

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

1 (50)

1983

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д.КАЗАЧКОВСКИЙ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Л.Н.УСАЧЕВ

П.П.Благоволлин, В.П. Вертебный, В.Я. Головня, Ю.С. Замятин, Ю.А. Казанский,
С.С. Коваленко, В.Е. Колесов, В.А. Кошьин, Б.Д. Кузьминов, В.Н. Манохин,
В.И.Матвеев, В.И. Мостовой, Г.В. Мурадян, М.Н. Николаев, Э.Е. Петров,
Ю.П. Попов, Г.Я. Труханов, О.А. Сальников, С.И. Сухоручкин, Г.Е. Шаталов,
Г.Б. Яньков, Г.Б. Ярына, М.С. Юткевич

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

Зам. главного редактора А.Г. ЗЕЛЕНКОВ

Б.Я. Гужовский, П.П. Дмитриев, Б.С. Ишханов, Е.Г. Копанец, Ю.В. Сергеевков,
Ю.В.Хольнов, Н.П. Чижова, Ф.Е. Чукреев

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М.Ф. ТРОЯНОВ

И.А. Архангельский, П.П. Благоволлин, А.И. Воропаев, А.Ю. Гагаринский,
Т.В. Голашвили, Л.В. Диев, В.П. Жарков, С.М. Зарицкий, Ю.А. Казанский,
Е.П. Кунегин, А.А. Лукьянов, В.Ф. Лубченко, В.Г. Мадеев, В.И. Матвеев,
В.А. Наумов, М.Н. Николаев, Р.В. Никольский, Г.Б. Померанцев,
Л.В. Точеный, В.В. Хромов, О.В. Шведов

Ответственный секретарь Д.А. КАРДАШЕВ



Физико-энергетический институт (ФЭИ), 1983

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 1 (50)

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Москва ЦНИИАтоминформ 1983

СОДЕРЖАНИЕ

Нейтронные константы и параметры

- Александров Б.М., Соловьев С.М., Солошенко П.С., Фунштейн В.Б.,
Хлебников С.В.
Сечения деления нейтронами ^{241}Am , $^{238,240,241}\text{Pu}$ _____ 3
- Малиновский В.В., Кузьминов Б.Д., Воробьева В.Г.
Ковариационная матрица экспериментальных данных по энергетической
зависимости $\bar{\nu}_p$ при делении ядер ^{232}Th , ^{236}U , ^{238}U , ^{237}Np
нейтронами _____ 4
- Морозов В.М., Зубов Ю.Г., Лебедева Н.С.
Измерения β_t для ^{235}U и ^{238}U в области энергий нейтронов
 $1,5\text{--}2,0\text{ МэВ}$ с разрешением $\sim 2\text{ кэВ}$ _____ II
- Немировский П.Э.
Энерговыведение осколков деления ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{233}U , ^{238}U _____ 14
- Юрлов Б.Д., Беланова Т.С., Игнатюк А.В., Кононов В.Н.,
Мантуров Г.Н.
Оценка сечений радиационного захвата быстрых нейтронов нечетными
изотопами самария и европия _____ 2b
- Корж И.А., Дунев В.П., Мищенко В.А., Можухин Э.Н.,
Правдивый Н.М., Суховицкий Е.Ш.
Исследование механизма рассеяния быстрых нейтронов четными
изотопами молибдена _____ 40

Ядерно-реакторные данные

- Гудков А.Н., Бивун В.М., Звонарев А.В., Золотов А.Ф.,
Колдобский А.Б., Колеганов Ю.Ф., Колобашкин В.М., Кривашеев С.В.,
Цивень Н.С.
Определение выходов продуктов деления ^{237}Np нейтронами спектра
активной зоны быстрого реактора гамма-спектрометрией _____ 48

Мантуров Г.Н., Дунев В.П., Горбачева Л.В. Оценка нейтронных данных ^{232}Th в области неразрешенных резонансов	50
Дулин В.А. Оценка точности групповых расчетов возмущений критичности реакторов	63
Васильев Б.А., Евсеев А.Я., Жилкин А.С., Звонарев А.В., Золотов А.Ф., Казанский Ю.А., Козлов В.П., Матвеев В.И., Троянов М.Ф., Черный В.А., Шестопапов Е.В., Ширяев В.Н. Исследование энерговыделения в ТВС реактора БН-600 по активности осколков деления	74
Гарусов Е.А., Грачев С.Д. Влияние сфероидального изменения формы поверхности на критичность цилиндрического реактора	78
Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИИДА	89

Редакторы: Т.Н.Артемова, Е.Е.Гудкова, Е.И.Ходакова
Технический редактор С.И.Халиллулина
Корректоры: Н.С.Овсянникова, Е.М.Спиридонова

Подписано в печать 22.03.83. Т-07064. Формат 60x84 I/16.
Офсетная печать. Печ.л.12,5. Уч.-изд.л.10,0. Тираж 367 экз.
Индекс 3645. II статей. Зак.тип. №560

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
127434, Москва, ас/ящ 971

УДК 539.173.4

СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНАМИ ^{241}Am , $^{238,240,241}\text{Pu}$

Б.М.Александров, С.М.Соловьев, П.С.Солошенко,
В.Б.Фунштейн, С.В.Хлебников

THE NEUTRON FISSION CROSS-SECTIONS FOR ^{241}Am AND $^{238,240,241}\text{Pu}$.
The relative fission cross-sections for ^{241}Am and $^{238,240,241}\text{Pu}$
at the neutron energies close to the maximum yield region in
the fission-neutron spectrum have been measured. The $\text{T}(p,n)^3\text{He}$
reaction has been taken as a source of neutrons.

Были измерены относительные сечения деления америция и изотопов плутония при энергиях нейтронов, близких к области максимального выхода в спектре нейтронов деления. Одной из задач была отработка методики измерения сечений деления нуклидов с большой удельной α - и β -активностью при эффективности регистрации осколков, близкой к 100%. В качестве детектора актов деления использовалась слюда, наложенная вплотную на слой делящегося вещества. Такой детектор имеет существенное преимущество: количество вещества, расположенного вблизи делящегося слоя, может быть сведено к очень небольшой величине, т.е. оказывается в свою очередь небольшой и поправка на рассеяние нейтронов. Это обстоятельство важно как в случае измерения абсолютных сечений, так и при определении относительных сечений, если сопоставляемые ядра имеют существенно отличающиеся пороги деления.

Мишени изготавливали, испаряя в вакууме фторидные соединения на полированные алюминиевые фольги толщиной 0,1 мм. Их массу определяли на основе альфа-спектрометрического анализа. При расчете массы мишеней принимали следующие значения периодов полураспада: ^{238}Pu - $87,74 \pm 0,04$ года; ^{239}Pu - 24119 ± 26 лет; ^{240}Pu - 6537 ± 10 лет; $^{241}\text{Pu} (\beta)$ - $14,4 \pm 0,2$ года; $^{241}\text{Pu} (\alpha)$ - $(5,85 \pm 0,10) \cdot 10^5$ лет; ^{241}Am - $432,2 \pm 0,5$ года. Диаметр активных слоев составлял 20 мм. В качестве источника нейтронов использовалась реакция $\text{T}(p,n)^3\text{He}$. Поток нейтронов определяли по числу делений в расположенных вплотную к слоям из америция и плутония мишенях из ^{235}U и ^{238}U . Вся сборка мишеней защищалась кадмием толщиной 1 мм и располагалась на расстоянии 60 мм от тритиево-титановой мишени.

Результаты измерений и среднеквадратичные погрешности приведены ниже.

Ядро-мишень	Энергия нейтронов, МэВ	Сечение деления, σ^X (данная работа)	Использованный стандарт	Опорное сечение деления, σ^X / I	Аналоги в литературе
^{241}Am	$2,90 \pm 0,05$	$2,02 \pm 0,09$	^{235}U	1,20	[2-4]
		$2,03 \pm 0,09$	^{238}U	0,5II	-
^{238}Pu	$2,90 \pm 0,05$	$2,12 \pm 0,10$	^{235}U	1,20	[3]
		$2,16 \pm 0,10$	^{238}U	0,5II	-
^{240}Pu	$1,2 \pm 0,1$	$1,51 \pm 0,06$	^{235}U	1,257	[5-7]
^{241}Pu	$1,2 \pm 0,1$	$1,65 \pm 0,07$	^{235}U	1,257	[8-10]

$$1 \text{ I} \sigma = 10^{-28} \text{ м}^2.$$

Значительная доля погрешности связана с присутствием в мишенях из плутония посторонних делящихся нуклидов в следующем массовом соотношении: ^{238}Pu - 15,21%, ^{239}Pu , 2,69%, ^{240}Pu и 0,73% ^{241}Pu ; ^{240}Pu - 8,69%, ^{239}Pu , 2,64%, ^{241}Pu и 0,39% ^{241}Am ; ^{241}Pu - 9,40%, ^{240}Pu , 7,41%, ^{242}Pu и 6,08% ^{241}Am . В мишени из америция примесь была невелика и составила 0,5% ^{239}Pu .

Приведенные выше сечения деления америция и изотопов плутония в пределах погрешностей согласуются с известными из литературы.

Список литературы

1. Sowerby M.G., Patrick B.H., Mather D.S. Ann. Nucl. Sci. Engng, 1979, v.1, p. 409.
2. Bowman C.D. e.a. Phys. Rev., 1968, v.166, p.1219.
3. Фомункин Э.Ф., Гутникова Е.К. Ядерная физика, 1969, т.10, с.917.
4. Куприянов В.М., Фурсов Б.И., Иванов В.И., Смирнин Г.Н. Атомная энергия, 1978, т.45, с.440.
5. Harkel R.L., Nobles R.A., Smith R.K. AEC-4256, 1957.
6. Неотеров В.Г., Смирнин Г.Н. Атомная энергия, 1960, т.9, с.16.
7. Фурсов Б.И., Куприянов В.М., Смирнин Г.Н. В кн.: Нейтронная физика. (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1977 г.). М.: ЦНИИатоминформ, 1977, ч.3, с.144.
8. Butler D., Sjoblom R. Phys. Rev., 1961, v.124, p.1129.
9. Karpeler F. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1973, v.51, p.124.
10. Фурсов Б.И., Куприянов В.М., Смирнин Г.Н. Атомная энергия, 1978, т.44, с.236.

Статья поступила в редакцию 29 декабря 1982 г.

УДК 539.173

КОВАРИАЦИОННАЯ МАТРИЦА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ $\bar{\nu}_p$ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР ^{232}Th , ^{236}U , ^{238}U , ^{237}Np НЕЙТРОНАМИ

В.В.М а л и н о в о к и й, Б.Д.К у з ь м и н о в, В.Г.В о р о б ь е в а

COVARIANCE MATRIX OF EXPERIMENTAL DATA OF ENERGY DEPENDENCE OF $\bar{\nu}_p$ FOR NEUTRON-INDUCED FISSION OF ^{232}Th , ^{236}U , ^{238}U AND ^{237}Np . The relative $\bar{\nu}_p$ measurements using ^3He counters in polyethylene moderator and electrostatic accelerator has been considered. Estimates of covariance and correlation matrixes of published earlier $\bar{\nu}_p$ data for neutron-induced fission of ^{232}Th , ^{236}U , ^{238}U and ^{237}Np are given.

Задачи оценки ядерных данных вызывает необходимость аккуратного учета всех погрешностей используемых экспериментальных результатов и их корреляций, что требует от экспериментатора приведения ковариационной матрицы данных.

Цель настоящей работы - оценить матрицу ошибок при измерении энергетической зависимости среднего числа мгновенных нейтронов $\bar{\nu}_p$ при делении ядер быстрыми нейтронами. Рассматривается методика измерения $\bar{\nu}_p$ относительно стандарта - среднего числа мгновенных нейтронов при спонтанном делении ^{252}Cf . Детектор нейтронов - сборка ^3He -счетчиков в полиэтиленовом замедлителе. Измерения проведены на моноэнергетичном пучке нейтронов, полученном из реакций $T(p,n)$ и $D(d,n)$ на электростатическом ускорителе, работающем в непрерывном режиме [1]. Однако выполненный расчет, возможно, представляет интерес и для других методик. Рассматриваемый метод измерений $\bar{\nu}_p$ подробно изложен в работе [1], поэтому ниже будут рассмотрены только детали, имеющие отношение к расчету матрицы ошибок.

Определяемая в измерениях величина $\bar{\nu}_p$ равна (для упрощения обозначений опустим в выкладках индекс p и знак среднего)

$$\nu = \nu_0 k_c k_a f(\nu, \nu_0) \beta, \quad (I)$$

где ν - среднее число мгновенных нейтронов при делении быстрыми нейтронами; ν_0 - среднее число мгновенных нейтронов при спонтанном делении стандарта - ^{252}Cf ; β - экспериментально полученное после вычета фона отношение величин среднего числа мгновенных нейтронов деления для исследуемого ядра и для калифорния; k_c, k_a и $f(\nu, \nu_0)$ представляют разные поправочные множители.

Процедура вычитания фона в таких измерениях имеет статистический характер и зависит от конкретных условий каждой серии измерений на ускорителе. Подробно это рассмотрено в работе [2]. Величина β представляет собой отношение чисел отсчета нейтронного детектора, исправленных на фон. Поэтому ее погрешность имеет статистический характер. Статистическая ошибка измерений, приведенная в работах [1, 3, 4], определяется погрешностью β .

Член k_c представляет собой поправки, принятые постоянными во всем энергетическом диапазоне измерений для данного элемента. К ним относятся поправки, учитывающие: 1) зависимость эффективности регистрации нейтронов деления от положения делящихся слоев на оси детектора нейтронов; 2) различие диаметров слоев ^{252}Cf и исследуемого ядра; 3) зависимость числа регистрируемых нейтронов от эффективности регистрации осколков деления; 4) различие вероятностей полного торможения в слое делящегося вещества для осколков с разной кинетической энергией.

В член k_a входят поправки, значение которых определяется либо отдельно в каждой серии измерений, либо для данной энергии нейтронов. Это поправки на: просчеты импульсов от нейтронов деления при совпадении с фоновыми импульсами, счет спонтанных делений или наложений импульсов от α -частиц, деление фоновыми нейтронами при использовании реакции $D(d, n)$. По своему характеру сюда же относится поправка на различие угловых распределений осколков при делении ядер ^{252}Cf и исследуемого элемента. Однако в работах [1, 4] эта поправка принималась во всем диапазоне энергий равной $1,000 \pm 0,001$. Поэтому соответствующая малая неопределенность учитывается как постоянная во всем диапазоне измерений.

Наконец член $f(\nu, \nu_0)$ учитывает поправки на различие энергетических спектров нейтронов деления исследуемого изотопа и ^{252}Cf и на просчеты импульсов от нейтронов деления из-за совпадений между собой в пределах мертвого времени детектора. Поскольку обе поправки невелики, а их зависимость от разницы $\bar{\nu}_p$ для исследуемого изотопа и ^{252}Cf близка к линейной, то суммарная поправка хорошо описывается выражением

$$f(\nu, \nu_0) = 1 + \beta \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}, \quad (2)$$

где коэффициент β определен с хорошей точностью из большого числа точек и равен 0,1094.

