам было рекомендовано представить результаты измерений в виде таблиц, а также цифровые данные об анализируемых ошибках и о вводимых поправках.

Результаты выполненного авторами эксперимента по измерению спектра нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  в диапазоне энергий  $0,020 < E < 1,220$  МэВ были сообщены ранее [6, 7]. В настоящей работе в соответствии с рекомендациями [9] более детально описаны методика измерений и обработка результатов, приведены уточненные данные о систематических ошибках эксперимента, а также цифровые данные о статистических и систематических ошибках, зависящих от энергии нейтронов.

Методика измерений. Блок-схема эксперимента показана на рис. 1. В качестве детектора осколков применялась быстрая ионизационная камера деления, наполненная смесью газов (аргона 90%,  $\text{CO}_2$  10%) до давления  $3 \cdot 10^5$  Па. Камера представляла собой цилиндрический стакан диаметром 38 мм и высотой 120 мм, изготовленный из нержавеющей стали с толщиной стенок около 0,1 мм. Электроды были изготовлены тоже из нержавеющей стали. Расстояние между электродами, их диаметр и толщина составляли 1,5; 25 и 0,1 мм соответственно. В центре одного из электродов сделано отверстие диаметром 10 мм, на это место прикреплена платиновая фольга толщиной 0,05 мм с нанесенным на нее тонким слоем калифорния диаметром 7 мм и интенсивностью деления  $10^4$  с<sup>-1</sup>. Слой был приготовлен электролизом из материала, который предварительно тщательно очищали от инертных и радиоактивных примесей. Напряжение на электродах устанавливали равным 500 В. Из амплитудного спектра осколков деления (рис. 2,а) видно, что импульсы от осколков деления и  $\alpha$ -частиц располагаются далеко друг от друга и разделяются порогом в медленном канале. Этот факт свидетельствует о высоком качестве слоя  $^{252}\text{Cf}$ , использованного в работе. Необычный вид спектра осколков со стороны высоких энергий объясняется тем, что в качестве усилителя в быстром осколочном канале использовали усилитель-ограничитель. Эффективность регистрации осколков деления ионизационной камерой была не хуже 99%.

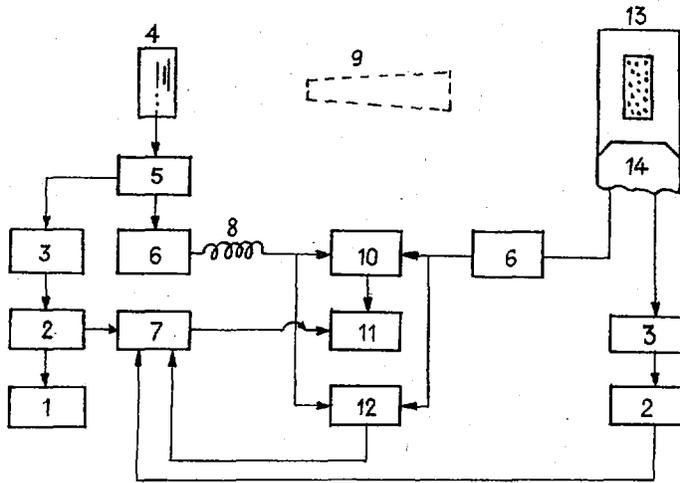


Рис. 1. Блок-схема эксперимента: 1 — пересчетный прибор осколков деления; 2 — интегральный дискриминатор; 3 — медленный усилитель; 4 — камера деления со слоем  $^{252}\text{Cf}$ ; 5 — быстрый усилитель; 6 — дискриминатор со следящим порогом; 7 — схема совпадений; 8 — линия задержки 270 нс; 9 — теневой конус; 10 — время-амплитудный конвертор; 11 — анализатор; 12 — дискриминатор двойных посылок; 13 — детектор нейтронов NE-912 или NE-913; 14 — ФЭУ-30.

Детектором нейтронов служило литиевое стекло NE-912 (толщиной 9,5 мм и диаметром 45 мм) в сочетании с фотоумножителем ФЭУ-30. Для измерения фона от задержанных  $\gamma$ -квантов стекло NE-912 заменяли стеклом NE-913 точно такого же размера, но не чувствительного к нейтронам в исследуемой области энергий [10]. Стекло подвешивали в центре тонкостенной алюминиевой камеры, установленной на фотокатод фотоумножителя. Толщина входного окна этой камеры составляла 0,08 мм. Более подробно устройство и характеристики детектора нейтронов описаны в работах [11, 12].

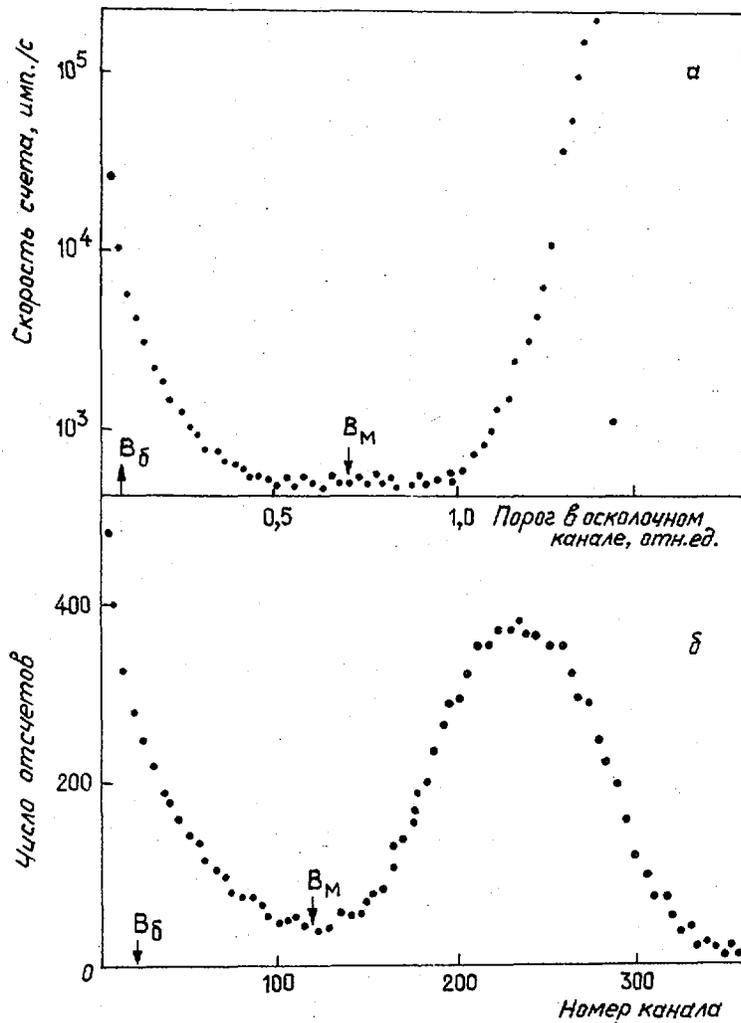


Рис. 2. Амплитудный спектр осколков деления (а) и тепловых нейтронов (б):  $B_б$  — порог регистрации в быстром канале;  $B_м$  — то же в медленном канале

Следует подчеркнуть, что примененные в эксперименте конструкции осколочного и особенно нейтронного детекторов позволили свести к минимуму количество рассеивающего материала, расположенного в пределах телесного угла регистрации нейтронов  $\Omega$ , т.е. угла, под которым литиевое стекло видно из источника нейтронов. Искажение спектра, обусловленное рассеянием нейтронов на этих материалах (воздух, подложка слоя, стенка камеры, входное окно детектора), а также неопределенность в базе и разброс времени пролета, связанные с блужданием нейтрона в стекле, учитывали при расчете функции отклика спектрометра. Что касается конструкционных материалов, расположенных вне пределов телесного угла регистрации нейтронов, их влияние учитывалось при измерении фона рассеянных нейтронов методом теневого конуса. Теневой конус был изготовлен из меди и имел длину 12 см.

Для исключения фона случайных наложений в медленный канал спектрометра была введена специальная электронная схема (дискриминатор двойных посылок) [13], что в свою очередь способствовало повышению точности данных измерений.

Основные характеристики спектрометра: пролетная база  $L = (30 \pm 0,1)$  см, ширина канала анализатора  $\tau = (0,704 \pm 0,020)$  нс, телесный угол регистрации нейтронов  $\Omega = (0,0176 \pm 0,0002)$  ср. Амплитудные спектры нейтронов и осколков, положение порогов дискриминации в быстрых и медленных каналах, а также аппаратные функции отклика быстрых каналов приведены на рис. 2 и 3. Последние измеряли с помощью детектора на основе стибьена, обладающего собственным временным разрешением 0,5 нс. При этом осколочный канал исследовали по  $\gamma$ -квантам деления, а нейтронный по  $(\gamma - \gamma)$ -совпадениям  $^{60}\text{Co}$ . Интегральная и дифференциальная нелинейности спектрометра не превышали 0,5 и 0,7% соответственно.

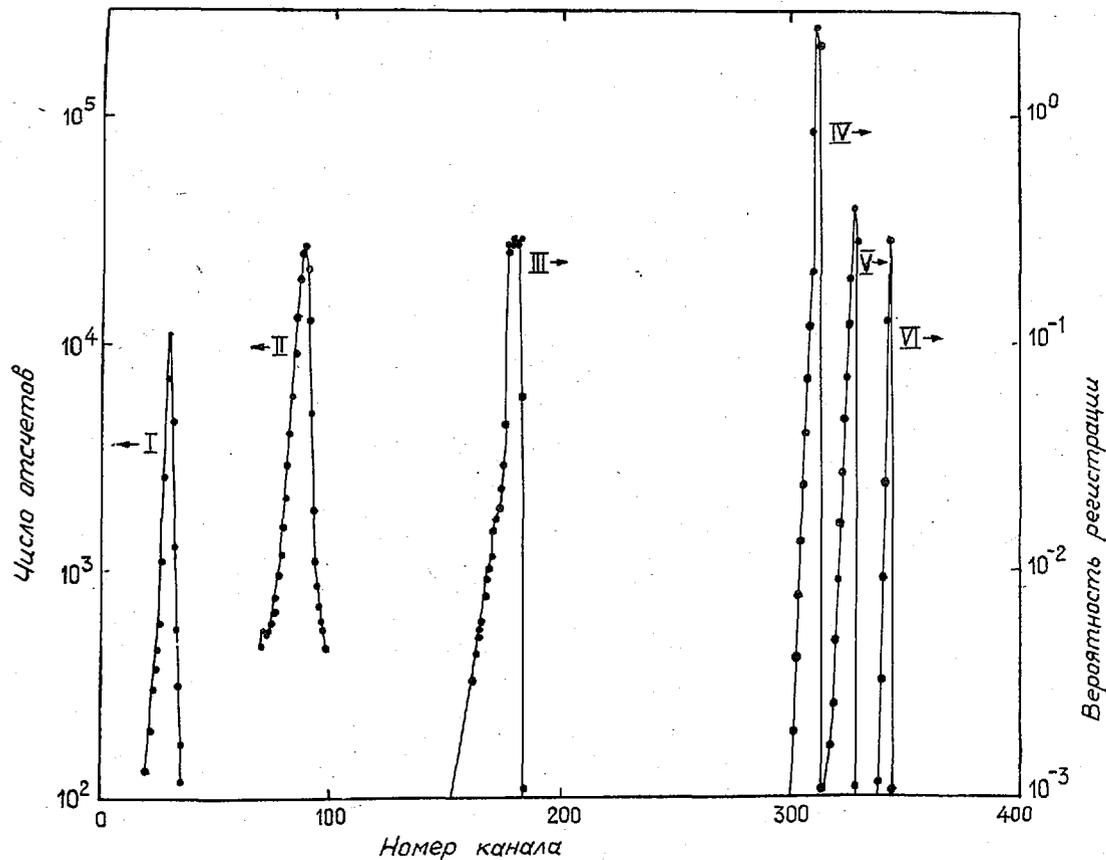


Рис. 3. Функции отклика: I и II — измеренные  $F_f(t, t^*)$ ,  $F_n(t, t^*)$ ; III — VI — расчетные  $F''(E, t)$  для энергий нейтронов, равных соответственно 0,225; 0,245; 0,445 и 1,220 МэВ

Измерения осуществляли в циклическом режиме. Каждый цикл состоял из четырех выполняемых поочередно типов измерения: NE-912, NE-912 (с конусом), NE-913 и NE-913 (с конусом). Длительность каждого типа измерений составляла 24 ч. Эксперимент длился непрерывно в течение 3-мес. За это время было выполнено 20 циклов и для каждого из типов измерений зарегистрировано  $(1,523 \pm 0,015) \cdot 10^{10}$  актов деления. На рис. 4 показаны полученные

в результате распределения  $P_i(t)$ , которые представляют собой измеренные временные распределения, соответствующие каждому из перечисленных выше типов измерений. При этом номер канала, соответствующий "нулю" времени с учетом времени пролета  $\gamma$ -квантов, был равен  $374 \pm 0,5$ . Часть аппаратурных распределений примерно с 420-го канала по 510-й использовали для определения фона случайных совпадений по каждому типу измерений.

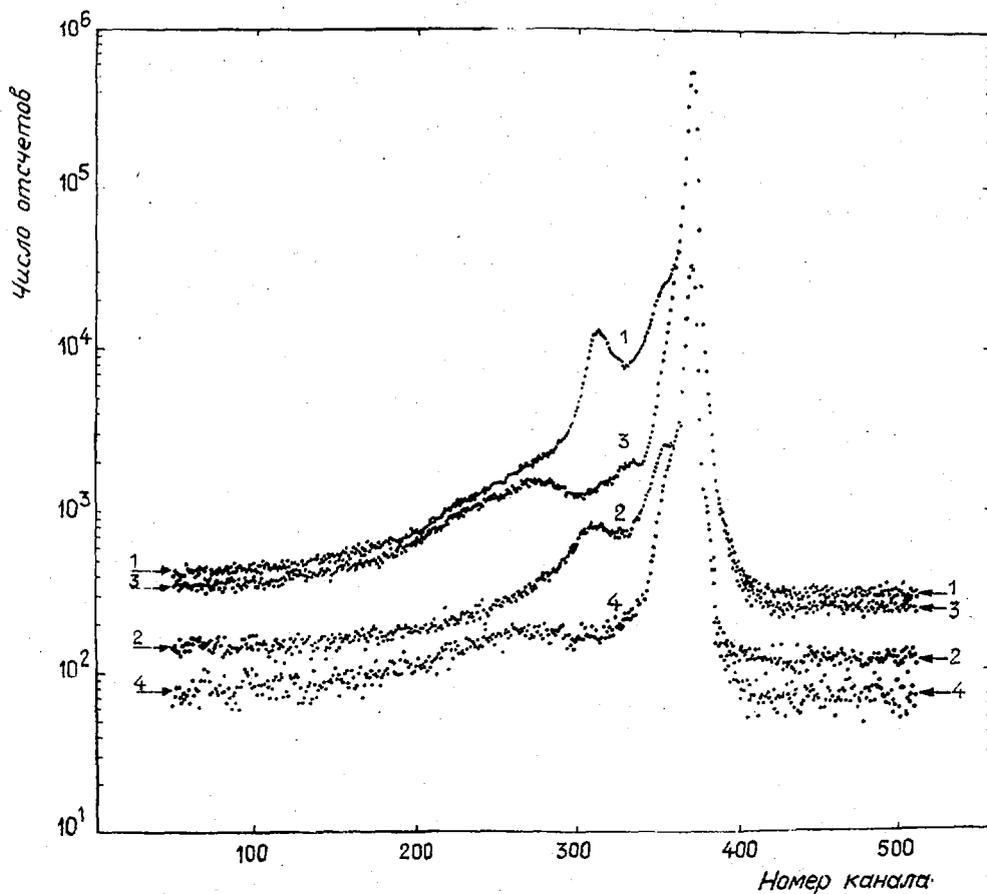


Рис. 4. Суммарные аппаратурные распределения, полученные в эксперименте: 1 — NE-912; 2 — NE-912 (с конусом); 3 — NE-913; 4 — NE-913 (с конусом)

**Обработка данных.** В общем случае для извлечения данных о спектре нейтронов из измеренного временного распределения необходимо решить интегральное уравнение Фредгольма 1-го рода:

$$P(t) = \int F(E, t) \varphi(E) dE, \quad (1)$$

где  $P(t)$  — измеренный спектр;  $F(E, t)$  — функция отклика спектрометра;  $\varphi(E)$  — спектр мгновенных нейтронов деления.

Нетрудно показать, что традиционный метод восстановления энергетических спектров из измеренных временных распределений путем преобразования координат есть ничто иное, как решение уравнения (1) в частном случае, когда функция отклика спектрометра может быть определена в виде  $F(E, t) = \delta[t - t(E)]\epsilon(E)$ , где  $\delta[t - t(E)]$  — дельта-функция;  $\epsilon(E)$  — эффективность регистрации нейтронов. Такое представление функции отклика спектрометра является идеализацией задачи и в отдельных случаях, в частности при использовании небольших пролетных баз, может привести к существенным ошибкам.

К сожалению, пока не представляется возможным с достаточной точностью измерить или рассчитать функцию  $F(E, t)$  в абсолютных единицах. Кроме того, имеются определенные трудности в решении уравнения (1). Поэтому для учета отличия реалистической функции отклика спектрометра от  $\delta$ -функции в настоящей работе был применен косвенный метод и обработка данных была построена по следующей схеме.

На первом этапе из всех измеренных распределений  $P_1(t)$  был вычтен фон случайных совпадений. Далее в соответствии с выражением  $P(t) = P_1(t) - P_2(t) - P_3(t) + P_4(t)$  был учтен фон нейтронов и  $\gamma$ -квантов, рассеянных конструкционными материалами, расположенными вне пределов телесного угла, и фон запаздывающих  $\gamma$ -квантов деления. Предварительно в спектр  $P_2(t)$  была введена поправка, учитывающая пропускание теневого конуса. Эта поправка в области энергий до 500 кэВ составляла менее 0,5%, а в области более высоких энергий достигала 2–4%.

Затем распределение  $P(t)$  (рис. 5) было исправлено на отличие реалистической функции отклика спектрометра от  $\delta$ -функции согласно выражению  $P'(t) = \alpha(t)P(t)$ . Необходимый для этого поправочный множитель  $\alpha(t)$  вычисляли с помощью выражения

$$\alpha(t) = \frac{\int \delta[t-t(E)] \epsilon'(E) \varphi(E) dE}{\int F(E, t) \varphi(E) dE}.$$

Здесь  $\varphi(E)$  — максвелловское распределение с параметром  $T = 1,42$ ;  $\epsilon'(E)$  — теоретическая эффективность нейтронного детектора, которая рассчитана по формуле  $\epsilon'(E) = \int F'(E, t) dt$ , где  $F'(E, t)$  — вероятность регистрации в момент времени  $t$  нейтронов, испущенных из источника с энергией  $E$  в пределах телесного угла  $\Omega$  в направлении детектора и обратно с учетом возможного рассеяния на изотопах, входящих в состав литиевого стекла, в предположении, что источник нейтронов и детектор находятся в вакууме. Реалистическую функцию отклика спектрометра  $F(E, t)$  вычисляли с помощью выражения  $F(E, t) = \int F''(E, t') F'(t, t') dt'$ . Здесь  $F''(E, t)$  — то же, что и  $F'(E, t)$ , но в предположении реальных экспериментальных условий для источника и детектора;  $F'(t, t')$  — аппаратная часть функции отклика, характеризующая временной разброс, возникающий при регистрации осколков деления и продуктов реакции  ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$  соответствующими детекторами и электронной аппаратурой. Распределение  $F'(t, t')$  было получено согласно выражению  $F'(t, t') = \int F_f(t, t'') F_n(t', t'') dt''$ , где  $F_f(t, t'')$  и  $F_n(t', t'')$  — аппаратные функции отклика быстрых каналов осколочного и нейтронного детекторов соответственно (см. рис. 3).

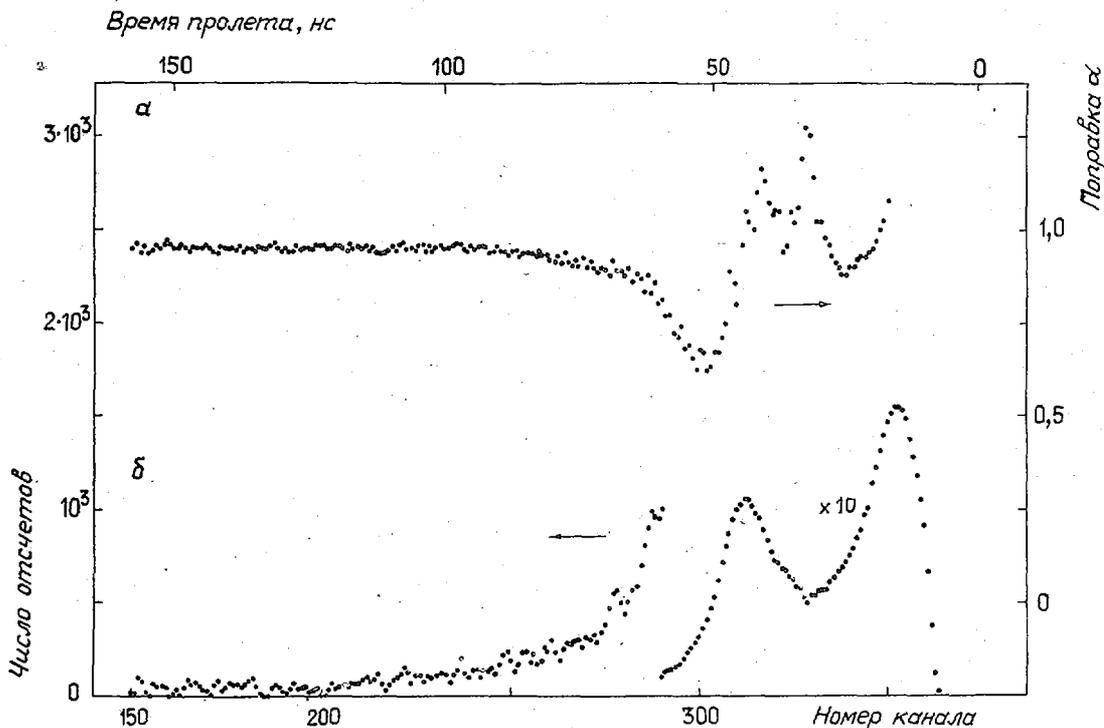


Рис. 5. Поправка на отличие реалистической функции отклика спектрометра от  $\delta$ -функции (а) и аппаратный спектр нейтронов  $P(t)$  (б)

Функции  $F'(E, t)$  и  $F''(E, t)$  рассчитывали методом Монте-Карло. Основные характеристики применявшихся моделей: радиус рассмотренных зон был постоянным ( $r = 2,25$  см); при расчете функций  $F'(E, t)$  и  $F''(E, t)$  концентрацию ядер  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ , кислорода и кремния в 10-й

зоне при толщине литиевого стекла  $h = 0,95$  см принимали равной ( $\times 10^{20}$ ) 175,4; 8,6; 477,8; 191,2 ядро/см<sup>3</sup> соответственно; зоны 1, 3, 5, 7, 9, 11 ( $h$  равна 100; 1,75; 0,15; 1,87; 27,64 и 100 см соответственно) с концентрацией ядер кислорода и азота  $0,12 \cdot 10^{20}$  и  $0,42 \cdot 10^{20}$  ядро/см<sup>3</sup>, а также зоны 2, 4, 6, 8 ( $h = 0,01$  см) с концентрацией ядер железа  $8,5 \cdot 10^{20}$  ядро/см<sup>3</sup> учитывали только при расчете функций  $F''(E, t)$ . Источник нейтронов был расположен на границе 5-й и 6-й зон. Концентрация ядер  ${}^6\text{Li}$  в литиевом стекле NE-912 рассчитана на основе данных, приведенных в каталоге [10]. Концентрации ядер  ${}^7\text{Li}$ , кислорода, кремния рассчитаны на основе данных работы [14]. Сведения о нейтронных сечениях для  ${}^6\text{Li}$  взяты из файла ENDF/B-V, для  ${}^7\text{Li}$ , кремния, кислорода, азота — из файла ENDF/B-IV, для железа — из работы [15]. Предполагалось, что регистрация нейтронов осуществляется только в результате реакции  ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ . Расчеты выполнены по программе BRAND [16] для 200 значений энергий моноэнергетического источника нейтронов в диапазоне энергий  $0 < E_n < 1,5$  МэВ. Результаты расчета представлены на рис. 3 [функции  $F''(E, t)$  для энергий нейтронов 0,025; 0,245; 0,445 и 1,220 МэВ].

Результаты расчета поправки  $\alpha(t)$  показаны на рис. 5,а. Видно, что отличие реалистической функции отклика спектрометра от  $\delta$ -функции весьма существенно и пренебрежение этим фактом может привести не только к смягчению измеряемого спектра, но и к значительным осцилляциям в области сильных резонансов лития и кислорода с энергиями 0,242 и 0,442 МэВ соответственно. В частности, уширение функции отклика спектрометра в сторону больших времен в результате предварительного рассеяния нейтронов на резонансе кислорода с  $E_n = 0,442$  МэВ может привести к провалу в спектре, достигающему 25% в этой области энергий (см. рис. 5).

Для ускорения расчетов функции  $F''(E, t)$  были введены некоторые упрощения. В частности, газовую смесь камеры деления аппроксимировали воздухом, вместо нержавеющей стали использовали данные для железа. Наличие входного окна нейтронного детектора (алюминиевая фольга толщиной 0,08 мм) в расчетах не учитывали. Оценка погрешностей, к которым могут привести данные упрощения, показывает, что они невелики и лежат в пределах статистической точности расчетов по методу Монте-Карло, т.е. меньше 0,5%.

После введения поправки  $\alpha(t)$  распределение  $P'(t)$  было преобразовано в энергетическое распределение  $P(E)$ . При этом был использован метод группировки. В этом методе значения  $P(E)$  вычисляются с помощью соотношения

$$P(E) = P_j'(t) [j + 1 - (t_j/\tau)] + \sum_{i=j+1}^k P_i'(t) + P_k'(t) [(t_k/\tau) - k].$$

Здесь  $j = \text{entier}(t_j/\tau)$ ;  $k = \text{entier}(t_k/\tau)$  — номера каналов временного распределения;  $\tau$  — ширина канала;  $t_j, t_k$  соответствуют границам энергетического интервала  $E - \Delta E/2, E + \Delta E/2$  и определяются выражением  $t = 21,69/\sqrt{E}$ , где  $t$  — в наносекундах;  $E$  — в мегаэлектронвольтах. Преимущество данного метода по сравнению с традиционным методом преобразования по точкам в том, что он позволяет получить энергетическое распределение в эквидистантной форме.

Для оценки неопределенности, возникающей при введении поправки на отличие реалистической функции отклика спектрометра от  $\delta$ -функции, выполнены расчеты величины  $\alpha_i(t)$  для двух максвелловских распределений  $\varphi_i(E)$  с параметрами  $T_1 = 1,2$  МэВ и  $T_2 = 1,6$  МэВ. В результате преобразования распределений  $\alpha_i(t)P(t)$  в энергетическую шкалу были получены два энергетических распределения  $P_i(E)$ , а в качестве соответствующей систематической ошибки принимали энергетическую зависимость

$$D_\alpha^2 = \sum_{i=1}^2 [1 - P_i(E)/\bar{P}(E)]^2,$$

где  $\bar{P}(E) = 0,5[P_1(E) + P_2(E)]$ . Данные о величине  $D_\alpha$  приведены в таблице.

Эффективность регистрации нейтронов. Эффективность толстого литиевого стекла NE-912, использованного в настоящей работе, была измерена экспериментально. Методика измерения, обработка экспериментальных данных и полученные результаты достаточно полно описаны в работах [11, 17]. Измерения эффективности стекла NE-912 были выполнены относительно тонкого (0,0835 см) стекла NE-908. Эффективность стекла NE-908 была рассчитана с использованием программы BRAND [16]. Модель расчета, за исключением зоны 10, была аналогична описанной выше при расчете функции  $F'(E, t)$ . Толщину зоны 10 и концентрацию в ней ядер  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ , кремния и кислорода принимали равными соответственно 0,0835 см; 172,4; 8,0; 182,1 и 487,3 ядро/см<sup>3</sup> ( $\times 10^{20}$ ). Данные о концентрации ядер  ${}^6\text{Li}$  взяты в соответствии с измеренной в работе [11] величиной  $n_0x = (1,44 \pm 0,03) \cdot 10^{21}$  ядро/см<sup>3</sup>. Концентрации ядер  ${}^7\text{Li}$ ,

кремния и кислорода взяты из работы [18]. В таблице приведены данные об эффективности стекла NE-912, полученные перенормировкой экспериментальных данных [11] на новую расчетную эффективность тонкого стекла NE-908. Приведена также полная ошибка эффективности регистрации нейтронов стеклом NE-912. Эта ошибка рассчитана по формуле  $D_{\epsilon}^2 = D_{\text{ст}}^2 + D_{\text{расч}}^2$ . Здесь  $D_{\text{ст}}$  — относительная статистическая ошибка экспериментальных данных;  $D_{\text{расч}}$  изменялась от 0,5 до 0,9% в зависимости от энергии регистрируемых нейтронов;  $D_{\text{ст М-К}} = 0,5\%$  — относительная статистическая точность расчета по методу Монте-Карло;  $D_{\text{расч}}$  — относительная ошибка расчета эффективности стекла NE-908:

$$D_{\text{расч}}^2 = D_{\text{ст М-К}}^2 + D_{\rho}^2 + D_{\sigma}^2,$$

где  $D_{\rho} = 2\%$  — относительная ошибка измерения концентрации ядер  $\rho$  в тонком литиевом стекле;  $D_{\sigma}$  — относительная точность данных о сечении реакции  ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$  (последняя принималась равной  $\pm 2\%$  для интервала энергий  $E_n < 100$  кэВ и  $\pm 5\%$  для более высоких энергий).

Спектр мгновенных нейтронов спонтанного деления  ${}^{252}\text{CfN}(E)$ ,  
 эффективность регистрации нейтронов  $\epsilon(E)$   
 и относительные ошибки соответствующих величин

E, кэВ	$N(E) \times 10^2$ , нейтр. дел. $\cdot 10^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$	$\epsilon(E)$ , %	$D_{\text{ст N}}$ , %	$D_{\alpha}$ , %	$D_{\epsilon}$ , %	$D_N$ , %
25	3,27	1,89	13,15	0,03	2,94	13,56
35	2,72	1,70	15,80	0,04	2,94	16,15
45	4,34	1,53	10,14	0,03	2,95	10,67
55	4,37	1,39	10,30	0,03	2,96	10,83
65	4,55	1,35	9,45	0,03	2,96	10,02
75	5,05	1,29	8,51	0,05	2,97	9,15
85	4,89	1,29	8,18	0,06	2,97	8,84
95	5,67	1,32	6,53	0,07	2,97	7,34
105	5,67	1,34	6,00	0,08	2,97	6,88
115	6,44	1,38	4,81	0,10	5,46	7,44
125	7,35	1,40	3,95	0,12	5,46	6,92
135	7,12	1,48	3,51	0,15	5,46	6,68
145	6,86	1,58	3,21	0,20	5,46	6,53
155	7,83	1,74	2,55	0,22	5,45	6,23
165	7,72	1,94	2,33	0,24	5,45	6,14
175	7,05	2,65	1,99	0,25	5,45	6,01
185	8,39	2,62	1,67	0,25	5,44	5,91
195	7,38	3,78	1,49	0,26	5,44	5,86
205	7,12	4,58	1,26	0,25	5,44	5,80
215	8,39	5,38	1,07	0,23	5,43	5,76
225	8,02	5,40	1,12	0,23	5,43	5,77
235	7,76	6,52	1,03	0,23	5,43	5,75
245	7,83	6,54	1,02	0,20	5,43	5,74
255	8,02	5,72	0,99	0,20	5,43	5,74
265	8,95	5,00	0,78	0,21	5,44	5,71
275	8,47	5,16	1,06	0,22	5,44	5,76
285	8,35	4,54	1,20	0,25	5,44	5,79
295	9,55	3,35	1,26	0,26	5,45	5,81
305	9,21	2,97	1,41	0,29	5,45	5,85
315	9,19	2,70	1,52	0,32	5,46	5,88
325	8,64	2,69	1,50	0,26	5,46	5,88
335	9,38	2,19	1,60	0,36	5,46	5,91
345	8,88	2,04	1,80	0,38	5,46	5,97
355	9,32	1,88	1,82	0,40	5,47	5,99
365	9,14	1,89	1,86	0,42	5,47	6,00
375	9,17	1,79	1,96	0,42	5,47	6,03
385	9,40	1,62	2,02	0,45	5,47	6,05
395	9,06	1,59	2,10	0,46	5,47	6,02
410	9,70	1,48	1,55	0,49	5,44	5,89
430	9,99	1,36	1,60	0,53	5,44	5,90
450	9,43	1,28	1,70	0,60	5,44	5,94
470	9,73	1,11	1,95	0,65	5,44	6,02
490	9,39	0,99	1,92	0,75	5,44	6,04
510	9,85	0,89	1,93	0,80	5,43	6,03

E, кэВ	$N(E) \times 10^2$ , нейтр. дел. $\cdot$ дел. $^{-1}$ $\cdot$ МэВ $^{-1}$ $\cdot$ ср $^{-1}$	$\epsilon(E)$ , %	$D_{\text{ст}} N$ , %	$D_{\alpha}$ , %	$D_{\epsilon}$ , %	$D_N$ , %
530	10,14	0,82	1,97	0,90	5,43	6,05
550	10,03	0,76	2,09	0,92	5,43	6,10
570	9,67	0,74	2,17	1,05	5,43	6,14
590	9,85	0,71	2,13	1,13	5,44	6,15
610	10,10	0,68	2,18	1,20	5,44	6,18
630	10,03	0,65	2,19	1,25	5,44	6,20
650	10,07	0,63	2,28	1,32	5,44	6,24
670	10,03	0,62	2,29	1,38	5,44	6,28
690	9,99	0,60	2,30	1,45	5,44	6,28
710	10,37	0,56	2,31	1,50	5,45	6,30
735	10,41	0,54	1,92	1,57	5,44	6,18
765	10,55	0,52	1,89	1,63	5,44	6,18
795	10,22	0,53	1,96	1,70	5,45	6,23
825	9,99	0,54	2,00	1,76	5,44	6,26
855	9,66	0,54	1,97	1,80	5,45	6,27
855	10,07	0,53	1,99	1,85	5,45	6,29
915	9,73	0,53	2,06	1,87	5,45	6,32
945	9,70	0,53	2,06	1,91	5,45	6,33
975	9,47	0,54	2,01	1,96	5,46	6,34
1005	9,51	0,54	2,00	2,01	5,46	6,35
1020	9,40	0,53	1,81	2,01	5,45	6,28
1060	10,03	0,52	1,69	1,97	5,45	6,24
1100	10,00	0,50	1,80	1,90	5,46	6,25
1140	10,07	0,51	1,69	1,80	5,46	6,19
1180	9,66	0,50	1,76	1,80	5,46	6,21
1220	10,00	0,50	1,80	1,61	5,46	6,17

Примечание.  $D_{\text{ст}} N$  — статистическая ошибка измерения;  $D_{\alpha}$  — систематическая ошибка, зависящая от энергии;  $D_{\epsilon}$  — полная ошибка эффективности регистрации нейтронов;  $D_N$  — полная ошибка измерения.

Результаты, их обсуждение. Спектр мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  был получен с использованием выражения  $N(E) = P(E)/N_f \Omega \epsilon(E)$ , где  $N_f$  — число делений. Цифровые данные спектра нейтронов  $N(E)$  приведены в таблице. Полную ошибку измерения спектра  $D_N$  вычисляли в предположении, что все рассмотренные ошибки являются независимыми. Тогда

$$D_N^2 = D_{\text{ст}}^2 N + D_{\alpha}^2 + D_{\epsilon}^2 + D_{\Omega}^2 + D_{N_f}^2.$$

На рис. 6 показано отношение экспериментальных данных к максвелловскому распределению с параметрами  $\bar{\nu}_p = 3,757$  (ENDF/B-V) и  $T = 1,42$  МэВ:

$$M(E) = \frac{\bar{\nu}_p}{2 \pi^{3/2} T^{3/2}} \sqrt{E_n} \exp(-E_n/T).$$

Видно, что максвелловское распределение с этими параметрами удовлетворительно описывает полученные результаты. За исключением нескольких точек, отклонение экспериментальных данных от соответствующих значений максвелловского распределения не превышает  $\pm 5\%$ .

В заключение следует отметить, что измерения, выполненные в настоящей работе, являются абсолютными в том смысле, что в ней не проводилось привязок ни к величине  $\bar{\nu}_p$ , ни к жесткой части спектра. Единственной опорной величиной, используемой при обработке данных, являлась энергетическая зависимость сечения реакции  ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ , которая, как известно, достаточно хорошо изучена и является международным стандартом.

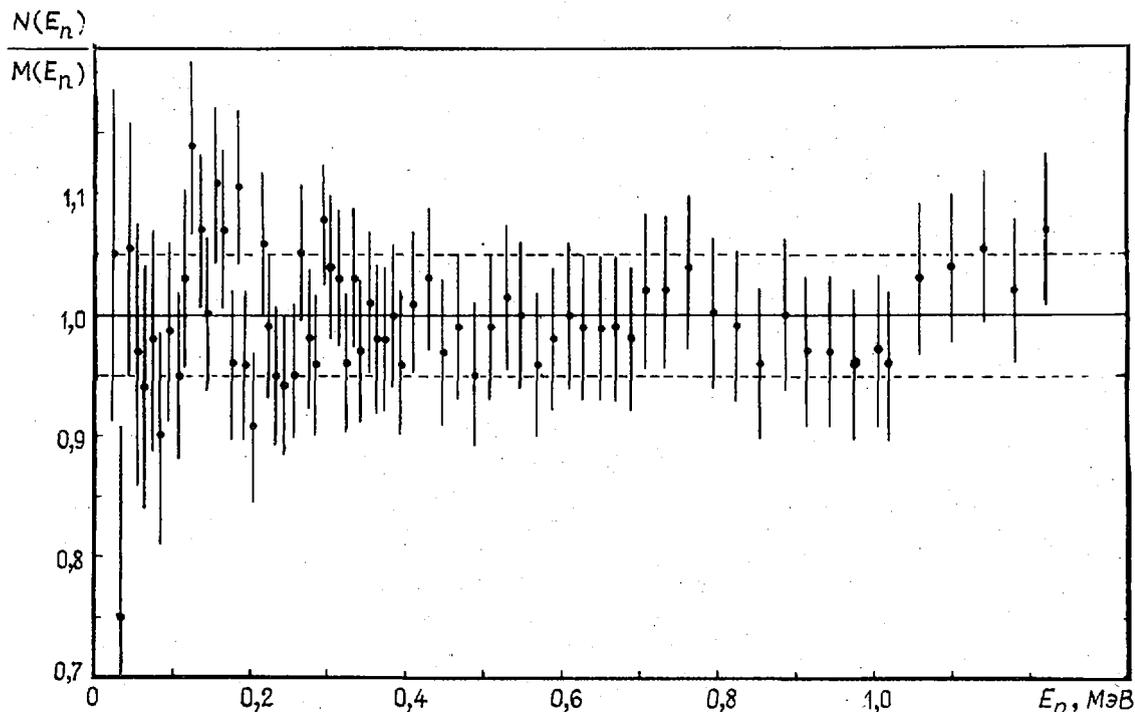


Рис. 6. Отношение экспериментальных результатов, полученных в данной работе, к максвелловскому распределению

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Blinov M.V., Boykov G.S., Vitenko V.A. New experimental data on the energy spectrum of  $^{252}\text{Cf}$  spontaneous fission prompt neutrons. — In: Nucl. data for sci. and technol.: Proc. of the Intern. conf., Antwerp, 1982. Holland, 1983, p. 479.
2. Блинов М.В., Бойков Г.С., Витенко В.А. Экспериментальное изучение формы энергетического распределения нейтронов спонтанного деления калифорния-252. — В кн.: Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2–6 октября 1983 г. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984, т. 2, с. 280.
3. Poenitz W.P., Tamura T. Investigation of the prompt-neutron spectrum for spontaneously-fissioning  $^{252}\text{Cf}$ . — In: [1], p. 465.
4. Böttger R., Klein H., Chlupka A., Strohmaier B. The neutron energy spectrum from the spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$  in the energy range  $2 \text{ MeV} \leq E_n \leq 14 \text{ MeV}$ . — In: [1], p. 484.
5. Märten H., Seeliger D., Stobinski B. The high-energy and of the neutron spectrum from spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ . — In: IAEA Consult. Meeting on the  $^{235}\text{U}$  fast-neutron fission cross-section and the  $^{252}\text{Cf}$  fission neutron spectrum. Smolenice, 1983: INDC (NDS)-146/L. 1983, p. 195.
6. Laytai A., Dyachenko P.P., Kutzaeva L.S. e.a. An absolute measurement of  $^{252}\text{Cf}$  prompt fission neutron spectrum at low energy range. — Ibid., p. 177.
7. Laytai A., Dyachenko P.P., Kutzaeva L.S. e.a. An absolute-measurement of  $^{252}\text{Cf}$  prompt fission neutron spectrum at low energy range. — См. [2], с. 197.
8. Бойцов А.А., Старостов Б.И. Прецизионные измерения спектра мгновенных нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  в области энергий 0,01–3 МэВ. — См. [2], с. 298.
9. In: [5], p. 23.
10. Nuclear Enterprises LTD Catalogue, 1977.
11. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В. и др. Эффективность регистрации нейтронов литиевым стеклом NE-912 толщиной 0,95 см: Preprint KFKI-72. Budapest, 1979.
12. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Казаков Л.Е., Боховко М.В. Детекторы нейтронов с наносекундным временным разрешением. — Приборы и техника эксперимента, 1979, № 3, с. 77.
13. Дьяченко П.П., Нестеренко В.С., Пиксайкин В.М. Увеличение точности времени пролета со статистическим запуском. — Там же, 1981, № 3, с. 95.
14. Wider E. Neutron capture cross-section measurements in the energy region from 0,01 to 10 electron volts: Preprint EIR-Bericht N 217. Würenlinger, 1975.
15. Бычков В.М., Возяков В.В., Манохин Б.М. Сравнительный анализ нейтронных сечений железа из различных библиотек оцененных данных. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 1 (36), с. 65.

16. Андросенко П.А., Андросенко А.А. Возможности комплекса программ BRAND для моделирования нейтронно-физических экспериментов методом Монте-Карло: Препринт ФЭИ-1300. Обнинск, 1982.
17. Laytai A., Kecskemeti J., Kononov V.N. e.a. Neutron detection efficiency of the thick lithium glass detector. — См.: [2], т. 4, с. 310.
18. Neill J.M. e.a. Calibration and use of a 5-inch diameter lithium glass detector. — Nucl. Instrum. and Methods, 1970, v. 82, p. 162.

Статья поступила в редакцию 3 апреля 1985 г.

УДК 539.172.4

## ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ИЗОТОПАМИ $^{143}\text{Nd}$ И $^{145}\text{Nd}$ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 4—420 кэВ

М.В. БОХОВКО, Л.Е. КАЗАКОВ, В.Н. КОНОНОВ,  
Е.Д. ПОЛЕТАЕВ, В.М. ТИМОХОВ, А.А. ВОЕВОДСКИЙ

THE MEASUREMENT OF THE NEUTRON RADIATIVE CAPTURE CROSS-SECTION FOR  $^{143}\text{Nd}$  AND  $^{145}\text{Nd}$  BETWEEN 4—420 keV. The neutron radiative capture cross-section for  $^{143}\text{Nd}$  and  $^{145}\text{Nd}$  in the energy range 4—420 keV have been presented. Measurements were carried out at the pulsed Van-de-Graaff accelerator EG-1 using the time-of-flight technique. The absolute capture cross-section was determined by the saturated resonance method using the pulse-height weighting technique.

Получение сечений радиационного захвата для продуктов деления — часть программы по постоянному обеспечению реакторов на быстрых нейтронах. Нечетные изотопы неодима относятся к числу важных продуктов деления, дающих заметный вклад в интегральное сечение поглощения нейтронов в активной зоне реактора. Вклад этих изотопов в полное сечение поглощения нейтронов в псевдоосколке составляет около 10%. В последние годы выполнено несколько измерений сечений радиационного захвата быстрых нейтронов и проведены оценки имеющихся данных, однако расхождение результатов экспериментальных работ и различных оценок остается значительным и достигает 40%. Уточнение данных о сечении радиационного захвата в области ниже 1 МэВ для этих изотопов — один из этапов получения ядерных данных для продуктов деления.

Метод измерения. Измерение сечений радиационного захвата в диапазоне энергий нейтронов 4—420 кэВ проводили на спектрометре быстрых и резонансных нейтронов Физико-энергетического института на базе импульсного укорителя Ван-де-Граафа ЭГ-1 [1].

Для получения нейтронов использовали реакцию  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ , а источником служила металлическая литиевая мишень. В основу метода измерений положена регистрация событий захвата нейтронов по мгновенным  $\gamma$ -квантам и техника времени пролета для измерения энергии нейтронов. Мгновенные  $\gamma$ -кванты захвата регистрировались в  $4\pi$ -геометрии сцинтилляционным детектором объемом 17 л, наполненным сцинтиллятором на основе толуола с добавлением 60% гриметилбората. Для измерения потока нейтронов применяли детектор с тонким сцинтилляционным  $^6\text{Li}$ -стеклом, находящимся перед захватным образцом, и расположенный за этим образцом детектор, который состоял из  $^{10}\text{B}$ -пластины и двух кристаллов  $\text{NaI}(\text{Tl})$  [2].

Для получения абсолютного значения сечения радиационного захвата нейтронов исследуемых образцов применяли метод насыщенного резонанса [3] (он позволяет исключить прямое измерение эффективности детекторов событий захвата и нейтронного потока) в сочетании с методикой амплитудного взвешивания [4], которая в значительной степени устраняет погрешности, связанные с чувствительностью  $\gamma$ -детектора к изменению спектра и множественности  $\gamma$ -квантов событий захвата как при переходе от насыщенного резонанса к области быстрых нейтронов, так и при переходе от одного исследуемого ядра к другому. Поэтому в процессе эксперимента методом времени пролета измеряли спектры от трех указанных детекторов и два амплитудных спектра детектора событий захвата "фон" и "эффект+фон".

Процедура измерений состояла из трех этапов. измерения с использованием исследуемого образца, с использованием рассеивателя и пустого контейнера. Особое внимание уделялось

исследованию мгновенного фона, обусловленного регистрацией рассеянных в образце нейтронов в результате их поглощения в материале сцинтиллятора и оболочке детектора, который изучали с помощью рассеивателей из графита,  $^{208}\text{Pb}$ , природного свинца и окиси висмута. Эксперимент осуществляли в несколько этапов. В области энергий нейтронов 20–420 кэВ измерения проводили на пролетной базе около 2,4 м. При этом детекторную систему располагали в помещении, отделенном от мишени ускорителя бетонной стеной толщиной 2 м. В тех же условиях выполнены измерения в области резонансных нейтронов в целях применения методики насыщенного резонанса для абсолютизации получаемых результатов. В этих опытах, чтобы получить резонансные нейтроны, использовали полиэтиленовый замедлитель толщиной 1,6 см, располагаемый вокруг мишени ускорителя; геометрия установки оставалась неизменной [1]. Для расширения энергетического диапазона в область энергий нейтронов 3–5 кэВ [где сравнительно мал выход нейтронов из реакции  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ ] измерения проводили на базе 0,72 м с использованием малогабаритной эффективной защиты из смеси  $^6\text{LiH}$  с парафином и свинца с применением постоянно установленного фильтра из  $^{23}\text{Na}$ , имеющего удобные резонансы для определения фона с  $E = 2,85$  кэВ и калибровку энергетической шкалы спектрометра с  $E = 53,191$  кэВ [5]. При этом использовали оксидные образцы толщиной 0,01 атом/б, обогащенные изотопом  $^{143}\text{Nd}$  (83,2%), и образцы толщиной 0,00742 атом/б, обогащенные изотопом  $^{145}\text{Nd}$  (82%).

Нормировка сечений радиационного захвата. Величину сечения захвата определяли из соотношения

$$\alpha_c = K \frac{N_c}{N_{\text{Li}}} \frac{\sigma_\alpha S_m}{n T_m S},$$

где  $K$  — нормировочный коэффициент;  $N_c$  и  $N_{\text{Li}}$  — число отсчетов гамма-детектора и нейтронного монитора с  $^6\text{Li}$ -стеклом при измерениях в области быстрых нейтронов;  $\sigma_\alpha$  — сечение реакции  $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ ;  $S_m$  — поправка на конечную толщину  $^6\text{Li}$ -стекла;  $n$  — число атомов в исследуемом образце, атом/б;  $T_m$  — пропускание детектора с  $^6\text{Li}$ -стеклом;  $S = F_s F_\gamma$  — поправка на конечную толщину образца ( $F_s$  — поправка на многократное рассеяние и резонансную блокировку нейтронов в образце;  $F_\gamma$  — поправка на поглощение  $\gamma$ -квантов в образце).

Нормировочный коэффициент можно получить тремя способами. Для  $^{145}\text{Nd}$  его определяют по измерениям в области насыщенного резонанса при  $E = 4,35$  эВ, используя выражение

$$K_r = \frac{N_{\text{Li}}^r}{N_c^r} P_c^r \frac{T_m^r F_\gamma^r}{\sigma_\alpha^r S_{\text{Li}}^r},$$

где  $r$  — величины в области насыщенного резонанса;  $P_c^r$  — вероятность радиационного захвата нейтронов в образце в области резонанса, которую рассчитывали методом Монте-Карло. В случае применения методики амплитудного взвешивания для получения нормировочного коэффициента  $K_w$  использовали весовую функцию детектора событий захвата [4]. Для ядер, у которых нет удобного насыщенного резонанса (например,  $^{143}\text{Nd}$ ), можно использовать средний нормировочный коэффициент  $\bar{K}_w$ , который получают по измерениям в резонансной области с использованием метода амплитудного взвешивания для ядер, имеющих насыщенные резонансы ( $^{197}\text{Au}$ ,  $^{109}\text{Ag}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{145}\text{Nd}$ ,  $^{182}\text{W}$ ). Такой подход к определению нормировочного коэффициента позволяет более надежно выполнить абсолютизацию сечений захвата. Полученные в работе коэффициенты для трех способов нормировки приведены в табл. 1.

Погрешность коэффициента нормировки, оцениваемая в 4%, связана со статистической точностью измерений (1–2%), с неопределенностью расчета вероятности захвата нейтронов в области насыщенного резонанса (2%), с точностью изложенной в работе [4] методики амплитудного взвешивания (3%), а также с неопределенностью процедуры введения поправок (1–2%).

В связи с тем, что сечение реакции  $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$  только до 100 кэВ можно использовать в качестве стандарта, выше этой энергии для измерения формы потока нейтронов использовано сечение реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ .

Таблица 1

Нормировочные коэффициенты

Нормировочный коэффициент	Для $^{143}\text{Nd}$ , $\times 10^{-3}$	Для $^{145}\text{Nd}$ , $\times 10^{-3}$
$K_r$	—	5,056
$K_w$	—	4,921
$\bar{K}_w$	5,027	5,106
Средний	$5,027 \pm 0,201$	$5,028 \pm 0,201$

Результаты эксперимента. Результаты измерений сечений радиационного захвата быстрых нейтронов в области энергий 4–420 кэВ и их погрешности представлены в табл. 2. Погрешности складывались из следующих компонентов:

- статистической ошибки, которая при энергии 400 кэВ составляет около 1% и при энергии 5 кэВ ухудшается до 5%;
- ошибки, связанной с процедурой вычитания фона, которая при энергии 5 кэВ достигает 4%, а выше 30 кэВ — менее 0,5%;
- ошибки нормировки, которая оценивается в 4%;
- погрешности относительного хода опорных сечений, которая для реакции  ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$  в диапазоне 5–100 кэВ составляет 0,5–2%, для реакции  ${}^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma){}^7\text{Li}$  в диапазоне 200–400 кэВ составляет 1,6–2%.

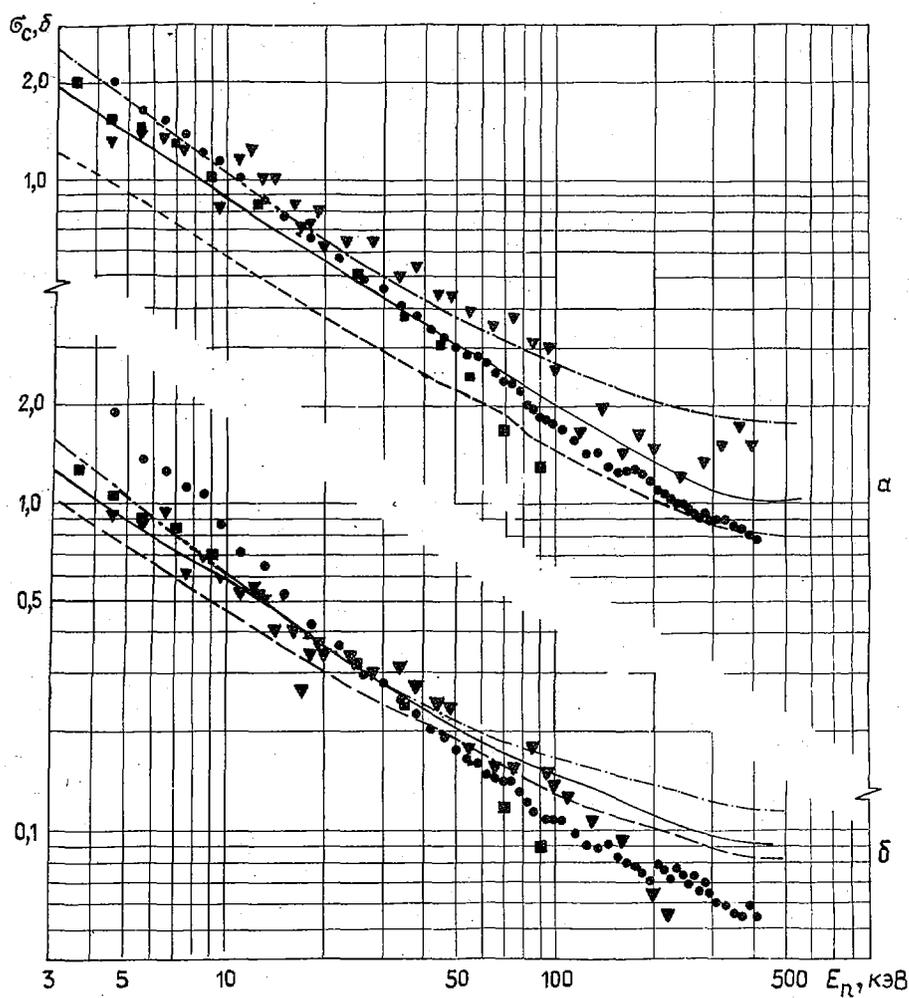
Таблица 2

Сечения радиационного захвата нейтронов  
изотопами  ${}^{143}\text{Nd}$  и  ${}^{145}\text{Nd}$

Е, кэВ	${}^{143}\text{Nd}$	${}^{145}\text{Nd}$	Е, кэВ	${}^{143}\text{Nd}$	${}^{145}\text{Nd}$
4–5	1857±175	1995±165	92–96	107±7	178±11
5–6	1318±117	1605±128	96–100	106±7	172±11
6–7	1232±104	1498±115	100–110	105±7	166±10
7–8	1093±88	1360±100	110–120	97±6	154±10
8–9	1047±81	1203±85	120–130	90±6	140±10
9–10	836±61	1122±76	130–140	87±6	141±9
10–12	695±48	1004±65	140–150	90±6	127±8
12–14	628±43	847±54	150–160	82±6	123±8
14–16	517±35	759±47	160–170	79±5	124±8
16–20	422±28	646±40	170–180	77±5	126±8
20–24	359±24	561±34	180–190	73±5	122±8
24–28	291±19	480±29	190–200	70±5	117±7
28–32	276±18	452±28	200–210	78±6	109±7
32–36	247±16	402±25	210–220	75±5	106±7
36–40	223±14	372±23	220–230	71±5	102±7
40–44	201±13	338±21	230–240	76±6	99±7
44–48	189±12	318±20	240–250	73±5	100±7
48–52	174±11	303±19	250–260	68±5	96±7
52–56	163±10	280±17	260–270	73±5	93±6
56–60	159±10	277±17	270–280	65±5	90±6
60–64	146±9	266±16	280–290	69±5	93±7
64–68	144±9	248±15	290–300	64±5	88±6
68–72	141±9	234±14	300–320	60±5	90±6
72–76	139±9	231±14	320–340	59±4	89±6
76–80	129±8	216±13	340–360	55±4	85±6
80–84	120±8	201±12	360–380	54±4	84±6
84–88	113±7	191±12	380–400	59±4	79±5
88–92	115±7	182±11	400–420	54±3	77±5

Результаты измерений по сравнению с другими данными представлены на рисунке. Полученные авторами данные для  ${}^{145}\text{Nd}$  отличаются от других данных энергетическим ходом и до энергии 60 кэВ находятся в хорошем согласии с данными работы [6], которые при больших энергиях сильно занижены. Данные японской группы [7] находятся в среднем на 30% выше наших данных. Полученная в ФЭИ [8] оцененная кривая сечения захвата для  ${}^{145}\text{Nd}$  до 40 кэВ хорошо согласуется с данными настоящей работы и работы [6]. Завышенные значения при больших энергиях, полученные в оценке, вероятно, свидетельствуют о завышении принятого в ней значения Р-волновой силовой функции. В оценке IENDL-1 принималось сечение, примерно в 2 раза меньшее, чем следует из совокупности данных. Оцененная кривая ENDF/B-V занимает промежуточное положение между указанными оценками.

Сечение захвата для  ${}^{143}\text{Nd}$ , полученное в настоящей работе, также отличается энергетическим ходом и при энергиях меньше 15 кэВ находится выше других данных и оцененных кривых. В области 15–60 кэВ результаты авторов согласуются с данными работы [6], которые при больших значениях энергии дают заниженные значения. Выше 30 кэВ данные настоящей работы по сечению захвата для  ${}^{143}\text{Nd}$  лежат ниже оценок.



Сечение радиационного захвата в  $^{145}\text{Nd}$  (а) и  $^{143}\text{Nd}$  (б). Данные: — — ENDF/B-V; - - - - IENDL-1; ■ — [6]; ▼ — [7]; ● — настоящей работы; - · - · - · — оценка ФЭИ

В заключение следует отметить, что одна из возможных причин расхождения настоящих результатов с данными работ [6, 7] при высоких энергиях может быть связана с процедурой вычитания фона в экспериментах на линейных ускорителях. Наблюдаемое расхождение оцененных кривых с экспериментальными данными требует проведения новых оценок сечений захвата нейтронов в нечетных изотопах неодима.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В. и др. Спектрометр быстрых и резонансных нейтронов на базе электростатического ускорителя ЭГ-1. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 1 (40), с. 67.
2. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Казаков Л.Е., Боховко М.В. Детекторы нейтронов с наносекундным временным разрешением. — Приборы и техника эксперимента, 1979, № 3, с. 77.
3. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В. и др. Абсолютный метод измерения сечения радиационного захвата быстрых нейтронов в уране-238. — В кн.: Нейтронная физика: Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15–19 сентября, 1980. М.: ЦНИИатоминформ, 1980, ч. 2, с. 280.
4. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Тимохов В.М. и др. Применение метода амплитудного взвешивания для большого сцинтилляционного детектора: Препринт ФЭИ-1589. Обнинск, 1984.
5. Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. и др. Измерение сечений радиационного захвата нейтронов в  $^{236}\text{U}$  и  $^{197}\text{Au}$  в области энергий 3–420 кэВ. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 2, с. 44–49.

6. De L. Musgrove A.R., Allen B.J., Boldeman J.W., Macklin R.L. Recent measurements of neutron capture cross-section in the fission-product mass region: Proc. Intern. conf. neutron physics and nuclear data for reactors. Harwell, 1978, p. 149.
7. Yamamuro N., Asami A. Measurements of cross-sections in the FP mass region: Proc. of the Meeting of neutron cross-section of fission product nuclei. Italy, Bologna, 1978, p. 19.
8. Беланова Т.С., Блохин А.И., Игнатюк А.В. и др. Оценка сечений радиационного захвата быстрых нейтронов нечетными изотопами неодима, самария и европия. — In: Proc. of the XII Intern. symposium on nucl. phys (GDR, Gaussig, 1982): ZFK-491. Dresden, 1982, p. 191.

Статья поступила в редакцию 29 января 1985 г.

УДК 539.125.5

### СПЕКТРЫ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ $^{233}\text{U}$ , $^{235}\text{U}$ , $^{239}\text{Pu}$ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ И СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ $^{252}\text{Cf}$ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 0,01–12 МэВ

Б.И. СТАРОСТОВ, В.Н. НЕФЕДОВ, А.А. БОЙЦОВ

BY USING THE TIME-OF-FLIGHT METHOD THE PROMPT NEUTRON SPECTRA FOR  $^{233}\text{U}+n$ ,  $^{235}\text{U}+n$ ,  $^{239}\text{Pu}+n$ ,  $^{252}\text{Cf}$  FISSIONS HAVE BEEN MEASURED IN THE ENERGY RANGE FROM 0,01 TO 12 MeV WITHIN WHICH THERE ARE 99,9% OF NEUTRONS. The mean spectra energies equal to  $2,015 \pm 0,015$ ,  $1,970 \pm 0,015$ ,  $2,087 \pm 0,015$ ,  $2,134 \pm 0,015$  MeV, respectively, have been obtained. Some deviations of the spectra shapes from the Maxwell type distribution have been demonstrated.

По спектрам мгновенных нейтронов деления  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  тепловыми нейтронами и спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  накоплен значительный экспериментальный материал, тем не менее результаты работ последних лет имеют существенный разброс, особенно в области энергий нейтронов ниже 1 и выше 5 МэВ. В настоящей работе измерения указанных спектров мгновенных нейтронов деления (СМНД) выполнены одним и тем же спектрометром в широком интервале энергий 0,01–12 МэВ (в котором находится 99,9% всех нейтронов) в два цикла, отличающихся способами регистрации нейтронов и осколков деления.

Метод измерений и основные расчетные соотношения. СМНД измеряли методом времени пролета. Энергии нейтронов определяли по формуле

$$E = 9,3449 \cdot 10^2 \left[ (1 - 0,212882 \cdot 10^{-2} E')^{-1/2} - 1 \right]. \quad (1)$$

Здесь  $E'$  — энергия нейтрона в нерелятивистском приближении (в мегаэлектронвольтах):

$$E' = (72,288 L/t)^2, \quad (2)$$

где  $L$  — пролетное расстояние, м;  $t$  — время пролета нейтроном расстояния  $L$ , нс.

Преобразование временных спектров в энергетические осуществляли по формуле

$$n(E) = n(E') 2(1 - 0,212882 \cdot 10^{-2} E')^{3/2} / 9,3449 \cdot 0,212882. \quad (3)$$

Здесь  $n(E)$  — интенсивность спектра (число нейтронов с энергией  $E$  в единичном интервале энергий в мегаэлектронвольтах, отнормированное на один акт деления и на телесный угол  $4\pi$  в стерadianах);

$$n(E') = \frac{N(t)t^3}{(72,288)^2 2L^2 (\Omega/4\pi) n_{\text{дел}} \tau \xi(E)}, \quad (4)$$

где  $N(t)$  — число зарегистрированных нейтронов с временем пролета  $t$ ;  $\Omega/4\pi$  — телесный угол, под которым виден детектор из мишени делящегося нуклида;  $n_{\text{дел}}$  — истинное число зарегистрированных актов деления;  $\tau$  — временная ширина канала анализатора;  $\xi(E)$  — эффективность регистрации нейтрона с энергией  $E$ .

Спектрометр нейтронов (табл. 1). Для определения момента вылета нейтронов использовали детекторы осколков деления (табл. 2), а для отметки момента их регистрации — детектор нейтронов (табл. 3).

Таблица 1

Характеристика спектрометра нейтронов

Характеристика	Цикл измерения				
	первый			второй	
Тип	С антраценом	Со стильбеном	С пластмассой	ГСДИК	ИК
Пролетное расстояние, см	51	231,3	611	10,4; 21,4; 29,5	12,4; 21,4; 40
Временная ширина канала анализатора, нс	1,423±0,002	1,3938±0,0014	1,4142±0,0014	0,734±0,002	0,595±0,001
Временное разрешение, нс	4,2	4,2	4,2	2,5	4,5

Примечание. Везде погрешность положения "нуля" времени равна 0,25 нс.