В уравнении (I) все сомножители, кроме ν_0 и f , независимы. Дифференцированием и взятием второго момента распределения получаем искомые вариации. Поскольку выражение для ν (I) представляет собой произведение, то удобно вычислять все члены ковариационной матрицы в относительных единицах. Отсюда диагональный член

$$\frac{(\delta \nu_i)^2}{\nu_i^2} = \frac{(\delta \nu_0)^2}{\nu_0^2} + \frac{(\delta k_c)^2}{k_c^2} + \frac{(\delta k_a)^2}{k_a^2} + \frac{(\delta f_i)^2}{f_i^2} + \frac{(\delta \beta_i)^2}{(\beta_i)^2} \quad (3)$$

и недиагональный член

$$\frac{\delta \nu_i \delta \nu_j}{\nu_i \nu_j} = \frac{\text{Cov}(\nu_i, \nu_j)}{\nu_i \nu_j} = \frac{(\delta \nu_0)^2}{\nu_0^2} + \frac{(\delta k_c)^2}{k_c^2} + \frac{\delta f_i \delta f_j}{f_i f_j} \quad (4)$$

Очевидно, что члены, соответствующие величинам k_a и β , отсутствуют в выражении для недиагонального члена матрицы, так как они определяются независимо для разных интервалов энергетической зависимости. Для оценки вариаций f воспользуемся явным выражением (2), и отбросив члены с $(\delta \beta)$, так как $\delta \beta \ll \delta \nu$, получим:

$$\frac{(\delta f_i)^2}{f_i^2} = \frac{1}{f^2} \left((\delta \nu)^2 \left(\frac{\beta}{\nu_0} \right)^2 + \frac{\beta^2 \nu^2}{\nu_0^4} (\delta \nu_0)^2 - 2 \delta \nu \delta \nu_0 \frac{\beta^2 \nu}{\nu_0^3} \right) \quad (5)$$

и

$$\frac{\overline{\delta f_i \delta f_j}}{f_i f_j} = \frac{\beta^2}{f_i f_j} \frac{\nu_i \nu_j}{\nu_0^2} \left(\frac{\overline{\delta \nu_i \delta \nu_j}}{\nu_i \nu_j} + \frac{(\delta \nu_0)^2}{\nu_0^2} - 2 \frac{\overline{\delta \nu_i \delta \nu_0}}{\nu_i \nu_0} \right). \quad (6)$$

Очевидно, что $(\overline{\delta \nu_i \delta \nu_0})/(\nu_i \nu_0) = (\delta \nu_0)^2/\nu_0^2$.

Отбросив в выражении (5) последний член со знаком минус для получения максимальной оценки погрешностей и подставив полученные значения для $(\delta f_i)^2/f_i^2$ и $(\delta f_i \delta f_j)/(f_i f_j)$ в выражения (3) и (4), получим явные выражения для членов ковариационной матрицы:

$$\frac{(\delta \nu)^2}{\nu^2} = \left(1 - \frac{\beta^2}{f^2} \frac{\nu^2}{\nu_0^2} \right)^{-1} \left[\left(1 + \frac{\beta^2}{f^2} \frac{\nu^2}{\nu_0^2} \right) \frac{(\delta \nu_0)^2}{\nu_0^2} + \frac{(\delta k_c)^2}{k_c^2} + \frac{(\delta k_a)^2}{k_a^2} + \frac{(\delta \beta)^2}{\beta^2} \right], \quad (7)$$

$$\frac{\overline{\delta \nu_i \delta \nu_j}}{\nu_i \nu_j} = \left(1 - \frac{\beta^2}{f_i f_j} \frac{\nu_i \nu_j}{\nu_0^2} \right)^{-1} \left[\left(1 - \frac{\beta^2}{f_i f_j} \frac{\nu_i \nu_j}{\nu_0^2} \right) \frac{(\delta \nu_0)^2}{\nu_0^2} + \frac{(\delta k_c)^2}{k_c^2} \right]. \quad (8)$$

В приведенных ниже результатах измерений ошибка стандарта не учитывается ($\delta \nu_0 = 0$), поскольку к настоящему времени нет общепринятой оценки этой ошибки. Поэтому приведенные ниже погрешности характеризуют погрешность относительных измерений. Однако полные выражения (7) и (8) интересны тем, что корреляционные свойства данных по $\bar{\nu}_p$ требуют учета не только ν_0 , но и, как правило, члена типа $f(\nu, \nu_0)$ в уравнении (I). Обычно чисто статистическую погрешность измерений приводят в экспериментальных данных отдельно, что соответствует представлению ковариационной матрицы D в следующем виде:

$$D = S' \times I + D_{\text{сист}}, \quad (9)$$

где S' - транспонированный столбец значений квадрата статистических ошибок; I - единичная матрица; $D_{\text{сист}}$ - матрица, элементы которой рассчитаны без учета статистической ошибки. Полагая, что это дает более наглядное представление отдельных компонент ошибки измерений, приводим рассчитанные таким образом ковариационные матрицы данных для измерений $\bar{\nu}_p$ при делении быстрыми нейтронами ядер ^{232}Th , ^{236}U , ^{238}U и ^{237}Np . В расчетах использованы сделанные ранее оценки погрешностей отдельных поправок [1,4]. В случае расчета ковариационной матрицы для измерений $\bar{\nu}_p$ при делении ^{237}Np учитывалось, что использованы результаты трех серий измерений с разными камерами деления.

Из выражения (8) следует, что в настоящих расчетах изменение значений диагональных элементов матрицы $D_{\text{сист}}$ ограничивается множителем $\beta^2 \approx 0,01$, и с точностью до двух знаков его можно считать постоянным. Поэтому в табл. I указаны только диагональные члены матрицы $D_{\text{сист}}$ и одно значение недиагонального элемента. Исключение составляют данные для ^{237}Np , где использованы результаты трех серий измерений с разными камерами деления. Для этого случая в табл. 2 матрица $D_{\text{сист}}$ представлена полностью. В табл. I, 3 приведены опубликованные ранее значения $\bar{\nu}_p$ при указанных значениях энергии нейтронов и в относительных единицах квадраты статистических ошибок ($S = \sigma_{\text{статистич}}^2 \cdot \nu^{-2}$), диагональные члены матрицы $D_{\text{сист}}$ и значение недиагонального элемента.

Таблица I

Результаты измерения $\bar{\nu}_p$ для ^{232}Th , ^{236}U , ^{238}U и статистические ошибки измерений, отн. ед.

№ п/п	Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$	Квадрат статистической ошибки $S \cdot 10^{-4}$	Диагональный элемент ковариационной матрицы $D_{\text{сист}} \cdot 10^{-4}$	№ п/п	Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$	Квадрат статистической ошибки $S \cdot 10^{-4}$	Диагональный элемент ковариационной матрицы $D_{\text{сист}} \cdot 10^{-4}$
1	1,35	2,194	1,01	0,17	4	1,70	2,145	0,87	0,17
2	1,50	2,208	0,74	0,17	5	1,80	2,155	1,24	0,17
3	1,60	2,142	1,06	0,17	6	1,90	2,169	0,85	0,17

Таблица 2

Ковариационная матрица данных по \bar{V}_p при делении ^{237}U (значения, 10^{-6})

№ п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31			
1	55																																	
2	38	153																																
3	38	38	55																															
4	38	38	38	55																														
5	38	38	38	38	55																													
6	38	38	38	38	38	45																												
7	15	15	15	15	15	15	41																											
8	38	38	38	38	38	38	15	82																										
9	38	38	38	38	38	38	15	38	45																									
10	38	38	38	38	38	38	15	38	38	44																								
11	38	38	38	38	38	38	15	38	38	38	58																							
12	38	38	38	38	38	38	15	38	38	38	38	46																						
13	16	16	16	16	16	16	15	16	16	16	16	16	26																					
14	38	38	38	38	38	38	15	38	38	38	38	38	16	48																				
15	38	38	38	38	38	38	15	38	38	38	38	38	16	38	48																			
16	38	38	38	38	38	38	15	38	38	38	38	38	16	38	38	43																		
17	38	38	38	38	38	38	15	38	38	38	38	38	16	38	38	38	48																	
18	38	38	38	38	38	38	15	38	38	38	38	38	16	38	38	38	38	43																
19	38	38	38	38	38	38	15	38	38	38	38	38	16	38	38	38	38	38	43															
20	15	15	15	15	15	15	31	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	41														
21	38	38	38	38	38	38	15	38	38	38	38	38	16	38	38	38	38	38	38	15	48													
22	15	15	15	15	15	15	31	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	41												
23	38	38	38	38	38	38	15	38	38	38	38	38	16	38	38	38	38	38	38	15	38	15	48											
24	15	15	15	15	15	15	31	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	15	31	15	31	15	41									
25	38	38	38	38	38	38	15	38	38	38	38	38	16	38	38	38	38	38	38	15	38	15	38	15	38	15	43							
26	38	38	38	38	38	38	15	38	38	38	38	38	16	38	38	38	38	38	38	15	38	15	38	15	38	15	38	55						
27	38	38	38	38	38	38	15	38	38	38	38	38	16	38	38	38	38	38	38	15	38	15	38	15	38	15	38	38	48					
28	38	38	38	38	38	38	15	38	38	38	38	38	16	38	38	38	38	38	38	15	38	15	38	15	38	15	38	38	38	48				
29	38	38	38	38	38	38	15	38	38	38	38	38	16	38	38	38	38	38	38	15	38	15	38	15	38	15	38	38	38	38	55			
30	38	38	38	38	38	38	15	38	38	38	38	38	16	38	38	38	38	38	38	15	38	15	38	15	38	15	38	38	38	38	38	49		
31	38	38	38	38	38	38	15	38	38	38	38	38	16	38	38	38	38	38	38	15	38	15	38	15	38	15	38	38	38	38	38	49		

Таблица 4

Корреляционная матрица измерений \bar{v}_p для ^{237}Pr (значения, 10^{-2})

№ п/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31		
1	100																																
2	32	100																															
3	50	30	100																														
4	41	25	39	100																													
5	48	29	46	38	100																												
6	50	30	48	39	46	100																											
7	14	8	13	11	13	13	100																										
8	43	26	41	33	39	41	11	100																									
9	55	33	53	43	51	53	15	45	100																								
10	49	30	46	38	45	46	13	40	52	100																							
11	53	32	50	41	49	50	14	43	56	49	100																						
12	58	35	55	45	53	56	15	48	61	54	59	100																					
13	15	9	14	11	13	14	9	12	16	14	15	16	100																				
14	49	30	47	39	45	47	13	41	52	46	50	55	14	100																			
15	58	35	55	45	53	56	15	48	61	54	59	65	16	55	100																		
16	58	35	55	45	53	56	15	48	61	54	59	65	16	55	64	100																	
17	48	30	46	38	45	46	13	40	51	45	49	54	14	46	54	54	100																
18	51	31	49	40	47	49	14	42	54	48	52	57	14	48	57	57	48	100															
19	55	34	53	43	51	53	15	45	58	51	56	61	16	52	61	61	51	54	100														
20	19	11	18	15	17	18	25	15	20	17	19	21	12	18	21	21	17	18	20	100													
21	49	30	47	39	45	47	13	41	52	46	50	55	14	47	55	55	46	48	52	18	100												
22	21	13	20	16	19	20	27	17	22	19	21	23	13	19	23	23	19	20	22	18	19	100											
23	49	30	47	39	46	47	13	41	53	46	50	55	14	47	55	55	46	49	52	18	47	20	100										
24	20	12	19	15	18	19	26	16	21	18	20	22	13	19	22	22	18	19	21	35	19	39	19	100									
25	55	34	53	43	51	53	15	46	59	52	56	62	16	52	62	62	52	55	59	20	52	22	53	21	100								
26	50	30	48	39	46	48	13	41	53	47	51	56	14	47	56	56	47	49	53	18	47	20	48	19	53	100							
27	51	31	49	40	47	49	14	42	54	48	52	57	14	48	57	57	48	50	54	18	48	20	49	19	54	49	100						
28	45	27	43	35	42	43	12	37	48	42	46	50	13	43	50	50	42	44	48	16	43	18	43	17	48	43	44	100					
29	48	29	46	38	44	46	13	40	51	45	49	54	14	46	54	54	45	47	51	17	46	19	46	18	51	46	47	42	100				
30	44	27	42	34	40	42	12	36	47	41	45	49	13	42	49	49	41	43	47	16	42	17	42	17	47	42	43	38	41	100			
31	45	28	43	35	42	43	12	37	44	42	46	50	13	43	50	50	42	44	48	16	43	18	43	17	48	44	44	39	42	38	100		

Таблица 3

Результаты измерения $\bar{\nu}_p$ для ^{237}Np
и статистическая ошибка измерений, отн.ед.

№ п/п	Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$	Квадрат статистической ошибки $S \cdot 10^{-4}$	№ п/п	Энергия нейтронов, МэВ	$\bar{\nu}_p$	Квадрат статистической ошибки $S \cdot 10^{-4}$
1	0,98	2,795	0,18	17	2,31	2,944	0,36
2	1,17	2,815	0,44	18	2,43	2,960	0,32
3	1,28	2,774	0,25	19	2,62	2,981	0,22
4	1,38	2,772	0,64	20	2,64	3,011 ^x	0,53
5	1,46	2,824	0,32	21	2,71	2,990	0,34
6	1,62	2,817	0,35	22	2,79	3,003 ^x	0,36
7	1,66	2,907 ^x	1,29	23	2,92	3,006	0,32
8	1,68	2,882	0,25	24	3,07	3,051 ^x	0,43
9	1,77	2,841	0,20	25	3,09	3,065	0,21
10	1,89	2,887	0,40	26	3,21	3,040	0,24
11	1,92	2,886	0,13	27	3,45	3,110	0,28
12	2,00	2,853	0,19	28	3,52	3,084	0,49
13	2,00	2,893 ^{xx}	1,38	29	3,71	3,166	0,30
14	2,09	2,880	0,34	30	5,58	3,445	0,53
15	2,13	2,878	0,11	31	5,90	3,493	0,48
16	2,23	2,944	0,16				

^x Значения величин получены с использованием камер деления, содержащих меньшее количество делящегося вещества.

^{xx} Результаты измерений, проведенных с использованием спиральной камеры деления.

В некоторых приложениях используется матрица корреляций. Получение ее из ковариационной матрицы не представляет труда:

$$a_{ij}(\text{corr}) = a_{ij}(\text{cov}) [a_{ii}(\text{cov}) a_{jj}(\text{cov})]^{-\frac{1}{2}}, \quad (10)$$

где $a_{ij}(\text{corr})$ - элементы корреляционной, $a_{ij}(\text{cov})$ - элементы ковариационной матрицы.

Для примера приводим корреляционную матрицу измерений $\bar{\nu}_p$ для ^{237}Np (табл.4). При расчете в ковариационную матрицу включена статистическая ошибка согласно формуле (9). Данные по измерению $\bar{\nu}_p$ при делении ^{237}Np представляют в данном случае особый интерес, так как получены в трех экспериментах с использованием разных камер деления. Соответствующие значения отмечены в табл.3 звездочкой.

Список литературы

1. Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д., Малиновский В.В. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.3(38), с.44-58.
2. Grehaut J. В кн.: Нейтронная физика. (Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая - 1 июня 1973 г.). - Обнинск: ФЭИ, 1974, ч.3, с.165-176.
3. Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д., Малиновский В.В. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.1(40), с.62-65.
4. Малиновский В.В., Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д. и др. Атомная энергия, 1982, т.53, вып. 2, с. 83-86.

Статья поступила в редакцию 29 декабря 1982 г.

THE MEASUREMENTS OF σ_t FOR ^{235}U AND ^{238}U IN THE NEUTRON ENERGY RANGE OF 1,5-2,0 MeV WITH ~ 2 keV RESOLUTION. The measurements of σ_t for ^{235}U and ^{238}U carried out in the neutron energy range of 1,5-2,0 MeV with the energy resolution of ~ 2 keV and the statistical error of $\sim 1-2\%$ are described. The analysis of obtained results is carried out.

Результаты некоторых экспериментов по изучению свойств полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами в функции энергии нейтронов показали, что предсказания теории относительно поведения σ_t зачастую не соответствуют действительности: сечение ядер среднего и тяжелого атомного веса при энергии нейтронов в несколько мегавольт может и не быть медленно меняющейся функцией энергии [1-3]. Так, хотя сечение урана, начиная с энергий нейтронов в несколько сотен килоэлектронвольт, традиционно рассматривалось как главная функция энергии, однако в работе [4] было обнаружено, что нерегулярность в сечении урана проявляется и при энергии нейтронов 500-700 кэВ. Вопрос о существовании структуры в полном сечении взаимодействия нейтронов с ураном при больших энергиях нейтронов оставался открытым. Представляло интерес его исследовать.

Изучение структуры полного сечения в отсутствие достаточно интенсивных пучков нейтронов с малым энергетическим разбросом (хорошим энергетическим разрешением) может быть проведено на пучках нейтронов, обладающих большим энергетическим разбросом, в тех случаях, когда интенсивность пучка и прочие экспериментальные условия (в частности, форма функции разрешения) допускают применение метода фильтрации, предусматривающего измерение с очень высокой точностью прозрачности одного и того же образца на обычном и на профильтрованном пучках нейтронов [3]. Таким путем при определенных условиях удается установить наличие нерегулярностей в ходе сечения в пределах энергетического разброса пучка (хотя и без локализации положения и формы этих нерегулярностей в пределах этой области). Именно так вначале планировалось исследовать структуру полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами ^{235}U и ^{238}U . Однако успешное развитие методики получения и использования непрерывных во времени достаточно интенсивных пучков нейтронов с малым энергетическим разбросом [5,6] позволило исследовать структуру полного сечения взаимодействия нейтронов с ^{235}U и ^{238}U в диапазоне энергий нейтронов 1,5-2,0 МэВ с энергетическим разрешением около 2 кэВ^X.