Характеристика детектора осколков

Таблица 2

Характеристика	Цикл измерения	
	первый	второй
Тип	МИК	ГСД
Материал	Нержавеющая сталь	Алюминий
Подложка, см:		
толщина	0,005	0,0003
радиус	1,25	—
размер	—	3,8x3,8 см <sup>2</sup>
Число зарегистрированных актов деления, дел./с, $\times 10^5$	0,7	1,2; 2
Эффективность регистрации осколков, %	98	97
Угол между плотностью мишени и детектором нейтронов	0°; 45°	0°

Характеристика детектора нейтронов

Таблица 3

Характеристика	Цикл измерений				
	первый			второй	
Тип	С антраценом	Со стильбеном	С пластмассой	ГСДИК	ИК
Высота, см	0,4	3	12	0,01	0,8
Диаметр, см	1,8	7	20	11	10
Энергетический интервал, МэВ	0,1—2	1,4—8	3—12	0,01—5	0,01—5
Парциальная погрешность $\Delta\xi/\xi$ , %	2,5	Погрешность стандарта		$\Delta\sigma_{n,f}/\sigma_f \leq 4\%$	

В первом цикле измерений для регистрации осколков использовали четыре идентичные миниатюрные ионизационные камеры (МИК), каждая с мишенью соответствующего нуклида. Масса одной камеры, изготовленной из нержавеющей стали, не превышала 2,5 г. Мишени нуклидов наносили на электрополированные подложки из нержавеющей стали. Камеры МИК

наполняли очищенным метаном до давления  $1 \cdot 10^5$  Па. Эффективность регистрации осколков  $\xi_f$  составляла 99% для мишеней из  $^{252}\text{Cf}$  и 98% для мишеней из  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ . В этом цикле для измерения СМНД в интервале энергий 0,1–12 МэВ с энергетическим разрешением около 5% и со статистической погрешностью 1–2% использовали три сцинтилляционных детектора нейтронов. Первый детектор (см. табл. 3), собранный на основе фотоумножителя ФЭУ-71 массой 35 г и кристалла антрацена диаметром 1,8 см и высотой 0,4 см, имел низкий порог регистрации нейтронов (около 20 кэВ) и использовался при измерениях спектров в интервале энергий 0,08–2 МэВ на пролетном расстоянии 51 см. Были приняты меры по уменьшению массы конструктивных деталей детектора в целях снижения фона рассеянных нейтронов. Второй детектор, собранный на основе фотоумножителя ФЭУ-63 и кристалла стибьбена диаметром 7 см и высотой 3 см, использовали в измерениях на пролетном расстоянии 231,3 см в интервале энергий нейтронов 1,4–8 МэВ. Третий детектор, собранный на основе того же фотоумножителя и пластмассы диаметром 20 см и высотой 12 см, применяли на пролетном расстоянии 611 см в интервале энергий 3–12 МэВ.

Во втором цикле измерений использовали газовые сцинтилляционные детекторы осколков деления (ГСД) и беспороговые детекторы нейтронов: ионизационные камеры (ИК) со слоями  $^{235}\text{U}$  и газовый сцинтилляционно-ионизационный детектор с радиатором из металлического  $^{235}\text{U}$  (ГОДИК) [1, 2]. Измерения проводили в интервале энергий 0,01–5 МэВ. В случае измерений спектров  $^{252}\text{Cf}$  применялась ионизационная камера с "тонкими" стенками, аналогичная описанной в работе [2], но массой 65 г (на порядок меньшей). Разработка такой камеры осуществлена согласно рекомендациям авторов работы [3]. В ней использовалось восемь слоев  $^{235}\text{U}$  на четырех подложках. Высота сборки слоев  $^{235}\text{U}$  составляла 0,8 см (см. табл. 2).

Детекторы осколков устанавливали на пучке тепловых нейтронов и  $\gamma$ -квантов горизонтального канала реактора СМ-2, а детекторы нейтронов — в защитных устройствах [2]. Блок-схема электронной аппаратуры представляла собой традиционную схему быстро-медленных совпадений.

Обработка данных. Определение пролетных расстояний, телесных углов, числа зарегистрированных нейтронов и актов деления, временной ширины канала, временного разрешения, положения "нуля" времени проводили методами, описанными в работах [2, 4]. Был исследован эффект анизотропии регистрации осколков деления путем измерения СМНД под углами  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  к плоскостям мишеней и вычислены их отношения. Установлено, что этим эффектом в данных измерениях можно пренебречь. Полученные после вычитания фонов временные спектры по формулам (1)–(4) преобразовывали в аппаратурные энергетические спектры  $N(E)$ , считая, что эффективность  $\xi = f(E) = 1$ . В эти спектры вводили расчетные поправки на фон нейтронов, рассеянных на подложке мишени, в газе, на стенках МИК и ГСД, на атомах воздуха, находящегося в углу  $\Omega$ , на свинце, защищавшем сцинтилляционные детекторы от запаздывающих  $\gamma$ -квантов, и на всех конструктивных деталях детекторов нейтронов. На этом этапе обработки данных были получены отношения интенсивностей аппаратурных энергетических СМНД для  $^{252}\text{Cf}/^{239}\text{Pu}$ ,  $^{252}\text{Cf}/^{235}\text{U}$ ,  $^{252}\text{Cf}/^{233}\text{U}$  в интервале энергий 0,01–12 МэВ, не зависящие от систематических погрешностей в определении эффективности  $\xi(E)$ .

Для получения данных о самих СМНД необходимо знать эффективность детекторов нейтронов. В первом цикле измерений абсолютные эффективности  $\xi = f(E)$  рассчитывали на основе данных о сечениях упругого рассеяния нейтронов на ядрах водорода. Из анализа результатов расчетов эффективности методом Монте-Карло [5] следует, что во многих случаях достаточно учитывать только двукратные процессы рассеяния нейтронов на ядрах водорода, поскольку трехкратные и четырехкратные рассеяния вносят в эффективность ничтожный вклад. Эти же расчеты показали, что эффект ослабления потока нейтронов в сцинтилляторе из-за рассеяния их на ядрах углерода компенсируется эффектом двукратных процессов, когда первое рассеяние нейтрона происходит на ядре углерода, а второе — на протоне. В данном случае эффективности  $\xi = f(E)$  рассчитывали с учетом двукратных процессов рассеяния нейтронов на ядрах водорода, нелинейности световых выходов сцинтилляторов, нейтронов и  $\gamma$ -квантов в результате реакций  $^{12}\text{C}(n, n')$  и  $^{12}\text{C}(n, n' \gamma)$ , а также с учетом вклада нейтронов, рассеянных на фотоумножителе, с поправками на их временной сдвиг.

Счетный энергетический порог  $V$  (минимальная энергия нейтронов, начиная с которой они регистрируются) определялся экспериментально по аппаратурным энергетическим СМНД. В области спектра  $N(E)$ , где проявлялось действие уровня дискриминации импульсов, методом наименьших квадратов к спектру подгонялась прямая линия; ее пересечение с осью  $E$  давало величину  $V$ . Основные измерения проведены при порогах, указанных на рис. 1.

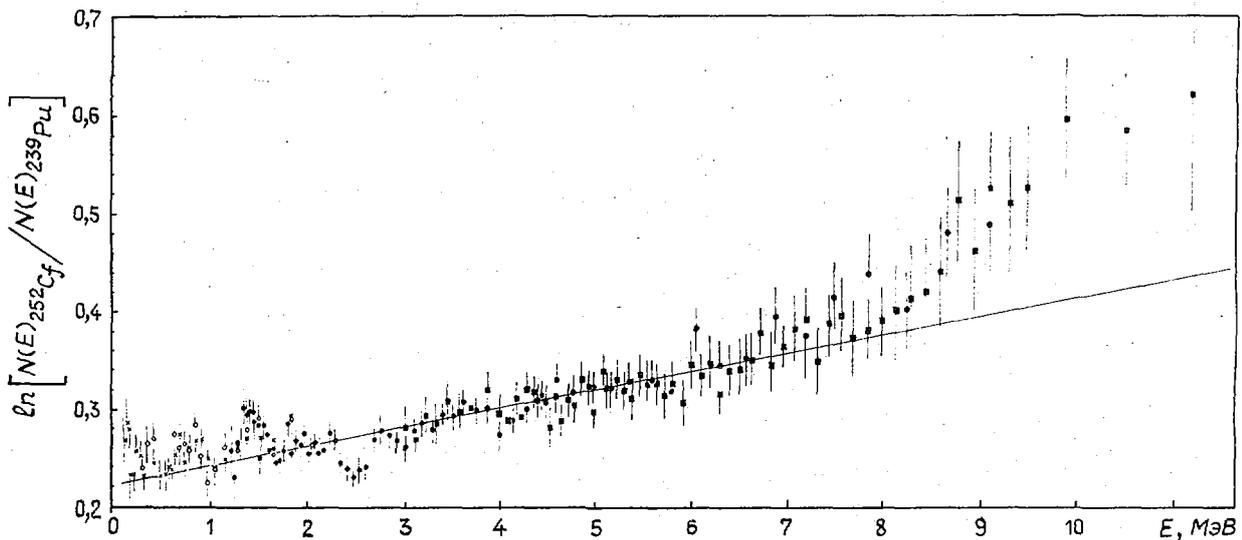


Рис. 1. Отношения аппаратных энергетических спектров мгновенных нейтронов деления для  $^{252}\text{Cf}/^{239}\text{Pu}$  при измерениях (первый цикл) детектором с антраценом,  $L = 51$  см ( $\times$  —  $B = 0,0214$  МэВ;  $\phi$  —  $B = 0,128$  МэВ); стилибеном,  $L = 231,3$  см ( $\bullet$  —  $B = 0,886$  МэВ); пластмассой,  $L = 611$  см ( $\blacksquare$  —  $B = 2,498$  МэВ); — — — отношение распределений (5) для  $^{252}\text{Cf}$  с параметром "жесткости" спектра  $T = 1,42$  МэВ,  $\bar{\nu}_f = 3,76$  и для  $^{239}\text{Pu}$  с  $T = 1,382$  МэВ,  $\bar{\nu}_f = 2,89$ . Ошибки — статистические

Расчетные эффективности использовали лишь в случае детектора с антраценом, поскольку вклад в эффективность двукратных рассеяний нейтронов на ядрах водорода и фона нейтронов, рассеянных на фотоумножителе, в сумме не превышал 3%, а энергетический порог определяли с погрешностью в 1 кэВ. Расчетную погрешность полученной зависимости  $\xi = f(E)$  оценивали в 2,5%. Детектором нейтронов с антраценом были проведены абсолютные измерения, т.е. измерения с определением всех констант по формулам (1)–(4) и СМНД  $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{233}\text{U}+n_T$ ,  $^{235}\text{U}+n_T$ ,  $^{239}\text{Pu}+n_T$  в интервале энергий 0,08–2 МэВ. Эффективности детекторов со стилибеном и пластмассой определяли на основе предположений об исходной форме спектров  $^{252}\text{Cf}$ ; за исходный спектр брали результаты средневзвешенных усреднений, выполненных методом, описанным в работе [6]. В интервале 0,01–2 МэВ основное значение в усреднении имели результаты работ [7–9] и настоящей. В исследованиях для интервала 2–15 МэВ учитывали как работы, проанализированные ранее [6], так и работы последних лет [8, 10–14]. Результаты усреднений приведены в табл. 4. Они даны в виде отношений интенсивностей  $n(E)$  к интенсивностям  $n_M(E)$  распределения типа Максвелла:

$$n_M(E) = C E^{1/2} \exp(-E/T), \quad (5)$$

где  $C$  — константа;  $T$  — параметр "жесткости" спектра (для спектра  $^{252}\text{Cf}$   $T = 1,42$  МэВ). В интервале 2–12 МэВ результаты усреднений согласуются с оценкой спектра  $^{252}\text{Cf}$  работы [15]. Детекторами со стилибеном и пластмассой получены СМНД  $^{233}\text{U}+n_T$ ,  $^{235}\text{U}+n_T$ ,  $^{239}\text{Pu}+n_T$  относительно усредненных данных о спектрах  $^{252}\text{Cf}$  в интервале энергий 2–12 МэВ. Однако для всех сцинтилляционных детекторов и выбранных энергетических порогов было достигнуто согласие в пределах 3% расчетных эффективностей и эффективностей, полученных на основе усредненных данных о СМНД  $^{252}\text{Cf}$ .

Во втором цикле измерений СМНД  $^{252}\text{Cf}$  в интервале энергий 0,01–5 МэВ эффективность  $\xi = f(E)$  детекторов ИК и ГСДИК принимали пропорциональной сечениям деления  $^{235}\text{U}$ , оцененным в работе [16]. Измерения же спектров  $^{233}\text{U}+n_T$ ,  $^{235}\text{U}+n_T$ ,  $^{239}\text{Pu}+n_T$  из-за сложности учета фона нейтронов, рассеянных на защитных устройствах и конструкционных деталях ГСДИК и ИК, проводили относительно усредненных данных о спектрах  $^{252}\text{Cf}$ . Интенсивности СМНД в этом цикле получали в относительных единицах.

После введения в формулу (4) величин  $\xi = f(E)$  получали СМНД без учета временного разрешения спектрометра. Учет разрешения основывался на предполагаемой форме спектров в виде распределений типа Максвелла [17]. Поправки на разрешение не превышали  $\pm 1,5\%$ .

Таблица 4

Усредненные данные о спектре мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ 

E, МэВ	$\Delta E$ , МэВ	$n(E)/n_M(E)$ ( $T = 1,42$ МэВ)	$\delta$ , %	E, МэВ	$\Delta E$ , МэВ	$n(E)/n_M(E)$ ( $T = 1,42$ МэВ)	$\delta$ , %
0,0003	0,0001	1,084	40	2,123	0,031	1,023	2
0,0007	0,0002	1,084	30	2,216	0,031	1,027	1,5
0,0015	0,0004	0,958	20	2,314	0,031	1,024	1,5
0,0025	0,0003	0,958	15	2,400	0,031	1,030	1,5
0,0034	0,0003	0,972	10	2,537	0,038	1,034	2
0,0044	0,0003	0,972	10	2,662	0,033	1,030	2,2
0,0055	0,0003	0,957	9	2,772	0,03	1,034	2,5
0,0065	0,0003	0,955	8	2,875	0,041	1,026	2,6
0,0075	0,0003	0,983	8	2,964	0,031	1,034	2,2
0,0084	0,0004	0,983	8	3,151	0,034	1,020	2
0,0095	0,0006	0,975	7	3,305	0,033	1,024	2,5
0,0154	0,0026	0,973	7	3,408	0,062	1,015	2,3
0,0344	0,0021	0,965	7	3,537	0,062	1,015	2,3
0,060	0,002	0,971	6	3,629	0,068	1,014	2,3
0,081	0,003	0,988	5	4,155	0,062	1,015	2,5
0,091	0,003	1,000	4	4,268	0,062	1,015	2,5
0,104	0,003	1,028	3	4,398	0,065	1,017	2,3
0,115	0,003	1,026	3	4,582	0,065	1,015	2,5
0,134	0,003	1,010	2,5	4,777	0,065	1,015	2
0,144	0,003	1,018	2,5	4,986	0,065	1,013	2
0,803	0,007	0,973	2	5,208	0,065	1,018	2
0,868	0,009	0,978	2	5,446	0,065	1,011	3
0,155	0,003	0,999	2,5	5,700	0,065	0,999	4
0,166	0,003	0,983	2,5	5,973	0,065	0,993	4
0,178	0,003	0,970	2,5	6,170	0,15	0,989	4
0,194	0,004	0,962	2,5	6,270	0,15	0,988	4
0,207	0,004	0,964	2,5	6,370	0,16	0,988	4
0,221	0,004	0,968	2,5	6,470	0,16	0,989	4
0,239	0,005	0,975	3	6,580	0,16	0,987	4
0,263	0,006	0,974	3	6,69	0,16	0,985	4
0,287	0,006	0,989	3	6,81	0,16	0,989	5
0,320	0,006	0,982	3	6,92	0,16	0,986	5
0,430	0,007	0,989	3	7,04	0,16	0,986	5
0,357	0,008	0,988	2	7,16	0,16	0,984	5
0,382	0,008	0,982	2	7,29	0,16	0,980	5
0,427	0,008	0,989	2	7,42	0,20	0,974	5
0,456	0,008	0,973	2	7,55	0,20	0,864	5
0,499	0,008	0,976	2	7,68	0,20	0,959	5
0,549	0,008	0,979	2	7,82	0,20	0,952	5
0,631	0,006	0,962	2	7,97	0,20	0,950	5,5
0,692	0,006	0,976	2	8,11	0,20	0,949	5,5
0,737	0,006	0,977	2	8,27	0,20	0,946	6
3,748	0,068	1,014	2,3	8,42	0,20	0,943	6
3,938	0,062	1,017	2,3	8,58	0,20	0,941	6
0,906	0,011	1,000	2	8,75	0,20	0,932	6
1,002	0,028	0,996	2	9,92	0,20	0,927	6
1,050	0,028	1,002	2	9,09	0,20	0,923	6
1,170	0,028	1,011	2	9,46	0,20	0,915	6,5
1,260	0,029	1,023	3	10,0	0,20	0,906	6,5
1,353	0,035	1,028	2,5	10,7	0,20	0,873	7
1,480	0,029	1,044	2,5	11,3	0,20	0,850	7
1,640	0,026	1,026	2,5	11,9	0,20	0,838	7
1,760	0,025	1,020	2,5	12,5	0,20	0,831	8
1,836	0,026	1,027	2	13,6	0,2	0,789	9
1,990	0,030	1,024	2	15,4	0,3	0,772	10

Все данные второго цикла измерений нормировали к данным первого цикла и в интервале энергий 0,01–12 МэВ вычисляли средние энергии СМНД по формуле

$$\bar{E} = \frac{\int_0^{\infty} E n(E) dE}{\int_0^{\infty} n(E) dE} \quad (6)$$

Погрешности в величинах  $\bar{E}$  находили по ее изменениям при изменении  $n(E)$  и  $E$  в пределах полных погрешностей измерений. Для определения полных погрешностей на основе формул (1)–(4) был составлен список, в который вошли примерно 20 парциальных погрешностей. Значительный вклад в полную погрешность величины  $n(E)$  вносила парциальная погрешность  $\Delta\xi/\xi$ .

Результаты измерений и их обсуждение. Для спектров  $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{233}\text{U}+n_T$ ,  $^{235}\text{U}+n_T$ ,  $^{239}\text{Pu}+n_T$  по формуле (6) получены средние энергии, равные  $2,134\pm 0,015$ ;  $2,015\pm 0,015$ ;  $1,970\pm 0,015$ ;  $2,087\pm 0,015$  МэВ соответственно. По соотношению  $\bar{E} = (3/2) T$  определяли параметры  $T$  распределения типа Максвелла. Для спектров  $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{233}\text{U}+n_T$ ,  $^{235}\text{U}+n_T$ ,  $^{239}\text{Pu}+n_T$  параметры  $T$  приняты равными 1,42; 1,34; 1,313; 1,382 МэВ соответственно.

На рис. 1 показаны результаты измерений отношений интенсивностей спектров для  $^{252}\text{Cf}/^{239}\text{Pu}$ ; такая же информация получена и при измерении отношений для  $^{235}\text{Cf}/^{235}\text{U}$ ;  $^{252}\text{Cf}/^{233}\text{U}$ . Эти данные позволили проверить данные о каждом спектре по совокупности данных о других спектрах. В частности, данные о спектрах  $^{252}\text{Cf}$  в интервале энергий 5–10 МэВ получены из отношений  $N(E)_{^{252}\text{Cf}}/N(E)_{^{239}\text{Pu}}$  в предположении, что спектр  $^{239}\text{Pu}+n_T$  описывается результатами усреднений данных работы [6]. Из отношений интенсивностей СМНД установлено:

— результаты первого и второго циклов измерений в энергетическом интервале перекрытия данных (0,1–5 МэВ) совпадают;

— отношения в интервале 0,01–7,5 МэВ в основном согласуются с отношениями интенсивностей соответствующих распределений (5);

— в интервале 7,5–12 МэВ величины отношений интенсивностей СМНД больше величин отношений интенсивностей распределений (5).

Отклонения отношений интенсивностей СМНД от отношений интенсивностей соответствующих распределений (5) в интервале энергий 7,5–12 МэВ показывают, что СМНД в области  $E \geq 7,5$  МэВ не описываются распределением (5). Кроме этого, отклонения самих СМНД от распределения (5) различны в случаях делений  $^{252}\text{Cf}$  и других нуклидов. С наиболее хорошей статистической точностью получены отношения спектров для  $^{252}\text{Cf}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . В этих отношениях в интервале энергий 0,1–2 МэВ замечена интересная закономерность: при определенных энергиях нейтронов наблюдаются нерегулярности, превышающие величины отношений распределений (5) в среднем на 4%.

Фрагмент отношений  $N(E)_{^{252}\text{Cf}}/N(E)_{^{239}\text{Pu}}$  в интервале энергий 0,01–3 МэВ из рис. 1 вместе с отношениями из второго цикла измерений показан на рис. 2. Наблюдаемые на этом рисунке нерегулярности, полученные в обоих циклах измерений, в основном согласуются по энергиям нейтронов, хотя измерения проводили в различных условиях и разными детекторами. Эти нерегулярности возможны в самих СМНД из-за вклада нейтронов, резонансно рассеянных на конструкционных материалах детекторов, в частности на ядрах кремния, кислорода, азота, никеля. Но в данных измерениях эти вклады должны компенсироваться, поскольку все условия были одинаковы. Другие эффекты, возможно, приводящие к нерегулярностям, например изменение дифференциальной линейности спектрометра в измерениях СМНД  $^{239}\text{Pu}+n_T$  из-за загрузки детектора осколками импульсами  $\alpha$ -частиц по сравнению с измерениями спектров  $^{252}\text{Cf}$ , а также возможный вклад в спектры  $^{239}\text{Pu}+n_T$  нейтронов из реакций типа  $(\alpha, n)$ , также маловероятны. Изменения дифференциальной линейности экспериментально замечены не были. В измерениях методом совпадений, каким является метод времени пролета, вклад реакций типа  $(\alpha, n)$  от  $\alpha$ -частиц, импульсы которых дискриминировались, полностью исключали. Над уровнем дискриминации скорость счета  $\alpha$ -частиц в случае  $^{239}\text{Pu}+n_T$  составляла 5% скорости счета осколков деления. Выход нейтронов от взаимодействия этих зарегистрированных  $\alpha$ -частиц с материалом детекторов пренебрежимо мал по сравнению с выходом нейтронов при делении  $^{239}\text{Pu}+n_T$ . Так как данные обоих циклов измерений по нерегулярностям согласуются, можно предположить, что, возможно, из некоторых ядер-осколков деления  $^{252}\text{Cf}$  (выход которых мал в случае деления  $^{239}\text{Pu}+n_T$ ) испускаются моноэнергетические нейтроны — около 1% всех нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$ .

На рис. 3, 4 показаны СМНД  $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{239}\text{Pu}+n_T$ ,  $^{235}\text{U}+n_T$ ,  $^{233}\text{U}+n_T$  в виде отношений их интенсивностей  $n(E)$  к интенсивностям  $n_M(E)$  соответствующих распределений (5). Видны основные закономерности отклонений СМНД от соответствующих распределений (5): пониженная на несколько процентов интенсивность спектров в интервале энергий 0,01–1 МэВ, повышенная интенсивность в интервале 1–6 МэВ и существенное понижение интенсивности в области 6–12 МэВ. Наблюдается также согласие результатов первого и второго циклов измерений. Понижение интенсивности СМНД в области выше 6 МэВ по сравнению с распределени-

ем (5) можно объяснить "конечностью" средней энергии возбуждения осколков. На рис. 3, 4 приведены также результаты других работ и оценок. Они согласуются с результатами настоящей работы, за исключением работы [20] по СМНД  $^{235}\text{U}$  нейтронами с  $E = 0,5$  МэВ. В интервале энергий 0,5—2 МэВ результаты работы [20] ошибочны. Расчеты СМНД по модели работы [22] показали, что она лишь качественно отражает наблюдаемые отклонения этих спектров от распределения (5).

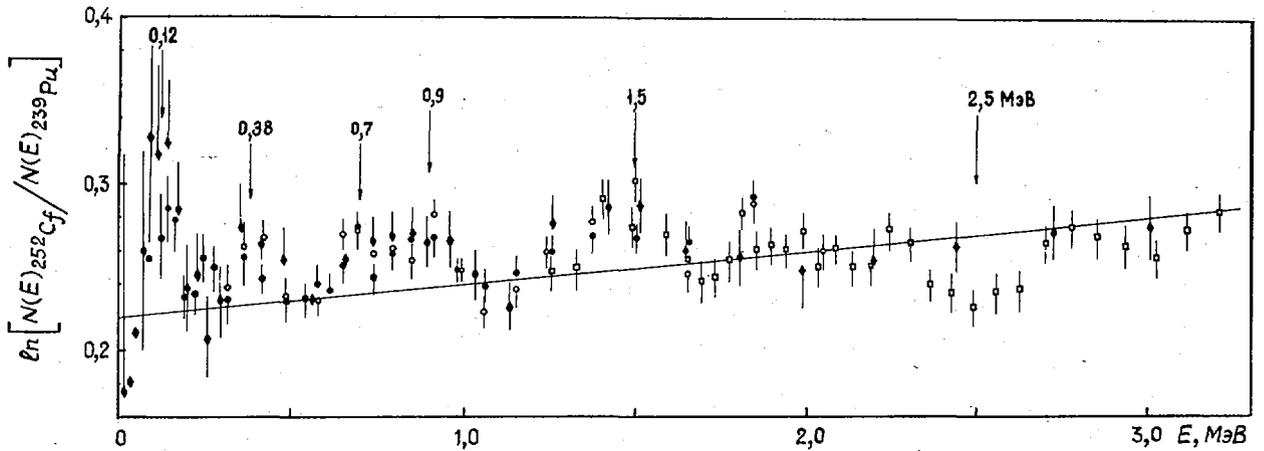


Рис. 2. Отношение аппаратных энергетических спектров мгновенных нейтронов деления для  $^{252}\text{Cf}/^{239}\text{Pu}$ . Данные первого цикла измерений:  $\bullet$  —  $L = 51$  см,  $V = 0,0214$  МэВ;  $\circ$  —  $L = 51$  см,  $V = 0,128$  МэВ;  $\square$  —  $L = 231,3$  см,  $V = 0,886$  МэВ.  $\blacklozenge$  — данные второго цикла измерений; — — — — отношение распределений (5) для  $^{252}\text{Cf}$  с параметрами  $T = 1,42$  МэВ,  $\bar{\nu}_f = 3,76$  и для  $^{239}\text{Pu}$  с  $T = 1,382$  МэВ,  $\bar{\nu}_f = 2,89$

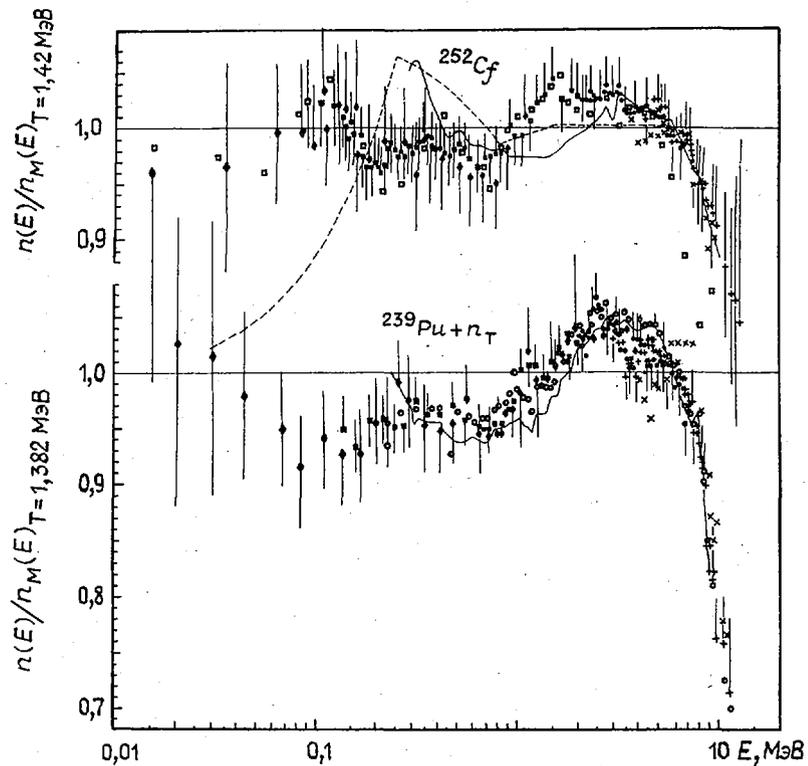


Рис. 3. Отношения спектров мгновенных нейтронов деления для  $^{252}\text{Cf}$  и  $^{239}\text{Pu}+n_T$  к распределениям (5):  $\blacksquare, \bullet, \blacktriangle$  — первый цикл измерений;  $\blacklozenge$  — второй цикл измерений. Оценки работ: — — — — [15]; — — — — [6]. Результаты экспериментальных работ:  $\square$  — [8];  $\times$  — [13];  $\circ$  — [19]

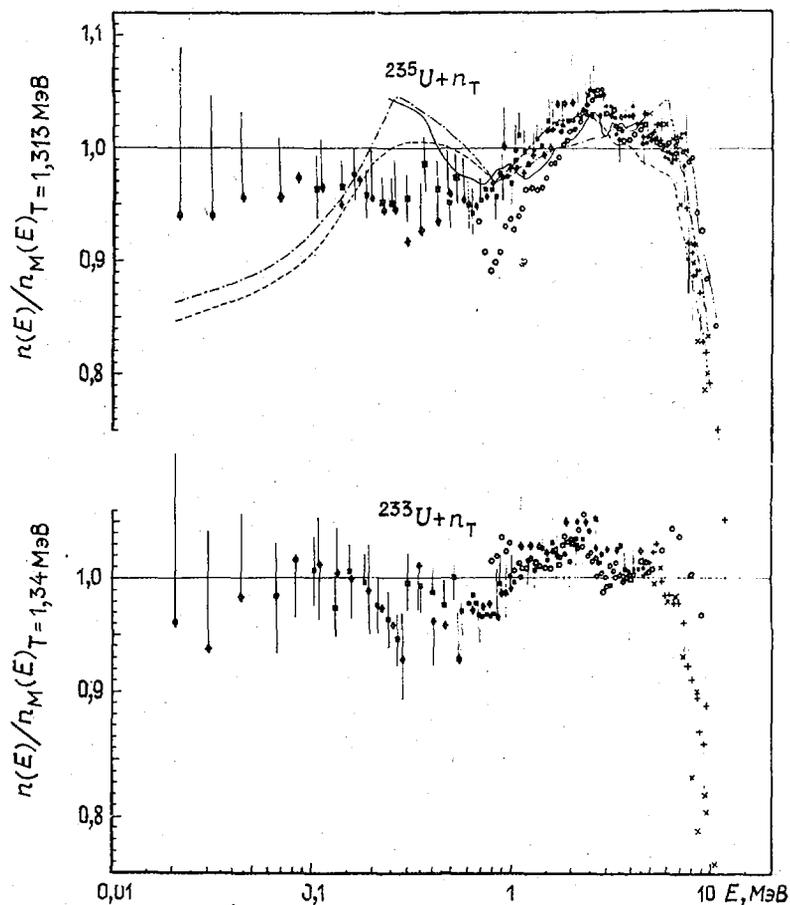


Рис. 4. Отношения спектров мгновенных нейтронов деления для  $^{235}\text{U}+n_T$  и  $^{233}\text{U}+n_T$  к распределениям (5):  $\blacksquare, \blacklozenge, +$  — первый цикл измерений;  $\blacklozenge$  — второй цикл измерений. Оценки работ: — · — [15]; — — — [6]; — — — [18] (по данным интегральных измерений). Результаты экспериментальных работ:  $\circ$  — [20, 21];  $\times$  — [13]

При расчете ядерных реакторов используются групповые константы спектров (табл. 5). Различие между применяемыми и полученными константами достигает 10%.

Таблица 5

Групповые константы СМНД

Номер группы	Диапазон энергий, МэВ	Групповые константы		
		$^{239}\text{Pu}+n_T$	$^{235}\text{U}+n_T$	$^{233}\text{U}+n_T$
1	6,5—10,5	0,02236	0,01946	0,01944
2	4—6,5	0,09924	0,08779	0,09146
3	2,5—4	0,1894	0,1757	0,1820
4	1,4—2,5	0,2678	0,2623	0,2680
5	0,8—1,4	0,1937	0,2032	0,2003
6	0,4—0,8	0,1321	0,1457	0,1378
7	0,2—0,4	0,05847	0,06475	0,06130
8	0,1—0,2	0,02252	0,02577	0,02481
9	0,0465—0,1	0,00988	0,01036	0,00999
10	0,0215—0,0465	0,00309	0,00342	0,00349
11	0,01—0,0215	0,00144	0,00155	0,00141

Из изложенного можно сделать следующие выводы:

1. Отношения интенсивностей аппаратурных энергетических СМНД для  $^{252}\text{Cf}/^{239}\text{Pu}$ ,  $^{252}\text{Cf}/^{235}\text{U}$  и  $^{252}\text{Cf}/^{233}\text{U}$  и интервале энергий 0,01–7,5 МэВ согласуются с отношениями интенсивностей соответствующих распределений (5), а в интервале 7,5–12 МэВ — больше их.

2. В отношении  $N(E)^{252}\text{Cf}/N(E)^{239}\text{Pu}$  по результатам обоих циклов измерений отмечены некоторые нерегулярности, превышающие величины отношений интенсивностей распределений (5) в среднем на 4%.

3. По совокупности результатов измерений показана закономерность СМНД от распределений (5).

4. Средние энергии СМНД  $^{252}\text{Cf}$ ,  $^{233}\text{U}+n_T$ ,  $^{239}\text{U}+n_T$ ,  $^{239}\text{Pu}+n_T$  равны  $2,134\pm 0,015$ ;  $2,015\pm 0,015$ ;  $1,970\pm 0,015$ ;  $2,087\pm 0,015$  МэВ соответственно.