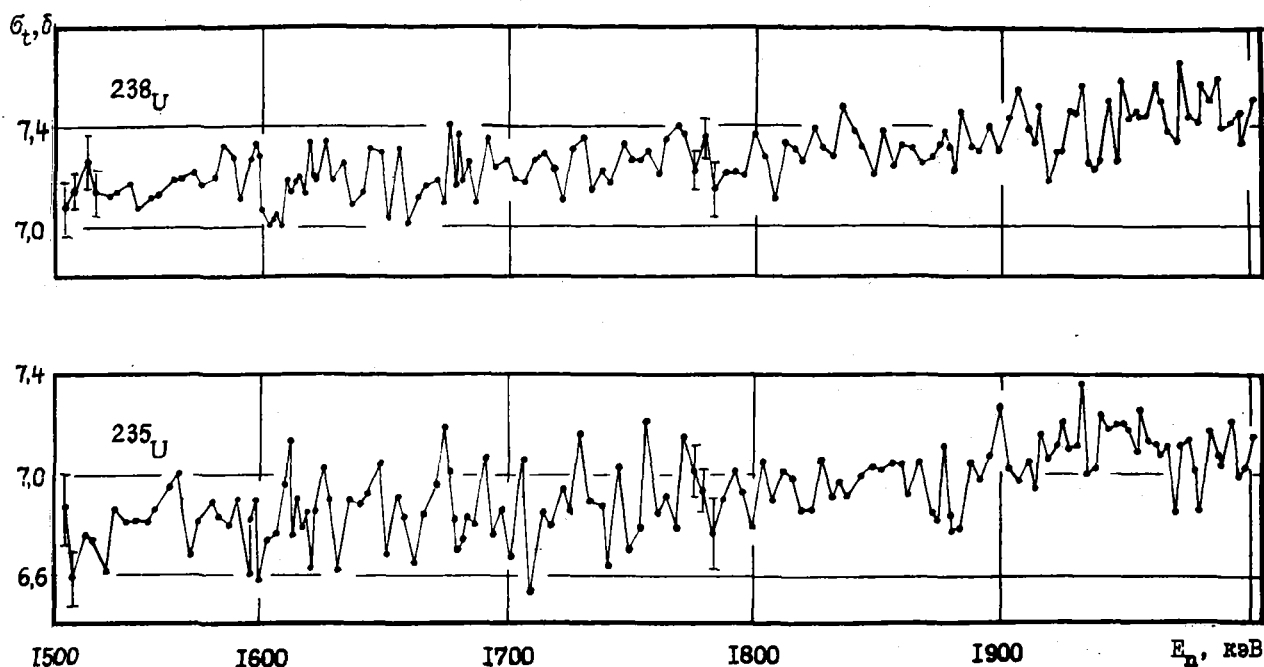
Установка для измерения прозрачности исследуемых образцов описана в работе [6]. В работе [7] предложен метод повышения скорости набора статистики ("понижения стоимости информации о сечениях") при измерениях σ_t в экспериментах с высоким энергетическим разрешением на ускорителях непрерывного действия путем использования нескольких детекторов нейтронов, расположенных под различными углами α_i вылета нейтронов из мишени, генерирующей нейтроны. Посредством незначительной модификации, не повлекшей за собой существенной переделки экспериментальной установки, в настоящих измерениях прозрачности образцов было использовано это предложение - в области рабочего пучка нейтронов одновременно располагались два детектора нейтронов: один под углом α_1 , равным $29,6^\circ$, другой под углом α_2 , равным $30,4^\circ$. Источником нейтронов служила реакция $^{12}\text{C}(d,n)$, поэтому в используемой области энергий нейтронов различие в средних энергиях пучков нейтронов, регистрируемых этими детекторами, составляло от 2,9 до 3,7 кэВ. Таким способом время измерений было сокращено вдвое.

В измерениях использовались образцы двух сортов - из природного урана и урана, обогащенного до 75% изотопом ^{235}U . Образцы, имевшие форму цилиндра диаметром 35 мм и длиной около 0,07 ат/б, в измерениях располагались так, что полностью перекрывали пучок. Измерения проводились в условиях "хорошей геометрии", не требовавшей введения поправок на регистрацию детектором рассеянных образцом нейтронов. Геометрия расположения детекторов в пучке была такова, что не потребовалось вносить поправок на эффекты перерассеяния нейтронов из одного детектора в другой.

^X В терминах методики времени пролета это разрешение соответствовало разрешению примерно 0,095 нс/м и 0,055 нс/м при 1,5 и 2,0 МэВ соответственно.

Для градуировки энергетической шкалы каждого из детекторов применялся описанный в работе [6] способ - определялось местоположение характерных известных особенностей в полном сечении взаимодействия нейтронов с ядрами. Для этого использовался характерный узкий максимум в сечении ^{12}C при $E_n = 2078,0 \pm 0,3$ кэВ [8] и не менее характерный узкий минимум в сечении ^{208}Pb при $E_n = 1744,8$ кэВ [6]^X. Точность совмещения шкал обоих детекторов составляет $\pm 0,1$ кэВ. Точность градуировки шкалы энергии в настоящих измерениях - около 4 кэВ. Энергетическое разрешение эксперимента^{XX} варьировалось с энергией незначительно - от 2,2 кэВ при 1,5 МэВ до 2,1 кэВ при 2,0 МэВ; расстояние между точками, в которых измерялась прозрачность образцов, как правило, не превышало удвоенного значения энергетического разрешения эксперимента.

Результаты вычислений σ_t для ^{235}U и ^{238}U представлены на рисунке, там же указана величина статистических погрешностей, составляющая 1-2%. Прямые, соединяющие экспериментальные точки, нанесены для облегчения восприятия полученных результатов.



Результаты измерений σ_t для ^{235}U и ^{238}U

Полученные для ^{238}U экспериментальные данные по σ_t не противоречат представлениям о том, что полное сечение взаимодействия нейтронов с ядром ^{238}U плавно возрастает с ростом энергии нейтронов на исследуемом участке: разброс экспериментальных точек лежит в пределах, допускаемых статистической точностью эксперимента, не удается выявить каких-либо корреляций в распределении точек. Представляет несомненный интерес тот факт, что, судя по данным эксперимента, для

^X В повседневной практике систематических проверок калибровки энергетической шкалы использование ^{208}Pb представлялось более предпочтительным, так как энергия характерного минимума лежит внутри исследуемого в эксперименте интервала энергий, т.е. отсутствует необходимость значительных изменений энергии электростатического ускорителя (ЭСУ) при калибровке. По-видимому, было бы разумно иметь набор своего рода "опорных точек" в виде характерных особенностей (желательно минимумов) в полном сечении ряда элементов, расположенных при различных и притом достаточно хорошо известных значениях энергии нейтронов, что позволило бы избежать больших изменений токов в отклоняющем пучке ЭСУ магните при градуировке.

^{XX} Энергетическое разрешение эксперимента включает наряду с "толщиной" газа в мишени, генерирующей нейтроны, меру нестабильности во времени работы ЭСУ и разброс энергий нейтронов в пучке, обусловленный конечными угловыми размерами $\Delta\alpha$ детектора нейтронов.

^{235}U аналогичное заключение справедливо не везде. Так, в области энергий нейтронов, расположенной между 1700 и 1800 кэВ, наблюдается разброс точек, значимо превышающий допускаемый статистикой.

Поскольку измерения прозрачности обоих образцов проводили при всех значениях энергии нейтронов одинаково - в одной серии, так что в расчетах использовалось общее для обоих образцов значение отсчета фона и общее значение отсчета детектора без образца, то не удалось связать наблюдаемый эффект с экспериментальными погрешностями, специфичными для измерений с образцом ^{235}U . Возможно, что подобное поведение экспериментальных точек σ_t на ^{235}U в интервале энергий нейтронов 1700-1800 кэВ связано с наличием структуры в ходе полного сечения взаимодействия нейтронов в зависимости от энергии.

При сравнении полученных результатов относительно σ_t для ^{238}U с опубликованными данными [4,9,10] обнаружено, что данные настоящей работы в среднем на 1-2% превосходят по величине результаты работ [4,10]^X и в среднем практически совпадают с результатами работы [9]^{2x}. Для ^{235}U полученные результаты по σ_t в среднем в пределах ошибок совпадают с данными работы [10]^{3x}. Хотя в данных измерениях использовали образцы заметно меньшей толщины, чем в других работах, однако не удается установить какой-либо корреляции между наблюдаемыми в разных работах значениями σ_t и толщиной образцов. Не исключено, что расхождения между усредненными кривыми σ_t из различных работ находятся на грани реальной точности определения толщины использованных в экспериментах образцов.

По-видимому, при дальнейшем улучшении поведения полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами урана в исследованной области энергий нейтронов, наряду с экспериментами с энергетическим разрешением около 1 кэВ и лучше, по-прежнему, представляет интерес и эксперименты с фильтрацией при использовании образцов с длиной не более 0,05 ат/б.

Список литературы

1. Морозов В.М., Зубов В.Г., Лебедева Н.С. Ядерная физика, 1973, т.17, с.734.
2. Морозов В.М., Зубов В.Г., Лебедева Н.С. Там же, 1975, т.21, с.945.
3. Лебедева Н.С., Зубов В.Г., Морозов В.М. О восстановлении по экспериментальным данным полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами как функции энергии нейтронов. -Препринт ИАЭ-2454. М., 1974.
4. Korah D., Sierjacks S., Kirouac G.J. Rep. KFK-1000, 1968.
5. Морозов В.М., Зубов В.Г., Карпов Н.И., Лебедева Н.С. В кн.: Нейтронная физика. (Материалы 4-й Всесоюзной конференции. Киев, 1977 г.). М.: ЦНИИатоминформ, 1977, ч.4, с.266.
6. Морозов В.М., Зубов В.Г., Лебедева Н.С., Сидоров Н.И. В кн.: Нейтронная физика. (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1980 г.). М.: ЦНИИатоминформ, 1980, ч. 1, с. 200.
7. Морозов В.М., Зубов В.Г., Лебедева Н.С., Сидоров Н.И. Там же, 1980, ч.4, с.110.
8. James D. U.S. Dep. Commer. Nat. Bur. Stand. Spec. Publ., 1977, N 493, p.319.
9. Hayes S.H. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1973, v.50, p.243.
10. Schwartz R.B., Schrack R.A., Heaton H.T. Ibid., 1974, v.54, p.322.

Статья поступила в редакцию 29 декабря 1982 г.

^X Обе работы выполнены с помощью методики времени пролета; энергетическое разрешение в работе [4] - 0,029, в работе [10] - 0,1 нс/м, толщина образцов в работе [4] - 0,0954, в работе [10] - 0,0916 и 0,2136 ат/б.

^{2x} Метод времени пролета; энергетическое разрешение 0,1 нс/м, толщина образца 0,121 ат/б.

^{3x} Энергетическое разрешение 0,1 нс/м, толщина образца - 0,2136 ат/б.

THE ENERGY PRODUCTION OF THE FISSION FRAGMENTS OF NUCLEI ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{235}U , ^{238}U . The energy production of the fission fragments of ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{235}U on thermal neutrons and of ^{238}U on fast neutrons is calculated for time larger than 10^5 s. It is demonstrated that the energy production of an impulse process can be presented for $t > 100$ d as a sum of 2-4 exponential functions. The ratio of the energy productions of the different fissionable materials to the energy production of ^{235}U fission products is computed.

Работа посвящена энергoviделению осколков (полной энергии, а также отдельно η -энергии) при выдержках от 10^5 до 10^9 с после окончания облучения при делении ^{239}Pu , ^{241}Pu и ^{235}U на тепловых нейтронах, а также ^{238}U на спектре нейтронов быстрого реактора.

Кривая спада энергoviделения со временем для деления ^{235}U хорошо изучена еще со времен Витнера и Вей [1]. Появившиеся в последнее время данные [2,3] о выходах различных массовых чисел позволяют уточнить эту кривую. Другое уточнение может быть сделано с помощью таблиц для полных энергий распада [4], а также для средних энергий β -электронов в различных ветвях β -спектра [5] и для данных об энергии η -излучения [4,5].

Основанные на указанных уточнениях расчеты для ^{235}U и частично ^{239}Pu проведены в работе [6] и здесь подробно не обсуждаются. Данные о массовом распределении осколков несколько менее точны для ^{241}Pu , ^{235}U и ^{238}U . Однако точность этих распределений в общем достаточна для того, чтобы получить энергoviделение осколков через времена, превосходящие 10^5 с после окончания облучения.

В настоящей работе сначала приводятся данные об энергoviделении без учета выгорания осколков и накопления за счет (n,η) -реакции радиоактивных ядер, а затем обсуждаются те изменения, которые следует ввести в результате учета этих двух процессов.

I. Выход осколков при делении

Под индивидуальным выходом осколка понимается процент выхода осколка непосредственно при делении. Кумулятивным выходом осколка называется сумма выхода от распада предшествующего члена цепочки и индивидуального выхода. Если предшествующий член цепочки имеет очень малое время жизни (меньше 10^4 с), оно не учитывается и считается, что осколок образуется прямо при делении. В противном случае в уравнение распада выйдет отдельно индивидуальный выход данного изотопа.

В нашей задаче лишь в небольшом числе случаев требуется знание индивидуального выхода. Эти случаи обсуждаются отдельно. Более подробно индивидуальные выходы осколков обсуждаются в работах [7,8].

Поскольку мы имеем дело с большими временами после выключения реактора, то в задачу для каждого рассматриваемого массового числа входит один или два члена цепочки с $Z = Z_c - 1$ и $Z = Z_c - 2$, где Z_c - атомный номер устойчивого конечного ядра для данного массового числа. Кумулятивный выход указанных нуклидов в большинстве случаев совпадает с выходом устойчивого изотопа с $Z = Z_c$. Однако в ряде случаев, особенно для ^{235}U и ^{239}Pu , для которых величина Z/A больше чем для ^{235}U , выход рассматриваемого радиоактивного нуклида меньше выхода устойчивого нуклида. Для изомерных переходов указаны кумулятивные выходы обоих изомеров тогда, когда время жизни как возбужденного, так и основного состояния достаточно велико. Когда же время жизни основного состояния мало, указан лишь выход возбужденного состояния. Следует отметить, что точность знания выходов, определяющих основную долю энергoviделения, хорошая. Нуклиды с выходом меньше 0,5% нигде не оказывают определяющего влияния на суммарное энергoviделение. В табл. I приведены данные кумулятивного выхода осколков с периодом полураспада больше 2,5 ч и выходом больше 0,05%. Величина 0,05% выбрана потому, что она составляет 0,01 максимального выхода.