5. Рассчитанные групповые константы СМНД отличаются от применяемых на величину до 10%. Нужны исследования о влиянии новых констант на расчетные характеристики реакторов и критических сборок.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Нефедов В.Н., Старостов Б.И., Семенов А.Ф. и др. Препринт П-12 (346). Димитровград: НИИАР, 1978.
2. Старостов Б.И., Семенов А.Ф., Нефедов В.Н. Препринт П-22 (356). Димитровград: НИИАР, 1978.
3. Блинов М.В., Витенко В.А., Душин В.Н., Юревич В.И. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 1 (40), с. 81.
4. Green L., Mitchell I.A., Steen N.M. Nucl. Sci. and Engng, 1973, v. 50, N 3, p. 257.
5. Столярова К.П. Нейтронные спектрометры и их применение в прикладных задачах. М.: Атомиздат, 1969.
6. Старостов Б.И., Семенов А.Ф., Нефедов В.Н. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 2 (37), с. 3.
7. Блинов М.В., Витенко В.А., Юревич В.И. Нейтронная физика: Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15–19 сентября 1980 г. М.: ЦНИИАтоминформ, 1980, ч. 3, с. 109.
8. Batenkov O.I., Blinov M.V., Boykov G.S. e.a. IAEA Consultant's meeting on the  $^{235}\text{U}$  fast-neutron fission cross-section and the  $^{252}\text{Cf}$  fission neutron spectrum: INDC(NDS)-146. Vienna: IAEA, 1983, p. 161.
9. Lajtai A., Dyachenko P.P., Kutzaeva L.S. Ibid., p. 191.
10. Märten H., Seeliger D., Stobinski B. Ibid., p. 195.
11. Klein H., Bottger R., Chalupka A., Strohmaier B. e.a. Ibid., p. 191.
12. Boldeman J.W., Culley D., Gawiey J.J. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1979, v. 32, p. 733.
13. Большов В.И., Володин К.Е., Нестеров В.Г., Турчин Ю.И. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 3 (42), с. 43.
14. Poenitz W.P., Tamura T. In: [8], p. 175.
15. Grundle J.A., Eisenhauer C.M. Natl. bur stds. publ.: NBS-493, 1977, p. 198.
16. Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш., Жарков В.Ф. Препринт АТ-14199. Минск: Институт тепло- и массообмена, 1978.
17. Корнилов Н.В. Препринт ФЭИ-276. Обнинск, 1971.
18. Григорьев Е.И., Ноздрячев С.Ю., Ярына В.П. Атомная энергия, 1978, т. 45, вып. 3, с. 225.
19. Johanson P.I., Holmqvist B., Wiedling T., Jeki L. Proc. Intern. conf. on nuclear cross-section and technology. Washington, 1975, v. 11, p. 572.
20. Johanson P.I., Holmqvist B. Nucl. Sci. and Engng, 1977, v. 62, p. 695.
21. Green L., Mitchell I.A., Steen N.M. Ibid., 1973, v. 52, N 3, p. 406.
22. Madland D.G., Nix J.R. Ibid., 1982, v. 81, N 2, p. 213.

Статья поступила в редакцию 18 декабря 1984 г.

## ПЛОТНОСТЬ УРОВНЕЙ И РАДИАЦИОННЫЕ ШИРИНЫ ТРАНСАКТИНИДОВ

Г.В. АНЦИПОВ, В.А. КОНЬШИН, В.М. МАСЛОВ

THE LEVEL DENSITY AND AVERAGE RADIATION WIDTHS OF TRANSACTINIUM ISOTOPES. Parametrization of level density has been obtained for Th-Cf at low excitation energies. The dependence of level density on the angular momentum and parity is considered. The superfluid nuclear model involving the collective effects and the constant temperature model are employed to parametrize the data on the neutron resonance and low-lying level density. The convenient parameter systematics are deduced. The GDR model is used to describe average total radiation widths.

Экспериментальных данных о нейтронных сечениях для трансактинидов очень немного, поэтому оценка ядерных данных основывается на расчетах по теоретическим моделям. Расчеты нейтронных сечений требуют знания плотности уровней ядер  $\rho(U, J)$  и полных радиационных ширин  $\Gamma_\gamma(U, J)$ . Можно использовать экспериментальные данные о спектре низколежащих уровней, индивидуальных для каждого ядра. Верхний предел дискретного спектра уровней для трансактинидов, определенный экспериментально, обычно равен 0,5–1,5 МэВ. При более высоких энергиях используют различные модели плотности уровней. Поскольку расчетные значения нейтронных сечений, в частности радиационного захвата и неупругого рассеяния, зависят от используемых моделей плотности уровней и параметров этих моделей, корректность моделей и систематик соответствующих параметров приобретает особое значение.

В настоящей работе анализ экспериментальных данных проведен с использованием модели сверхтекучего ядра с учетом коллективных мод. Проведена параметризация плотности уровней деформированных аксиально-симметричных ядер в области массовых чисел  $A=230-250$ , для которых существенно влияние ротационных эффектов на плотность уровней.

Модель плотности уровней. Плотность уровней деформированных ядер трансактинидов, обладающих при равновесных деформациях аксиальной и зеркальной симметрией, может быть представлена в виде [1]

$$\tilde{\rho}(U, J) = \frac{\omega(U)}{2\sqrt{2\pi}\sigma_{\parallel}} \sum_{K=-J}^J \exp \left[ -\frac{J(J+1)}{2\sigma_{\perp}^2} - K^2 \left( \frac{1}{2\sigma_{\parallel}^2} - \frac{1}{2\sigma_{\perp}^2} \right) \right]. \quad (1)$$

Здесь  $\sigma_{\perp}$  и  $\sigma_{\parallel}$  — параметры спиновой зависимости, связанные с перпендикулярным  $F_{\perp}$  и параллельным  $F_{\parallel}$  моментами инерции ядра;  $K$  — проекция углового момента на ось симметрии;  $\omega(U)$  — полная плотность внутренних возбужденных состояний, равная  $\exp S / [(2\pi)^{3/2} \det^{1/2}]$ , где  $S$  — энтропия;  $\det = 18/\pi^4 \cdot a^3 t^5$  ( $t$  — температура возбужденного ядра;  $a$  — параметр плотности уровней).

Подобно адиабатическому приближению при учете вращательных степеней свободы в выражении (1) можно учесть и колебательные степени свободы [2]:

$$K_{\text{кол}}(U) = \exp \left[ 1,7 \left( \frac{3m_0 A}{4\pi \sigma_{\text{KM}}} - \frac{C_{\text{KM}}}{C} \right)^{2/3} t^{4/3} \right],$$

где  $\sigma_{\text{KM}}$  — коэффициент поверхностного натяжения в модели жидкой капли ( $4\pi t^2 \sigma_{\text{KM}} = 18 \text{ МэВ}$ ); отношение  $C_{\text{KM}}/C$  характеризует отличие коэффициентов жесткости возбужденного ядра от жидкокапельных значений (здесь оно принято равным единице). Тогда

$$\rho(U, J) = K_{\text{кол}}(U) \tilde{\rho}(U, J).$$

Термодинамические функции ядра в сверхтекучем состоянии определяли по модели Игнатьева — Шубина [3, 4], в которой учтена температурная зависимость корреляционных функций.

Оболочечную зависимость плотности уровней можно учесть, считая параметр плотности уровней  $a$  зависящим от энергии [4]:

$$a = \tilde{a} \left[ 1 + \frac{f(U - E_{\text{cond}})}{U - E_{\text{cond}}} \delta W_{\text{exp}} \right];$$

$$a_{\text{cr}} = \tilde{a} \left[ 1 + \frac{f(U_{\text{cr}} - E_{\text{cond}})}{U_{\text{cr}} - E_{\text{cond}}} \delta W_{\text{exp}} \right].$$
(2)

Здесь  $\tilde{a}$  — асимптотическое значение  $a$ ;  $a_{\text{cr}}$  — значение  $a$  при энергии возбуждения  $U_{\text{cr}}$ ;  $f(U) = 1 - \exp[-\gamma(U - E_{\text{cond}})]$ , где  $\gamma$  — эмпирический параметр.

Приведенные выражения соответствуют четно-четному ядру. Четно-нечетные различия могут быть учтены соответствующим сдвигом энергии возбуждения [5]:

$$U^* = U + \begin{cases} \Delta_{0N} & \text{— четно-нечетные ядра;} \\ \Delta_{0Z} & \text{— нечетно-четные ядра;} \\ \Delta_{0Z} + \Delta_{0N} & \text{— нечетно-нечетные ядра.} \end{cases}$$

Для расчета оболочечных поправок  $\delta W_{\text{exp}}$  использовались экспериментальные значения масс ядер и параметры модели жидкой капли Майерса — Святецкого [6]. Значения корреляционных функций  $\Delta_Z$  и  $\Delta_N$  определялись из парных энергий по данным работы [7]. Остальные параметры взяты из работы [4]. Отметим, что в тех случаях, когда термодинамическая температура  $t$  при  $U = B_n$  меньше  $t_{\text{cr}}$ , принималось  $a_{\text{cr}} = a(B_n)$  для  $t \leq t(B_n)$ , а для  $t \geq t(B_n)$  использовалась зависимость (2).

Единственным параметром описанной выше модели является так называемый основной параметр плотности уровней  $a$ , пропорциональный плотности уровней вблизи энергии Ферми. Для его определения используется значение плотности нейтронных  $s$ -резонансов.

Попытка использовать изложенную выше модель для описания нарастающих сумм уровней  $N(E)$  трансактинидов, для которых накоплена обширная спектроскопическая информация, приводит к неудовлетворительным результатам (рис. 1). Приемлемое описание  $N(E)$  можно получить, воспользовавшись подходом Гильберта — Камерона [8], в соответствии с которым зависимость  $N(E)$  в полулогарифмическом масштабе можно описать прямой линией, т.е.

$$\rho_1(E) = \frac{dN(E)}{dE} = \frac{1}{T} \exp\left(\frac{E - E_0}{T}\right).$$
(3)

Здесь  $E_0$  и  $T$  — параметры модели, где  $T = \left[ \frac{d}{dE} \ln \rho_1(E) \right]^{-1}$ . Пример использования выражения (3) приведен на рис. 1. Причиной резкого изменения наклона  $N(E)$  является пропуск уровней. В случае нечетно-нечетных ядер и ядер с нечетными  $A$  зависимость типа (3) не наблюдается. Однако следует иметь в виду, что плотность уровней для этих ядер существенно выше, чем у четно-четных ядер. Вследствие этого и число пропущенных уровней гораздо больше, чем, по-видимому, и обусловлено приемлемое описание нарастающей суммы уровней  $N(E)$  для нечетно-нечетных ядер.

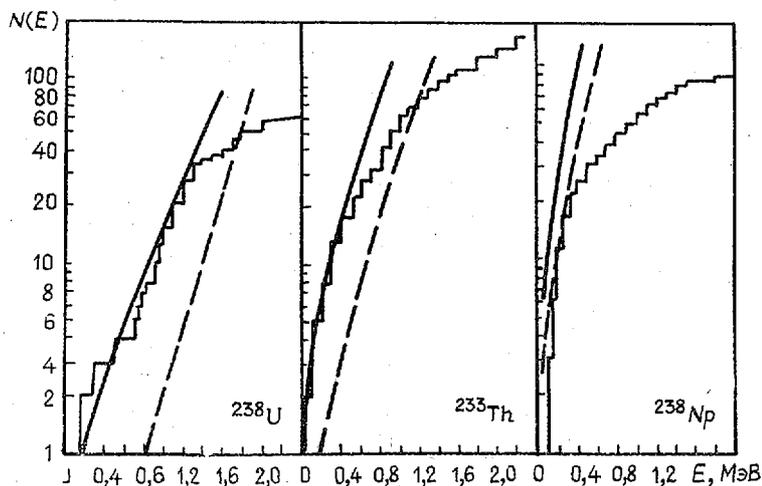


Рис. 1. Зависимость  $N(E)$  для  $^{238}\text{U}$ ,  $^{233}\text{Th}$  и  $^{238}\text{Np}$ . Расчет по модели: — — — — — сверхтекучей; — — — — — постоянной температуры

Модель постоянной температуры представляет собой предельно простую параметризацию плотности уровней. Ее использовали, например, в работах [9, 10], однако плотность нейтронных резонансов в них рассчитывали по модели ферми-газа и трансактиниды в работе [9] не рассматривали.

При выборе параметров модели постоянной температуры руководствуются следующими критериями:

- 1) приемлемым описанием нарастающей суммы низколежащих уровней  $N(E)$ ;
- 2)  $\rho_1(E_c) = \rho_2(E_c)$  или  $E_0 = E_c - T \ln[\rho_2(E_c) T]$ ;
- 3)  $\left. \frac{d}{dE} \ln \rho_1(E) \right|_{E=E_c} = \left. \frac{d}{dE} \ln \rho_2(E) \right|_{E=E_c}$  или  $\frac{1}{T} = \left. \frac{d}{dE} \ln \rho_2(E) \right|_{E=E_c}$ ;

где  $\rho_1(E)$  и  $\rho_2(E)$  — плотности уровней в модели постоянной температуры и модели сверхтекучего ядра, учитывающей парные корреляции и вклад коллективных мод. В работе [10] учитывалось только условие равенства плотности уровней, причем весьма часто не удавалось удовлетворить этому условию при энергиях возбуждения, меньших энергии связи нейтрона. В таких случаях экспоненциальная зависимость умножалась на константу, которая выбиралась из условия описания  $\langle D \rangle_{\text{экс}}$ . Отметим, что условие 3) имеет в модели ферми-газа вид  $1/T = \sqrt{a/E_c} - 3/2E_c$ , а в случае учета ротационных степеней свободы в адиабатическом приближении  $1/T = \sqrt{a/E_c} - 1/E_c$ .

**Результаты параметризации.** На основе экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов [11], обзор которых проведен в работе [12], были получены значения параметра  $a$  и его асимптотического значения  $\tilde{a}$ . Для расчета момента инерции  $F_H$  использовалась квазиклассическая оценка одночастичного углового момента  $\bar{m}^2 = 0,24A^{2/3}$ , параметр квадрупольной деформации  $\epsilon$  полагался равным 0,24. Для описания затухания оболочечных эффектов авторы воспользовались значением параметра  $\gamma = 0,064$ , полученным в работе [4] минимизацией разброса значений  $\tilde{a}$  для ядер  $150 \leq A \leq 245$  относительно квазиклассической зависимости. Оказалось, что использование в качестве корреляционных функций экспериментальных значений нейтронных и протонных парных энергий, уменьшая абсолютные значения параметров  $a$  и  $\tilde{a}$  по сравнению с использованием зависимости  $\Delta_0 = 12/\sqrt{A}$ , практически не меняет их разброса, поэтому далее все параметры получены для  $\Delta_0 = 12/\sqrt{A}$ .

Анализ параметров модели постоянной температуры  $T$  и  $E_0$ , полученных для ядер с известной величиной  $\langle D \rangle_{\text{экс}}$  и спектром низколежащих уровней, показывает, что значения  $T$  практически равны  $\bar{T} = 0,385$  МэВ. В случае нечетных ядер флуктуации  $\bar{T}$  существеннее, однако среднее значение  $\bar{T}$  практически такое же, как и для четно-четных ядер. Это может свидетельствовать о независимости  $\bar{T}$  от четности ядер. Крайне низкое значение  $\bar{T}$  для ядра  $^{245}\text{Pu}$  обусловлено ненадежным определением  $\langle D \rangle_{\text{экс}}$  (по четырем резонансам в сечении деления) и плохо изученным спектром низколежащих состояний.

Значения параметра  $E_0$  для четно-четных ядер очень плотно группируются вблизи нуля, а для нечетных ядер  $E_0 \approx 0,7$  МэВ. Отсюда можно заключить, что величина  $E_0$  имеет смысл четно-нечетного сдвига в энергии возбуждения, который равен значению корреляционной функции  $\Delta_0$  для основного состояния. Это подтверждается группировкой величин  $E_0 + \Delta_0$  вблизи нуля для ядер, имеющих хорошо изученный спектр (см. рис. 3). Флуктуации  $E_0$  могут объясняться, как и в случае  $\bar{T}$ , пропуском уровней и ошибками в определении  $\langle D \rangle_{\text{экс}}$ .

Для ядер с недостаточно изученными спектрами низколежащих состояний можно пользоваться средними параметрами  $\bar{T} = 0,385$  МэВ и  $E_0 = 0$ ,  $E_0 = -\Delta_0$  для четно-четных и нечетных ядер соответственно. Отметим, что с помощью этих средних параметров достигается вполне удовлетворительное описание нарастающих сумм уровней для ядер, в первую очередь четно-четных, спектр которых изучен довольно подробно, а данные о  $\langle D \rangle_{\text{экс}}$  отсутствуют.

Удовлетворительное описание нарастающих сумм уровней нечетно-нечетных ядер по модели сверхтекучего ядра с учетом коллективных эффектов является следствием значительного пропуска уровней, поскольку зависимость  $N(E)$  ведет себя так же, как и в случае нечетных ядер, тогда как должна расти значительно быстрее. Можно допустить (по аналогии с нечетными ядрами), что в этом случае  $E_0 = -2\Delta_0$ , а  $\bar{T} = 0,385$  МэВ.

Систематику параметров  $T$  и  $E_0$  можно использовать для вычисления основного параметра плотности уровней  $a$ . Восстановленная затем величина  $\langle D \rangle_{\text{экс}}$  может служить критерием обоснованности предлагаемых систематик. Исходя из значений  $\bar{T}$  и  $E_0$ , из условий гладкой сшивки можно получить параметры  $E_c$  и  $a$ . Вследствие того что значения  $E_c$  близки к величине  $U_{\text{ср}}$ , а поправки  $\delta W_{\text{экс}}$  гаковы, что энергетическая зависимость  $a(U)$  сравни-

тельно слаба, предположение  $a_{cr} = a(E_c)$  не отразится на точности расчета. Результаты расчетов в виде отношения  $\langle D \rangle_{теор} / \langle D \rangle_{эксп}$  приведены на рис. 2. Как видно, основное число полученных значений попадает в интервал  $\pm 50\%$ . Исключение составляют ядра  $^{238}\text{Np}$ ,  $^{245}\text{Pu}$ ,  $^{243}\text{Cm}$ ,  $^{253}\text{Cf}$ , причем  $\langle D \rangle_{эксп}$  для  $^{245}\text{Pu}$  и  $^{253}\text{Cf}$  очень ненадежны. Такое различие между экспериментальными теоретическими значениями  $\langle D \rangle$  может быть обусловлено либо разбросом имеющихся экспериментальных данных, либо неучетом каких-то физических эффектов в расчетах авторов.

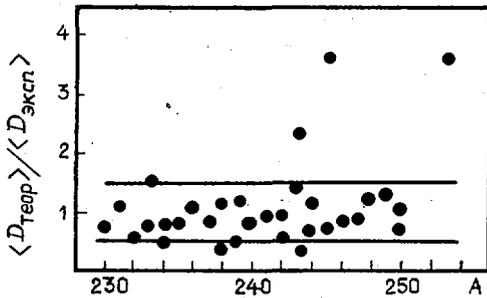


Рис. 2. Отношение рассчитанной по средним параметрам модели постоянной температуры  $\langle D \rangle$  к экспериментальным значениям

Флуктуации параметров  $T$ ,  $E_0$ ,  $E_c$  и  $a(E_c)$  могут быть обусловлены не только пропуском уровней в дискретном спектре и ненадежностью определения  $\langle D \rangle_{эксп}$ , но могут быть связаны и с используемым представлением корреляционной функции  $\Delta_0 = 12/\sqrt{A}$ . Эта зависимость существенно завышает нейтронные парные энергии. Однако использование в качестве корреляционных функций экспериментальных значений нейтронных и протонных парных энергий  $\Delta_{0N} = \Delta_{0Nэксп}$  и  $\Delta_{0Z} = \Delta_{0Zэксп}$  [7] не приводит к существенному уменьшению флуктуаций параметров; при этом наблюдается также сближение величин  $E_c$  для четно-четных и нечетных ядер. Как следствие, не наблюдается и уменьшения флуктуаций отношения  $\langle D \rangle_{теор} / \langle D \rangle_{эксп}$ .

Проанализируем параметры  $E_c$  и  $a$ , полученные по систематикам параметров  $T$  и  $E_0$ . На рис. 3 приведено сравнение вычисленных значений  $E_c$  и значений, полученных из условий описания  $N(E)$ . Обращает на себя внимание линейная зависимость  $E_c$  от массового числа  $A$ . На рис. 4 приведено сравнение рассчитанных из систематики отношений параметра  $a(B_n)$  и его асимптотического значения  $\tilde{a}$  к массовому числу с полученными из данных о  $\langle D \rangle_{эксп}$ . Зависимость параметра  $a(B_n)$  от массового числа можно представить в виде  $a(B_n)/A = -1,619 \cdot 10^{-3} A + 0,4730$ . Параметры этой зависимости заметно отличаются от параметров систематик других авторов.

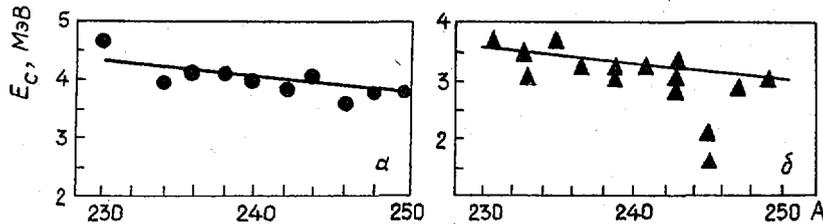


Рис. 3. Сравнение параметров  $E_c$ , полученных из систематики, с найденными из эксперимента: а — четно-четные ядра; б — нечетные ядра

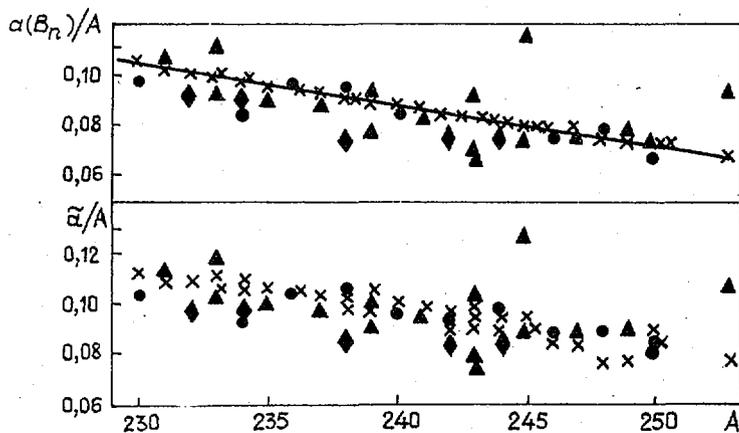


Рис. 4. Сравнение рассчитанных (x) из систематики отношений  $a(B_n)/A$  и  $\tilde{a}/A$  с полученными из данных о  $\langle D \rangle_{эксп}$  для ядер:  $\bullet$  — четно-четных;  $\blacktriangle$  — нечетных;  $\blacklozenge$  — нечетно-нечетных

Рассмотрим флуктуации параметров модели постоянной температуры, обусловленные только флуктуациями  $\langle D \rangle_{\text{эксп}}$ . Для этого были рассчитаны параметры  $T$ ,  $E_c$  при  $E_0$ , равных  $0$ ,  $-\Delta_0$  и  $-2\Delta_0$ , для четно-четных, нечетных и нечетно-нечетных ядер. Полученные значения  $T$  для  $A = 230-280$  близки к значению  $\bar{T} = 0,388$  МэВ. Плотная группировка около параметра  $\bar{T} = 0,388$  МэВ, за исключением нуклидов  $^{245}\text{Pu}$  и  $^{253}\text{Cf}$ , свидетельствует о сравнительной надежности данных о  $\langle D \rangle_{\text{эксп}}$ . На рис. 5 приведены зависимости  $E_c(A)$ , рассчитанные для  $\bar{T} = 0,388$  МэВ и  $E_0$ , равных  $0$ ,  $-\Delta_0$ ,  $-2\Delta_0$ , и для ядер с соответствующей четностью числа нуклонов, а также данные, полученные с использованием  $\langle D \rangle_{\text{эксп}}$ . Как видно, они хорошо согласуются.

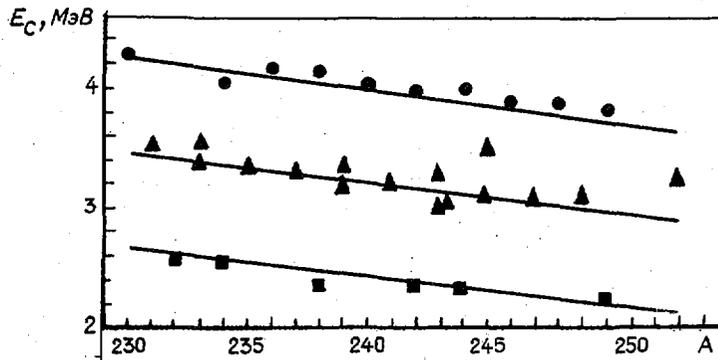


Рис. 5. Сравнение величин  $E_c$ , полученных из данных  $\langle D \rangle_{\text{эксп}}$  и условия  $E_0$ , равного:  $0$ ,  $-\Delta_0$ ,  $-2\Delta_0$  для четно-четных ( $\bullet$ ), нечетных ( $\blacktriangle$ ) и нечетно-нечетных ( $\blacksquare$ ) ядер, с рассчитанными из систематики

**Зависимость плотности уровней от спина и четности.** Учитывая, что деформация трансактинидов невелика ( $\epsilon \approx 0,24$ ), при небольших значениях углового момента  $J$ -фактор, описывающий спиновую зависимость в рассматриваемой области значений спинов, можно представить в виде

$$f(U, J) = \frac{(2J + 1) \exp \left[ -J(J + 1)/2 \sigma_{\perp}^2 \right]}{2\sigma_{\perp}^2} \quad (4)$$

Учет коллективных степеней свободы не изменяет качественного закона распределения по угловому моменту. Рассмотрим спиновое распределение низколежащих уровней. В предположении закона (4) по методу максимального правдоподобия можно получить следующую оценку:

$$\sigma_{\perp \text{эксп}}^2 = 1/2N \sum_i J_i(J_i + 1), \quad (5)$$

где  $N$  — число уровней, идентифицированных по спину. Несмотря на то что оценка (5) слабо чувствительна к пропуску уровней, для определения величины  $\sigma_{\perp \text{эксп}}^2$  использовали данные лишь из области энергий, где пропуск уровней был относительно мал. Это определялось описанием нарастающей суммы уровней моделью постоянной температуры. На рис. 6 приведены полученные значения  $\sigma_{\perp \text{эксп}}^2$  для 41 ядра. Параметризация по методу наименьших квадратов дает следующую зависимость  $\sigma_{\perp \text{эксп}}^2$  от массового числа:

$$\sigma_{\perp \text{эксп}}^2 = 0,15624A - 26,76. \quad (6)$$

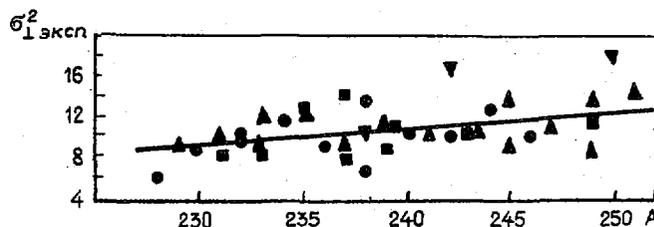


Рис. 6. Зависимость  $\sigma_{\perp \text{эксп}}^2$  от массового числа  $A$ :  $\bullet$  — четно-четные;  $\blacktriangle$  — четно-нечетные;  $\blacksquare$  — нечетно-четные;  $\blacktriangledown$  — нечетно-нечетные ядра

Значение  $\sigma_{I \text{эксп}}^2$  позволяет приемлемо описать и  $N(E, J)$  для  $^{235}\text{U}$  (рис. 7). Практически такое же описание наблюдается и для других ядер с достаточно изученным спектром.

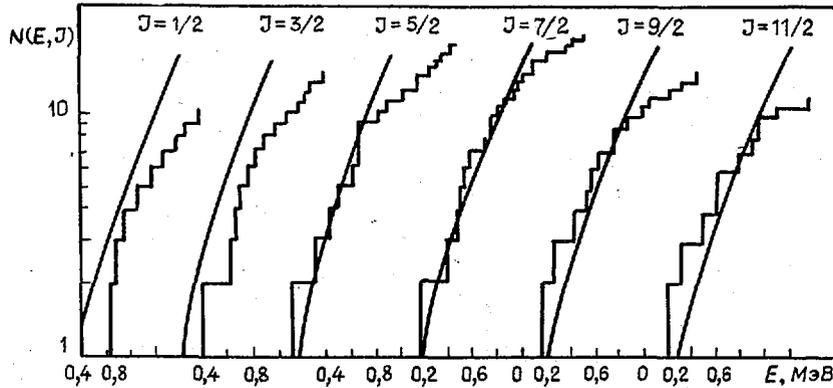


Рис. 7. Описание  $N(E, J)$  для  $^{235}\text{U}$  в модели постоянной температуры

Для описания энергетической зависимости  $\sigma_I^2(U)$  можно прибегнуть к процедуре, предложенной в работе [9], где до границы надежной идентификации уровней  $E_{\text{ГР}}$   $\sigma_I^2 = \sigma_{I \text{эксп}}^2$ , далее от  $E_{\text{ГР}}$  до точки  $E_C$  сшивки моделей сверхтекучего ядра и постоянной температуры величина  $\sigma_I^2$  определяется линейной интерполяцией между  $\sigma_{I \text{эксп}}^2$  и  $\sigma_I^2(E_C)$ , рассчитываемой по модели сверхтекучего ядра. Для ядер, дискретный спектр которых идентифицирован недостаточно полно, чтобы оценить величину  $\sigma_{I \text{эксп}}^2$ , можно использовать зависимость (6) и значения  $E_{\text{ГР}} = 1,2$  МэВ для четно-четных ядер,  $E_{\text{ГР}} = 0,6$  МэВ для нечетных ядер,  $E_{\text{ГР}} = 0,3$  МэВ для нечетно-нечетных ядер, являющиеся средними для соответствующих классов ядер. На рис. 8 приведено сравнение характеристической зависимости рекомендуемого и рассчитанного по сверхтекучей модели параметров  $\sigma_I^2$  для  $^{234}\text{U}$ .

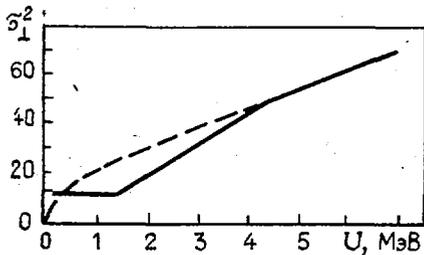


Рис. 8. Зависимость  $\sigma_I^2(U)$  для  $^{234}\text{U}$  по модели сверхтекучего ядра (---) и рекомендуемая (—)

Наконец, рассмотрим зависимость плотности уровней от четности. Как правило, модели используют представление о равновероятном распределении уровней по четности. Анализ характеристик дискретного спектра 51 ядра от тория до калифорния показал, что для 69% соотношение  $\rho_+ = \rho_-$  выполняется в пределах  $\pm 50\%$ . Ввиду недостаточно надежного определения четности уровней и малой статистики такое согласие кажется достаточным, чтобы считать предположение  $\rho_+ = \rho_-$  не противоречащим имеющимся данным при низких энергиях возбуждения для тяжелых деформированных ядер.

Данные о параметрах плотности уровней трансактинидов (получены с использованием  $\Delta_0 = 12\sqrt{A}$ ) в области  $^{225}\text{Th} - ^{254}\text{Cf}$  приведены в таблице.

Данные о параметрах плотности уровней трансактинидов

Составное ядро	$I^\pi$	$B_n$ , МэВ	$\langle D \rangle_{\text{эксп}}$ , эВ	$a(B_n)$ , МэВ <sup>-1</sup>	$\tilde{a}$ , МэВ <sup>-1</sup>	$\langle D \rangle_{I+1/2}$ , эВ	$\langle D \rangle_{I-1/2}$ , эВ
$^{225}\text{Th}$	0+	5,760	—	24,550	24,955	2,725	—
$^{226}\text{Th}$	(3/2+)	7,181	—	24,250	25,232	0,309	0,498
$^{227}\text{Th}$	0+	5,456	—	23,950	24,935	5,640	—
$^{228}\text{Th}$	(3/2+)	7,128	—	23,702	25,052	0,365	0,589
$^{229}\text{Th}$	0+	5,239	—	23,400	24,614	9,598	—
$^{230}\text{Th}$	5/2+	6,790	0,40	22,349	23,669	0,701	0,932
$^{231}\text{Th}$	0+	5,128	9,8±1,6	24,614	26,080	9,80	—
$^{232}\text{Th}$	5/2+	6,434	—	22,550	23,897	1,346	1,794
$^{233}\text{Th}$	0+	4,787	16,6±0,9	26,039	27,408	16,60	—
$^{234}\text{Th}$	(1/2+)	6,179	—	21,950	23,097	5,326	15,720

Продолжение таблицы

Составное ядро	$I \pi$	$B_n$ , МэВ	$\langle D \rangle_{\text{эксп}}$ , эВ	$a(B_n)$ , МэВ <sup>-1</sup>	$\tilde{a}$ , МэВ <sup>-1</sup>	$\langle D \rangle_{I+1/2}$ , эВ	$\langle D \rangle_{I-1/2}$ , эВ
229Th	(3 <sup>+</sup> )	7,045	—	23,434	24,703	0,064	0,081
230Pa	(5/2)	5,786	—	23,125	24,701	0,186	0,248
231Pa	(2 <sup>-</sup> )	6,818	—	22,838	23,226	0,142	0,206
232Pa	(3/2 <sup>-</sup> )	5,560	0,37	21,259	22,902	0,593	0,967
233Pa	(2 <sup>-</sup> )	6,520	—	22,287	23,807	0,277	0,400
234Pa	3/2 <sup>-</sup>	5,197	0,69	21,432	23,049	1,118	1,802
235Pa	4(+)	6,122	—	21,673	22,902	0,456	0,534
236Pa	(3/2 <sup>-</sup> )	4,840	—	21,358	22,558	2,243	3,627
237Pa	(1 <sup>-</sup> )	5,930	—	21,117	21,975	1,563	3,059
238Pa	(1/2 <sup>+</sup> )	4,480	—	20,801	21,477	8,220	24,284
229U	0 <sup>+</sup>	6,091	—	23,400	24,744	1,509	—
230U	(3/2 <sup>+</sup> )	7,662	—	23,143	24,870	0,141	0,227
231U	0 <sup>+</sup>	5,898	—	22,800	24,710	2,438	—
232U	(5/2)	7,264	—	22,590	24,665	0,248	0,332
233U	0 <sup>+</sup>	5,744	4,1	21,655	23,916	4,10	—
234U	5/2 <sup>+</sup>	6,841	0,61±0,07	19,933	21,986	1,067	1,423
235U	0 <sup>+</sup>	5,305	10,6±0,5	21,251	23,500	10,60	—
236U	7/2 <sup>-</sup>	6,546	0,438±0,038	22,614	24,863	0,801	0,967
237U	0 <sup>+</sup>	5,125	16,2±0,8	20,837	23,023	16,20	—
238U	1/2 <sup>+</sup>	6,143	3,5±0,8	22,707	24,700	4,686	13,831
239U	0 <sup>+</sup>	4,804	20,8±1,0	23,611	25,628	20,80	—
240U	5/2 <sup>+</sup>	5,933	—	20,209	21,692	5,115	6,847
233Np	(4 <sup>+</sup> )	7,350	—	22,356	24,453	0,039	0,046
234Np	(5/2 <sup>+</sup> )	6,130	—	22,054	24,054	0,122	0,164
235Np	(0 <sup>+</sup> )	6,991	—	21,762	24,196	0,369	—
236Np	5/2 <sup>+</sup>	5,690	—	21,439	24,125	0,318	0,427
237Np	(6 <sup>-</sup> )	6,621	—	21,196	23,535	0,162	0,173
238Np	5/2 <sup>+</sup>	5,480	0,740±0,061	17,935	20,163	1,293	1,730
239Np	2 <sup>+</sup>	6,226	—	20,575	22,662	0,690	1,001
240Np	5/2 <sup>+</sup>	5,164	—	20,268	22,525	1,114	1,496
241Np	(5 <sup>+</sup> )	5,970	—	19,959	21,690	0,773	0,861
233Pu	0 <sup>+</sup>	6,370	—	22,290	24,327	1,039	—
234Pu	—	7,768	—	—	—	—	—
235Pu	0 <sup>+</sup>	6,252	—	21,712	24,418	1,496	—
236Pu	(5/2 <sup>+</sup> )	7,354	—	21,500	24,250	0,257	0,345
237Pu	0 <sup>+</sup>	5,860	—	21,152	24,119	3,446	—
238Pu	7/2 <sup>-</sup>	6,998	—	20,891	23,730	0,470	0,572
239Pu	0 <sup>+</sup>	5,655	9,2±0,7	18,743	21,560	9,200	—
240Pu	1/2 <sup>+</sup>	6,534	2,15±0,04	20,895	23,669	2,877	8,508
241Pu	0 <sup>+</sup>	5,241	13,0±0,3	20,428	23,187	13,00	—
242Pu	5/2	6,301	1,20±0,07	20,741	23,173	2,095	2,809
243Pu	0 <sup>+</sup>	5,037	13,5±0,3	22,571	25,283	13,500	—
244Pu	(7/2 <sup>+</sup> )	6,018	—	—	—	—	—
245Pu	0 <sup>+</sup>	4,720	11,4±4,0	28,393	31,071	11,400	—
246Pu	(9/2 <sup>-</sup> )	5,942	—	18,394	20,044	4,989	5,704
239Am	1 <sup>+</sup>	7,100	—	20,699	23,837	0,201	0,395
240Am	(5/2 <sup>-</sup> )	5,900	—	20,386	23,885	0,279	0,376
241Am	(3 <sup>-</sup> )	6,582	—	20,060	23,042	0,323	0,412
242Am	5/2 <sup>-</sup>	5,529	0,58±0,04	18,310	21,156	1,013	1,357
243Am	1 <sup>-</sup>	6,376	—	19,437	21,966	1,012	1,987
243Am*	5 <sup>-</sup>	6,425	0,45	16,982	19,173	0,849	0,957
244Am	5/2 <sup>-</sup>	5,364	0,68±0,06	18,661	21,313	1,188	1,591
245Am	(6 <sup>-</sup> )	6,046	—	18,806	20,904	0,813	0,875
246Am	(5/2 <sup>+</sup> )	5,055	—	18,452	20,630	2,134	2,878
239Cm	0 <sup>+</sup>	6,400	—	20,643	24,116	1,387	—
240Cm	(7/2)	7,400	—	20,377	23,799	0,251	0,306
241Cm	0 <sup>+</sup>	6,071	—	20,039	23,740	2,943	—
242Cm	1/2 <sup>+</sup>	6,969	—	19,749	23,055	1,691	5,008

Составное ядро	$I^\pi$	$B_n$ , МэВ	$\langle D \rangle_{\text{эксп}}$ , эВ	$a(B_n)$ , МэВ <sup>-1</sup>	$\tilde{a}$ , МэВ <sup>-1</sup>	$\langle D \rangle_{I+1/2}$ , эВ	$\langle D \rangle_{I+1/2}$ , эВ
243См	0 <sup>+</sup>	5,701	17,6±3,3	16,213	19,016	17,600	—
244См	5/2 <sup>+</sup>	6,799	0,50±0,20	20,339	23,657	0,874	1,169
245См	0 <sup>+</sup>	5,519	11,8±1,2	18,488	21,705	11,800	—
246См	7/2 <sup>+</sup>	6,451	1,14±0,14	18,726	21,635	2,083	2,519
247См	0 <sup>+</sup>	5,157	21,3±5,3	18,716	21,665	21,300	—
248См	9/2 <sup>-</sup>	6,210	1,2	19,536	22,251	2,262	2,554
249См	0 <sup>+</sup>	4,713	40,0±5,0	19,687	22,174	40,000	—
250См	(1/2 <sup>+</sup> )	5,833	—	17,060	18,667	25,222	74,729
244Вк	(3/2 <sup>-</sup> )	6,110	—	19,258	22,761	0,360	0,586
245Вк	(4 <sup>-</sup> )	6,990	—	18,959	22,172	0,183	0,217
246Вк	(3/2 <sup>-</sup> )	5,900	—	18,591	21,859	0,638	1,039
247Вк	(2 <sup>-</sup> )	6,600	—	18,235	21,353	0,675	0,983
248Вк	(3/2 <sup>-</sup> )	5,280	—	17,907	21,294	2,229	3,628
249Вк	(6 <sup>+</sup> )	6,500	—	17,565	20,278	0,526	0,571
250Вк	7/2 <sup>+</sup>	4,969	1,1	18,434	21,150	2,008	2,433
251Вк	(2 <sup>-</sup> )	5,800	—	16,710	18,403	4,148	6,048
245Сf	0 <sup>+</sup>	6,145	—	18,896	22,568	3,407	—
246Сf	—	7,354	—	—	—	—	—
247Сf	0 <sup>+</sup>	6,020	—	18,217	22,039	5,152	—
248Сf	(7/2 <sup>+</sup> )	7,000	—	17,946	21,609	0,948	1,163
249Сf	0 <sup>+</sup>	5,594	—	17,537	21,247	12,976	—
250Сf	9/2 <sup>-</sup>	6,618	1,07±0,14	17,252	20,571	2,010	2,288
251Сf	0 <sup>+</sup>	5,114	—	16,729	19,750	37,762	—
252Сf	1/2 <sup>+</sup>	6,165	—	16,334	18,725	17,120	50,733
253Сf	0 <sup>+</sup>	4,792	16	24,082	27,127	16,000	—
254Сf	(7/2 <sup>+</sup> )	6,029	—	15,343	16,865	10,774	13,245

Радиационные ширины. Рассмотрим применение описанной выше модели  $\rho(U, J)$  к расчету средних радиационных ширин  $\langle \Gamma_\gamma \rangle$  нейтронных резонансов. Теоретический анализ  $\langle \Gamma_\gamma \rangle$  проведем в следующих предположениях:

1) сечение фотопоглощения  $\sigma_\gamma(\epsilon_\gamma)$  не зависит от энергии возбуждения ядра (гипотеза Акселя — Бринка);

2) основной вклад в ширину  $\langle \Gamma_\gamma \rangle$  дают E1-переходы. Тогда среднюю полную радиационную ширину нейтронного резонанса со спином  $J$  при энергии возбуждения  $U$  можно представить в виде

$$\langle \Gamma_\gamma(U, J) \rangle = \frac{1}{3} \frac{1}{(\pi \hbar c)^2} \int_0^U \epsilon_\gamma^2 \sigma_\gamma(\epsilon_\gamma) \sum_{I=|J-1|}^{J+1} \frac{\rho(U - \epsilon_\gamma, I)}{\rho(U, J)} d\epsilon_\gamma.$$

При энергиях возбуждения порядка энергии связи нейтрона необходимо знать сечение фотопоглощения в области  $\epsilon_\gamma \leq B_n$ . Обычно оно определяется из параметризации сечения гигантского дипольного резонанса (ДГР), полученной в области сравнительно высоких энергий возбуждения ( $\epsilon_\gamma > 7$  МэВ). Непосредственные данные о сечении  $\sigma_\gamma(\epsilon_\gamma)$  в области малых энергий отсутствуют. В работах [13, 14] предприняты попытки теоретического анализа сечения E1-фотопоглощения в рамках полумикроскопического подхода к описанию ДГР. Оказалось [14], что величина  $\sigma_\gamma(\epsilon_\gamma)$  существенно меньше значений, полученных экстраполяцией ДГР в область низкоэнергетического "хвоста":

$$\sigma_\gamma(\epsilon_\gamma) = 4\pi \frac{e^2 \hbar}{Mc} \frac{NZ}{A} \frac{\epsilon_\gamma^2 \Gamma_\sigma}{(\epsilon_\gamma^2 - E_\sigma^2)^2 + \epsilon_\gamma^2 \Gamma_\sigma^2},$$

где  $\Gamma_\sigma \approx 3$  МэВ;  $E_\sigma \approx 85/\sqrt{A}$ . Проведение таких расчетов методами теории конечных ферми-систем весьма трудоемко, причем достигаемая при этом точность неприемлема для расчета сечений радиационного захвата  $\sigma_\gamma(E)$ .

В работе [15] измерено сечение фотопоглощения на  $^{238}\text{U}$  для  $\epsilon_\gamma \geq 6$  МэВ. Авторы работы [16] параметризовали сечение  $\sigma_\gamma(\epsilon_\gamma)$  в области низкоэнергетического "хвоста" для трансактинидов с учетом расщепления ДГР:

$$\sigma_\gamma(\epsilon_\gamma) = \sum_{i=1,2} \sigma_i \frac{\epsilon_\gamma^2 \Gamma_{\sigma_i}^2}{(\epsilon_\gamma^2 - E_{\sigma_i}^2)^2 + \epsilon_\gamma^2 \Gamma_{\sigma_i}^2} \quad (7)$$

Полученные параметры  $\sigma_1 = 250$  мб,  $E_{\sigma_1} = 10,5$  МэВ,  $\Gamma_{\sigma_1} = 2,5$  МэВ,  $\sigma_2 = 300$  мб,  $E_{\sigma_2} = 14$  МэВ,  $\Gamma_{\sigma_2} = 4,5$  МэВ отличаются от параметров, которые, описывая ДГР, завышают значение  $\sigma_\gamma(\epsilon_\gamma)$  в области низких энергий.

Результаты расчетов в виде отношения  $\langle \Gamma_\gamma \rangle_{\text{эксп}} / \langle \Gamma_\gamma \rangle_{\text{теор}}$  ширин, усредненных по распределению спинов составного ядра с использованием выражения (7), представлены на рис. 9. Предлагаемая схема расчета  $\langle \Gamma_\gamma(U, J) \rangle$  обеспечивает описание наблюдаемых полных радиационных ширин в пределах экспериментальных ошибок для половины ядер, имеющих данные; в общем же случае точность расчетов не хуже примерно 30%. Отметим, что для четно-четных составных ядер наблюдается систематическое превышение результатов расчета над экспериментальными данными приблизительно на 30%, а в случае нечетно-нечетных ядер соотношение обратное, а различие тоже составляет примерно 30%.

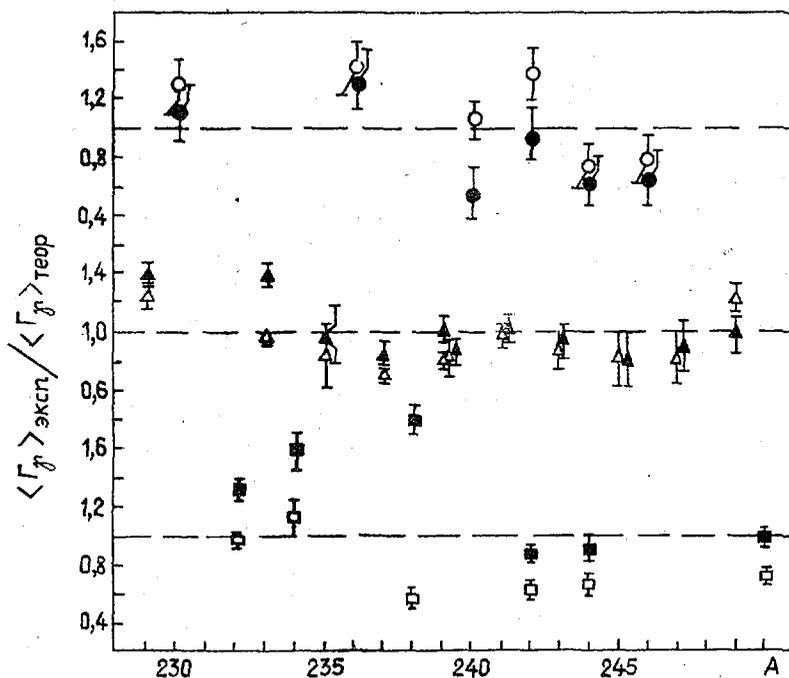


Рис. 9. Зависимость  $\langle \Gamma_\gamma \rangle_{\text{эксп}} / \langle \Gamma_\gamma \rangle_{\text{теор}}$  от массового числа A. Для модели сверхтекучего ядра: четно-четного (●), нечетного (▲), нечетно-нечетного (■); ○, △, □ — то же для модели постоянной температуры

Из рис. 9 видно, что результаты расчета в общем случае зависят от параметризации плотности уровней при низких энергиях возбуждения, причем для четно-четных и нечетно-нечетных составных ядер по-разному. Это является следствием параметризации спиновой зависимости  $\rho(U, J)$  и сравнительно малых значений спинов N-нечетных составных ядер.

Из изложенного можно сделать следующие выводы:

1. С учетом результатов современных экспериментов получены параметры плотности уровней  $\tilde{a}$  и  $a$  в модели сверхтекучего ядра с учетом коллективных степеней свободы для трансактинидов.

2. Получены параметры модели постоянной температуры, позволяющие с погрешностью не хуже  $\pm 50\%$  восстанавливать значения  $\langle D_{\text{экс}}^2 \rangle$ .
3. Показано, что для учета четно-нечетных различий в плотности уровней в модели постоянной температуры достаточно ввести сдвиг в энергию возбуждения, равный  $-\Delta_0$  для нечетных и  $-2\Delta_0$  для нечетно-нечетных ядер.
4. Из систематики параметров модели постоянной температуры получена зависимость параметра плотности уровней  $a$  от массового числа  $A$ .
5. Результаты систематики позволяют оценить надежность экспериментальных данных о  $\langle D_{\text{экс}}^2 \rangle$ . Так, экспериментальные значения для  $^{245}\text{Pu}$  и  $^{253}\text{Cf}$  ненадежны, скорее всего они занижены примерно в два раза.
6. Проведена систематика оценки  $\sigma_{1\text{экс}}^2$ , получена ее зависимость от массового числа  $A$ .
7. Проиллюстрирована правомерность применения единого закона спинового распределения как в области высоких (около  $B_n$ ), так и низких возбуждений при соответствующем выборе параметра  $\sigma_1^2$ .
8. Показано, что предположение о независимости плотности уровней от четности при низких энергиях возбуждения подтверждается анализом характеристик уровней дискретного спектра трансактинидов.
9. Качество параметризации плотности уровней продемонстрировано на примере расчета  $\langle \Gamma_\gamma \rangle$  с использованием параметризации низкоэнергетического "хвоста" ДГР. Результаты описания оказались не хуже предполагаемых эмпирических и полумпирических систематик.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bjornholm S., Bohr A., Mottelson B.R. Role of symmetry of the nuclear shape in rotational contributions to nuclear level densities. — Proc. of the Intern. symp on phys. and chemistry of fission (Rochester). V. 1. Vienna: IAEA, 1974, p. 367–374.
2. Блохин А.И., Игнатюк А.В. Массовые параметры и коэффициенты жесткости в нагретых ядрах. — Ядерная физика, 1976, т. 23, с. 293–305.
3. Игнатюк А.В., Шубин Ю.Н. Простая модель для описания парных корреляций в возбужденных ядрах. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1975, т. 37, с. 1947–1952.
4. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиреникин Г.Н. Роль коллективных эффектов при систематике плотности уровней ядер. — Ядерная физика, 1979, т. 29, с. 875–883.
5. Игнатюк А.В., Соколов Ю.В. Распределение возбужденных квазичастиц и средние статистические характеристики ядер. — Там же, 1974, т. 19, с. 1229–1238.
6. Myers W.D., Swiatecki W.J. Anomalies in nuclear masses. — Ark. Fysik, 1967, v. 36, p. 343–352.
7. Кравцов В.А. Массы атомов и энергии связи ядер. М.: Атомиздат, 1974, 343 с.
8. Cameron A.G.W., Gilbert G. A composite nuclear level density formula with shell corrections. — Can. J. Phys. 1965, v. 43, p. 1446–1496.
9. Reffo G. Parameter systematics for statistical theory calculations of neutron reaction cross-sections. — Proc. of the course on nuclear theory for applications: RT/FT(78). Trieste, 1978, p. 11.
10. Lynn J.E. Systematics for neutron reactions of the actinide nuclei: AERE-R7468. Harwell, 1974.
11. Маслов В.М., Анципов Г.В., Коньшин В.А. Параметризация данных по плотности нейтронных резонансов и дискретным спектрам уровней для трансактинидов. — Труды Совещания экспертов по резонансным параметрам урана и плутония: INDC/NDS-129/GJ. Вена, 1981, с. 329–342.
12. Анципов Г.В., Коньшин В.А., Маслов В.М. Плотность уровней трансактинидов. — Препринты ИТМО АН БССР, № 2–4. Минск, 1982.
13. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.И. О полных радиационных ширинах нейтронных резонансов. — Ядерная физика, 1978, т. 27, с. 1534–1541.
14. Бондаренко В.И., Урин М.Г. Средние полные радиационные ширины нейтронных резонансов и E1-переходы между компаунд-состояниями. — Там же, 1982, т. 35, с. 675–687.
15. Caldwell J.T. e.a. Report LA-UR-76. Los-Alamos, 1976, p. 1615.
16. Жучко В.Е. и др. Исследование вероятности околорогового деления изотопов Th, U, Np, Pu, Am тормозными  $\gamma$ -квантами. — Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 1170–1184.

Статья поступила в редакцию 14 января 1985 г.

## БАНК ДАННЫХ АТМОСФЕРА — ЗЕМЛЯ (АТОЗ)

Г.Я. ТРУХАНОВ

THE DATA BANK ATMOSPHERE — EARTH (ATOZ). The main possibilities of the service programs of the neutron physics constants bank (ATOZ) and its using in the developing of the recommended and standard reference neutron data for the nonpower applications are described.

Банк данных АТМОСФЕРА — ЗЕМЛЯ (АТОЗ) [1, 2] содержит информацию, необходимую для расчета полей нейтронов и сопутствующих эффектов в атмосфере Земли, а также в средах из основных породообразующих элементов. Данные банка можно использовать в ядерной геофизике, биомедицине, метрологии и при решении различных неэнергетических проблем. Данные банка основаны на файлах последних версий известных машинных библиотек ENDF/B, ENDL, UKNDL, KEDAK, EXFOR с учетом отечественных оценок для легких и средних элементов (водорода, бериллия, бора, углерода, азота, кислорода, натрия, магния, алюминия, кремния, фосфора, серы, хлора, аргона, калия, кальция, титана, марганца, железа). Эти библиотеки записаны на магнитные носители в виде текстов. Единица записи — 80-символьная карта. В библиотеках используется разный формат записи информации, но всегда применяется иерархический принцип ее расположения. Каждая карта имеет номер, отражающий иерархию и однозначно определяющий место карты в библиотеке. Основной формат записи данных, используемый при обмене данными с другими организациями, — формат ENDF/B. Банк данных взаимно связан с комплексом программ, обеспечивающих расчет базовых экспериментов с заданной погрешностью.

Банк данных АТОЗ включен в нелинейный итерационный процесс (см. рисунок) по выработке рекомендуемых и стандартных справочных данных (соответственно РСД и ССД) по нейтронным сечениям и параметрам вторичных частиц для конкретной физической проблемы. В процессе существенны все этапы. Особенно важен этап, связанный с количественным определением погрешностей в ядерных данных, которыми в настоящее время можно удовлетвориться в соответствующем классе задач. Корректное формулирование требований к точности ядерных данных в зависимости от требований к точности расчетов позволяет экономить средства на экспериментах (если погрешность в данных не превышает требуемого уровня), затраты на которые растут с уменьшением допускаемых погрешностей, а также минимизировать объем информации по константам [2].

В соответствии с сформулированными выше целями программно-математическое обеспечение банка данных включает в себя:

— программы, используемые при оценке данных и аппроксимациях нейтронных сечений и длин пробега нейтронов в физических средах аналитическими соотношениями;

— сервисные программы, позволяющие графически сравнить оцененные данные различных библиотек, численно оценить их отклонения, выдать данные в виде таблиц с заданным округлением, вычислить средние микроскопические сечения по указанным энергетическим интервалам, рассчитать макроскопические сечения, вычислить групповые константы и т.д.;

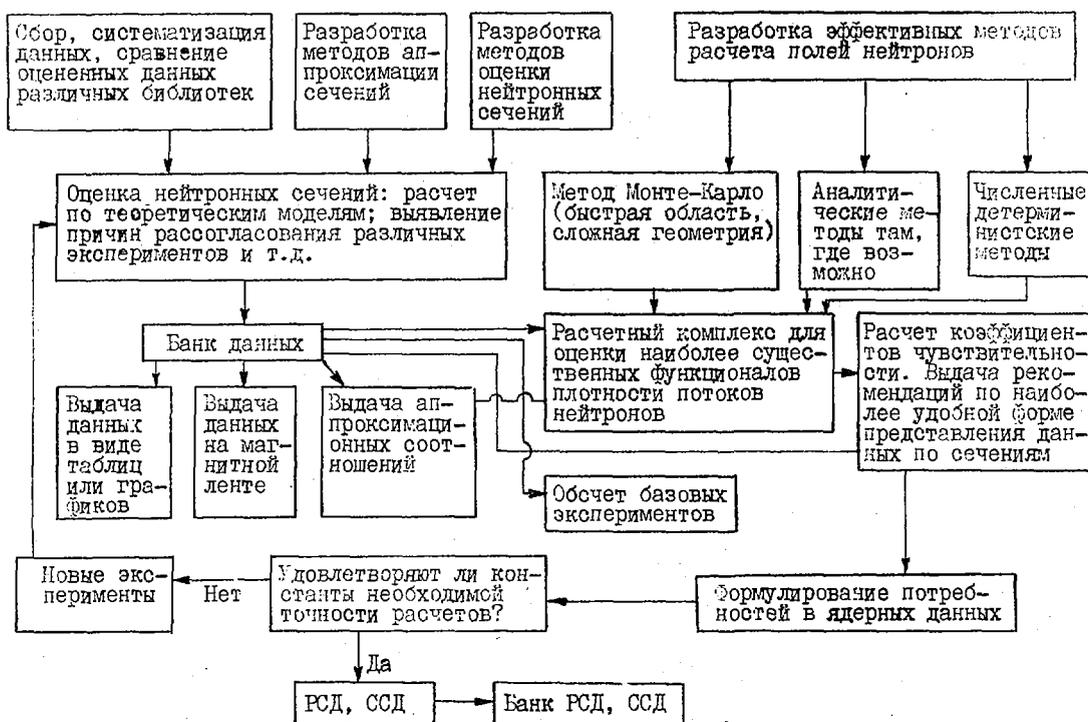
— комплекс программ, осуществляющий расчет нестационарной энергетической пространственно-угловой плотности потока нейтронов и функционалов от нее, включая коэффициенты чувствительности расчетных величин к вариациям в константах. Программы этого типа позволяют определить минимальный объем необходимой информации по константам, обеспечивающей достижение заданной точности в конечных результатах конкретного класса задач.

Программы первого типа частично описаны в работе [3]. Цель, которая преследовалась при создании этих программ, — найти простейшие аппроксимации сечений и длин пробега нейтронов, обеспечивающие удобство их использования при расчетах, возможность применения в аналитических выкладках, простой анализ чувствительности дифференциальных характеристик и функционалов плотности потока нейтронов к вариациям в константах. В качестве простых аппроксимаций сечений и длин пробега использовали выражения типа  $b + ax^q$  (где  $a, b,$

$q$  — константы,  $x$  — аргумент), а также полиномы  $\sum_{m=0}^M a_m x^m$  с небольшим числом членов

( $M \leq 6$ ) [3]. Область применения таких аппроксимаций чрезвычайно широка: от качественно-

го анализа физических процессов, приближенного решения кинетического уравнения переноса нейтронов, пренебрежения контролем за влиянием погрешности в константах на конечный результат до использования в корректных расчетах тех задач, требования которых к ядерным данным удовлетворяются этими аппроксимациями. Последнее встречается нередко, так как для любого простого описания энергетической зависимости сечения, включая описание константой, можно указать задачу, в которой такое приближение приемлемо.



Функциональная схема комплексного подхода к выработке рекомендуемых и стандартных нейтронных сечений

Наибольшее применение программы первого типа [3] нашли при анализе сечений и длин пробега в промежуточной области энергии нейтронов (от тепловой до резонансной). Например, была получена простая аппроксимация для микроскопического сечения рассеяния нейтронов на азоте, которую рекомендуется использовать в файлах нейтронных данных для азота. Было также установлено, что длина пробега нейтронов в воздухе в области энергий  $1-10^5$  эВ может быть описана функцией  $(21,433+0,0703388 \sqrt{E})$  М с погрешностью, не выходящей за пределы погрешностей оцененных данных для азота. Использование этого факта в рамках теории [4, 5] дало возможность получить качественно новые результаты в нестационарной теории замедления нейтронов.

Сервисные программы банка данных АТОЗ были разработаны и включены в математическое обеспечение ЕС ЭВМ в 1980 г. Программы ориентированы на работу с библиотекой ядерных данных в формате ENDF/B\*, написаны на языке ПЛ-I и эксплуатируются под управлением ДОС ЕС (версии 1.3 или 2.2)\*<sup>2</sup>. Программы оттранслированы, отредактированы и помещены на постоянное хранение в системную библиотеку под своими именами. В настоящее время ведутся работы по переводу обслуживающих программ банка данных АТОЗ под управление ОС ЕС\*<sup>3</sup>.

Далее дается краткая характеристика пяти основных сервисных программ банка данных АТОЗ.

\* Учитываются отличия формата библиотеки ENDF/B от формата библиотеки ENDF-2.

\*<sup>2</sup> Дисковая операционная система (ДОС) ЕС позволяет использовать банк данных АТОЗ на ЕС ЭВМ с малой оперативной памятью.

\*<sup>3</sup> Параллельно адаптируются обслуживающие программы библиотек в формате ENDF/B [6]

**Программа внесения изменений (ПРИЗМ) в банк данных АТОЗ.** Изменения вносятся в основную библиотеку банка данных АТОЗ, хранящуюся на магнитной ленте в формате ENDF [6], по номерам: нуклида (идентификатор MAT), файла (идентификатор MF), типа реакции (идентификатор MT) и перфокарты (записи), которая должна быть заменена.

**Программа выдачи данных с округлением в виде таблиц (GALS).** Программа предназначена для выдачи с магнитной ленты в формате ENDF данных о реакциях конкретного типа в виде таблиц с округлением. Входная информация содержит номера идентификаторов MAT, MF, MT и числа значащих цифр в аргументе NE и функции NY. Выходная таблица имеет формат листа отчета и содержит 30 строк, не считая заголовка и шапки таблицы. В заголовке приводятся значения идентификаторов MAT, MF, MT, INT. Идентификатор INT в формате ENDF (см. работу [7] или [2], с. 42) находится во втором поле последнего перед таблицей описательного блока и указывает на тип интерполяции. Данные выдаются с округлением в том же виде, как они записаны на магнитной ленте, т.е. по три пары (аргумент — функция) в строке, причем числа имеют специальный формат, удобный для восприятия. Шапка печатается на каждой странице и имеет вид

Е, эВ	б	Е, эВ	б	Е, эВ	б
-------	---	-------	---	-------	---

Если секция содержит несколько таблиц (идентификатор  $N \neq 0$ ), в отдельную строчку выходной таблицы выводятся параметры, содержащиеся в первом и втором поле первого описательного блока таблицы на магнитной ленте, а затем печатаются данные этой таблицы.

**Программа выдачи данных в виде графиков и их сравнение (LABM19).** Обращаются одна или две магнитные ленты в формате ENDF/B в виде неблокированных записей длиной 80 байт без меток (первые файлы каждой ленты). Остальная входная информация содержит номер магнитной ленты, на которой записаны данные, номера идентификаторов MAT, MF, MT для каждого массива данных (таблицы), которые необходимо вывести на график. Отдельно указывается общее число графиков  $N$  (не более 10), значение идентификатора RG, регулирующего режим выдачи данных (линейный или логарифмический масштаб по оси энергии, необходимость распечатки таблиц отклонений кривых друг от друга), числа значащих цифр NE, NY при распечатке значений соответственно аргумента и функции, таблица символов (длиной  $N$ ), с помощью которых данные изображаются в виде графиков (любой допустимый символ). Поскольку наборы значений энергии, в которых заданы функции, могут быть разными, предусмотрена интерполяция функций в недостающих точках в соответствии с типом интерполяции, определяемым идентификатором INT. Так как число точек на рисунке не может превышать 120, графики переносятся на следующую страницу, причем ось аргумента  $E$  располагается вдоль перфораций бумажной ленты АЦПУ, ось  $Y$  — поперек. Размер страницы принят равным 60 строкам. Масштаб по оси  $Y$  определяется для каждой страницы отдельно с учетом максимального и минимального значений входящих в рисунок функций. Совокупность значений аргумента выходной таблицы и графиков определяется совокупностью значений аргумента всех входных таблиц. Перед каждым рисунком на печать выдаются соответствующие заголовки и таблицы функций, представляемых на рисунке.

**Программа расчета макроскопических сечений (ТАКА).** Входная информация содержит: число элементов  $N$ , входящих в состав физической среды; массив ядерных концентраций этих элементов размерностью  $N$ ; набор значений идентификаторов MAT, MF, MT, указывающих местонахождение соответствующих микросечений на магнитной ленте; числа значащих цифр NE и NY при распечатке значений аргумента и функции соответственно; заголовок таблицы. Расчет макроскопического сечения для реакции данного типа осуществляется с учетом способа интерполяции, заложенного в описательном блоке входной таблицы микросечения (идентификатор INT). Выходная таблица содержит заголовок и выдается в таком же формате, как и в программе GALS.

**Программа расчета средних величин (TRUG).** Входная информация содержит: число интервалов энергии, в которых осуществляется усреднение микросечений; массивы верхних и нижних границ областей интегрирования (границы энергетических групп); весовые функции (спектры), с которыми в каждой группе проводится усреднение; значения идентификаторов MAT, MF, MT, определяющие усредняемое микросечение; числа значащих цифр NE и NY при распечатке значений аргумента и функции соответственно. Выходная информация содержит

жит таблицу весовых функций и средних (групповых) сечений с указанием энергетических интервалов (групп).