Таблица I

Выход радиоактивных нуклидов при делении различных изотопов урана и плутония, %

Радиоактивный нуклид	²³⁵ U	²³⁹ Pu	²⁴¹ Pu	²³³ U	²³⁸ U	Радиоактивный нуклид	²³⁵ U	²³⁹ Pu	²⁴¹ Pu	²³³ U	²³⁸ U
	Тепловые нейтроны						Быстрые нейтроны	Тепловые нейтроны			
⁸⁵ Kr	0,37	0,16	0,12	0,61	0,21	^{131m} Te	0,190			0,234	
⁸⁹ Sr	4,79	1,72	1,19	6,29	3,01	¹³¹ I	2,84	3,82	2,98	3,61	3,19
⁹⁰ Sr	5,87	2,10	1,56	6,85	3,19	¹³² Te	4,22	5,11	4,42	4,76	5,11
⁹⁰ Y	5,87	2,10	1,56	6,85	3,19	¹³³ I	6,60	6,90	6,76	6,05	6,44
⁹¹ Sr	5,93	2,48	1,87	6,56	4,41	¹³³ Xe	6,60	6,90	6,76	6,05	6,44
⁹¹ Y	5,93	2,48	1,87	6,56	4,41	¹³⁵ I	6,52	5,98	7,23	5,15	6,71
⁹³ Y	6,38	3,90	3,05	6,86	5,22	¹³⁵ Xe	6,52	7,22	7,23	6,26	6,71
⁹² Sr	5,97	2,98	2,34	6,61	4,91	¹³⁷ Cs	6,24	6,65	6,79	6,82	6,04
⁹⁵ Zr	6,51	4,95	4,08	6,20	5,28	¹⁴⁰ Ba	6,35	5,48	6,02	6,46	6,07
⁹⁵ Nb	6,51	4,95	4,08	6,20	5,28	¹⁴⁰ La	6,35	5,56	6,02	6,46	6,07
⁹⁷ Zr	5,94	5,47	4,8	5,35	5,55	¹⁴¹ La	5,85	5,27	4,91	6,57	6,60
⁹⁷ Nb	6,0	5,55	4,84	5,44	5,55	¹⁴¹ Ce	5,85	5,27	4,91	6,57	6,60
⁹⁹ Mo	6,14	6,18	6,27	4,88	6,2	¹⁴³ Ce	5,94	4,47	4,66	5,90	4,68
¹⁰³ Ru	3,03	6,94	6,20	1,65	6,39	¹⁴³ Pr	5,94	4,47	4,66	5,90	4,68
¹⁰⁵ Ru	0,98	5,36	6,17	0,483	3,48	¹⁴⁴ Ce	5,49	3,76	4,27	4,64	4,65
¹⁰⁵ Rh	0,98	5,36	6,17	0,483	3,48	¹⁴⁴ Pr	5,49	3,76	4,27	4,64	4,65
¹⁰⁶ Ru	0,39	4,24	6,21	0,26	2,86	¹⁴⁵ Pr	3,93	3,08	3,31	3,41	3,90
¹⁰⁶ Rh	0,39	4,24	6,21	0,26	2,86	¹⁴⁷ Nd	2,26	2,09	2,33	1,75	2,56
¹⁰⁹ Pd	0,03	1,65	2,26	0,04	0,13	¹⁴⁷ Pm	2,26	2,09	2,33	1,75	2,56
¹¹¹ Ag	0,17	0,31	0,573	0,02	0,78	¹⁴⁹ Pm	1,08	1,26	1,5	0,77	1,56
¹²⁵ Sb	0,03	0,11	0,041	0,070	0,118	¹⁵¹ Pm	0,42	0,78	0,925	0,31	0,83
¹²⁷ Sb	0,125	0,48	0,230	0,57	0,12	¹⁵¹ Sm	0,42	0,78	0,925	0,31	0,83
^{127m} Te	0,021	0,09	0,04	0,04	0,021	¹⁵³ Sm	0,162	0,39	0,537	0,105	0,339
¹²⁷ Te	0,125	0,48	0,23	0,57	0,12	¹⁵⁵ Eu	0,032	0,179	0,212	0,022	0,116
¹²⁸ Sb	0,35	0,76	0,35	0,78	0,18	¹⁵⁶ Eu	0,0132	0,117	0,173	0,0113	0,0663
^{129m} Te	0,12			0,28							

Таблица 2

В табл.2 даны те случаи, когда играет роль индивидуальный выход помимо кумулятивного.

В табл.3 даны характеристики распада для нуклидов, не упомянутых в работе [6], а также приведены изотопы с очень большим временем жизни, не учитываемые в расчетах энерговыделения, так как для времен менее 300 лет их внос не существен.

Индивидуальный выход осколков, %

Радиоактивный нуклид	²³⁹ Pu	²³³ U
¹³⁵ Xe	1,24	1,11
¹⁴⁰ La	0,08	0,02

Таблица 3

Энерговыведение второстепенных излучателей

Радио-активный нуклид	Период полураспада T	Энергия распада E ₀ , МэВ	Средняя энергия β-излучения E _β , МэВ	Энергия γ-излучения E _γ , МэВ	Энергия, выделяющаяся на один распад E _β + E _γ , МэВ
⁹² Sr	2,71 ч	1,93	0,191	1,345	1,536
⁹² Y	3,54 мин	3,62	1,44	0,25	1,69
¹⁰⁹ Pd	13,46 ч	1,116	0,36	0,088	0,448
¹⁵³ Sm	46,75 ч	0,803	0,223	0,105	0,328
¹⁵⁶ Ba	15 сут	2,45	0,408	1,34	1,748
¹⁰⁵ Ru	4,4 ч	1,917	0,325	0,813	1,138
⁷⁹ Se	6,5·10 ⁴ лет	0,159	0,056	0	0,056
⁹³ Zr	1,53·10 ⁶ лет	0,090	0,0194	0,0288	0,0482
⁹⁹ Tc	2,12·10 ⁵ лет	0,291	0,0959	0	0,0959
¹⁰⁷ Pd	6,5·10 ⁶ лет	0,033	0,0097	0	0,0097
¹²⁶ Sn	1·10 ⁵ лет	0,378	0,076	0,128	0,204
¹²⁹ I	1,57·10 ⁷ лет	0,189	0,036	0,039	0,075
¹³⁵ Cs	2,3·10 ⁶ лет	0,209	0,049	0	0,049

2. Полное энерговыведение при делении ²³⁵U, ²³⁹Pu, ²⁴¹Pu, ²³³U и ²³⁸U

При мгновенном делении выгорание осколков и накопление из них радиоактивных нуклидов не происходит. В реальном реакторе осколки выгорают и накапливаются другие радиоактивные ядра. Однако для времен 10⁷-10⁹ с. основные осколки, дающие вклад в энерговыведение, практически не выгорают. Исключением являются ¹⁴⁷Pm, ¹⁵⁵Ba и ¹⁵¹Sm. Однако ¹⁵¹Sm для времен меньших 100 лет дает вклад порядка 0,1%, вклад ¹⁵⁵Ba больше всего для ²⁴¹Pu, но и здесь он меньше 1%. Несколько большее значение имеет ¹⁴⁷Pm. Его вклад в энерговыведение ²³⁵U достигает для t = 5 лет 2,8%. Примерно такой же вклад для времен 5-7 лет получается и для других делящихся ядер. Поэтому при рассмотрении энерговыведения пренебрежение выгоранием не может существенно повлиять на соотношение энергий для разных делящихся ядер. Напротив, накопление ¹³⁴Cs и в значительно меньшей степени ¹⁵⁴Ba и ¹⁵⁵Ba существенно меняет энерговыведение при временах больших 10⁷ с, а накопление ¹⁴⁸Pm - при временах 10⁶-10⁷ с. Этот вопрос будет рассмотрен в разделе 4.

В свое время был предложен закон $Q = a/t^{1,2}$ для убывания со временем энерговыведения от мгновенного деления. В действительности закон значительно сложнее:

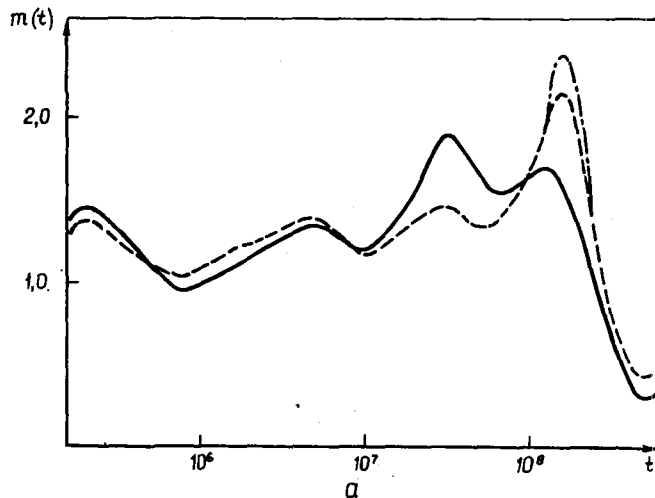
$$Q = a/t^{m(t)}, \quad (I)$$

где m(t) - медленная функция.

Разобьем интервал 10⁵ - 1,5·10⁸ на интервалы, у которых отношение верхней границы к нижней t₁/t₀ = 1,25 - 1,5. Тогда для ²³⁵U m(t) меняется от 0,95 в интервале 5 - 7,5·10⁵ с до 1,885 в интервале 0,75 - 1 год. Аналогично для ²³⁹Pu m(t) меняется от 1,03 в интервале 5 - 7,5·10⁵ с до 2,15 в интервале 4-5 лет; для ²⁴¹Pu m(t) меняется от 1,00 в интервале 5 - 7,5·10⁵ с до 2,376 в интервале 4-5 лет. Для ²³³U соответствующие крайние значения m(t) равны 0,94 в интервале 5 - 7,5·10⁵ с и 1,967 в интервале 0,75 - 1 год.

Для ²³⁸U m(t) равно 0,99 в интервале 5-7,5·10⁵ с и 2,0 в интервале 4-5 лет. Соответствующие кривые зависимости m(t₁), где t₁ - конечная точка интервала, для которого получено значение m, даны на рис.1 для ²³⁵U, ²³⁹Pu и ²⁴¹Pu, ²³³U и ²³⁸U. Если, однако, интервал, для которого вычисляется $\bar{m}(t)$, взять большим, то картина получается более единообразной. В табл.4 приведены значения m(t) для интервалов t₁/t₂ = 10.

Рис. I. Зависимость $\bar{m}(t)$ в формуле $q=a/t^m$ для: — ^{235}U , - - - ^{239}Pu , - · - · - ^{241}Pu на тепловых нейтронах (а), — ^{233}U на тепловых нейтронах, - - - ^{238}U на нейтронах деления (б); t - время, с



Как видно из табл. 4, в первых двух интервалах \bar{m} близко к 1,2, в третьем оно значительно больше 1,2, а в четвертом за исключением ^{241}Pu меньше. Самое интересное, что \bar{m} для всего интервала $10^5 - 10^9$ с почти совпадает со значением Битнера и Вей.

В ^{235}U $\bar{m} = 1,198$; в ^{239}Pu $\bar{m} = 1,237$; такое же значение в ^{241}Pu ; в ^{233}U $\bar{m} = 1,182$ и в ^{238}U $\bar{m} = 1,23$.

Следует отметить, что взятые нами интервалы не велики и внутри каждого из них можно интерполировать, используя $m(t)$. Для соответствующих делящихся ядер для времен до 10^{-7} с, т.е. до 0,315 года, и для больших времен значения $Q(t)$ даны в табл. 5.

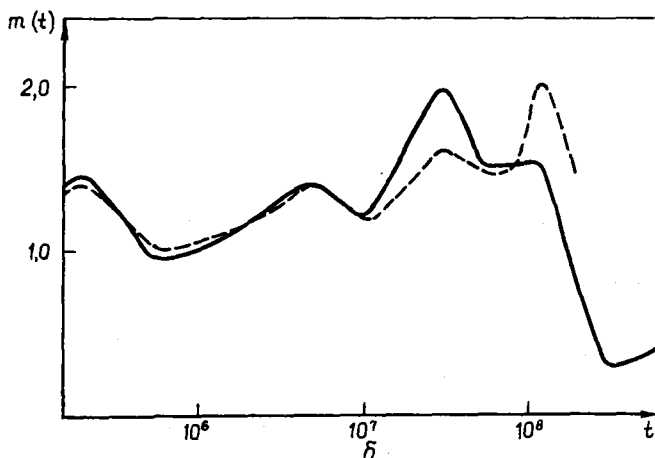


Таблица 4

Значения $\bar{m}(t)$

$t_2, \text{с}$	$t_1, \text{с}$	^{235}U	^{239}Pu	^{241}Pu	^{233}U	^{238}U
10^5	10^6	1,196	1,181	1,164	1,168	1,172
10^6	10^7	1,208	1,26	1,270	1,23	1,242
10^7	$9,47 \cdot 10^7 = 3 \text{ года}$	1,626	1,414	1,291	1,642	1,494
3 года	30 лет	0,765	1,090	1,224	0,6857	1,009

Следует отметить, что в работе [9] приведены последние данные об энерговыделении осколков при хранении после мгновенного деления. Для ^{235}U график экспериментальных данных доведен до $t = 10^5$ с. В этой точке $Q = 0,25610^{-5}$ МэВ/с.дел., а наш расчет, проведенный для $t \geq 10^5$ с, прекрасно совпадает с указанными данными. По нашим данным $Q = 0,2496 \cdot 10^{-5}$ МэВ/с.дел.

В работе [9] приводятся формулы Атена, которые для больших времен имеют вид: $Q = 4,7/t^{1,25}$; $Q_\alpha = 2,4/t^{1,25}$; $Q_\beta = 2,3/t^{1,25}$. Для $t = 10^5$ и 10^7 с $Q = 0,263 \cdot 10^{-5}$ и $8,36 \cdot 10^{-9}$ МэВ/с.дел. соответственно, и отличие от наших расчетов достигает 15%, однако, как уже отмечалось, показатель в формуле (I) переменный, и потому формула Атена приближенная.

В той же работе приведена формула Ингланда $f(t) = \sum_{i=1}^n a_i e^{-\lambda_i t}$, где $n = 23$. Для больших времен существенны 3 - 4 экспоненты. Для времени 3 года отличие от наших расчетов равно 3%.

Таблица 5

Значения энерговыделения на одно деление

t, с	^{235}U	^{239}Pu	^{241}Pu	^{233}U	^{238}U	t, лет	^{235}U	^{239}Pu	^{241}Pu	^{233}U	^{238}U
	$Q(t), 10^{-8}$ МэВ/с-дел.						$Q(t), 10^{-11}$ МэВ/с-дел.				
10^5	249,7	235,9	224,3	242,3	240,9	0,5	527,0	479,9	490,7	506,7	508,7
$1,5 \cdot 10^5$	142,2	139,5	132,1	139,0	140,8	0,75	263,6	267,9	300,5	247	272,4
$2 \cdot 10^5$	93,35	93,95	88,53	91,68	94,85	1	153,2	176,2	211,5	140	172,2
$3 \cdot 10^5$	53,60	55,98	53,83	53,82	55,93	1,5	76,18	102,2	130,3	67,95	95,45
$4 \cdot 10^5$	38,34	40,38	38,62	39,37	40,66	2	48,88	68,86	88,76	44,06	63,23
$5 \cdot 10^5$	30,55	31,92	30,72	31,65	32,30	3	25,10	35,0	44,57	23,76	31,9
$7,5 \cdot 10^5$	20,79	20,99	20,5	21,6	21,59	4	15,35	19,46	23,94	15,42	17,97
10^6	15,67	15,34	15,17	16,23	15,98	5	11,10	12,07	14,09	11,76	11,50
$15 \cdot 10^6$	10,27	9,6	9,67	10,54	10,18	6	9,175	8,483	9,29	10,07	8,421
$2 \cdot 10^6$	7,472	6,809	6,897	7,613	7,32	7	8,224	6,68	6,915	9,205	6,887
$3 \cdot 10^6$	4,593	4,09	4,114	4,643	4,448	8	7,697	5,726	5,67	8,694	6,075
$4 \cdot 10^6$	3,139	2,765	2,737	3,16	3,028	9	7,358	5,18	5,0	8,35	5,58
$5 \cdot 10^6$	2,313	2,02	1,964	2,318	2,22	10	7,105	4,87	4,606	8,085	5,297
$7,5 \cdot 10^6$	1,369	1,183	1,133	1,354	1,300	15	6,202	4,097	3,821	7,057	4,494
10^7	0,971	0,841	0,813	0,954	0,917	20	5,498	3,619	3,372	6,26	3,97
						30	4,315	2,84	2,66	4,89	3,12

Следует отметить, что в интервале 10 - 300 лет $Q(t)$ меняется экспоненциально, так как более 90% энерговыделения для всех делящихся ядер дадут для таких времен ^{137}Cs и пара ^{90}Sr , ^{90}Y , причём периоды полураспада ^{137}Cs и ^{90}Sr отличаются на 15%.

Сумму экспонент, которую представляет собой полное энерговыделение

$$Q = \sum_i a_i e^{-\lambda_i t} \quad (2)$$

можно заменить для времен более 1/2 года на очень небольшое число экспонент. Так, формула с четырьмя членами

$$Q^\alpha = \sum_i A_i^\alpha e^{-\mu_i^\alpha t} \quad (3)$$

годится для всех делящихся ядер. Константы A_i и μ_i найдены путем усреднения по всем осколкам, существенным в данном временном интервале; индекс α характеризует делящееся ядро.