Для минимизации объема хранимой в банке данных АТОЗ информации используется набор прецизионных программ, позволяющих рассчитывать нестационарную энергетическую пространственно-угловую плотность потока нейтронов и функционалы от нее, включая коэффициенты чувствительности расчетных величин к вариациям в константах. Программы написаны на языке ФОРТРАН и поставлены на ЭВМ БЭСМ-6 и ЕС ЭВМ.

Ниже дается краткая характеристика четырех основных программ, применяемых при корректировке банка данных АТОЗ.

**НАТА** — программа расчета полей нейтронов методом Монте-Карло. Пространственно-временные возмущения плотности среды учитываются в рамках метода непрерывного моделирования [8, 9]. Представление сечений — поточечное или многогрупповое (по желанию пользователя). Распределение источника нейтронов в пространстве, по времени, энергии и по углам — произвольное. Имеется версия программы НАТА — НАТАН, в которой реализована эффективная расчетная схема [10], обеспечивающая замену вероятностного метода на аналитическое решение кинетического уравнения [4, 5] в области промежуточных энергий нейтронов, т.е. там, где сходимость метода Монте-Карло резко ухудшается, а точность аналитических методов возрастает. Использование программы НАТАН позволяет сократить время расчета задачи на три-четыре порядка по сравнению с алгоритмом, основанным только на методе Монте-Карло, при сохранении точности расчетов.

**ЛИНЗА** — программа расчета полей нейтронов в промежуточной области энергий по теоретическим соотношениям работ [3—5].

**ДЕМЕТРА-НС** — программа расчета полей тепловых нейтронов методом квазидиффузии, являющаяся обобщением комплекса ДЕМЕТРА [11] на нестационарный случай.

**К4** — программа расчета коэффициентов чувствительности методом Монте-Карло, реализующая метод оценки возмущений линейных функционалов плотности потока нейтронов, развитый в работах [12, 13].

Схема, представленная на рисунке, использована при выработке рекомендуемых справочных данных по полным сечениям взаимодействия нейтронов  $\sigma_t(E)$  с основными элементами атмосферы и земной коры (водородом, углеродом, азотом, кислородом, аргоном, кальцием, железом). Использованы базовые эксперименты по измерению интегральных характеристик плотности потока нейтронов в жидком азоте и жидком воздухе [14], в частности экспериментальные данные о тканевой дозе и пространственных энергетических распределениях плотности потока нейтронов. В случаях, когда расчетные значения отличались от экспериментальных на величину, превышающую погрешности расчета и эксперимента, и различие не могло быть объяснено недостатками алгоритма программ или приближенностью описания эксперимента, система констант модифицировалась в основном путем изменения парциальных сечений, погрешность которых значительно больше погрешностей полного сечения, причем значения  $\sigma_t(E)$  при этом выдерживались в пределах погрешности оценки. В результате такого анализа были откорректированы реакции  $(n, \alpha)$  и  $(n, n'p)$  на азоте и существенно уменьшен объем информации по большинству реакций нейтронов на азоте и кислороде [2]. Было показано, что точность данных о зависимости  $\sigma_t(E)$  для перечисленных выше элементов удовлетворяет большей части задач ядерной геофизики, физики защиты от ионизирующих излучений, биомедицины и других неэнергетических проблем. Этот вывод подтверждается исследованиями функционалов потока нейтронов к вариациям в сечениях [2]. Исключение составляют задачи, связанные с расчетом полей нейтронов на больших расстояниях от источника (более 7—10 длин пробега). Потребности этой группы задач нуждаются в дополнительных исследованиях в рамках изложенной схемы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Труханов Г.Я. О состоянии теории переноса нейтронов в атмосфере Земли и перспективах ее развития. — В кн.: Вторая всесоюзная конференция по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок: Тезисы докладов. М.: МИФИ, 1978, с. 30.
2. Медведев Ю.А., Степанов Б.М., Труханов Г.Я. Ядерно-физические константы взаимодействия нейтронов с элементами, входящими в состав атмосферы и земной коры. М.: Энергоиздат, 1984.
3. Труханов Г.Я., Абдуллаев Х.Ш., Маглеванный И.И. Аналитическое описание нейтронных сечений и длин пробега нейтронов в воздухе. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 1, с.3—4.

4. Подосенов С.А., Труханов Г.Я. Теория распространения импульса замедляющихся нейтронов в тяжелой среде с произвольными сечениями рассеяния и захвата. — Атомная энергия, 1982, т. 52, вып. 1, с. 47—51.
5. Подосенов С.А., Труханов Г.Я. О функции распределения промежуточных нейтронов в тяжелых однородных средах. — Там же, вып. 6, с. 427—429.
6. Блохин А.И., Булеева Н.Н., Колесов В.Е. и др. Постановка на ЕС-1033 комплекса программ для работы с библиотеками оцененных нейтронных данных в формате ENDF/B. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып. 1 (55), с. 16—18.
7. Data format and procedures for the evaluated nuclear data files: BNL-NCS-50496 (ENDF-102), 1975.
8. Коваленко А.М., Труханов Г.Я. О моделировании траекторий частиц в неоднородных и нестационарных средах при использовании метода дельта-рассеяния. — В кн.: Методы Монте-Карло в вычислительной математике и математической физике. Новосибирск, 1974, с. 198—205.
9. Коваленко А.М., Труханов Г.Я. Метод непрерывного моделирования в задачах расчета полей нейтронов в неоднородной атмосфере. — В кн.: Проблема переноса проникающих излучений в атмосфере Земли. М.: Наука, 1977, с. 83—87.
10. Труханов Г.Я. Эффективное комбинирование численных (вероятностных и детерминистских) и аналитического методов в схемах расчета полей нейтронов в атмосфере Земли. — В кн.: Третья всесоюзная научная конференция по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок. Тбилиси, 1983, т. 1, с. 187—193.
11. Труханов Г.Я. О решении задач термализации нейтронов в одномерной ячейке гетерогенного реактора методом квазидиффузии. — В кн.: Методы расчета полей тепловых нейтронов в решетках реакторов. М.: Атомиздат, 1974, с. 240—288.
12. Золотухин В.Г., Климанов В.А., Лейпунский О.И. и др. Прохождение излучений через неоднородности в защите. М.: Атомиздат, 1969.
13. Плетников Е.В., Труханов Г.Я. Расчет методом Монте-Карло возмущений плотности взаимодействия потока излучения с веществом. — В кн.: Вопросы метрологии ионизирующих излучений. М.: Атомиздат, 1975, с. 52—56.
14. Sidhu G.S., Farley W.E., Hansen L.E. et al. Transport of neutron and Secondary gamma radiations through a liquid air sphere surrounding a 14-MeV neutron source. — Nucl. Sci. and Engng, 1978, v. 66, N 3, p. 428—433.

*Статья поступила в редакцию 13 июня 1985 г.*

УДК 681.3.06:539.17

## **СЖАТИЕ ИНФОРМАЦИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРИНЦИПА ХАФФМАНА В ЗАДАЧАХ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ**

**В.В. ВАРЛАМОВ, В.В. СУРГУТАНОВ**

THE COMPRESSION OF INFORMATION USING THE HUFFMAN'S PRINCIPLE IN THE DATA PROCESSING TASKS. The problem of the compact computer organization of the basic information fund is considered. The substitution of the standart alphabet codes by the codes with changeable length is used. The digital characteristics of the information compression method are proposed, the ways of the comfortable using of method employd are concluded.

Совокупность информационного обеспечения Центра данных фотоядерных экспериментов (ЦДФЭ) НИИЯФ МГУ состоит из многочисленных наборов: библиотек ядерных данных (представленных файлами в различных форматах), каталогов, массивов поисковых образов, словарей дескрипторов, программ обработки и др. В качестве носителей используются магнитные диски и ленты.

Особое место занимает базовая информация — фонд исходных документов. Являясь первоисточником любых других наборов, этот фонд относится к наиболее оберегаемой части. Чтобы предотвратить потери данных от нарушений в записях, предусмотрены специальные условия хранения носителей, дублирование базовых данных, периодическое обновление записей на носителях. Значительные объемы фонда, выраженные в десятках миллионов байтов, выделяют процесс поддержания архива фонда в самостоятельную задачу. В решении этой задачи актуальной проблемой является минимизация объемов, занимаемых данными.

Возможность более плотного представления исходных записей, как правило, существует всегда. Это связано с тем, что алфавитно-цифровые символы, входящие в записи файлов, представляют только часть алфавита и, следовательно, могут в машинном изображении кодироваться короче стандартных. Кроме того, определенную избыточность имеют языковые и форматные особенности текстов.

Многообразные способы сжатия информации [1—3] получили определенное распространение, но пока не стали элементами общего программного обеспечения ЭВМ. В ЦДФЭ НИИЯФ МГУ сжатие текстовых записей основано на принципе Хаффмана [4], который помогает универсально решить поставленную задачу для любых типов данных информационного фонда. На практике используются два способа: прямой, представляющий собой сжатие исходных записей только с использованием принципа Хаффмана, и совмещенный, т.е. сочетающий предварительное "сгущение" со сжатием по прямому способу. Предварительное "сгущение" применяется к цепочкам пробельных символов, которые заменяются одним байтом вида 00NNNNNN, где 00 (нуль-биты) — признак цепочки; NNNNNN — двоичное число, определяющее количество пробельных символов в цепочке.

Принцип Хаффмана основан на замене стандартных кодов, имеющих фиксированную длину машинного изображения, кодами переменной длины. Наиболее употребляемые символы кодируются более короткими кодами. Эффективность этого метода тем выше, чем больше распределение частот использования исходных символов отличается от равномерного распределения.

В табл. 1 приведены характеристики части одного из файлов: вид стандартного представления символов в ЭВМ, частота использования каждого символа в тексте, новый эквивалентный код (в табл. 2 этот текст обозначен как тип 4).

Характеристики файла Таблица 1

Символ	Стандартное двоичное представление	Частота использования, %	Эквивалентный код	Число битов
Пробел	01000000 (40)	43,632	0	1
0	11110000 (F0)	19,007	100	3
.	01001011 (48)	6,055	1011	4
1	11110001 (F1)	6,077	1010	4
2	11110010 (F2)	3,391	11000	5
—	01100000 (60)	3,295	11001	5
+	01001110 (4E)	2,959	11010	5
3	11110011 (F3)	2,402	11011	5
5	11110101 (F5)	2,318	11100	5
4	11110100 (F4)	2,232	111010	6
9	11111001 (F9)	2,053	111011	6
8	11111000 (F8)	1,88	111100	6
6	11110110 (F6)	1,876	111101	6
7	11110111 (F7)	1,839	111110	6
E	11000101 (C5)	0,976	111111	6

Сравнение характеристик показывает, что разброс частот для символов типа 4 меньше, чем для символов других типов. Это проявляется в значении средней длины эквивалентного кода (2,861 бит/символ). Однако и для такого текста получается, что около 44% восьмибитовых символов кодируется в сжатом виде одним битом, 19% — трехбитовым кодом, примерно 6% — четырехбитовым кодом, а самый длинный эквивалентный код на 25% короче стандартного.

Табл. 2 иллюстрирует показатели до и после прямого способа сжатия. Объем типа 1 — часть файла экспериментальных фотоядерных данных — в сжатом виде составляет 28% исходных данных, типа 5 — текст на языке ФОРТРАН — 33% исходных данных. Показатели типа 4 — оцененные ядерные данные — составляют 36% исходных данных.

Характеристики сжатия по прямому способу Таблица 2

Тип данных	Размер исходного файла, байт	Средняя длина эквивалентного кода, бит/символ	Размер, байт	
			дешифратора	сжатого файла с дешифратора
1	980320	2,271	136	278667
2	1178400	2,3	142	389314
3	1312880	2,305	145	378772
4	3035520	2,861	43	1085930
5	355280	2,637	163	117367

В табл. 3 приведены данные сжатия с предварительным "сгущением". Замена цепочек пробельных символов одним байтом способствует сокращению объемов до 37—40% по сравнению с исходным объемом, а последующее сжатие способствует сокращению до 22% объема. Средняя длина кода сжатия при совмещенном способе больше, чем при прямом, вследствие того, что увеличен словарь исходных символов перед прямым сжатием, но вместе с тем результирующий показатель выше, чем при прямом способе сжатия.

Таблица 3

Характеристики сжатия с предварительным "сгущением"

Тип данных	Размер файла, байт		Средняя длина эквивалентного кода, бит/символ	Размер, байт	
	исходного	"сгущенного"		дешифратора	сжатого файла с дешифратора
1	980320	387356	4,366	316	211723
2	1178400	475622	3,321	316	257225
3	1312880	495464	4,616	325	286212

Использование методики сжатия на носителях архивной базовой информации дает уменьшение объема записи в 4,5—5 раз по сравнению с исходным объемом. Сжатие записей осуществляется за два прохода исходных файлов: при первом проходе определяются статистические характеристики, уникальные для каждого файла; при втором производится собственно сжатие. Программа для процесса сжатия — восстановления составлена на языке ПЛ/1 (F) и содержит 256 операторов. Важным звеном программы является построение словаря эквивалентных кодов и дешифратора сжатого текста.

Эквивалентные коды исходных символов формируются в результате обработки упорядоченных значений счетчика использования каждого символа в файле. Массив разбивается на две части с примерно равной суммой значений элементов в каждой части. Первый бит эквивалентного кода для левой части устанавливается равным 0, а для правой — 1. Затем каждая из частей также разбивается на две части, а следующий бит устанавливается по тому же правилу. Деление продолжается до тех пор, пока в какой-либо части останется один элемент массива. Таким образом, для соответствующего символа формирование эквивалентного кода будет закончено.

Дешифратор сжатого текста (двоичное дерево) — массив байтов, элементами которого являются: ссылки на узлы, ссылки на листья, собственно листья (коды исходных символов). Структура байта ссылок: XNNNNNNN, где X = 0 — ссылка на узел, X = 1 — ссылка на лист, а NNNNNNN — двоичное число, определяющее смещение по дереву. Дешифратор записывается в сжатом файле первым блоком и учитывается в определении объема результата.

Описанный метод сжатия может быть использован и в оперативных процессах обработки информации. Небольшие потери эффективности сжатия, связанные с составлением статистических данных для меньших частей файла в однопроводном режиме, будут компенсированы очевидным значительным увеличением информационной емкости, например магнитных дисков.

Возможен вариант, когда словарь эквивалентных кодов и дешифратор могут быть либо "стандартизованы" по типам данных, либо оптимизированы по всей совокупности фонда. В этом случае расход машинного времени на вспомогательные действия исключается, что должно привести процедуру сжатия — восстановления записей к эффективным оперативным показателям.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курбаков К.И. Кодирование и поиск информации в автоматическом словаре. М.: Сов. радио, 1968.
2. Кнут Д. Искусство программирования для ЭВМ. Т. 3. Сортировка и поиск. М.: Мир, 1978.
3. Уззерелл Ч. Этюды для программистов. М.: Мир, 1982.
4. Huffman D.A. Method for the construction of minimum — redundancy codes. Proc. IRE, 1952, v. 40, N 9, p. 1098.

Статья поступила в редакцию 13 мая 1985 г.

---

# КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

---

УДК 681.3.06; 539.14/17

## МЕЖДУНАРОДНЫЙ ФАЙЛ ОЦЕНЕННЫХ ДАННЫХ ПО СТРУКТУРЕ ЯДЕР ENSDF В ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ И ПРИКЛАДНЫХ ФОТОЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

И.Н. БОБОШИН, В.В. ВАРЛАМОВ

THE INTERNATIONAL NUCLEAR STRUCTURE DATA FILE ENSDF IN FUNDAMENTAL AND PRACTICAL PHOTONUCLEAR RESEARCHES. The software complex for unified series computer (ЕС ЭВМ) operating with file ENSDF is described. The complex is characterized by the completeness of the information derived, by the possibility of comfortable reorganization for individual request and by the visual output presentation of the data.

В настоящее время в СССР и за рубежом все более широкое распространение получают работы по автоматизации информационного обеспечения научных исследований. Создание различных баз и банков данных, специального программного обеспечения, разработка надежного метода анализа данных, широкое использование вычислительной техники — все это создает благоприятные условия для организации фундаментальных и прикладных исследований на качественно новом уровне, способствует повышению их эффективности.

На современном этапе развития ядерной физики, когда объемы получаемой и анализируемой информации постоянно растут, создание автоматизированных информационных систем является особенно актуальной задачей. В связи с этим необходимы центры, специализирующиеся на сборе, систематизации и обработке ядерно-физической информации [1, 2]. В СССР такие работы ведутся в Центре по данным о строении атомного ядра и ядерных реакциях (ЦАЯД) Госкомитета по использованию атомной энергии СССР (ИАЭ им. И.В. Курчатова), Центре по ядерным данным (ЦЯД) Госкомитета по использованию атомной энергии СССР (ФЭИ, г. Обнинск), Центре ядерных данных (ЦЯД) Ленинградского института ядерной физики АН СССР, Центре данных фотоядерных экспериментов (ЦДФЭ) Научно-исследовательского института ядерной физики (НИИЯФ) МГУ и других организациях.

В рамках международного сотрудничества с зарубежными центрами создаются или уже активно эксплуатируются несколько баз ядерных данных как библиографического, так и фактографического содержания: файл оцененных данных по структуре ядер ENSDF (США, СССР, Франция), библиотека данных по ядерным реакциям в формате EXFOR (США, СССР, Франция, ФРГ), файл библиографических ссылок и рефератов в ключевых словах по ядерной физике NSR (США, СССР) и многие другие.

Эти базы и машинные библиотеки данных распространяются в виде файлов, записанных на магнитные ленты. Для решения конкретных задач на базе этих файлов в центрах создаются специализированные программные комплексы, ориентированные на определенные вычислительные средства. Например, для работы с файлом ENSDF достаточно успешно используются программные комплексы ЦАЯД (ЭВМ 1010В), ЦЯД ЛИЯФ АН СССР (ЭВМ М-4030), группа автоматизированной системы информации по ядерной физике (АСИЯД) МИФИ (ЕС ЭВМ).

### РАБОТА С ФАЙЛОМ ENSDF В ЦДФЭ НИИЯФ МГУ [3]

Прецизионные исследования процессов, сопровождающих поглощение атомными ядрами  $\gamma$ -квантов, процессов взаимодействия с ядрами других налетающих частиц требуют точных данных как о спектроскопических свойствах ядерных уровней, так и о характеристиках мгновенных  $\gamma$ -переходов между ними. Большой научный интерес представляет воспроизводимость этих свойств и характеристик в экспериментах по исследованию ядерных реакций различного типа, приводящих к образованию в конечных состояниях одного и того же ядра. Для прикладных исследований, например  $\gamma$ -активационного анализа, необходимы точные

знания характеристик задержанных  $\gamma$ -переходов, сопровождающих радиоактивные распады различного типа.

В этой связи для обеспечения проводимых в ЦДФЭ НИИЯФ МГУ и сотрудничающих организациях исследований необходимой ядерно-физической информацией из файла ENSDF была поставлена задача создания на ЕС ЭВМ (ЕС-1022) специализированного программного комплекса, удовлетворяющего следующим требованиям:

- 1) работа ведется со всеми наборами данных файла ENSDF;
- 2) из каждого набора данных извлекается максимально полная информация;
- 3) выдача информации из набора данных сопровождается подробными и полными комментариями, содержащимися в файле, а также полным перечнем библиографических ссылок на работы, в которых были получены данные;
- 4) выходное представление данных максимально приближено к традиционному представлению схем уровней и переходов между ними;
- 5) программный комплекс обеспечивает решение поисковых задач по конкретным запросам, допуская простую и оперативную перестройку соответствующих программ. Характерные запросы относительно информации из файла ENSDF можно проиллюстрировать следующими примерами:
  - схемой уровней и переходов между ними для определенного ядра (группы ядер);
  - то же, но для эксперимента определенного типа (группы экспериментов, всех возможных экспериментов);
  - то же, но только для некоторых наборов данных, отсортированных по определенному признаку, например по информации о спектроскопическом факторе, уникальности  $\beta$ -распада, временам жизни уровней и т.п.;
  - перечнем ядер, имеющих какие-либо выделенные характерные уровни, например изомерными состояниями с определенными характеристиками (энергией, временем жизни и т.п.);
  - то же, но для ядер, образующихся в процессах определенного типа и т.п.

Ранее отмечалось успешное использование на ЕС ЭВМ программного обеспечения для работы с файлом ENSDF, созданного группой АСИЯД МИФИ. Однако это обеспечение было ориентировано на решение частных исследовательских задач, по некоторым параметрам не удовлетворяло перечисленным выше требованиям и могло служить лишь отправным пунктом при создании программного комплекса ЦДФЭ НИИЯФ МГУ. В качестве исходных выбраны отдельные программы комплекса первой очереди АСИЯД МИФИ [4].

#### КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ФАЙЛА ENSDF

Файл (рис. 1) состоит из последовательности отдельных наборов данных ( $A = \dots$ ) для каждой массовой цепочки ядер с определенным массовым числом в диапазоне  $A=1-263$ . Внутри каждой массовой цепочки данные для различных ядер располагаются в порядке возрастания заряда ядра  $Z$  и предваряются наборами комментариев и ссылок.

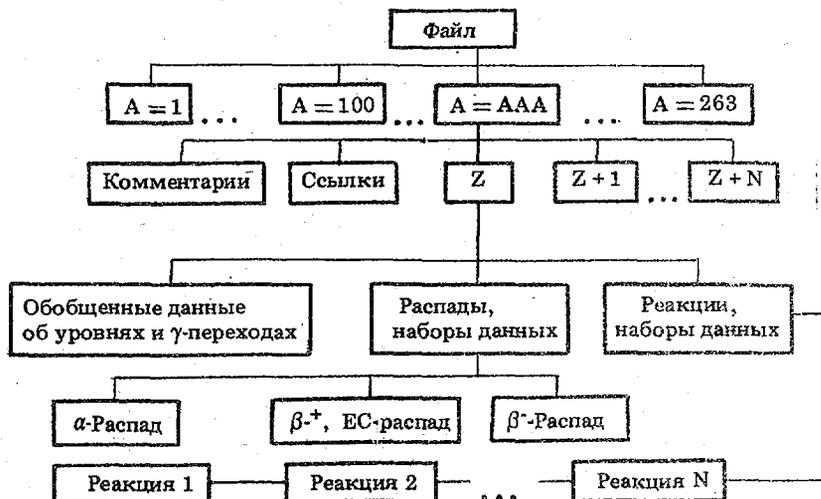


Рис. 1. Общая структура файла

Каждый набор данных для ядра с конкретными  $A$  и  $Z$  содержит информацию, полученную из определенного эксперимента по изучению радиоактивного распада или ядерной реакции. Кроме таких наборов существуют наборы данных, суммирующие и обобщающие данные для уровней и переходов в конкретном ядре, полученные во всех экспериментах, представленных в файле. Каждый отдельный набор данных файла идентифицируется массовым числом, химическим символом и типом эксперимента. Информация представлена в файле в виде записей длиной 80 логических символов.

**БЛОК-СХЕМА ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА  
ЦДФЭ НИИЯФ МГУ ДЛЯ РАБОТЫ С ФАЙЛОМ ENSDF**

Для удовлетворения перечисленным выше требованиям и решения широкого класса поисковых задач, обусловленных конкретными запросами относительно ядерно-спектроскопической информации из файла ENSDF, был создан разветвленный комплекс программ, общая структура которого может быть иллюстрирована четырехблочной схемой (рис. 2). Гибкость комплекса, возможность его оперативной перестройки обусловлены блочно-модульным построением. Блок считывания информации иллюстрирует структуру отдельного набора данных файла.

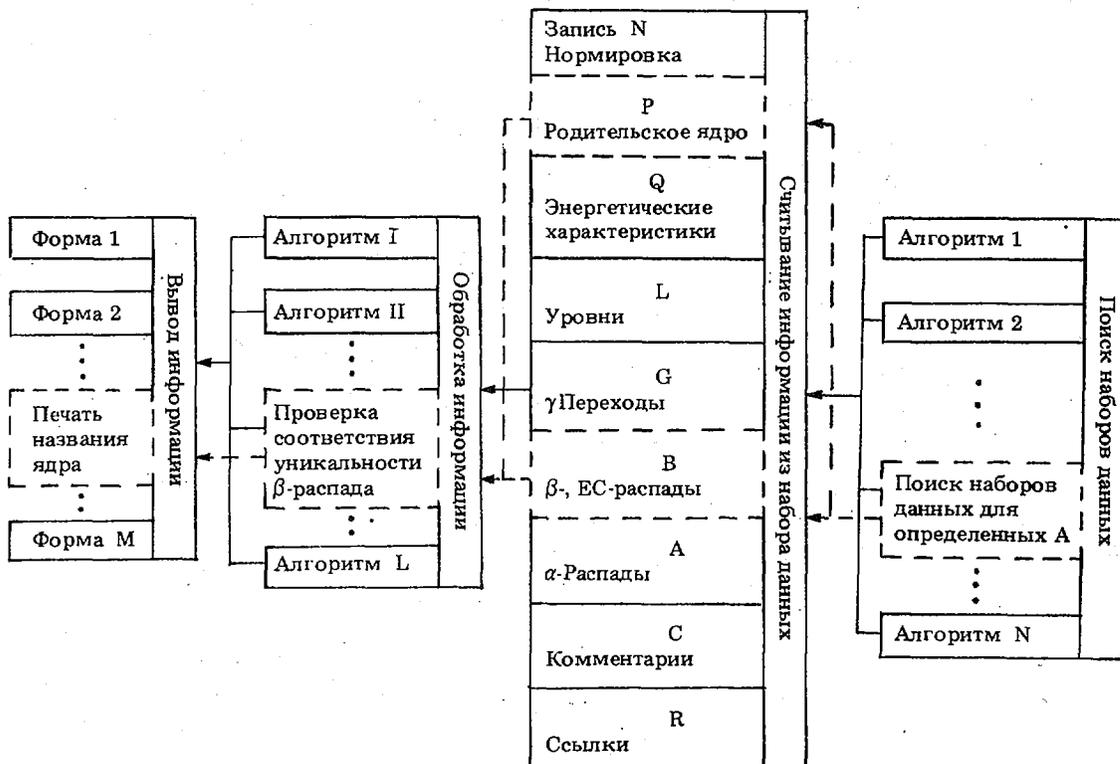


Рис. 2. Общая структура комплекса программ (пунктир — комбинация модулей для одной конкретной программы поиска)

Комплекс программ организован таким образом, чтобы получению информации, определенного типа из файла ENSDF соответствовала определенная комбинация модулей комплекса.

Блок поиска при определенном работающем модуле позволяет "входить" в наборы данных, запись идентификации которых удовлетворяет заданным условиям. Эти условия могут изменяться в широких пределах: от безразличного (вход в каждый набор данных) до жестко однозначного задания набора данных по всем трем идентифицирующим параметрам (массовому числу, химическому символу, типу эксперимента). Внутри этих пределов реализуются выборочные алгоритмы поиска: по массовому числу, заданному в определенном интервале, по типу эксперимента либо однородной группы экспериментов и т.д.

Блок считывания информации из наборов данных состоит из определенных модулей, считывающих и записывающих в память ЭВМ информацию отдельных записей, каждая из которых описывает определенные физические характеристики. Выбор нужной комбинации работающих модулей сводится здесь к "выключению" считывания "лишних" записей.

После работы блоков поиска и считывания организованной указанным способом программы в памяти ЭВМ создается рабочий набор информации в виде переменных с определенными именами, что дает возможность реализации различных вариантов обработки и вывода этой информации. Обработка может включать, например, проверку соответствия каких-либо характеристик подготовленных наборов данных условиям запроса и поиска. Вывод информации может быть организован в виде, наиболее подходящем для выдаваемых данных. В отдельных случаях могут выдаваться данные о перечнях ядер, свойства которых удовлетворяют условиям запроса, а также таблицы характеристик соответствующих  $\gamma$ -переходов (упорядоченных, например, по энергии или интенсивности либо по тому и другому и т.п.). Так, в случае запроса относительно информации о ядрах с определенными массовыми числами,  $\beta$ -распад которых имеет заданную уникальность, программа имеет вид, представленный на рис. 2 пунктирными линиями.

Блок поиска осуществляет вход в наборы данных лишь с указанными в запросе массовыми числами А (при этом идентификация по химическому символу элемента и типу эксперимента игнорируется). В блоке считывания "выключаются" все модули, за исключением модуля считывания характеристик родительского ядра и  $\beta$ -распада. Если уникальность последнего соответствует запрашиваемому значению, управление передается в блок вывода, который осуществляет выдачу информации в необходимом виде (в простейшем случае печатается лишь название ядра).

Наиболее полно работа отдельных блоков программного комплекса может быть описана при детальном рассмотрении одной из программ этого комплекса (наиболее общей и полной) — программы СУПЕР (Схема Уровней и ПЕРеходов).

#### РАБОТА ПРОГРАММЫ СУПЕР

Программа отличается наибольшей общностью алгоритма поиска и наибольшей полнотой блока считывания. Она является генератором указанных блоков программ описываемого комплекса.

На входе программа воспринимает запрос относительно нахождения однозначно определенного набора данных любого типа (обобщенные данные, распад, реакция). На выходе программы на основе информации, считанной из соответствующего набора данных, формируется схема уровней ядра и переходов (схема распадов) между ними, представляемая в графическом виде.

**Поиск набора данных.** Работа этого блока программного комплекса в случае реализации программы СУПЕР иллюстрируется блок-схемой (рис. 3). Так как файл ENSDF размещен на ленте и имеет последовательную структуру, т.е. наборы данных следуют один за другим в порядке возрастания массового числа ядра, работа программы СУПЕР организована особым образом.

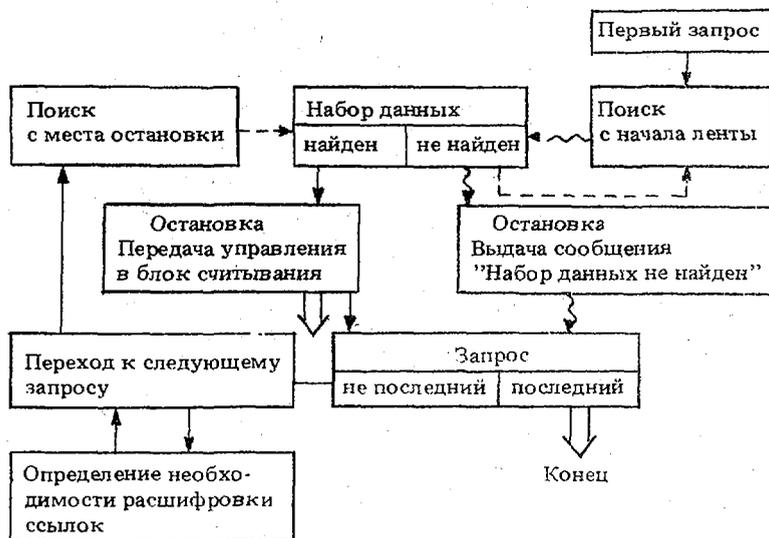


Рис. 3. Схема работы блока поиска наборов данных программы СУПЕР

При обработке нескольких запросов, следующих друг за другом, после обработки очередного найденного набора данных поиск каждого следующего набора начинается не с начала ленты, а с места нахождения найденного уже набора. На схеме режим поиска с начала ленты отмечен волнистой линией, а режим поиска с места остановки — пунктирной. Логические связи, обозначенные сплошной линией, реализуются при обоих режимах.

Таким образом, если наборы данных в запросах упорядочены так же, как они упорядочены на ленте, то все запросы обрабатываются за один проход ленты. Это существенно уменьшает время работы программы. Получив первый запрос, программа начинает последовательно просматривать наборы данных. Найдя нужный набор, считав и распечатав информацию из него, программа обращается к следующему запросу, получив который, продолжает просмотр дальше в поисках набора данных, соответствующего новому запросу, и т.д. до последнего запроса. Если какой-то из запрашиваемых наборов не найден (эта ситуация характеризуется тем, что считываемое массовое число превысило запрашиваемое, а выдачи информации по данному запросу не было), возможны два варианта:

- очередной просмотр начался с места, которое находится заведомо дальше искомого набора. В этом случае поиск возобновляется с начала ленты;
- просмотр проводится с начала ленты. В этом случае то, что нужный набор не найден, означает отсутствие его в файле, о чем выдается соответствующее сообщение.

Так как расшифровка ссылок приведена в файле ко всем ядрам с данным массовым числом (ко всей массовой цепочке), то эта расшифровка выдается на печать только в том случае, если массовое число в новом запросе отличается от массового числа в предыдущем.

Считывание и обработка информации из набора данных. Работа блока считывания информации из набора данных (рис. 4) организована таким образом, что позволяет считать с ленты и записать в памяти ЭВМ всю информацию из наборов данных файла. Это важно не только для определения полноты данных о схемах уровней ядер и переходов между ними, но и для создания упоминавшихся выше программ частного характера.



Рис. 4. Схема работы блока считывания информации из набора данных программы СУПЕР

При поступлении в блок считывания команды управления из блока поиска прежде всего считывается и одновременно распечатывается словарь ссылок. Затем, после вывода карты идентификации набора данных — своеобразного заголовка, который был считан еще на этапе поиска, происходит считывание в память машины:

- характеристик родительского ядра, если это набор данных, описывающий распад (распадающийся уровень, период полураспада и т.д.);

- энергетических характеристик ядра, если это набор "обобщенные данные об уровнях" (энергия отделения нуклонов, энергия  $\alpha$ -,  $\beta$ -распадов основного состояния);

- комментариев с особой меткой, относящей данный комментарий к определенным записям набора данных. Здесь же считываются и выводятся комментарии, относящиеся ко всему набору данных. Далее идет запись в память многократно размещенной информации: характеристик уровней и разного рода переходов, для чего формируются соответствующие массивы переменных. Параллельно идет привязывание  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -переходов к соответствующим уровням, комментариев к соответствующим уровням и переходам (в том числе и ранее считанных комментариев с меткой) и вывод комментариев на печать.

Организовав в памяти ЭВМ рабочий набор с цифровой информацией, программа переходит к следующему блоку схемы — выдаче этой информации.

**Блок вывода информации.** Работа блока (рис. 5) организована таким образом, чтобы, во-первых, реализовать максимум возможностей по изображению информации об уровнях и переходах (например, по их числу), а во-вторых, сделать это в наиболее наглядной форме.

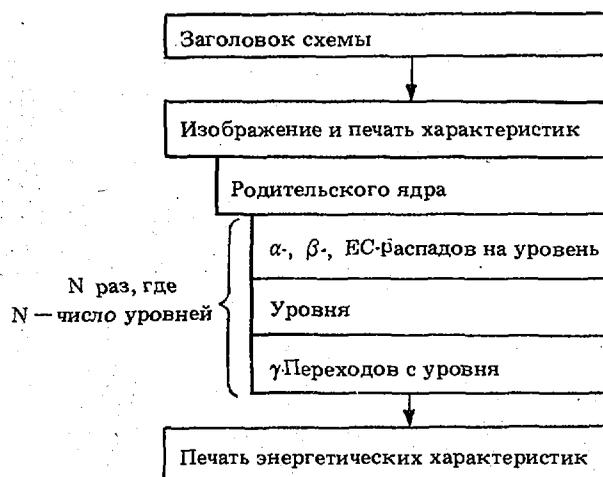


Рис. 5. Схема работы блока вывода информации программы СУПЕР

Этот блок печатает традиционную схему уровней и переходов. Пример такой печати представлен на рис. 6. Уровни изображены горизонтальными линиями с убыванием энергии сверху вниз. Здесь же представлены характеристики уровней: спин, четность, время жизни, переданный угловой момент, спектроскопический фактор и др. Вертикальными стрелками обозначаются  $\gamma$ -переходы с каждого уровня с указанием характеристик перехода (энергия, интенсивность, мультипольность и др.) и уровня, на который совершается переход. Для реакций распада предусмотрена возможность изображения родительского ядра и наблюдавшихся распадов с соответствующими характеристиками. Кроме того, специальные графические обозначения предусмотрены для уровней и переходов, определяемых в файле как проблематичные, для переходов, являющихся частью каскадов переходов, предсказываемых, но не наблюдавшихся переходов. Все характеристики выводятся вместе с их обозначениями (например, E для энергии). Вывод характеристик организован по принципу ненулевого выхода, т.е., например, при отсутствии данных об энергии не выводятся и обозначения. Значения стандартных отклонений физических величин даны в скобках.

С X E M A 51 V :

(51TI B- DECAY)

2466.0(28) 51TI ----- E=0.0 JPI=3/2-

T=5.76 M (1)  
BR OF THIS DECAY, % = 100.00

KEV

48

РАСПАД IB=0.1(4) LOG FT=5.350(22)

928.63 ----- E=928.63(5) JPI=3/2-

V ПЕРЕХОД E=608.55(5) RI=1.27(10) НА УРОВЕНЬ 320.077

V ПЕРЕХОД E=928.63(6) RI=7.4(4) НА УРОВЕНЬ 0.0

РАСПАД IB=91.9(4) LOG FT=4.894(4)

320.077 ----- E=320.077(6) JPI=5/2- T=180 PS(10)

V ПЕРЕХОД E=320.076(6) RI=100 CC=0.00169(5) НА УРОВЕНЬ 0.0

0.0 ----- E=0.0 JPI=7/2- T=STABLE

Рис.6. Пример выходного представления при работе программы СУПЕР

### Техническая характеристика программы СУПЕР

Тип ЭВМ .....	ЕС-1022
Оперативная система .....	ОС.4.1
Диалоговая система пакета прикладных программ	ДУВЗ
Объем оперативной памяти .....	250 кбайт
Характерное время работы по упорядоченному набору запросов (с одним прогоном магнитной ленты с данными) .....	10—20 мин

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Медведев Ю.А., Степанов Б.М., Труханов Г.Я. Ядерно-физические константы взаимодействия нейтронов с элементами, входящими в состав атмосферы и земной коры. М.: Энергоиздат, 1981.
2. Чукреев Ф.Е., Шуршиков Е.Н., Тимофеева Н.В. Мировая сеть центров ядерных данных. — Прикладная ядерная спектроскопия, 1983, № 12, с. 79—84.
3. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. и др. Центр данных фотоядерных экспериментов. — Государственная служба стандартных справочных данных: Информационный бюллетень, 1978, № 7, с. 12—13.
4. Богомолова Е.С., Бруданин В.Б., Вылов Ц. и др. Автоматизированная информационная система для ядерно-спектроскопических экспериментов. — Сообщение ОИЯИ, № 10-82-158. Дубна, 1982.

Статья поступила в редакцию 14 июня 1985 г.

УДК 539.172.15

### ОЦЕНКА ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР С МАССОВЫМ ЧИСЛОМ 3

А.Г. ЗВЕНИГОРОДСКИЙ, Б.Я. ГУЖОВСКИЙ, С.Н. АБРАМОВИЧ,  
В.А. ЖЕРЕБЦОВ, О.А. ПЕЛИПЕНКО

THE ESTIMATION OF THE TOTAL INTERACTION CROSS-SECTION OF NUCLEI WITH MASS NUMBER 3. The approximation curves on base of cubic splines were obtained according to available experimental data. With small interaction energies the approximation was conducted using analytical expressions for reaction cross-sections. The analytical curve and spline curve were joined with each other in consideration of continuity of first derivative on interface. The results of the estimation are given in form of tables with coefficients of analytical curves and spline functions as well as in graphic representation.

Работы в области термоядерного синтеза и астрофизические расчеты требуют все более точных оценок сечений реакций на легких ядрах в большом диапазоне энергий. В статье рассмотрены вопросы, касающиеся оценки поперечных сечений реакций  ${}^3\text{H}(t, 2n){}^4\text{He}$ ,  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ ,  ${}^3\text{He}(t, x)n$ ,  ${}^3\text{He}(t, d){}^4\text{He}$ . Знание точных величин поперечных сечений первой из них важно для задач диагностики дейтерий-тритиевой плазмы [1—3]. На важность реакции  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$  как конечной в протон-протонной цепочке указывается в работе [4], там же даны обзор экспериментальных данных и оценка S-фактора. Полный выход нейтронов из реакции  ${}^3\text{He}(t, x)n$  исследован в работе [5].

Несмотря на обширную литературу, посвященную перечисленным выше реакциям, требуется постоянное обновление оцененных данных. Это обусловлено появлением новых экспериментальных работ, существенно дополняющих старую оценку, и поиском более удобных (с учетом использования ЭВМ) форм представления оцененных данных.

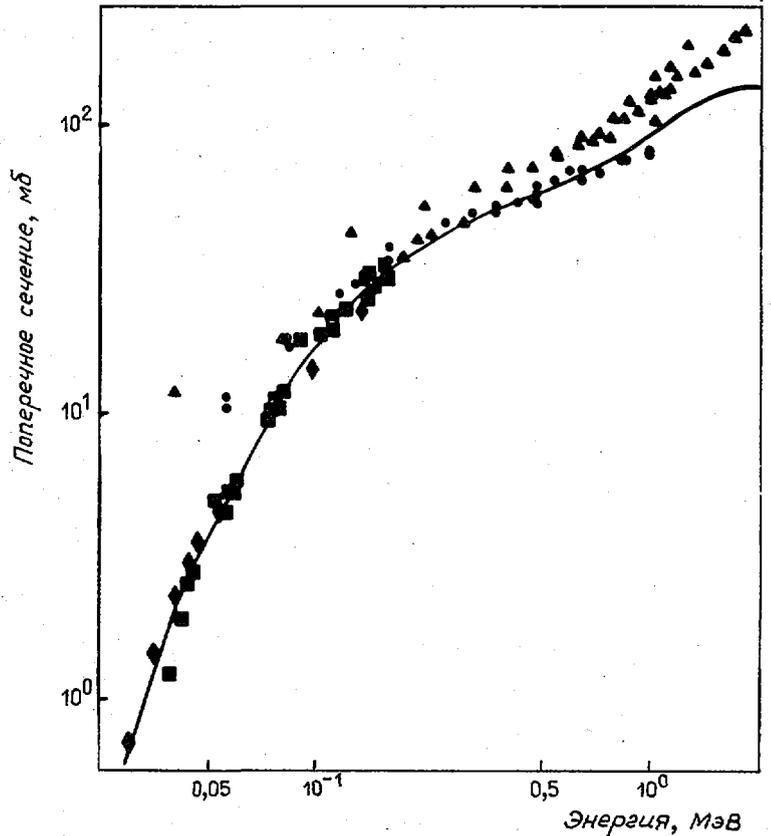
Оценка полного сечения реакции  ${}^3\text{He}(t, 2n){}^4\text{He}$  основана на работах, перечисленных в табл.1.

Как видно из рис. 1, имеется значительный разброс в значениях сечений, приводимых разными авторами, в частности между значениями, приведенными в работе [7], и значениями, приведенными в работах [6, 9, 10]. В то же время следует отметить, что ранее принятая оценка сечения рассматриваемой реакции [11] основывалась на результатах работы [7]. Последующий R-матричный анализ данных системы  ${}^6\text{He}$  [12] дал улучшенное предсказание поведения сечения реакции  ${}^3\text{H}(t, 2n){}^4\text{He}$ , в большей степени согласующееся с результатами работ [6, 9, 10].

Таблица 1

Работы, использованные для оценки сечения реакции  ${}^3\text{H}(t, 2n){}^4\text{He}$ 

Диапазон энергий, МэВ	Тип данных	Литература
0,06—1,01	$\sigma_t(E), \sigma(90^\circ, E)$	[6]
0,04—2,4	$\sigma_t(E)$	[7]
1,8	$\sigma_t$	[8]
0,03—0,1	$\sigma(0^\circ, E), \sigma_t(E)$	[9]
0,04—0,2	$\sigma(0^\circ, E)$	[10]

Рис. 1. Энергетическая зависимость полного сечения реакции  ${}^3\text{H}(t, 2n){}^4\text{He}$ .Данные работ: ■ — [10]; ◆ — [9];  
▲ — [7]; ● — [6]

При нахождении оцененной кривой авторами настоящей работы весь энергетический диапазон данных был разбит на две области: первая — до энергий взаимодействия  $E_{\text{ц.м.}} < 0,025$  МэВ (в системе центра масс) и вторая — с  $E_{\text{ц.м.}} > 0,025$  МэВ. В низкоэнергетической области оцененную кривую искали в виде функции Гамова:

$$\sigma_t(E) = [S(E)/E] \exp(-\alpha/\sqrt{E}). \quad (1)$$

В общем случае S-функция зависит от энергии и представляется в виде разложения

$$S(E) = S_0 + S'_0 E + 1/2 S''_0 E^2.$$

При этом коэффициент  $\alpha$  задается теоретическим выражением  $\alpha/\sqrt{E_{\text{ц.м.}}} = 2\pi\eta$ , где  $\eta$  — кулоновский параметр.

В случае (T + T)-взаимодействия  $\alpha = 1,2151 \text{ МэВ}^{1/2}$ . S-фактор был взят из работы [9], в которой его отыскивали в предположении линейной зависимости от энергий:  $S(E) = S_{(0)} + S'_{(0)} E$ , где  $S_{(0)} = 105 \text{ мб МэВ}$ ;  $S'_{(0)} = 880 \text{ мб}$ .

При энергиях взаимодействия  $E_{\text{ц.м.}} > 0,025$  МэВ оцененную кривую отыскивали с использованием сплайн-аппроксимации. При этом использовали условие равенства логарифмических производных на границе раздела ( $E_{\text{ц.м.}} = 0,025$  МэВ) двух выбранных авторами областей, что позволило обеспечить гладкость и непрерывность перехода от одного представления оцененной кривой к другому.

В табл. 2 приведен набор коэффициентов кубических сплайнов, который используется для расчета величин сечений в области, где оценка проводилась с помощью сплайн-аппроксимации. Полное сечение реакции можно получить с помощью заданного набора коэффициентов по формуле

$$\sigma_t(E) = \exp \left\{ A_0^{(i)} + A_1^{(i)} \ln(E/E_i) + A_2^{(i)} [\ln(E/E_i)]^2 + A_3^{(i)} [\ln(E/E_i)]^3 \right\}, \quad (2)$$

где  $E_i$  — энергия i-го узла сплайн-кривой, отвечающего условию  $E_i < E < E_{i+1}$ . Коэффициенты  $A_0^{(i)}, A_1^{(i)}, A_2^{(i)}, A_3^{(i)}$  соответствуют i-му узлу в табл. 2.

Как указывалось выше, реакция  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$  является одним из разветвлений протон-протонной цепи, поэтому сечение реакции представляет большой интерес для астрофизических приложений. Последний обзор данных по этой реакции относится к 1967 г. [4]. С тех пор проявилось несколько работ (табл. 3), позволивших существенно дополнить сделанную в работе [4] оценку.

Таблица 2  
Коэффициенты сплайн-кривых, описывающих оцененные значения полного сечения реакции  ${}^3\text{H}(t, 2n){}^4\text{He}$  (энергия — в системе центра масс)

Номер узла сплайна	Энергия узла, МэВ	$A_0$ , мб	$A_1$ , мб	$A_2$ , мб	$A_3$ , мб
1	0,025	1,1504	2,7904	-0,952	0,1204
2	0,0665	3,0807	1,2750	-0,599	0,1421
3	0,1765	3,8873	0,5116	-0,182	0,2003
4	0,469	4,4002	0,7293	0,4051	-0,629
5	1,246	—	—	—	—

Таблица 3  
Работы, использованные для оценки полного сечения реакции  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$

Диапазон энергий, МэВ	Тип данных	Литература
0,4—1,4	$\sigma_t(E)$	[13]
0,31—5,9	$S(E)$	[4]
0,059—2,2	$\sigma_t(E), S(E)$	[14]
3,9—9,1	$\sigma(\theta)$	[15]
13,6	$\sigma(\theta)$	[16]

Особенность трехчастичной реакции  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$  заключается в том, что по мере увеличения энергии взаимодействия в спектре протонов начинает все больше преобладать квазидвухчастичный канал реакции  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, p){}^5\text{Li}$ . В настоящей работе авторы не разделяли эти два канала. Поэтому оценка касается полного сечения образования протонов при  $({}^3\text{He}+{}^3\text{He})$ -взаимодействии. Оцененную кривую функции возбуждения полного сечения реакции  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$  отыскивали следующим образом. По экспериментальным данным работы [14] методом наименьших квадратов для  $E_{\text{ц.м.}} < 0,15$  МэВ проводили подгонку по формуле (1) с аппроксимацией S-фактора квадратичным полиномом.

При этом получили следующие результаты (в системе центра масс):

$$S_{(0)} = (5307 \pm 560) \text{ МэВ} \cdot \text{мб},$$

$$S'_{(0)} = (-2150 \pm 760) \text{ мб},$$

$$1/2 S''_{(0)} = (793 \pm 510) \text{ мб/МэВ}, \quad \alpha = -4,8604 \text{ МэВ}^{1/2}.$$

Поскольку кулоновский барьер в канале  ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$  равен примерно 1 МэВ, целесообразно использовать описание сечений по квазиклассической формуле (1) для энергий, значительно меньших 1 МэВ. Поэтому для энергий выше 0,15 МэВ оценку полного сечения реакции  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$  проводили методом сплайнов при условии непрерывности и гладкости аппроксимирующей функции в точке  $E_{\text{ц.м.}} = 0,15$  МэВ.

На рис. 2 приведены экспериментальные данные, использованные для оценки, и оцененная аппроксимирующая кривая. По мнению авторов, достаточно надежные данные имеются лишь для энергий  $E_{\text{ц.м.}} < 3$  МэВ, поэтому сплайн-кривую отыскивали лишь до этого значения. При больших энергиях, если использовать данные работ [15, 16], рост сечения образования протонов при  $({}^3\text{He} + {}^3\text{He})$ -взаимодействии прекращается (выходит на константу).

Величину полного сечения реакции  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$  для энергий  $E_{\text{ц.м.}} > 0,15$  МэВ можно вычислить по формуле (3), если воспользоваться сплайн-коэффициентами из табл. 4:

$$\sigma_t(E) = A_0^{(i)} + A_1^{(i)} \ln(E/E_i) + A_2^{(i)} [\ln(E/E_i)]^2 + A_3^{(i)} [\ln(E/E_i)]^3, \quad (3)$$

где  $E_i$  — энергия  $i$ -го узла сплайн-кривой, удовлетворяющая условию  $E_i < E < E_{i+1}$ .

Оценка полного сечения суммарного выхода нейтронов в реакции  ${}^3\text{He}(t, x)n$  осуществлена в работе [5] для диапазона энергий  $E_{\text{лаб}} = 0,25-1,76$  МэВ. В экспериментальных работах [17, 18], появившихся после этой оценки, определено лишь сечение образования нейтронов в канале  ${}^3\text{He}(t, n){}^5\text{Li}$ , что не позволило с достаточной точностью оценить полный выход нейтронов и тем самым дополнить результаты оценки [5].

Для удобства пользования результатами оценки [5] проведено сплайн-описание предложенных в работе [5] величин оцененных значений полного сечения суммарного выхода нейтронов при  $({}^3\text{He} + T)$ -взаимодействии. Результаты сплайн-аппроксимации приведены в табл. 5 и на рис. 3.

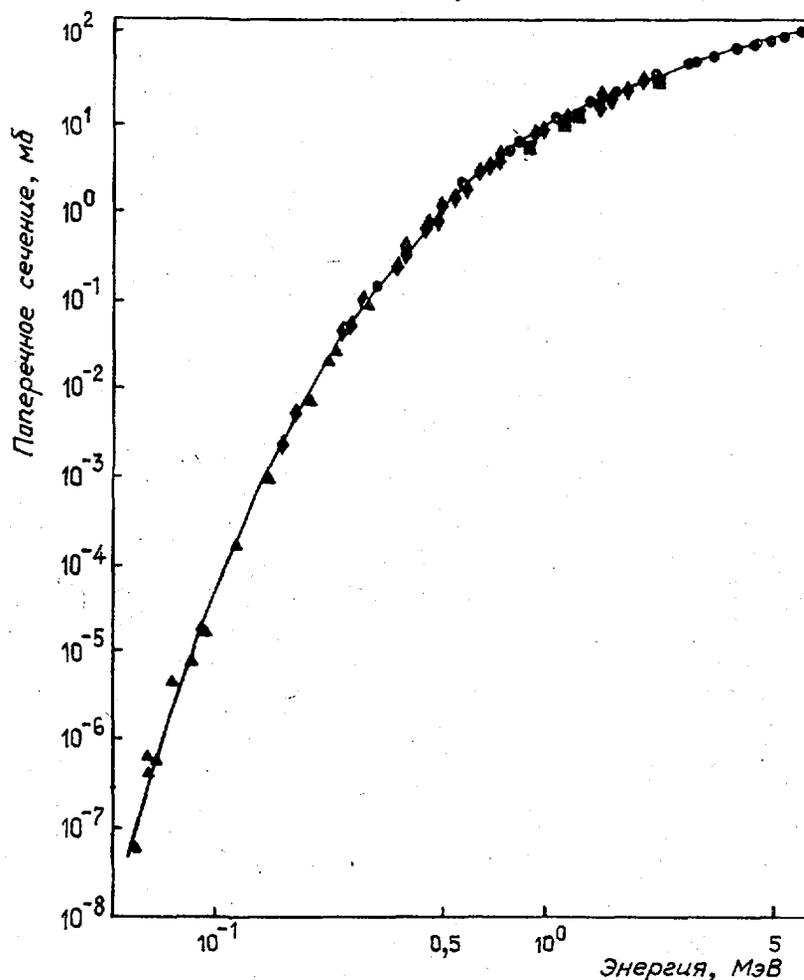


Рис. 2. Энергетическая зависимость полного сечения реакции  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ . Данные работ:  $\blacksquare$  — [13];  $\blacklozenge, \blacktriangle$  — [14];  $\bullet$  — [4]

Таблица 4

Коэффициенты сплайн-кривых, описывающих оцененные значения полного сечения реакции  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$  (энергия — в системе центра масс)

Номер узла сплайна	Энергия узла, МэВ	$A_0$ , мб	$A_1$ , мб	$A_2$ , мб	$A_3$ , мб
1	0,15	0,12	0,005	2,4092	3,1468
2	2,8	99,42	0,0	0,0	0,0
3	7,0	—	—	—	—

Полное сечение суммарного выхода нейтронов для  $({}^3\text{He} + \text{T})$ -взаимодействия можно найти по формуле (2).

Сечение реакции  ${}^3\text{He}(t, d){}^4\text{He}$ , важной для астрофизических приложений, изучали в работах [19–21]. Чтобы воспользоваться данными работы [19] (в которой приведены абсолютные значения лишь дифференциальных сечений для углов  $10^\circ$  и  $90^\circ$ ), провели нормировку приведенных в этой же работе угловых распределений и по ним получили интегралы, которые использовали для нахождения параметров функции Гамова. Эти параметры оказались близкими к значениям, приведенным в работе [22] [ $S_0 = 450 \text{ мб}\cdot\text{МэВ}$ ,  $\alpha = 3,44 \text{ МэВ}^{1/2}$  (в лабораторной системе координат)]. При анализе сравнительно небольшого числа экспериментальных данных по методу сплайнов была обнаружена следующая методическая особенность счета: при таком неболь-

шом числе экспериментальных точек очень сильно проявляется зависимость хода оцененной кривой от граничных условий. При этом не удалось избавиться от излишней "гибкости" сплайн-кривой до тех пор, пока не отказались от условия непрерывности второй производной во всех узлах. На рис. 4 даны примеры описания энергетического хода полного сечения реакции  ${}^3\text{He}(t, d){}^4\text{He}$  в двух вариантах счета. Найденные коэффициенты сплайн-кривой представлены в табл. 6.

Таблица 5

Коэффициенты сплайн-кривой для описания суммарного выхода нейтронов при ( ${}^3\text{He} + T$ )-взаимодействии (энергия — в лабораторной системе координат)

Номер узла сплайна	Энергия узла, МэВ	$A_0$ , мб	$A_1$ , мб	$A_2$ , мб	$A_3$ , мб
1	0,046	-4,483	6,5766	-1,258	-0,199
2	0,114	0,3132	3,7904	-1,801	0,479
3	0,284	2,6335	1,7016	-0,492	-0,0005
4	0,700	3,7744	0,8033	-0,494	-0,068
5	1,758	—	—	—	—

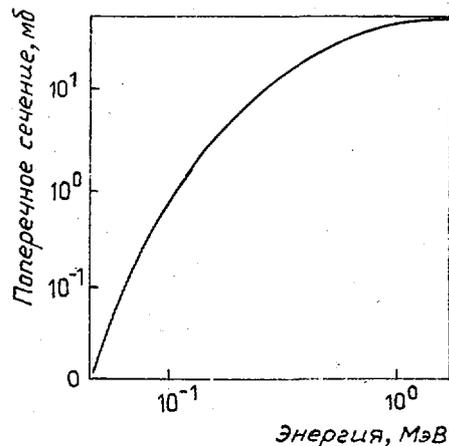


Рис. 3. Энергетическая зависимость полного сечения суммарного выхода нейтронов в реакции  ${}^3\text{He}(t, x)n$

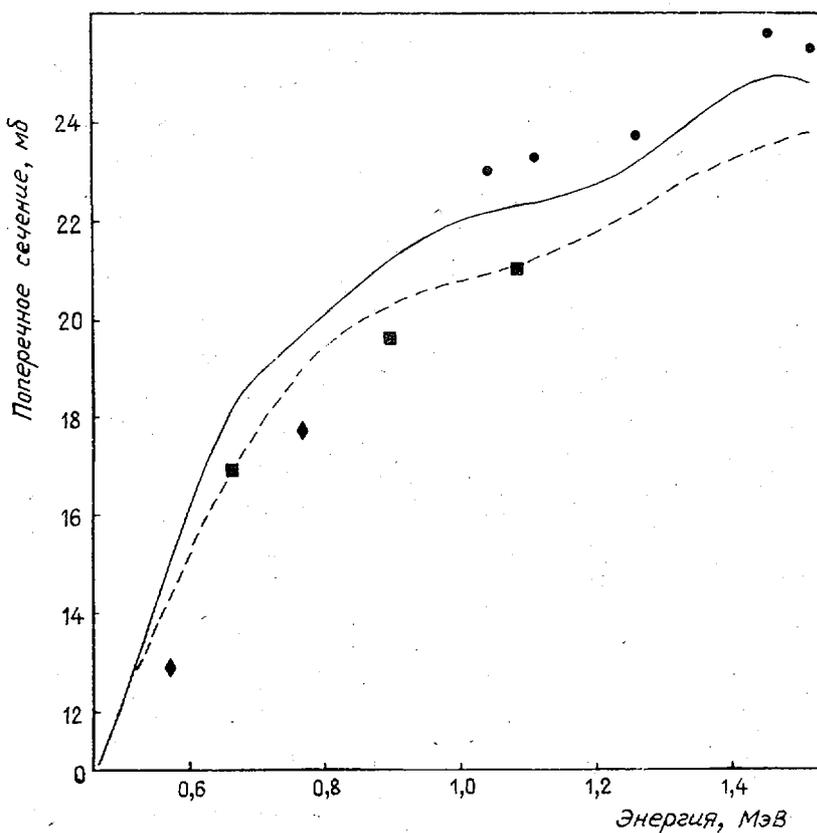


Рис. 4. Энергетическая зависимость полного сечения реакции  ${}^3\text{He}(t, d){}^4\text{He}$ . Данные работ:  $\blacklozenge$  — [19];  $\blacksquare$  — [21];  $\bullet$  — [20]. Расчет: --- с условием непрерывности второй производной в узлах сплайн-кривой; — без наложения ограничений на поведение второй производной в узлах сплайн-кривой

Таблица 6

Коэффициенты сплайн-кривой,  
описывающей оцененное значение  
полного сечения реакции  ${}^3\text{He}(t, d){}^4\text{He}$   
(энергия — в лабораторной системе координат)

Номер узла	Энергия узла, МэВ	$A_0$ , мб	$A_1$ , мб	$A_2$ , мб	$A_3$ , мб
1	0,460	10,8	29,59	122,1	-440,2
2	0,700	18,85	12,14	6,85	-42,8
3	0,974	21,81	6,27	-28,3	76,9
4	1,247	22,98	8,05	34,83	-151,7
5	1,521	—	—	—	—

Полное сечение можно найти по формуле  $\sigma_t(E) = A_0^{(i)} + A_1^{(i)}(E - E_i) + A_2^{(i)}(E - E_i)^2 + A_3^{(i)}(E - E_i)^3$ , где  $i$  — номер узла сплайна;  $E_i < E < E_{i+1}$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Jarmie N. Low-energy nuclear fusion data and their relation to magnetic and laser fusion. — Nucl. Sci. and Engng, 1981, v. 78, N 4, p. 404–412.
- Stewart L., Hale G.H. The  $T(d, n){}^4\text{He}$  and  $T(t, 2n)$  cross-sections at low energies: Rep. LA-5828-MS. 1975.
- Santoro R., Barish J. Cross-section sensitivity of the D–T fusion probability and D–T and T–T reaction rates. — Nucl. Sci. and Engng, 1976, v. 59, p. 189.
- Tombrello T.A. Astrophysical problems. — In: Nuclear research with low energy accelerators, 1967, p. 195–212.
- Greene S.L. Maxwell averaged cross-section for some thermonuclear reaction on light isotopes: Rep. UCRL-70522, 1967.
- Говоров А.М., Ли Га Ен, Осетинский Г.М. и др. Спектры альфа-частиц и дифференциальные сечения реакции  ${}^3\text{H}(t, 2n){}^4\text{He}$  под углом  $90^\circ$ . — Ж. Эксперим. и теор. физ., 1961, № 3, с. 703–707; Говоров А.М., Ли Га Ен, Осетинский Г.М. и др. Полные сечения реакции  $(T + T)$  в интервале энергий 60–1140 кэВ: Препринт Р-764. Дубна, 1961.
- Agnew H.M., Leland W.T., Argo H.V. e.a. Measurement of the cross-section for the reaction  $T(t, 2n){}^4\text{He}$ . — Phys. Rev., 1951, v. 84, N 4, p. 862–863.
- Jarmie N., Allen R.C.  $T(t, \alpha)n, n$  reaction. — Ibid., 1958, v. 111, N 4, p. 1121–1128.
- Серов В.И., Абрамович С.Н., Моркин Л.А. Измерение полного сечения реакции  $T(t, 2n){}^4\text{He}$ . — Атомная энергия, 1977, т. 42, № 1, с. 59–61.
- Стрельников Ю.В., Абрамович С.Н., Моркин Л.А., Юрьева Н.Д. Функция возбуждения реакции  ${}^3\text{H}(t, 2n){}^4\text{He}$  под углом  $0^\circ$  при энергиях 49–200 кэВ. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1971, т. 35, № 1, с. 165–168.
- Duane B.H. Fusion cross-section theory: Rep. BNWL-1685, 1972, p. 75.
- Hale G.M., Young P.G., Jarmie N. R-matrix analysis of the  $(T + T)$  reactions. — Rep. BNL-NCS-26133, 127/135, 1979.
- Ван-Нэн Мин, Новацкий Б.Н., Осетинский Г.М. и др. Исследование реакций  ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ . — Ядерная физика, 1966, т. 3, № 6, с. 1064–1069.
- Dwarakanath M.R., Winkler.  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$  total cross-section measurement below the coulomb barrier. — Phys. Rev., 1971, v. C4, N 5, p. 1532–1540; Dwarakanath M.R.  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$  and the termination of proton-proton chain. — Ibid., 1974, v. C9, N 3, p. 805–808.
- Slobodrian M.L., Cujec B., Roy R. e.a. The  ${}^3\text{He}(t, \alpha)2p$  reaction at 9.11, 7.88 and 6.9 MeV. — Nucl. Phys., 1972, v. A194, N 3, p. 577–588.
- Irshad M., Asai J., Sen S. e.a. Polarization effects in  $({}^3\text{He}, p)$  reactions on  ${}^3\text{He}$  and  ${}^7\text{Li}$  at 14 MeV. — Ibid., 1976, v. A265, N 2, p. 349–364.
- Abbondano U., Demaninis F., Tunog C. The  $T({}^3\text{He}, n){}^5\text{Li}$  reaction at  ${}^3\text{He}$  energies below 5.5 MeV. — Nuovo cimento, 1975, v. 29A, N 1, p. 187–198.
- Klopčič T., Darden S.F. Cross-section and polarization measurement for  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, n){}^5\text{Li}$  reaction. — Phys. Rev., 1970, v. C3, N 6, p. 2171–2179.
- Nocken V., Quast V., Richter e.a. The reaction  ${}^3\text{H}({}^3\text{He}, d){}^4\text{He}$  at very low energies: energy dependent violations of the barshay-temneer isospin theorem and highly excited states in  ${}^6\text{Li}$ . — Nucl. Phys., 1973, v. A213, N 1, p. 97–106.
- Ким Сын Нам, Осетинский Г.М., Сергеев В.А. О сохранении изоспина в реакции  ${}^3\text{He}(t, d){}^4\text{He}$ . — Ядерная физика, 1969, т. 10, № 4, с. 705–712.
- Kuhn B., Schlenk B. Winkelverteilungen für die Reaction  $({}^3\text{He} + T)$ . — Nucl. Phys., 1963, v. 48, N 3, p. 353–360.
- Fowler W.A., Caughlan G.R., Zimmermann B.A. Thermonuclear reaction rates. — Annual rev. Astron. Astrophys., 1967, v. 5, p. 525–565.

Статья поступила в редакцию 24 октября 1984 г.

## ОЦЕНКА ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ НЕЙТРОНОВ И ПРОТОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ ${}^7\text{Li}$

А.Г. ЗВЕНИГОРОДСКИЙ, Б.Я. ГУЖОВСКИЙ, С.Н. АБРАМОВИЧ,  
В.А. ЖЕРЕБЦОВ, О.А. ПЕЛИПЕНКО

ESTIMATION OF TOTAL CROSS-SECTIONS OF FORMATION OF NEUTRONS AND PROTONS WITH INTERACTION OF DEUTERONS WITH NUCLEI  ${}^7\text{Li}$ . The cubic spline approximation curves were obtained on base of available experimental data. The brief description of evaluation method with use of spline-functions with due regard for systematic and accidental errors is given. The method of representation of obtained estimation curve in form of table of cubic spline coefficients which are convenient for interpolation calculation is proposed.