В табл.6 даны значения μ_i и соответствующих им A_i в обратных секундах и в мегаэлектрон-вольтах в секунду на одно деление соответственно.

Таблица 6

Коэффициенты формулы (3)

Делящееся ядро	Приведенные постоянные распада, с ⁻¹				Интенсивность группы, 10 ⁻¹¹ МэВ/с-дел.			
	$\mu_1 \cdot 10^{-10}$	$\mu_2 \cdot 10^{-9}$	$\mu_3 \cdot 10^{-8}$	$\mu_4 \cdot 10^{-7}$	A_1	A_2	A_3	A_4
^{235}U	7,60	7,8	2,78	1,32	8,84	1,45	222,6	3051
^{239}Pu	7,41	8,1	2,45	1,285	5,72	3,00	290	1968
^{241}Pu	7,39	8	2,41	1,28	5,33	3,15	376	1653
^{233}U	7,53	7,6	2,79	1,30	9,92	1,51	189	3052
^{238}U	7,77	8	2,54	1,30	6,38	2	277	2371

Отличие формулы (3) от точного расчета в интервале от 0,5 года до 30-50 лет не более 2%. В интервале 10-50 лет погрешность формулы (3), в которой сохранен только первый член A_1 , меньше 2%. В интервале 2-10 лет можно пренебречь четвертым членом, а если допустима погрешность 5%, то и вторым. Переход от мегаэлектронвольт в секунду на одно деление к ваттам энерговыделения на один киловатт час энергии, вырабатываемой реактором, осуществляется домножением на $1,8 \cdot 10^4$ для ^{235}U , на $1,72 \cdot 10^4$ для ^{239}Pu , на $1,705 \cdot 10^4$ для ^{241}Pu , на $1,82 \cdot 10^4$ для ^{233}U и на $1,78 \cdot 10^4$ для ^{238}U .

В табл.7 приведено соотношение энерговыделений при делении различных ядер в интервале $10^5 - 10^9$ с.

Значения $C_i = Q_i / Q_{235}$

Таблица 7

$t, \text{с}$	^{239}Pu	^{241}Pu	^{233}U	^{238}U	$t, \text{лет}$	^{239}Pu	^{241}Pu	^{233}U	^{238}U
10^5	0,946	0,900	0,972	0,966	0,5	0,91	0,931	0,961	0,965
$1,5 \cdot 10^5$	0,981	0,929	0,978	0,991	0,75	1,016	1,142	0,936	1,033
$2 \cdot 10^5$	1,0065	0,949	0,982	1,016	1	1,152	1,38	0,914	1,125
$3 \cdot 10^5$	1,0455	1,0057	1,0089	1,0447	1,5	1,341	1,712	0,893	1,254
$4 \cdot 10^5$	1,053	1,0076	1,0266	1,061	2	1,41	1,817	0,901	1,294
$5 \cdot 10^5$	1,0448	1,057	1,035	1,057	3	1,394	1,772	0,946	1,271
$7,5 \cdot 10^5$	1,016	0,986	1,039	1,039	4	1,268	1,564	1,003	1,171
$1 \cdot 10^6$	0,977	0,968	1,035	1,020	5	1,089	1,27	1,059	1,035
$1,5 \cdot 10^6$	0,934	0,940	1,025	0,993	6	0,922	1,012	1,097	0,918
$2 \cdot 10^6$	0,911	0,922	1,019	0,980	7	0,812	0,838	1,115	0,837
$3 \cdot 10^6$	0,891	0,896	1,011	0,968	8	0,745	0,740	1,13	0,79
$4 \cdot 10^6$	0,881	0,873	1,006	0,964	9	0,706	0,681	1,135	0,761
$5 \cdot 10^6$	0,874	0,849	0,999	0,959	10	0,684	0,648	1,137	0,747
$7,5 \cdot 10^6$	0,864	0,828	0,989	0,950	15	0,661	0,616	1,138	0,725
10^7	0,867	0,834	0,983	0,946	20	0,659	0,616	1,139	0,724
					30	0,659	0,617	1,134	0,724
					50	0,66	0,615	1,12	0,725

На рис.2 представлены данные табл.7 для ядер ^{239}Pu и ^{241}Pu , ^{233}U и ^{238}U .

Для ядер тяжелее ^{235}U наблюдается один резкий максимум в интервале 1 - 5 лет, обусловленный своим прохождением ^{106}Pu , и два минимума в области 10^7 с и при $t = 10 - 100$ лет, связанные с большим выходом нуклидов Sr и Y при делении ^{235}U и ^{233}U .

3. Энерговыделение β -излучения продуктов деления

Иногда полезно знать отдельно энергию β -излучения, выделяющегося в продуктах деления. Расчет энергии β -излучения может быть проведен с такой же точностью, как и расчет полного энерговыделения. Точные данные по энергии β -излучения

$$Q_{\beta}^{\alpha} = \sum_i \beta_i^{\alpha} e^{-\lambda_i t} \quad (4)$$

даны в табл.8.

Так же как и для полного энерговыделения в интервале 0,5 - 30 лет, можно заменить формулу (4) на сумму четырех экспонент; из них первая и четвертая являются точными и соответствуют λ_1 для ^{137}Cs и ^{95}Zr . Соответствующие энергетические коэффициенты обозначим через B_i , тогда

$$Q_{\beta}^{\alpha} = \sum_i B_i e^{-\mu_i' t}, \quad (5)$$

где $\mu_1' = 7,28 \cdot 10^{-10}$ и $\mu_4' = 1,245 \cdot 10^{-7}$ тождественны для всех ядер. В табл.9 приведены значения μ_2' и μ_3' и B_i для тех же делящихся ядер.

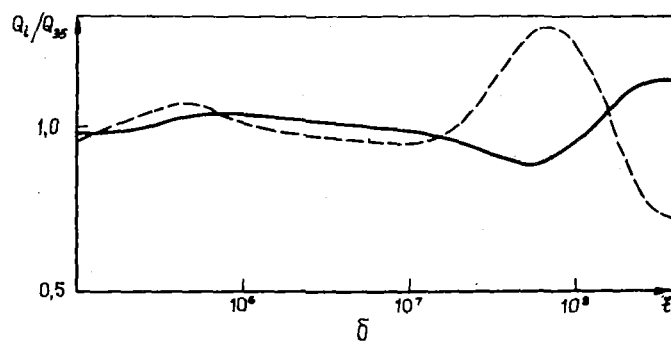
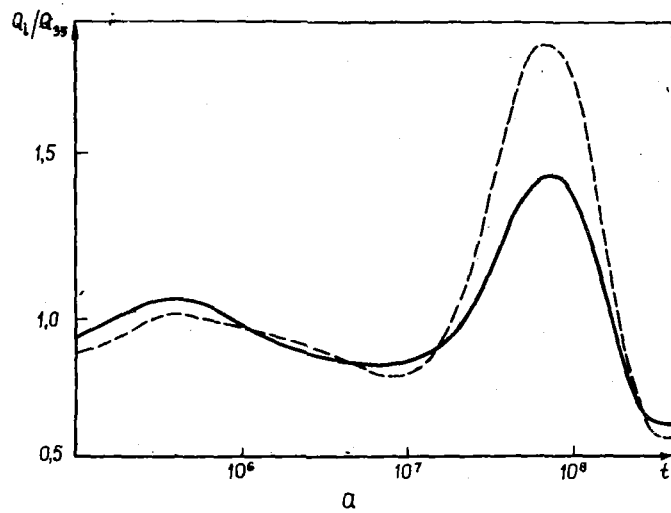


Рис.2. Отношение энерговыделения: — — в ^{239}Pu и — — — в ^{241}Pu (а), — — — в ^{233}U и — — — в ^{238}U на нейтронах деления (б) к энерговыделению в ^{235}U в зависимости от времени t

Значения энерговыделения $Q_i(t)$ на одно деление за счет γ -излучения, 10^{-11} МэВ/с-дел.

Таблица 8

t , лет	^{235}U	^{239}Pu	^{241}Pu	^{233}U	^{238}U
0,5	263,8	224,4	201,7	243,7	230,8
0,75	107,4	93,4	89	100,6	96,9
1	45,26	44	43,5	42,7	43,4
1,5	11,2	15,22	17,43	10,85	13,59
2	5,51	9,23	11,08	5,57	7,86
3	3,55	5,69	6,70	3,80	4,84
4	3,02	4,26	4,74	3,32	3,70
5	2,73	3,50	3,71	3,05	3,10
6	2,57	3,07	3,21	2,87	2,75
7	2,48	2,82	2,89	2,75	2,54
8	2,40	2,65	2,73	2,63	2,40
9	2,34	2,55	2,62	2,56	2,31
10	2,27	2,47	2,52	2,47	2,23
15	2	2,12	2,18	2,19	1,95
20	1,77	1,88	1,92	1,93	1,72

Отличие формулы (5) от формулы (4) не более 2-3%. Для времен от 5 до 30 лет в ^{235}U можно ограничиться первым членом в формуле (5). Погрешность при этом не более 3%. Для остальных ядер первый член дает хорошую точность для времен 8-30 лет.

На рис.3 даны кривые $Q_{\gamma}^i / Q_{\gamma}^{235} = C_{\gamma}$ для ядер ^{239}Pu и ^{241}Pu , ^{233}U и ^{235}U .

Коэффициенты формулы (5)

Таблица 9

Делящееся ядро	Приведенные постоянные распада, с^{-1}		Интенсивность групп, 10^{-11} МэВ/с.дел.			
	$\mu'_2 \cdot 10^{-9}$	$\mu'_3 \cdot 10^{-9}$	B_1	B_2	B_3	B_4
^{235}U	8,7	2,73	2,85	0,125	II	1950
^{239}Pu	8,2	2,35	3,02	0,536	23,7	1475
^{241}Pu	7,3	2,32	3,10	0,246	32,5	1225
^{233}U	8,7	2,77	3,11	0,485	9,2	1870
^{238}U	-	2,44	2,76	-	19,7	1590

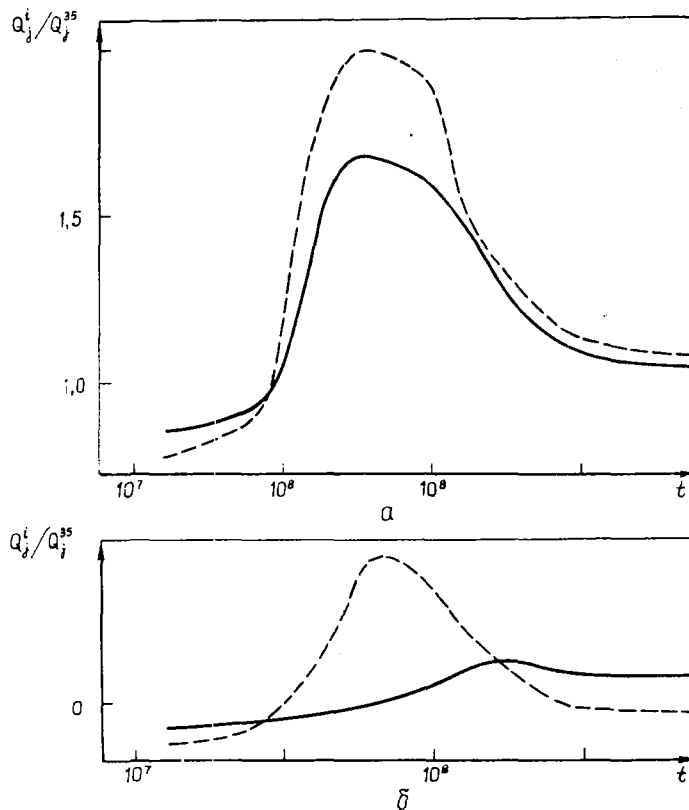


Рис.3. Отношение энерговыделения γ -квантов: — в ^{239}Pu и — — — в ^{241}Pu (а), — — в ^{233}U и — — — в ^{238}U (б) к энерговыделению γ -квантов в ^{235}U

4. Выгорание осколков и накопление радиоактивных ядер при радиационном захвате

Выгорание радиоактивных осколков играет роль в том случае, когда выполняются два условия: $\phi \sigma_a > 0,1\lambda$; $\sigma_a > 0,1\sigma_{235}^f$. Здесь ϕ - поток нейтронов, σ_a - сечение захвата осколка. Первое условие следует из уравнения для накопления и выгорания осколка в реакторе:

$$d\rho_{\text{оск}}/dt = q_{\text{оск}} \rho_5 \sigma_{35}^f \phi - (\lambda + \phi \sigma_a) \rho_{\text{оск}}, \quad (6)$$

где $\rho_{\text{оск}}$ и $q_{\text{оск}}$ - концентрация и выход осколка; ρ_5 - концентрация ^{235}U (или другого делящегося вещества).

Если $\phi \sigma_a < 0,1 \lambda$, то им можно пренебречь, и концентрация осколка не зависит от выгорания. С другой стороны, если осколок долгоживущий, то $\lambda \ll \phi \sigma_{35}^f$. Так, для ^{137}Cs и ^{90}Sr λ меньше $\phi \sigma_{35}^f$ в 20–50 раз (для нормальных энергетических реакторов). В этом случае даже при $\phi \sigma_a \sim \lambda$ за одну кампанию выгорает мало осколков, и учитывать выгорание следует в случае выполнения неравенства (2). Для малых времен выдержки существенную роль может играть выгорание ^{135}Xe , а также ^{105}Rh . Однако для времен больше 10^5 с после остановки реактора большая часть ^{135}Xe – вторичного происхождения и происходит от невыгорания ^{135}I . Действительно, после выключения реактора концентрация определяется как

$$\rho_{\text{Xe}} = \lambda_I \rho_I(0) \left[\frac{e^{-\lambda_{\text{Xe}} t}}{\phi \sigma_{\text{Xe}} + \lambda_{\text{Xe}}} + \frac{e^{-\lambda_{\text{Xe}} t} - e^{-\lambda_I t}}{\lambda_I - \lambda_{\text{Xe}}} \right]. \quad (7)$$

Предположим $\phi = 5 \cdot 10^{13}$ нейтр./см²·с, $\sigma_{\text{Xe}} = 3 \cdot 10^{-18}$ см², $\lambda_{\text{Xe}} = 2,119 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹, $\lambda_I = 2,91 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹. Непосредственно после выключения реактора при $t = 0$ концентрация ^{135}Xe в 8 раз меньше, чем без поглощения. Однако через $t = 4/\lambda_I = 1,38 \cdot 10^5$ с картина меняется. При наличии поглощения вторичный Xe составляет 93% всей концентрации, без поглощения 63% и, следовательно, концентрация уменьшается лишь на 1/3. Для двух суток и более еще меньшую долю составляет первичный Xe.

Через $1,5 \cdot 10^5$ с энерговыделение Xe составляет без выгорания около 6% всего энерговыделения осколков. Таким образом, результат, получаемый при этом для всего энерговыделения, на 2% больше, чем с учетом выгорания. Эта величина порядка точности расчета и ею можно пренебречь. Нуклид ^{105}Rh играет существенную роль в энерговыделении лишь при делении ^{239}Pu , ^{241}Pu и ^{238}U . Здесь через времена $1-4 \cdot 10^5$ с распад этого нуклида дает 2–3% энерговыделения. Однако при потоке $5 \cdot 10^{13}$ нейтр./см²·с выгорает, примерно, 18% ^{105}Rh , а при потоке 10^{14} нейтр./см²·с – 23%. Поэтому пренебрежение выгоранием завышает результат на величину 0,3–0,7%, и этим тоже можно пренебречь.

Из ядер с большим временем жизни выгорают ^{147}Pm , ^{155}Eu и ^{151}Sm . Сечения приведены в работе [6]. Нуклид ^{151}Sm имеет ничтожную среднюю энергию распада 19,6 кэВ и большой период полураспада 87 лет. Даже через 30 лет его взнос в энерговыделение составляет не более 0,1%. Мы им пренебрегаем. Нуклид ^{155}Eu вследствие малого выхода также нигде не дает вклада более 0,5%, и его выгорание мало влияет на суммарное энерговыделение.

Более существенное значение в энерговыделении имеет ^{147}Pm . Его взнос при временах выдержки 4–6 лет достигает в ^{235}U 2,5–3,0% и несколько меньших величин в ^{239}Pu и ^{241}Pu . В мягких спектрах с $\alpha \approx 0,05$ выгорание ^{147}Pm идет относительно медленно ($\sigma_{\text{эф}}^{147}/\sigma_{235} \sim 0,5$).

Если полное выгорание делящегося вещества равно удвоенной первоначальной концентрации ^{235}U (что вряд ли достижимо), то в мягком спектре лишь 40% ^{147}Pm успеет поглотить нейтроны из того количества, которое осталось бы без поглощения (при наличии одного β -распада). Таким образом, поправка на выгорание в таком спектре меньше или равна 1% энерговыделения. Для жестких спектров $\sigma_{\text{эф}}^{147}/\sigma_{235} \approx 1,2$ ($\alpha = 0,2$), и при таких же выгораниях концентрация ^{147}Pm уменьшается на 60%, а полное энерговыделение на 1,5–1,8%.

Если в расчетах можно пренебречь 2% энерговыделения для времен 3–6 лет, то можно пренебречь и суммарным уменьшением энерговыделения за счет выгорания ^{155}Eu и ^{147}Pm .

Накопление радиоактивных изотопов из осколков имеет большее значение, чем выгорание шлаков. Данные о сечениях захвата изотопа с числом нейтронов N даны в работе [6].

Среди них в случае ^{235}U играет роль ^{134}Cs и в меньшей степени $^{148}\text{m}\text{Pm}$. Большое сечение захвата $^{148}\text{m}\text{Pm}$ приводит к тому, что 80% этого нуклида в потоке $5 \cdot 10^{13}$ нейтр./см²·с выгорает. При очень глубоком выгорании топлива, когда выгорает 54% ^{147}Pm , из числа выгоревших ядер попадает в возбужденное состояние $^{148}\text{m}\text{Pm}$ $0,45 \cdot 0,54 = 0,24$, т.е. эффективный выход $^{148}\text{m}\text{Pm}$ равен 0,5%. Без учета радиационного захвата после выключения реактора остается эффективно 0,1% $^{148}\text{m}\text{Pm}$ на деление. Несмотря на большую энергию, выделяющуюся при распаде, равную 1,56 МэВ, его вклад в энерговыделение не превышает 0,5% в максимуме, находящемся при $t = 5 \cdot 10^6$ с.

Накопление ^{134}Cs также рассмотрено в работе [6]. Для мягких спектров с $\alpha = 0,05$ сечение накопления ^{134}Cs составляет 8–9% сечения поглощения ^{235}U . В этом случае при очень длительном выгорании (удвоенная начальная концентрация ^{235}U) и потоке $5 \cdot 10^{13}$ нейтр./см²·с энерговыделение при останове реактора на ^{235}U составило бы $1,1 \cdot 10^{-10}$, а через 3 года примерно $9,4 \cdot 10^{-10}$ МэВ/с·дел.,

т.е. приблизительно 14% всего энерговыделения осколков. В жестком спектре с $\alpha = 0,2$ энерговыделение в тех же условиях составило бы через 3 года $9 \cdot 10^{-11}$ МэВ/с.дел. или 26% энерговыделения осколков. При этом мы пренебрегли радиационным захватом в ^{134}Cs , который должен уменьшить концентрацию ^{134}Cs на 15-20%. Накопление ^{134}Cs в ^{239}Pu и ^{241}Pu больше, чем в ^{235}U соответственно на 5 и 2,5%, чем можно пренебречь.

Для больших времен выдержки (более 5 лет) большое значение в плутониевом топливе приобретает распад ^{154}Eu с периодом полураспада 16 лет. Непосредственно при делении этот нуклид не образуется, однако он накапливается при радиационном захвате, причем не столько при однократном, сколько при последовательном.

Вообще говоря, все сечения радиационного захвата при $A \geq 147$, вплоть до $A = 154$, значительны. Наименьшее из них имеет ^{150}Sm ($\sigma_{150} = 0,25 \sigma_5^f$) для жесткого спектра с $\alpha = 0,2$. Мы пренебрежем захватом в ^{150}Sm , так как даже при глубине выжигания $2\rho_{235}(0) / 10$ выгорает лишь 22% этого нуклида. Напротив, ^{151}Sm полностью превращается в ^{152}Sm (точнее на 97,5%), а ^{152}Sm и ^{153}Eu выгорают достаточно быстро. Поэтому накопление ^{154}Eu состоит из вкладов выходов от деления ^{151}Sm , ^{152}Sm и ^{153}Eu .

При указанной глубине выжигания накапливается энерговыделение, МэВ/с.дел.: в чистом ^{235}U (это, конечно, невозможно практически!) - $2,4 \cdot 10^{-12}$, в ^{239}Pu - $5,2 \cdot 10^{-12}$, в ^{241}Pu - $6,4 \cdot 10^{-12}$. Через 10 лет выдержки в ^{235}U остается энерговыделение $1,6 \cdot 10^{-12}$ МэВ/с.дел., в ^{239}Pu - $3,5 \cdot 10^{-12}$ и в ^{241}Pu - $4,3 \cdot 10^{-12}$. Это составляет 9% энерговыделения без учета ^{154}Eu в ^{241}Pu , 7% в ^{239}Pu и 2,3 в ^{235}U . Примерно таков же вклад этого изотопа во всем интервале 8-16 лет. В мягком спектре с $\alpha = 0,06$ вклад этого нуклида вдвое меньше, и если погрешность расчета составляет 5%, то им можно пренебречь.

5. Жесткие γ -кванты

Интенсивность жестких γ -квантов имеет значение с точки зрения величины защиты, которую требует контейнер с осколками.

Мы рассматриваем здесь только большие времена, когда ^{140}La уже можно пренебречь (0,5 года и больше). В этом случае наиболее жесткое γ -излучение дает ^{144}Pr , а именно 2,185 МэВ. Очень небольшой процент жестких γ -квантов испускается при распаде ^{106}Rh ; γ -излучение ^{134}Cs , а тем более ^{137}Cs значительно мягче. В табл.10 приведены данные о жестком γ -излучении в долгоживущих осколках.

Таблица 10

Характеристика γ -излучения в долгоживущих осколках

Делящееся ядро	Интенсивность γ -квантов, % на распад	Энергия γ -квантов, МэВ	$N(0)$ в ^{235}U
^{144}Pr	0,7	2,185	$1,06 \cdot 10^{-11}$
^{106}Rh	0,084	>2	$7,7 \cdot 10^{-13}$
^{134}Cs	3	1,367	$3,20 \cdot 10^{-12}$
^{134}Cs	3	1,168	
^{137}Cs	95	0,661	$4,3 \cdot 10^{-11}$

Примечание. $N(0)$ означает число распадов в секунду на одно деление с вылетом жестких γ -квантов сразу после прохождения реакции, а для ^{134}Cs - эквивалентное количество на среднее деление в реакторе за время его работы при потоке $5 \cdot 10^{13}$ нейтр./см².с.с. длительности кампании, соответствующей удвоенному выгоранию ^{235}U и $\alpha = 0,2$.

В табл.11 дана интенсивность γ -квантов с 1 кВт.ч после выдержки t лет в ^{235}U .

Как видно, для выдержек порядка 1 года интенсивность жестких γ -квантов ^{144}Pr сравнима с интенсивностью мягких γ -квантов ^{137}Cs . Вся необходимая биологическая защита при этом опре-

деляется жесткими γ -квантами ^{134}Ce . Для времен 4-5 лет интенсивность γ -квантов ^{134}Ce $E_\gamma=1,367$ МэВ становится существенно большей, чем интенсивность $E_\gamma=2,185$ МэВ, и их также следует учитывать; для времен в 10 лет (и более) существенной остается лишь интенсивность γ -квантов $0,661$ МэВ ^{137}Ce , которые и определяют необходимость защиты вплоть до времен в 100 лет и больше.

Таблица II

Число γ -квантов с 1 кВт·ч

Делящееся ядро	Время выдержки, лет						
	1	2	3	4	5	6	10
^{144}Pr	$7,9 \cdot 10^5$	$3,2 \cdot 10^5$	$8,1 \cdot 10^4$	$3,4 \cdot 10^4$	$1,4 \cdot 10^4$	$6 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^2$
^{134}Ce	$2,5 \cdot 10^5$	$1,8 \cdot 10^5$	$1,25 \cdot 10^5$	$0,9 \cdot 10^5$	$6,5 \cdot 10^4$	$4,7 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^4$
^{137}Ce	$44,7 \cdot 10^6$	$4,6 \cdot 10^6$	$4,5 \cdot 10^6$	$4,4 \cdot 10^6$	$4,3 \cdot 10^6$	$4,2 \cdot 10^6$	$3,9 \cdot 10^6$

6. Активность и энерговыделение трансурановых изотопов

Как уже упоминалось в работе [6], для больших времен выдержки смеси осколков и трансурановых элементов все большее значение приобретает α -распад трансуранов.

Рассмотрим реактор с потоком $5 \cdot 10^{13}$ нейтр./см²·с и $\alpha = 0,14$, работающий на обогащенном уране при температуре порядка 550 К. Для сечений деления и радиационного захвата примем следующие величины, включая резонансный интеграл (расчет не претендует на точность, большую чем 20-30%), б: $\sigma_f^{35} = 410$, $\sigma_c^{35} = 80$, $\sigma_a^{35} = 490$, $\sigma_c^{36} = 46$, $\sigma_c^{37} = 210$, $\sigma_{n,2}^{38} = 0,01$; $d\rho_{39}/dt : d\rho_{35}/dt_{при t=0} = 0,6$, $\sigma_f^{39} = 1,333\sigma_a^{35}$, $\sigma_c^{39} = 0,667\sigma_a^{35}$, $\sigma_a^{39} = 2\sigma_a^{35}$, $\sigma_a^{41} = 1,8\sigma_a^{35}$, $\sigma_c^{41} = 0,55\sigma_a^{35}$. Что касается σ_c^{40} , то оно из-за блокировки меняется от $2,7\sigma_a^{35}$ в начале процесса до σ_a^{35} в конце. Здесь σ_f - сечение деления; σ_a - полное сечение поглощения; σ_c - сечение радиационного захвата; нуклиды обозначены своим массовым числом минус 200. Тогда в зависимости от выгорания ^{235}U имеем данные содержания плутония в уране по отношению к начальной концентрации ^{235}U (табл. I2).

Таблица I2

Отношение концентраций

$\ln \rho_{35}(0)/\rho_{35}(t)$	$\rho_{39}(t)/\rho_{35}(0)$	$\rho_{40}(t)/\rho_{35}(0)$	$\rho_{41}(t)/\rho_{35}(0)$	$\rho_{42}(t)/\rho_{35}(0)$	$\rho_{38}(t)/\rho_{35}(0)$
0,5	0,190	0,25	0,002	0	0,0003
1,0	0,275	0,073	0,01	0,0018	0,0014
1,5	0,313	0,120	0,025	0,0063	0,00365
2,0	0,326	0,164	0,041	0,015	0,0068

Рассмотрим, например, момент $\ln \rho_{35}(0)/\rho_{35}(t) = 1,5$. В этом случае Pu содержит, %: ^{239}Pu - 62,3; ^{240}Pu - 24,3; ^{241}Pu - 9,6; ^{242}Pu - 3,0; ^{238}Pu - 0,8. При этом общее число делений несколько больше первоначального числа ядер ^{235}U (примерно 1,095). В пересчете на одно деление энерговыделение нуклидов Pu, а также ^{241}Am дано в табл. I3.

В этих расчетах мы пренебрегли временем работы реактора, что играет роль только для времен хранения менее 3 лет. Как видно, вплоть до 20 лет хранения полное энерговыделение трансуранов растет за счет распада ^{241}Pu , а затем остается почти неизменным и начинает падать лишь через время, большее 100 лет (распад ^{238}Pu , а затем ^{241}Am). Через 20 лет энерговыделение в четыре раза меньше, чем энерговыделение осколков, а через 90 лет вдвое больше.

Энерговыведение, МэВ/с-дел.

Нуклид	Время выдержки, 10^{-12} лет					
	0	3	5	10	20	90
^{239}Pu	1,46	1,46	1,46	1,46	1,46	1,46
^{240}Pu	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	2,08
^{241}Pu	0,28	0,26	0,24	0,16	0,1	0
^{238}Pu	5,1	5,0	4,9	4,7	4,35	2,5
^{241}Am	0	0,9	1,7	2,7	4,3	5,8
Сумма	8,94	9,72	10,4	11,1	12,3	11,8

Список литературы

1. Way K., Wigner E.P. Phys.Rev., 1946, v.70, p.115.
2. Crouch E.A. Atomic and Nuclear data tables, 1977, v. 19, p.419.
3. Cuninghame J.C. Conference on fission products nuclear data, Vienna, 1978, v.1, p.351.
4. Blanchot J. Ibid., v.2, p.487; [8] Dunschlag H.O., p.421; [9] Schenter R.E., Schnuttrath F. p.677.
5. Бета-излучение продуктов деления. М.: Атомиздат, 1978.
6. Немировский П.Э., Маневич Л.Г. Препринт ИАЭ-3274, 1980.
7. Clerc H.G., Jang W., Schmidt R.H. Z. Phys., 1975, v. A274, p.203.

Статья поступила в редакцию 5 января 1982 г.

УДК 539.172.4/173.4

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ
НЕЧЕТНЫМИ ИЗОТОПАМИ САМАРИЯ И ЕВРОПИЯБ.Д.Юрлов, Т.С.Беланова, А.В.Игнатюк,
В.Н.Коновов, Г.Н.Мантуров

FAST NEUTRON RADIATIVE CAPTURE CROSS SECTIONS EVALUATION FOR SAMARIUM AND EUROPIUM ODD ISOTOPES. Available experimental data of fast neutron capture cross sections for isotopes $^{147,149,151}\text{Sm}$, $^{151,153,155}\text{Eu}$ are analysed in framework of statistical theory of nuclear reactions with using maximum likelihood method. Average resonance parameters: s-, p- and d-wave neutron and radiative strength function are obtained as result. Calculations of recommended capture cross section curves are carried out using these parameters for investigated nuclei in neutron energy region from 1 to 1000 keV.

В процессе выгорания ядерного топлива в активной зоне реакторов происходит накопление значительного количества продуктов деления, которые начинают оказывать существенное влияние на баланс нейтронов в реакторе. Поэтому при проектировании и эксплуатации ядерных реакторов возникает много проблем, связанных с отравлением активной зоны. Для их решения необходимо знание нейтронных сечений продуктов деления (в первую очередь сечений радиационного захвата нейтронов) с достаточно высокой точностью. В связи с этим появилось большое число оценок нейтронных сечений

продуктов деления, наиболее важными из которых являются комбинации [1-5]. Согласно проведенным оценкам, достигнутая точность сечений радиационного захвата быстрых нейтронов продуктами деления составляет 15-20%. Однако для получения погрешности 1% в расчете $K_{эф}$ и 2% в величине коэффициента воспроизводства быстрого реактора на окисном плутониевом топливе с натриевым теплоносителем требуется точность примерно в два раза лучшая [6,7]. Как показано в работе [8], в настоящее время неопределенность $K_{эф}$ почти целиком определяется имеющимися погрешностями нейтронных сечений продуктов деления.

Нечетные изотопы самария относятся к первому десятку наиболее важных продуктов деления, определяющих отравление активной зоны реактора. С другой стороны, нечетные изотопы европия перспективны как материал для стержней регулирования контроля реактора. Так как для обоих элементов существует значительный разброс в оценках сечений захвата нейтронов [1-5], то актуальной задачей является анализ причин такого разброса сечений и уменьшение погрешности оцениваемых величин. Решению этой задачи и посвящена данная работа.

Состояние экспериментальных данных
по сечениям радиационного захвата быстрых нейтронов

Информация о работах [9-18] по измерению сечений радиационного захвата нейтронов нечетными изотопами самария и европия представлена в табл. I. На рис. 1-6 приведена энергетическая зависимость сечений захвата для разделенных изотопов, а на рис. 7, 8 - для естественной смеси изотопов этих элементов. Большая часть экспериментов в области энергий нейтронов от 1 до 1000 кэВ выполнена методом, основанным на регистрации мгновенного β -излучения захвата с применением техники времени пролета или времени замедления для определения энергии нейтронов. Этот метод используется в спектрометре по времени замедления нейтронов в связке ("свинцовый куб") [11, 19] и в спектрометрах на базе линейных [13-15, 17, 18] и электростатических ускорителей [10, 16, 20, 21]. Регистрация событий радиационного захвата нейтронов производилась преимущественно детекторами полной энергии или большими сцинтилляционными баками; нейтронный поток измерялся с помощью реакций $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ и $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$. Указанные методы подробно описаны в некоторых публикациях, например в работе [22].