Постоянный интерес к созданию контролируемых термоядерных реакторов стимулировал работу по уточнению полных сечений различных реакций на легких ядрах. Помимо уточнения констант для основных реакций  ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$ ,  ${}^2\text{H}(t, n){}^4\text{He}$  значительные усилия направлены на получение и оценку величин полных и дифференциальных сечений взаимодействия ядер изотопов водорода с ядрами лития [1, 2].

В настоящей работе представлены результаты оценки полных сечений реакций  ${}^7\text{Li}(d, n)\text{TOT}$  и  ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ . Исходные данные в основном представлены в литературе в виде графиков, что потребовало в свою очередь их цифрования [3]. Случайные ошибки исходных значений сечений складывались квадратично из ошибок, приведенных авторами оригинальных работ, и ошибок округления при обработке цифрового материала. В ходе экспертной оценки каждой конкретной экспериментальной работы определяли систематические ошибки, которые в основном отражали степень доверия физика-оценщика к рассматриваемым экспериментальным данным.

Помимо оцененных значений полных сечений приведенных выше реакций следует обратить внимание на форму представления оцененных кривых в виде таблиц сплайн-коэффициентов, а также кратко рассмотреть методику оценки с использованием сплайн-аппроксимации.

Методика оценки. Для построения кривой оценки использован метод, который в основном описан в работе [4]. В качестве кривой, аппроксимирующей экспериментальные данные, взят полиномиальный сплайн некоторой степени  $p$  на фиксированной сетке:  $E_n = x_0 < x_1 \dots < x_{n-1} < x_n = E_k$ , где  $[E_n, E_k]$  — интересующий авторов статьи интервал изменения энергии.

Обычно используется сплайн-дефект 1 [5], когда в узлах сетки все производные порядка до  $p-1$  непрерывны. Однако довольно часто возникает необходимость довольствоваться менее гладкими функциями (например, из-за резких скачков или крутых изгибов в оценочной кривой). В этом случае в некоторых узлах можно использовать сплайн-дефект  $k > 1$ , т.е. требовать непрерывности производных только до порядка  $p-k$ .

Как следует из теории сплайнов [6], линейное пространство, образуемое множеством сплайнов, определенных на фиксированной сетке с фиксированными значениями дефектов, будет полностью определено, если в нем определен какой-либо базис. Элементами базиса (использованного в данной работе), имеющими дефект  $k$  в узле  $x_i$ , являются следующие функции

$$Q_{i,k}(x) = \sum_{j=1}^{p+2-k} \frac{(x_{j+i} - x)_+^p}{(x_{j+i} - x_j)^{k-1} \prod_{m=0}^{p+2-k} (x_{j+i} - x_{m+i})}, \quad (1)$$

где  $i = -p, -p+1, \dots, n-1, \quad 1 \leq k \leq p+1,$

$$(x_{j+i} - x)_+^p = \begin{cases} (x_{j+i} - x)^p, & (x_{j+i} - x) > 0; \\ 0 & , (x_{j+i} - x) < 0 \end{cases}$$

Из рассмотрения видов угловых распределений нейтронов по различным каналам ( ${}^7\text{Li} + d$ )-взаимодействия [9, 10] для энергий налетающих дейтронов  $E_d < 2$  МэВ следует,

что в пределах 10–15% полное сечение реакции  ${}^7\text{Li}(d, n)\text{TOT}$  можно выразить через дифференциальное сечение под углом  $90^\circ$  путем умножения на  $4\pi$ . Исходя из этого, для создания аппроксимационной кривой в энергетическом интервале  $E_d = 0,2\text{--}11$  МэВ помимо своих данных использовали данные работы [8], умножив их на  $4\pi$ .

На рис. 1 приведена функция возбуждения полного сечения интегрального выхода нейтронов из реакции  ${}^7\text{Li}(d, n)\text{TOT}$ .

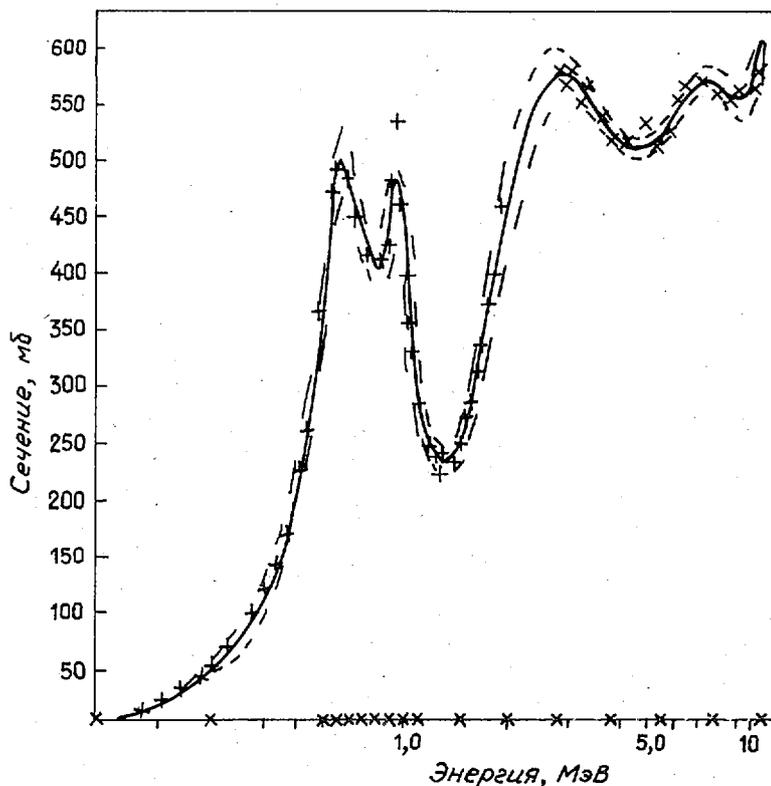


Рис. 1. Функция возбуждения полного сечения реакции  ${}^7\text{Li}(d, n)\text{TOT}$ : + — данные работы [8]; \* — авторов настоящей статьи; — — аппроксимационная сплайн-кривая, узлы которой отмечены на оси абсцисс x; - - - - 67%-ный доверительный интервал

В табл. 1 представлены значения коэффициентов сплайн-кривой и значения разбросов оцененных сечений, отнесенных к конкретным сплайн-узлам.

Кoeffициенты сплайн-кривой, полученной для описания оцененных значений полных сечений образования нейтронов в каналах ( ${}^7\text{Li} + d$ )-взаимодействия

Таблица 1

Номер узла	Энергия узла, МэВ	$S_0$ , мб	$S_1$ , мб	$S_2$ , мб	$S_3$ , мб	$\Delta\sigma$ , мб
1	0,134	—	—	—	—	0,669
2	0,283	6,722	-14,60	140,26	-54,82	2,266
3	0,599	51,65	103,3	16,75	541,9	0,238
4	0,664	368,2	1045,4	12111	-94308	0,318
5	0,734	500,2	604,9	-16471	68790	0,292
6	0,812	464,1	-616,9	4376,9	-21921	0,277
7	0,898	423,9	-403,7	-226,7	51996	0,264
8	0,994	413,6	730,3	13492	-142090	0,281
9	1,1	478,6	-89,40	-29570	204890	0,170
10	1,483	297,7	-595,6	1079	1370,3	0,118
11	2,0	252,7	417,3	2308,6	-4488,2	0,478
12	2,809	463,9	-594,3	-592,7	-444,0	0,204
13	3,951	579,9	36,83	-1045,9	1454,9	8,979
14	5,551	528,7	-169,6	-439,1	85,45	9,507
15	7,799	525,2	158,8	526,3	-1638,6	10,71
16	10,957	575,7	-52,06	-1146,1	4754,4	22,99

Величину оцененного сечения можно получить по формуле

$$\sigma_t(E) = S_0^{i+1} + \sum_{l=1}^3 S_l^{i+1} [\ln(E/E_i)]^l, \quad (4)$$

где  $\ln(E/E_i)$  — натуральный логарифм отношения текущего значения энергии к значению энергии для ближайшего узла сплайн-кривой, соответствующего условию  $E_i < E$ .

Из ненейтронных каналов для ( ${}^7\text{Li} + d$ )-взаимодействия интерес представляет сечение реакции  ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ , абсолютное поперечное сечение которой требуется для осуществления проектов управляемых термоядерных реакторов [11] и для контроля значений сечений других реакций [12], важных для астрофизических расчетов.

Имеется сравнительно много работ, посвященных реакции  ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ , в которой измеряли полный выход протонов. Основные измерения проводили по наблюдению  $\beta$ -распада  ${}^8\text{Li}$ . Изучение этих работ показывает, что в имеющихся в настоящее время данных наблюдается значительный разброс по абсолютному значению. Наиболее надежными, по мнению авторов, являются данные работ [13, 14], но даже они различаются между собой на 24%, что больше суммы среднеквадратичных ошибок. Такая рассогласованность в данных заставила провести дополнительные измерения полного сечения реакции  ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$  [15, 16] с помощью двух различных методик, как по измерению выхода протонов, так и по исследованию распада ядра  ${}^8\text{Li}$ . Проведенные измерения [15, 16] дали хорошо согласующиеся между собой результаты, которые оказались близкими к значениям работы [13].

Имеющиеся в литературе данные о полном сечении реакции  ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$  перекрывают диапазон от порога реакции до  $E_d = 4,0$  МэВ. При больших энергиях авторы воспользовались данными работы [17], которые были нормированы в точке  $E_d = 2,0$  МэВ по данным работы [13].

Полное сечение реакции  ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$  можно найти по формуле (4), если воспользоваться сплайн-коэффициентами, приведенными в табл. 2.

Таблица 2

Коэффициенты сплайн-кривой, полученной для описания оцененных значений полного сечения реакции  ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$

Номер узла	Энергия узла, МэВ	$S_0$ , мб	$S_1$ , мб	$S_2$ , мб	$S_3$ , мб	$\Delta\sigma$ , мб
1	0,405	—	—	—	—	14,84
2	0,695	1,839	110,61	-609,97	1464,3	6,0
3	0,768	113,39	728,56	-4328,9	4373,2	5,5
4	0,849	147,33	-6,289	-3016,3	11732	5,9
5	0,938	128,26	-257,54	504,91	8453,3	6,0
6	1,037	116,02	97,314	3042,0	-25032	5,9
7	1,146	131,13	-45,657	-4471,1	29263	6,0
8	1,266	111,12	-61,583	4311,9	-18053	7,5
9	1,400	130,04	259,11	-1106,4	2580,8	6,7
10	1,962	147,47	115,22	-331,83	496,67	6,5
11	2,750	167,66	60,977	171,14	-484,68	6,4
12	3,317	189,10	10,833	2829,5	-10845	6,8
13	4,000	219,13	-70,895	-3265,7	12010	6,9
14	5,314	170,19	-29,953	-756,69	1241,2	6,9
15	7,059	129,09	-159,43	300,81	-390,66	10,7

Можно показать, что функции указанного базиса отличны от нуля только на небольшом  $(p + 2 - k)$  числе интервалов сетки. Это облегчает решение линейных систем, возникающих в задачах оценки.

Формула (1) удобна для программирования. Однако она имеет недостаток: при больших  $p$  ( $p \geq 5$ ) вычисления по ней могут привести к большим ошибкам округления. Обычно  $p$  не превышает 3, поэтому приведенное выше ограничение несущественно. Исходя из базиса (1), можно любой сплайн представить в виде

$$S = \sum_l a_l Q_l, \quad (2)$$

где  $l$  — номер базисного сплайна, который можно выразить через  $i, k$  в формуле (1).

Таким образом, решение любой задачи построения приближения в абстрактном линейном конечномерном функциональном пространстве будет иметь решение в виде сплайнов. Отсюда следует, что использование сплайнов в задачах оценки, основанных на методе максимума правдоподобия, позволяет решать задачи оценки в линейном приближении, что существенно упрощает методику расчетов.

В работе [4] достаточно подробно описана статистическая модель, ориентированная на обработку данных ядерного эксперимента. Модель дает возможность получить оценочную кривую по результатам экспериментов разных авторов с учетом случайных и систематических ошибок. При этом предполагалось, что случайные ошибки каждого автора и систематические ошибки группы авторов распределены по нормальному закону с нулевым математическим ожиданием. Так как систематические ошибки, как правило, неизвестны, приходилось определять их в ходе экспертизы конкретной экспериментальной работы. Эту систематическую ошибку брали в качестве первого приближения. Окончательное значение систематической ошибки для данных конкретного автора определяли из рассмотрения всей совокупности данных разных авторов.

Коридор ошибок для кривой оценки получали следующим образом. Согласно методу максимума правдоподобия для аппроксимационного S-сплайна, получали ковариационную матрицу  $C(a_i, a_j)$  относительно коэффициентов  $a_i$  [см. формулу (2)]. Если ковариационная матрица известна, то дисперсия сплайн-кривой будет

$$\sigma^2(S) = \sum_{i,j} C(a_i, a_j) Q_i(x) Q_j(x). \quad (3)$$

В данном случае дисперсию рассчитывали лишь в узлах сплайна с последующим предположением, что в промежуточных точках значение дисперсии можно получить с помощью линейной интерполяции.

Для получения сплайн-кривой в целях практического использования представление сплайна по формуле (2) не совсем удобно из-за громоздкости последующих вычислений с использованием коэффициентов  $a_i$ . Гораздо удобнее путем несложных перерасчетов получить коэффициенты для представления оцененной кривой в виде полинома степени  $p$  на каждом промежутке сетки  $[x_i, x_{i+1}]$  по степеням  $(x - x_i)$ .

Например, для кубического сплайна, использованного в приведенных ниже оценках сечений реакций, выдается набор коэффициентов  $\{S_0^{(i+1)}, S_1^{(i+1)}, S_2^{(i+1)}, S_3^{(i+1)}\}$ , значение сплайна в точке  $x_i < x < x_{i+1}$  вычисляется по формуле

$$S(x) = \sum_{l=0}^3 S_l^{(i+1)} (x-x_i)^l.$$

Экспериментальные данные. Образование нейтронов в реакции  ${}^7\text{Li} + d$  происходит по многим каналам, что приводит к сложному виду нейтронного спектра [7]. Трудности, возникающие при изучении многочастичных нейтронных каналов ( ${}^7\text{Li} + d$ )-взаимодействия, ограничивают возможность детального описания каждого канала. В то же время для практики часто желательно знать в первую очередь величину полного выхода нейтронов. Что касается конкретных результатов измерения полного выхода нейтронов из реакции  ${}^7\text{Li}(d, n)\text{TOT}$ , то достаточно надежными можно назвать лишь данные работы [8], где измерено дифференциальное сечение этой реакции в диапазоне энергий  $E_d = 0,2-2$  МэВ под углом  $90^\circ$ . При больших энергиях сечение полного выхода нейтронов при взаимодействии дейтронов с ядрами  ${}^7\text{Li}$  было измерено в диапазоне  $E_d = 2,76-10,96$  МэВ.

Абсолютизацию сечения в последнем случае проводили с использованием метода отношений по известной реакции  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ . Точность абсолютизации не хуже 15%.

Как видно из рис. 2, оцененная кривая следует в основном данным работ [13, 15-18] и хорошо отражает резонансный характер функции возбуждения полного сечения реакции  ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ .

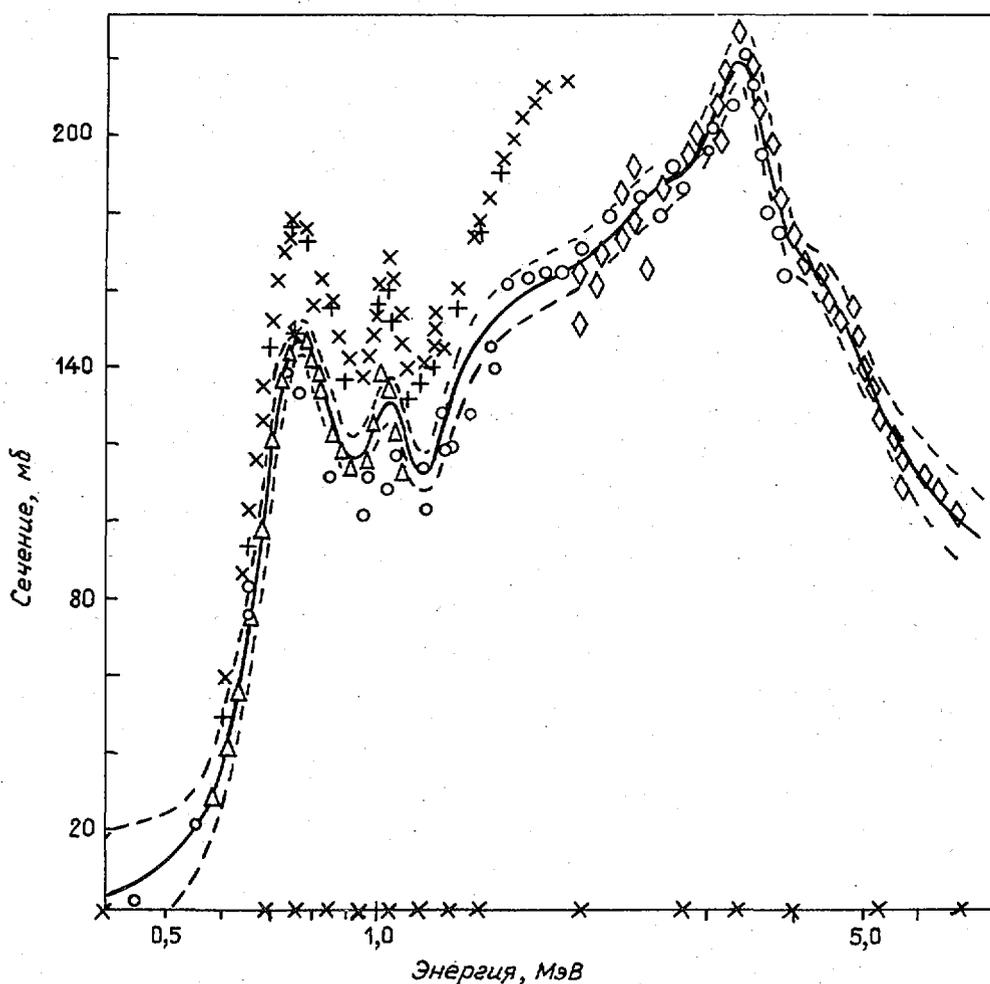


Рис. 2. Функция возбуждения полного сечения реакции  ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ :  $\circ$  — данные работы [13];  $+$  — [18];  $\Delta$  — [16];  $*$  — [15];  $\times$  — [14];  $\diamond$  — [17]; — — — аппроксимационная сплайн-кривая, узлы которой отмечены на оси абсцисс  $x$ ; - - - - 67%-ный доверительный интервал

Таким образом, предлагая сплайн-функцию в качестве аппроксимирующей кривой при оценке экспериментальных данных, можно отметить следующие достоинства метода:

- применение сплайн-функции позволяет использовать метод максимума правдоподобия в линейном приближении;
- найденную оцененную кривую можно представить в виде набора небольшого числа коэффициентов в узлах сплайн-функции;
- использование метода сплайнов позволяет отыскивать аппроксимационную кривую, удовлетворяющую определенным граничным условиям, что в свою очередь удобно при организации сшивки аппроксимационной кривой с соответствующими аналитическими продолжениями.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Holland R.E., Elwyn A.J., Davids C.N. et al. Nuclear cross-section for light ions on  ${}^6\text{Li}$ . — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1981, v. 28, N 2, p. 1344–1349.
2. Jones D.T.L., Bartle C.M. Neutron from 2 MeV deuteron bombardment of thick  $\text{Li-7}$  targets. — Nucl. Instrum. and Methods, 1974, v. 118, N 2, p. 525–529.
3. Звенигородский А.Г., Агуреев В.А., Дунаев И.Б. и др. Аппаратно-программный комплекс для работы по оценке ядерно-физических констант. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып. 2 (51), с. 61–68.

4. Horsley A., Parker J.B., Parker K. e.a. Curve fitting and statistical techniques for use in the mechanized evaluation of neutron cross-section. — Nucl. Instrum. and Methods, 1968, v. 62, N 1, p. 29—42.
5. Завьялов Ю.С., Квасов Б.И., Мирошниченко В.Л. Методы сплайн-функций. М.: Наука, 1980.
6. Алберг Д. и др. Теория сплайнов и ее приложения. М.: Мир, 1972.
7. Friedland E., Venter I. Die Reaction  ${}^7\text{Li}(d, \alpha){}^6\text{He}$  im Energiegebiet von 0.66 bis 2.0 MeV. — Z. Phys., 1971, Bd 243, N 2, S. 126—131.
8. Bagget L.M., Bame S.J. The desintegration of lithium by deuteron bombardment. — Phys. Rev., 1952, v. 85, N 3, p. 434—436.
9. Осегинский Г.М., Сикора В., Туке Я., Фришин В. Исследование  ${}^7\text{Li}(d, n){}^8\text{Be}$ -реакции: Препринт Р-15-5143. Дубна, 1970.
10. Robaye G., Delbrouck-Nabary J.H., Garnir H.P. e.a. Distributions angulaires de la reaction  ${}^7\text{Li}(d, \alpha){}^6\text{He}$  dans une gamme d'energie variant de 600 a 1250 keV. — Bull. Soc. Roy. Sci. Liege, 1973, v. 42, N 11—12, p. 598—607.
11. McNally J.R. Report ORNL-TM-3783, 1972, part 7.
12. Bahcall J.N., Sears R.L. Solar neutrinos. — Annual Rev. astron. astrophys., 1972, v. 10, p. 25—44.
13. McClenahan C.R., Segel R.E. Cross-sections for the  ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ ,  ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, n){}^8\text{B}$ ,  ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}(d, p){}^7\text{Li}$ , and  ${}^6\text{Li}(d, n){}^7\text{Be}$  reactions. — Phys. Rev., 1975, v. C11, N 2, p. 370—382.
14. Schilling A.E., Mangelson N.F., Nielsen V.C. e.a. An accurate measurement of the  ${}^7\text{Li}(d, p){}^8\text{Li}$ . — Nucl. Phys., 1976, v. A263, N 3, p. 389—396.
15. Elwyn A.J., Holland R.E., Davids C.N., Ray W.  $\text{Li-7}(d, p)\text{Li-8}$ -reaction cross-section near 0.78 MeV. — Phys. Rev., 1982, v. C25, N 5, p. 2168—2173.
16. Filippone V.W., Elwyn A.J., Ray W., Koetke D.D. Absolute cross-section for  $\text{Li-7}(d, p)\text{Li-8}$  and solar neutrino capture rates. — Ibid., 1982, v. C-25, N 5, p. 2174—2179.
17. Абрамович С.Н., Гуджовский Б.Я., Звенигородский А.Г. и др. Исследование высоковозбужденных состояний  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{10}\text{B}$  в реакциях  ${}^7\text{Li}(t, p){}^8\text{Li}$ ,  ${}^6\text{Li}(t, p){}^8\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}(t, p){}^9\text{Li}$ . — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1973, т. 37, № 9, с. 1967—1970.
18. Kavanagh R.N. Proton capture in  ${}^7\text{Be}$ . — Nucl. Phys., 1960, v. 15, N 3, p. 411—420.

*Статья поступила в редакцию 29 июня 1984 г*

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС РАБОТ,  
ПОМЕЩЕННЫХ В НАСТОЯЩЕМ ВЫПУСКЕ,  
В МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЕ СИНДА

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	COMMENTS
S	A				min	max		
ND	143	NG	FEI	EXPT	4.0+3	4.2+5	12	BØKHØVKØ+TØF, ABS MEAS, SIG (E), TBL
ND	145	NG	FEI	EXPT	4.0+3	4.2+5	12	BØKHØVKØ+TØF, ABS MEAS, SIG (E) TBL
U	233	SFN	NIR	EXPT	MAXWL	—	16	STARØSTØV+SPEC (.01-12 MEV), REL, TBL
U	235	SFN	NIR	EXPT	MAXWL	—	16	STARØSTØV+SPEC (.01-12 MEV), REL, TBL
PU	239	SFN	NIR	EXPT	MAXWL	—	16	STARØSTØV+SPEC (.01-12 MEV), REL, TBL
CF	252	SFN	NIR	EXPT	SPØN	—	16	STARØSTØV+SPEC (.01-12 MEV), REL, TBL
CF	252	SFN	FEI	EXPT	SPØN	—	3	D'JACHENKØ+TØF, SPEC (0.02-1 MEV), TBL
MANY		LDL	IJE	EVAL	NØNE	—	25	ANCIPØV+LVL DENS. CALC.CFD EXPTS, TBL

Редакторы Г.В. Зубова, Е.И. Ходакова  
Технический редактор С.И. Халиллулина  
Корректоры Г.С. Платонова, Е.М. Спиридонова

Подписано в печать 2.09.85 Т-19031. Формат 60x84 1/8. Печать офсетная.  
Набор на композере ИБМ-82. Печ.л. 8,5. Уч.-изд.л. 7,3 Тираж 340 экз. Индекс 3645.  
9 статей. Зак.тип. № 920

Отпечатано в ЦНИИАтоминформе  
127434, Москва, аБ/ящ 971

УДК 539.173

АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ  $^{252}\text{Cf}$  В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ/ П.П. Дьяченко, Е.А. Серегина, Л.С. Кудяева, А. Лайтай. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 3, с. 3–12.

Сообщаются результаты измерения спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  в диапазоне энергий  $0,020 < E_n < 1,220$  МэВ. Измерения выполнены методом времени пролета с использованием в качестве детекторов осколков деления и нейтронов быстрой ионизационной камеры и литиевых стекол соответственно. Особое внимание уделено абсолютизации данных, а также изучению и минимизации неопределенностей, возникающих при учете различного типа фонов и эффективности регистрации нейтронов. Статистические и систематические ошибки, зависящие от энергии, представлены в виде таблицы. Показано, что спектр мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  в диапазоне энергий  $0,020 < E_n < 1,220$  МэВ в пределах  $\pm 5\%$  описывается максвелловским распределением с параметрами  $\bar{v}_p = 3,757$  и  $T = 1,42$  МэВ (рис. 6, табл. 1, список лит. — 18 назв.).

УДК 539.172.4

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ИЗОТОПАМИ  $^{143}\text{Nd}$  и  $^{145}\text{Nd}$  В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 4–420 кэВ/ М.В. Божовко, Л.Е. Казаков, В.Н. Кононов, Е.Д. Полетаев, В.М. Тимохов, А.А. Воеводский. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 3, с. 12–16.

Измерения сечений радиационного захвата нейтронов изотопами  $^{143}\text{Nd}$  и  $^{145}\text{Nd}$  в области энергий 4–420 кэВ проводили методом времени пролета на спектрометре быстрых и резонансных нейтронов на базе импульсного электростатического ускорителя ЭГ-1. Для получения абсолютной величины сечения захвата применяли технику насыщенного резонанса в сочетании с методикой амплитудного взвешивания (рис. 1, табл. 2, список лит. — 8 назв.).

УДК 539.125.5

СПЕКТРЫ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ И СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ  $^{252}\text{Cf}$  В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 0,01–12 МэВ/ Б.И. Старостов, В.Н. Нефедов, А.А. Бойцов. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 3, с. 16–24.

Методом времени пролета с применением сцинтилляционных детекторов и ионизационных камер со слоями  $^{235}\text{U}$  в качестве детекторов нейтронов измерены спектры мгновенных нейтронов деления (СМНД)  $^{233}\text{U} + n_T$ ,  $^{235}\text{U} + n_T$ ,  $^{239}\text{Pu} + n_T$ ,  $^{252}\text{Cf}$  в интервале энергий 0,01–12 МэВ. Получены средние энергии спектров, равные  $2,015 \pm 0,015$ ;  $1,970 \pm 0,015$ ;  $2,087 \pm 0,015$ ;  $2,134 \pm 0,015$  МэВ соответственно. Показано, что отношения интенсивностей этих спектров в интервале энергий 0,01–7,5 МэВ согласуются с отношениями интенсивностей распределений типа Максвелла, а в области выше 7,5 МэВ наблюдаются отклонения. В отношениях спектров  $^{252}\text{Cf}$  к спектрам  $^{239}\text{Pu} + n_T$  в интервале 0,12–2 МэВ замечены некоторые нерегулярности. Отмечена закономерность отклонений СМНД от распределений типа Максвелла: пониженная интенсивность спектров в интервале 0,01–1 МэВ, повышенная — в интервале 1–6 МэВ и существенное понижение интенсивности в области 6–12 МэВ (рис. 4, табл. 5, список лит. — 22 назв.).

УДК 621.039.51

**ПЛОТНОСТЬ УРОВНЕЙ И РАДИАЦИОННЫЕ ШИРИНЫ ТРАНСАКТИВИДОВ/ Г.В. Анципов, В.А. Коньшин, В.М. Маслов — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 3, с. 25—34.**

Описаны результаты параметризации плотности уровней с использованием данных о спектре низколежащих состояний и плотности нейтронных резонансов для изотопов от тория до калифорния. Проанализирована зависимость плотности уровней от четности и углового момента. Получены параметры модели постоянной температуры и модели сверхтекучего ядра с учетом коллективных эффектов когерентной природы. Систематика параметров позволяет оценить величину плотности нейтронных резонансов  $\langle D \rangle_{\text{ксп}}$ . Качество параметризации плотности уровней демонстрируется путем расчета радиационных ширин  $\Gamma_\gamma$  с использованием параметризации низкоэнергетической части дипольного гигантского резонанса (рис. 9, табл. 1, список лит. — 16 назв.).

УДК 539.172.4:539.125.523.5

**БАНК ДАННЫХ АТМОСФЕРА—ЗЕМЛЯ (АТОЗ)/ Г.Я. Труханов. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 3, с. 35—39.**

Банк данных АТОЗ содержит информацию, необходимую для расчета полей нейтронов и сопутствующих эффектов в атмосфере Земли и в средах из основных породообразующих элементов, при решении задач защиты от ионизирующих излучений, ядерной геофизики, биомедицины, метрологии и др. Описывается программно-математическое обеспечение основной базы данных, входящей в банк данных АТОЗ, в формате ENDF/V. Рассматривается процесс выработки рекомендуемых и стандартных справочных данных с использованием банка данных АТОЗ для конкретной физической проблемы (рис. 1, список лит. — 14 назв.).

УДК 681.3.06:539.17

**СЖАТИЕ ИНФОРМАЦИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРИНЦИПА ХАФФМАНА В ЗАДАЧАХ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ/ В.В. Варламов, В.В. Сургутанов. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 3, с. 39—41.**

Рассматривается проблема компактного хранения на ЭВМ фонда базовой информации. В решении используется замена стандартных кодов алфавита кодами переменной длины. Приведены численные характеристики метода сжатия информации, сделаны выводы о способах оперативного использования применяемого метода (табл. 3, список лит. — 4 назв.).

УДК 681.3.06:539.14/17

МЕЖДУНАРОДНЫЙ ФАЙЛ ОЦЕНЕННЫХ ДАННЫХ ПО СТРУКТУРЕ ЯДЕР ENSDF В ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ И ПРИКЛАДНЫХ ФОТОЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ/ И.Н. Бобошин, В.В. Варламов. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 3, с. 42—49.

Описан комплекс программ, реализованный на ЕС ЭВМ и предлагаемый для работы с файлом ENSDF. Комплекс отличается полнотой информации, извлекаемой из файла, возможностью оперативной перестройки для конкретного запроса и наглядностью выходных представлений информации (рис. 6, список лит. — 4 назв.).

УДК 539.172.15

ОЦЕНКА ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР С МАССОВЫМ ЧИСЛОМ 3/ А.Г. Звенигородский, Б.Я. Гужовский, С.Н. Абрамович, В.А. Жеребцов, О.А. Пелипенко. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 3, с. 49—54.

Получены аппроксимационные кривые на основе кубических сплайнов для сечений взаимодействия ядер трития и  $^3\text{He}$ . В области малых энергий взаимодействия найдены параметры для описания сечений реакций с помощью аналитических функций (рис. 4, табл. 6, список лит. — 22 назв.),

УДК 539.172.15

ОЦЕНКА ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ НЕЙТРОНОВ И ПРОТОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ  $^7\text{Li}$  / А.Г. Звенигородский, Б.Я. Гужовский, С.Н. Абрамович, В.А. Жеребцов, О.А. Пелипенко. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 3, с. 55—60.

По имеющимся экспериментальным данным получены аппроксимационные кривые на основе кубических сплайнов. Кратко описана методика оценки с использованием сплайн-функций с учетом систематических и случайных погрешностей. Предложен способ представления найденной кривой оценки в виде таблицы коэффициентов кубических сплайнов, удобный для интерполяционных расчетов (рис. 2, табл. 2, список лит. — 18 назв.).

1 р. 50 к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1985,  
вып.3, с.1-61