Свинцовый куб обладает сравнительно высокой плотностью потока нейтронов и обеспечивает измерение малых величин сечений, но в области десятков килоэлектронвольт имеет плохое энергетическое разрешение (около 60-100%).

Достоинством спектрометров на базе линейных ускорителей электронов является обеспечение широкой области исследуемых энергий нейтронов (от резонансной до быстрой), что позволяет выполнять абсолютизацию σ_c методом насыщенного резонанса. К недостаткам следует отнести существование в области выше 10-20 кэВ зависящего от времени пролета фона, источник которого - быстрые рассеянные нейтроны и который обуславливает невысокую точность измерения σ_c на ЛУЭ в этой области энергий, так как однозначное определение переменного фона сделать трудно.

Достоинством спектрометров на базе электростатических ускорителей следует считать низкий нейтронный фон, который корректно учитывается, так как он может быть измерен одновременно с эффектом захвата, недостатком - низкое отношение эффекта к фону в области энергий 1-10 кэВ, обусловленное относительно малым выходом нейтронов из $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ -реакции, что значительно увеличивает погрешность σ_c в этом интервале энергий.

Следует отметить, что в последние годы выполнены систематические исследования изотопов самария и европия [14-18], которые существенно увеличили информацию о $\sigma_c(E)$ для этих ядер, однако в результатах отдельных работ (см. рис. 1) наблюдаются значительные, выходящие за пределы даваемых авторами ошибок расхождения как по энергетическому ходу, так и по абсолютной величине сечений.

$^{147, 149}\text{Sm}$. В области энергий 5-300 кэВ для ^{147}Sm имеются два набора данных по величине $\sigma_c(E)$ [16-18], которые отличаются наклоном и нигде не пересекаются в пределах указываемых экспериментальных погрешностей (см. рис. 1), причем $\sigma_c(E)$ группы Кононова [16] ниже 10 кэВ приблизительно в 2 раза выше $\sigma_c(E)$ японской группы [18], эта разница уменьшается до 25-30% при 200-300 кэВ. Отметим, что $\sigma_c(E)$ работы [18] проходит через точку Маклина [10] при 30 кэВ.

Таблица I

Характеристика экспериментальных работ по измерению сечений захвата нейтронов для нечетных изотопов самария и европия

Ссылка	Энергия, кэВ	Число точек	Источник нейтронов	Метод	Стандарт и монитор потока	Исследованные ядра
Джонсрад [9]	175-2500	14	ЭУ	А	$\sigma_c(\text{Eu})=1400 \text{ б}$ $\sigma_f(235\text{U})$	^{151}Eu
Маклина [10]	30±7	1	"	ТВП МР	$\sigma_c(\text{Ag})=951 \text{ мб}$ при $E_n=30 \text{ кэВ}$ $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$	$^{147,149}\text{Sm}$
Конко [11]	0,001-40	86	СВЗ	СВЗ ПС СД	Нормировка по низколежащим резонансам	^{63}Eu , ^{153}Eu , ^{151}Eu (вычислено)
Харлоу [12]	0,025-10	-	Ядерный взрыв	ТВП МР	Нормировка по данным работы [12], $^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$	$^{151,153}\text{Eu}$
Кэппр [13]	0,2-12,5	98	ЛУЭ	ТВП МЛ	Нормировка по резонансу 7,44 эВ ^{151}Eu $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$	^{63}Eu , ^{151}Eu , ^{153}Eu (вычислено)
Хокелбарн [14]	6,3-300; 566 0,02-150	566	"	ТВП БЖСД	Нормировка по резонансу 31,3 эВ ^{153}Eu $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$	$^{151,153}\text{Eu}$, ^{149}Sm
Моксон [15]	0,1-100	27	"	ТВП МР	Нормировка по низколежащим резонансам $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$	$^{151,153}\text{Eu}$, ^{63}Eu (вычислено)
Кононов [16]	5-350	75	ЭУ	ТВП ЖСД	$\sigma_c(\text{Au})=596 \text{ мб}$ при $E_n=30 \text{ кэВ}$ $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$	$^{147,149}\text{Sm}$, ^{62}Sm , $^{151,153}\text{Eu}$, ^{63}Eu
Мизумото [17]	3-300	23	ЛУЭ	ТВП БЖСД	Нормировка по насыщенным резонансам	$^{151,153}\text{Eu}$, ^{63}Eu
Мизумото [18]	1,5-300	30	"	БЖСД	То же $^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$	$^{147,149}\text{Sm}$

Примечание. ТВП - техника времени пролета; ЭУ - электростатический ускоритель; ЛУЭ - линейный ускоритель электронов; СВЗ - спектрометр по времени замедления нейтронов в свинце; МР - детектор Моксон-Рей; МЛ - детектор Майер-Лейбница; БЖСД - большой жидкостной сцинтилляционный детектор; ПС - пропорциональный счетчик; СД - сцинтилляционный детектор; ЖСД - жидкостной сцинтилляционный детектор; А - активационный метод.

Данные $\sigma_c(E)$ для ^{149}Sm приведены в работах [14,16,18]. Выше 10-15 кэВ они хорошо согласуются (см. рис.2), ниже этой энергии сечение захвата, полученное группой Кононова [16], имеет более крутой ход $\sigma_c(E)$. Единственная точка Маклина при 30 кэВ находится примерно на 60% ниже всех остальных результатов.

$^{151,153}\text{Eu}$. В работах [11,13-17] приведены данные $\sigma_c(E)$ ^{151}Eu , которые до 60 кэВ согласуются в среднем с 10%-ой точностью (см. рис.4). В области энергий 60-100 кэВ наблюдаются две группы данных: $\sigma_c(E)$ из работ [14,16], которые согласуются в пределах 4-7%, но находятся систематически ниже примерно на 25%, $\sigma_c(E)$ из работ [15,17], также согласующихся в пределах 2-11%.

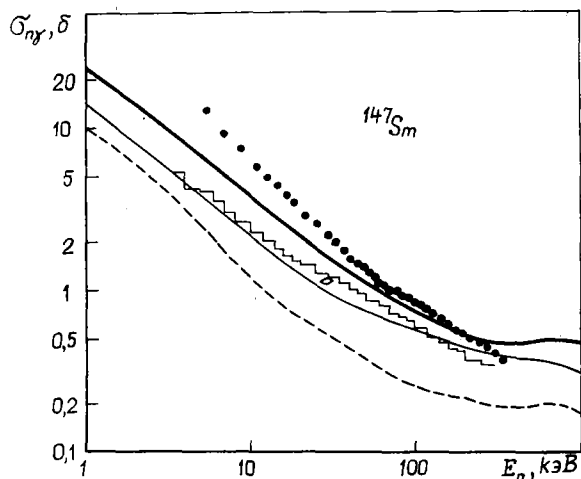


Рис.1. Сечение радиационного захвата нейтронов для ^{147}Sm . Экспериментальные данные по следующим работам: \bullet - [16]; --- - [16]; \circ - [10]. Расчеты: --- - настоящая оценка; --- - JENDL-1 [2]; --- - при $S_\gamma = S_\gamma \text{ рез}$

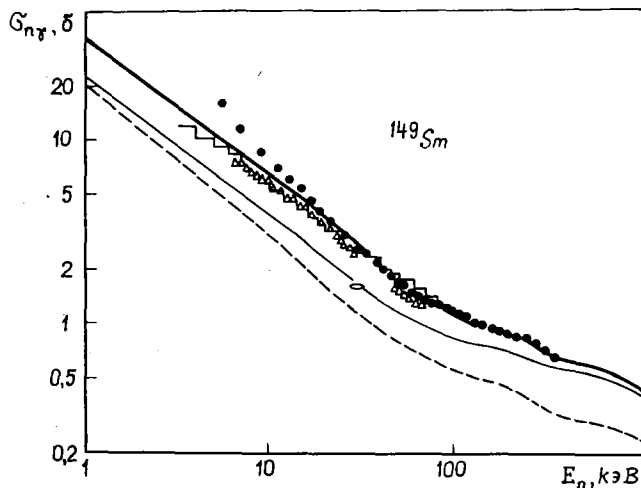


Рис.2. Сечение радиационного захвата нейтронов для ^{149}Sm . Экспериментальные данные по следующим работам: \bullet - [16]; --- - [18]; \circ - [10]; Δ - [14]. Расчеты: --- - настоящая оценка; --- - JENDL-1 [2]; --- - при $S_\gamma = S_\gamma \text{ рез}$

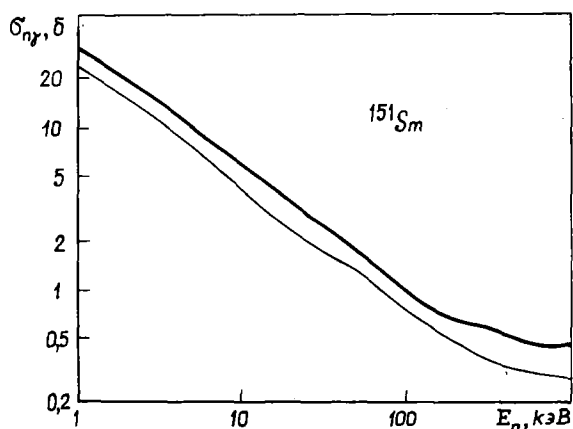


Рис.3. Сечение радиационного захвата нейтронов для ^{151}Sm . Расчеты: --- - настоящая оценка; --- - JENDL-1 [2]

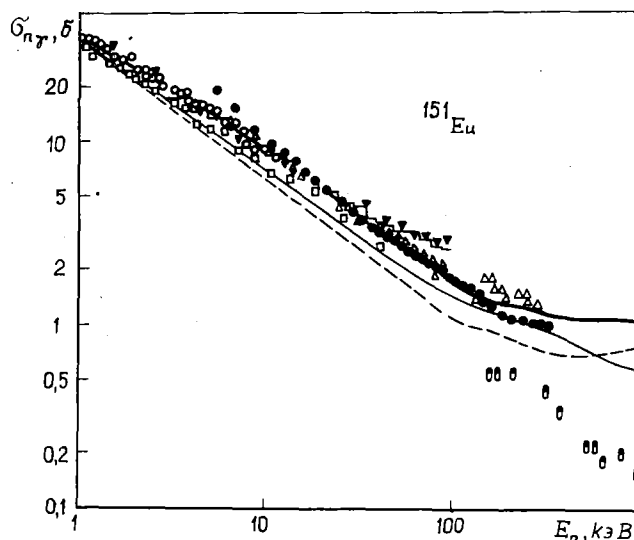


Рис.4. Сечение радиационного захвата нейтронов для ^{151}Eu . Экспериментальные данные по следующим работам: \bullet - [16]; --- - [17]; \circ - [13]; Δ - [14]; ∇ - [15]; \square - [11]; \emptyset - [9]. Расчеты: --- - настоящая оценка; --- - расчет при $S_\gamma = S_\gamma \text{ рез}$; --- - JENDL-1 [2]

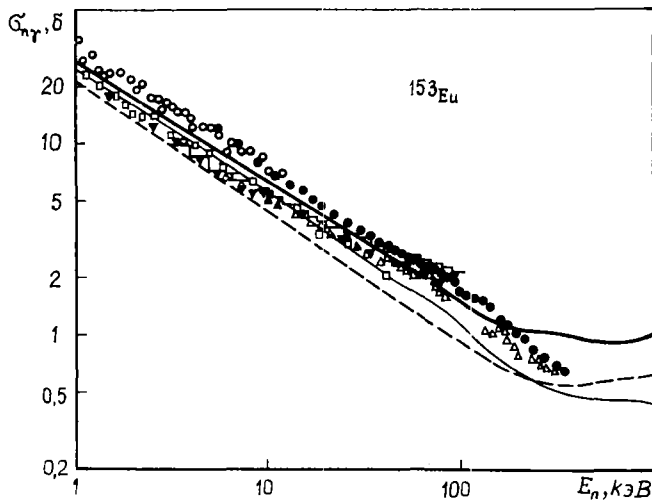


Рис.5. Сечение радиационного захвата нейтронов для ^{153}Eu . Экспериментальные данные по следующим работам: \bullet - [16]; \square - [17]; \circ - [13]; Δ - [14]; ∇ - [15]; \square - [11]. Расчеты: --- - настоящая оценка; --- - JENDL-1 [2]; - - - - при $S_f = S_f^{\text{рез}}$

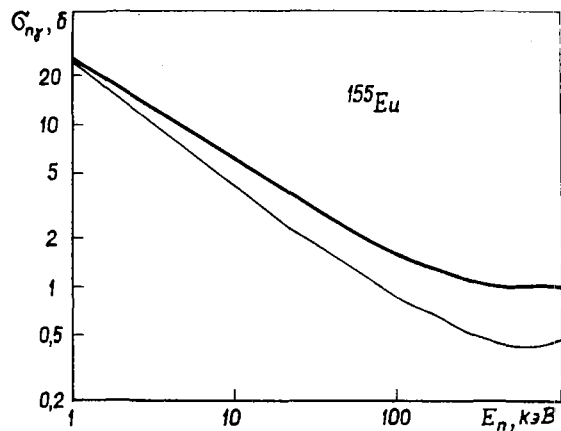


Рис.6. Сечение радиационного захвата нейтронов для ^{155}Eu . Расчеты: --- - настоящая оценка; - - - - JENDL-1 [2]

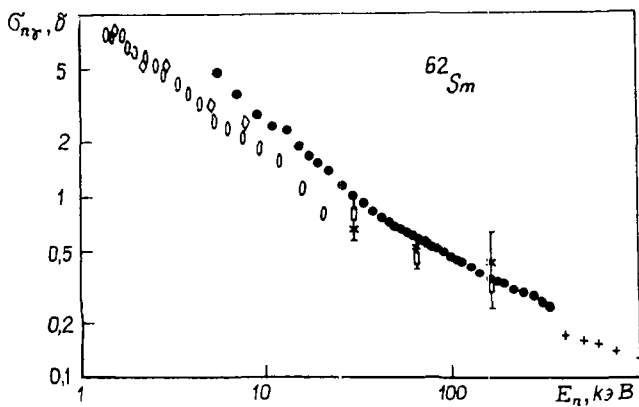


Рис.7. Сечение радиационного захвата нейтронов для природного самария. Экспериментальные данные по следующим работам: \bullet - [16]; \circ - [19]; \times - [20]; \square - [23]; \diamond - [24]; $+$ - [25]

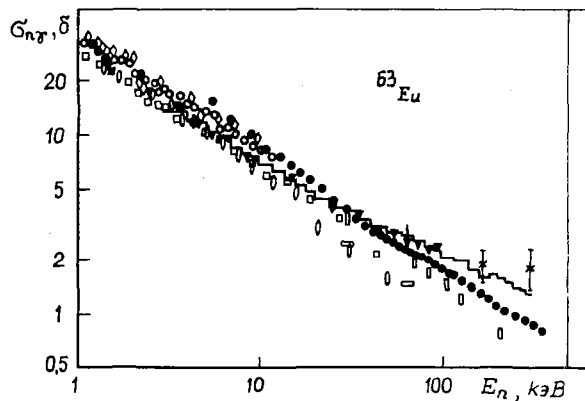


Рис.8. Сечение радиационного захвата нейтронов для природного европия. Экспериментальные данные по следующим работам: \bullet - [16]; \circ - [13]; \square - [17]; \square - [11]; ∇ - [15]; \diamond - [19]; \diamond - [24]; \times - [20]; \square - [21]

Для более высокой энергии нейтронов в работах [15,17] данных нет, а кривая $\sigma_c(E)$ из работы [14] идет выше кривой $\sigma_c(E)$, полученной в работе [16], на 10–35%. Имеющиеся активационные сечения Джонсада [9], полученные методом "двух отношений", оказались в 2–3 раза меньше других $\sigma_c(E)$ [14,16]. Перенормировка данных работы [9] к рекомендованному тепловому сечению захвата ^{151}Sm [27] устраняет это несоответствие.

Экспериментальные данные по сечению ^{153}Eu [13–17] также делятся на две группы, заметно отличающиеся наклоном кривых $\sigma_c(E)$ (см.рис.5), хотя по абсолютной величине в интервале энергий 10–100 кэВ разные данные согласуются в пределах 20–15%. В области энергий 160–300 кэВ данные Хокенбери [14] для этого изотопа, в отличие от ^{151}Eu ниже результатов работы [16] приблизительно на 10%.

^{151}Sm , ^{155}Eu . Эти ядра являются радиоактивными продуктами деления и для них нет экспериментальной информации по сечениям захвата быстрых нейтронов.

^{62}Sm , ^{63}Eu . Данных для природных смесей изотопов этих элементов немного. Кроме уже упоминавшихся работ, это данные Чоу [19], полученные на свинцовом кубе, а также измерения Лешиня [20], Маклина [21,23], Блока [24], Пейнтца [25]. Сечения для природного самария (см.рис.7) из работ [19,24], согласуясь между собой, систематически ниже примерно на 30–40% результатов группы Коновова [16], данные работ [20,21,23] совпадают с последними в пределах экспериментальных погрешностей измерений. Для природного европия (см.рис.8) ситуация с экспериментальными данными аналогична той, которая наблюдается для его разделенных изотопов. В интервале 15–70 кэВ большинство данных перекрываются, ниже 15 кэВ кривые $\sigma_c(E)$, полученные в работах [13,16,24], превышают кривые $\sigma_c(E)$ из работ [11,15,17,19,20] на 15–25%, а в области 70–300 кэВ, наоборот, данные из работ [16,21] ниже данных, приведенных в работах [15,17,20] на 20–40%.

В результате рассмотрения совокупности экспериментальных данных выявлены некоторые общие черты. В интервале энергий приблизительно от 10–15 до 70–80 кэВ различные данные, как правило, согласуются в пределах экспериментальных погрешностей. Ниже 10–15 кэВ сечения, полученные на спектрометрах на базе электростатических ускорителей, обычно выше (например, данные работы [16]). В области сотен килоэлектронвольт данные работ [14,15,17,19] превышают аналогичные данные, полученные на ЛУЭ. Что касается результатов, полученных на спектрометре по времени замедления нейтронов в свинце [11,19], то они практически всегда ниже, чем в других работах. Это, по-видимому, связано с особенностями используемых экспериментальных методов. Как уже указывалось, область низких энергий трудна для измерений на электростатических ускорителях, с другой стороны, при повышении энергии нейтронов до сотен килоэлектронвольт на резонансных спектрометрах происходит резкое увеличение фона от рассеянных быстрых нейтронов, что приводит к довольно сложной проблеме корректного учета переменного фона и, соответственно, к невысокой точности и надежности полученных результатов, например, при энергии нейтронов, равной 100 кэВ, данные работ [14,15,17,18] имеют погрешность 10–15%. У свинцового куба в области энергий 15–50 кэВ энергетическое разрешение составляет 60–100%, что затрудняет интерпретацию и сравнение экспериментальных данных и ограничивает области энергий используемых сечений до 15–20 кэВ. Кроме того, применяемая в работах [11,19] процедура абсолютизации сечений захвата по параметрам изолированных резонансов или по тепловой области энергий нейтронов существенно зависит от учета примесей других изотопов [15,26] и от использованных для нормировки значений резонансных параметров. При рассмотрении данных работ [11,19] следует иметь в виду указание авторов работы [11] о том, что результаты, полученные при использовании разных детекторов (пропорционального счетчика и оптимизационного детектора), отличаются на 20%, и указание авторов работы [28], что используемая в работах [11,19] методика поправки на многократное рассеяние нейтронов в образце и резонансную блокировку неточна и может привести к занижению получаемых сечений радиационного захвата на 10–20%. Результаты некоторых относительных измерений в настоящее время требуют перенормировки на современное значение опорных сечений. В частности, это касается данных Лешиня [20], Маклина и Гиббонса [21,23], надежных относительно сечения захвата индия, для которого эта величина выше на 10–15% по сравнению с оценкой, данной в работе [29].

Необходимо отметить также следующее. Только в работе [16] результаты измерений сечений захвата для самария, европия и их изотопов являются взаимосогласованными в том плане, что $\sigma_c(E)$ для природных смесей изотопов, вычисленное из экспериментальных данных для отдельных изотопов,

хорошо согласуется с экспериментально измеренным в этой работе сечением природных ^{62}Sm и ^{63}Eu . Такой же вывод можно сделать и по работе [17] для европия и его изотопов в интервале энергий 3–100 кэВ, но условие взаимосогласованности не выполняется в работах [10,18] для самария и его изотопов, в работах [11,14,15] для европия и его изотопов.

По результатам проведенного обсуждения экспериментальной ситуации для последующего анализа в целях получения средних резонансных параметров, которые бы удовлетворительно описывали эти экспериментальные данные, были использованы работы [14,16,18] для $^{147,149}\text{Sm}$, $^{151,153}\text{Eu}$ и [13,15] для $^{151,153}\text{Eu}$.

Принятая процедура оценки

Оценка нейтронных сечений в области неразрешенных резонансов обычно основывается на расчетах по оптической модели и статистической теории с использованием данных о средних резонансных параметрах – нейтронных S_ℓ и радиационных $S_{\gamma\ell}$ силовых функциях, данных о радиусе потенциального рассеяния R' , параметре "а" плотности уровней, схеме уровней исследуемого ядра и других данных, которые берут либо из эксперимента, либо из соответствующих систематик, полученных из анализа существующей экспериментальной информации с помощью определенных теоретических представлений.

В настоящей работе также использована общепринятая процедура оценки, но в отличие от работ [1–5] значения S_ℓ , $S_{\gamma\ell}$ определяли из совокупного анализа данных, полученных в области изолированных и в области неразрешенных резонансов. Способ получения силовых функций из усредненных сечений радиационного захвата основывается на последовательном сравнении экспериментальных значений сечений с теоретической кривой сечения захвата, рассчитанной по известной формуле Хаузера–Фельбаха–Молдаузра [30]:

$$\sigma_c(E) = 2\pi^2 \lambda^2 \sum_{\ell J} g^J T_f^{\ell J} T_n^{\ell J} F \left(\frac{T_f^{\ell J}}{T_n^{\ell J}}, \frac{T_{in}^{\ell J}}{T_n^{\ell J}} \right) / (T_f^{\ell J} + T_n^{\ell J} + T_{in}^{\ell J}). \quad (1)$$

Проницаемости $T_n^{\ell J}$, $T_{in}^{\ell J}$ и $T_f^{\ell J}$ связаны с приведенными нейтронными S_ℓ и радиационными $S_{\gamma\ell}$ силовыми функциями следующими соотношениями:

$$T_n^{\ell J} = \varepsilon_{\ell\ell J}^0 S_\ell v_\ell \sqrt{E} (1 + \frac{\pi}{2} S_\ell v_\ell \sqrt{E})^{-2}; \quad T_{in}^{\ell J} = \sum_k \varepsilon_{\ell\ell J}^k T_n^{\ell J}; \quad T_f^{\ell J} = g^J S_{\gamma\ell} \xi(E). \quad (2)$$

В выражениях (1), (2) использованы традиционные обозначения. Функция $\xi(E)$ учитывает энергетическую зависимость полной радиационной ширины, а фактор F – флуктуацию нейтронных ширин в каналах упругого и неупругого рассеяния нейтронов. Расчет коэффициентов проницаемости v_ℓ проводился с радиусом канала $R = 1,3 \cdot A^{1/3}$. Флуктуационный фактор F рассчитывали из условия наилучшей аппроксимации распределения нейтронных ширин Портера–Томаса [31].

При расчете сечений учитывали вклады нейтронных волн с орбитальным моментом ℓ , равным 0,1,2,3 (параметры f -волн принимали равными соответствующим параметрам p -волн), предполагалось, что приведенная нейтронная силовая функция S_ℓ не зависит от полного спина состояния J , а радиационную силовую $S_{\gamma\ell}$ функцию брали как отношение полной средней радиационной ширины к среднему расстоянию между уровнями, т.е. $S_{\gamma\ell} = \bar{\Gamma}_{\gamma\ell} / (2\ell+1)\bar{D}_\ell$ и для $\ell=0$, $S_{\gamma 0} = \bar{\Gamma}_{\gamma 0} / \bar{D}_{набл}$. Функцию $\xi(E)$ вычисляли в предположении дипольного характера излучения и зависимости Лоренца усредненного матричного элемента переходов с использованием плотности уровней ядра, взятой по модели ферми-газа с учетом коллективных эффектов [32].

В связи с тем, что в усредненных сечениях содержится вклад большого числа нейтронных резонансов, причем не только нулевого орбитального момента, то можно ожидать, что в таком анализе статистические флуктуации нейтронных ширин и расстояний между резонансами не будут ограничивать точность определения средних резонансных параметров и появляется возможность более надежного, чем в резонансной области, определения параметров для нейтронов с высоким орбитальным моментом (ℓ , равным 1 и 2).

Оптимальную с точки зрения наилучшего описания экспериментальных данных оценку \vec{P} нейтронных и радиационных силовых функций находили методом максимума правдоподобия путем минимизации квадратичной формы вида $S^2(\vec{P}) = [\vec{\sigma}_3 - \vec{\sigma}_{\text{теор}}(\vec{P})]^T V^{-1} [\vec{\sigma}_3 - \vec{\sigma}_{\text{теор}}(\vec{P})] + [\vec{P}_0 - \vec{P}]^T W_0^{-1} [\vec{P}_0 - \vec{P}]$, где $\vec{\sigma}_3$ - экспериментальное и $\vec{\sigma}_{\text{теор}}$ - теоретическое, определяемое по формуле (1), сечения радиационного захвата нейтронов; V - ковариационная матрица погрешностей экспериментальных данных по сечениям; \vec{P}_0 и W_0 - априорные значения средних резонансных параметров и их ковариационная матрица ошибок, которая предполагается диагональной. В таком подходе ковариационная матрица погрешностей W оптимальных значений параметров \vec{P} оценивается по формуле $W = [N^T V^{-1} N + W_0^{-1}]^{-1} \times \max\{1, \sigma^2\}$, где N - матрица коэффициентов чувствительности сечения к параметрам; $\sigma^2 = S^2(\vec{P})/N$ - оценка дисперсии соответствующего χ^2 - распределения; N - число экспериментальных точек. Диагональные элементы матрицы W определяют дисперсию параметров, недиагональные члены отражают корреляционные свойства параметров, полученных методом максимума правдоподобия.

Указанный метод реализован в расчетной программе ЕУРАР для ЭВМ БЭСМ-6 (для ЭВМ М 222 - программа ОРПА [33]), позволяющей проводить описание экспериментальных данных по полному сечению, сечениям захвата, упругого и неупругого рассеяния в рамках теоретической модели Хаузера-Фешбаха-Молдауэра. Поиск оптимальных параметров мог производиться при различных вариантах относительно искомых параметров S_ℓ и $S_{\chi\ell}$. В частности, поскольку величина нейтронной силовой функции для λ -нейтронов известна достаточно надежно из анализа изолированных резонансов, параметр S_0 обычно не варьировался. Параметр $S_{\chi\ell}$ определялся в предположении независимости радиационной силовой функции от орбитального момента налетающего нейтрона.

Выбор параметров и обсуждение оцененных сечений

Расчетные параметры для исследуемых изотопов самария и европия из оценок работ [1-5] представлены в табл.2, там же приведены результаты, полученные авторами настоящей работы.

Таблица 2

Расчетные параметры							
Параметр	[2]	[1]	[4]	[5]	[3]	[2]	Настоящая работа
Для ^{147}Sm							
$10^4 s_0$	4,6 \pm 0,4	-	-	4,3	4,3	4,02	4,6 \pm 0,4
$10^4 s_1$	-	-	-	1,0	1,8	0,52	0,150 \pm 0,045
$10^4 s_2$	-	-	-	-	-	-	1,30 \pm 0,26
$\bar{\Gamma}_p$, мэВ	67 \pm 2	63	-	84	100	67	- -
$\bar{D}_{\text{набл}}$, эВ	7,4 \pm 0,7	6,7	-	5,3	6,3	4,26	- -
$10^4 s_p$	91	94	-	158	159	157	420 \pm 84
n , Φ	-	6,366	-	5,8	6,366	4,45	7,5
a , МэВ $^{-1}$	-	-	-	19,5	21,0	21,41	18,79
σ_c (при 30 кэВ), мб	-	776	-	848	1221	1005	1,650
σ_t (при 30 кэВ), мб	-	19100	-	14100	15000	12100	14280
Для ^{149}Sm							
$10^4 s_0$	5,1 \pm 0,9	-	5,2	5,5	5,1	3,88	5,1 \pm 0,9
$10^4 s_1$	-	-	0,6	0,4	1,8	0,54	0,300 \pm 0,045
$10^4 s_2$	-	-	-	-	-	-	1,500 \pm 0,225
$\bar{\Gamma}_p$, мэВ	60,5 \pm 5	62	60,5	64	76	61	- -
$\bar{D}_{\text{набл}}$, эВ	2,3 \pm 0,3	2,3	1,95	2,3	2,0	1,63	- -
$10^4 s_p$	263	277	310	278	380	374	900 \pm 27

Продолжение табл.2

Параметр	[27]	[1]	[4]	[5]	[3]	[2]	Настоящая работа
R', Φ	-	5,093	6,6	5,093	5,09	8,4	7,5
$a, \text{МэВ}^{-1}$	-	-	-	22,75	23,5	20,8	20,10
σ_c (при 30 кэВ), мб	-	1620	1496	1310	1947	1645	2602
σ_t (при 30 кэВ), мб	-	13300	-	12000	16600	11800	14960
<u>Для ^{151}Sm</u>							
$10^4 s_0$	$4,0 \pm 1,8$	-	3,5	3,68	3,65	3,8	$3,65 \pm 0,48$
$10^4 s_1$	-	-	0,8	0,5	1,2	0,55	$0,250 \pm 0,075$
$10^4 s_2$	-	-	-	-	-	-	$4,0 \pm 0,8$
$\bar{\Gamma}_f, \text{мэВ}$	75 ± 4	75	78	96	96	75	-
\bar{D} набл. эВ	$1,3 \pm 0,2$	1,3	0,9	1,7	1,72	1,5	-
$10^4 s_f$	577	570	667	565	558	500	1200 ± 120
R', Φ	-	6,42	6,65	7,46	6,42	8,35	8,0
$a, \text{МэВ}^{-1}$	-	-	-	25,9	26,88	21,26	20,20
σ_c (при 30 кэВ), мб	-	1967	2457	2011	2062	1825	2594
σ_t (при 30 кэВ), мб	-	13900	-	11800	14600	11700	12811
<u>Для ^{151}Eu</u>							
$10^4 s_0$	$3,7 \pm 0,5$	-	-	-	-	-	$3,7 \pm 0,5$
$10^4 s_1$	$1,0 \pm 0,8$	-	-	-	-	-	$0,10 \pm 0,03$
$10^4 s_2$	-	-	-	-	-	-	$2,5 \pm 0,5$
$\bar{\Gamma}_f, \text{мэВ}$	-	92	-	90	-	88	-
\bar{D} набл. эВ	$0,7 \pm 0,2$	0,655	-	0,974	-	0,72	-
$10^4 s_f$	-	1400	-	-	-	-	3200 ± 320
R', Φ	$8,8 \pm 0,4$	-	-	-	-	-	7,68
$a, \text{МэВ}^{-1}$	-	23,28	-	-	-	-	20,26
σ_c (при 30 кэВ), мб	-	3500	-	-	-	-	4092
σ_t (при 30 кэВ), мб	-	-	-	-	-	-	13371
<u>Для ^{153}Eu</u>							
$10^4 s_0$	$2,5 \pm 0,9$	3,54	-	2,8	-	4,2	$2,5 \pm 0,2$
$10^4 s_1$	$0,6 \pm 0,4$	1,43	-	1,0	-	0,49	$0,24 \pm 0,07$
$10^4 s_2$	-	-	-	-	-	-	$0,40 \pm 0,88$
$\bar{\Gamma}_f, \text{мэВ}$	94 ± 1	94,8	-	90	-	94	-
\bar{D} набл. эВ	$1,3 \pm 0,2$	1,3	-	1,05	-	1,46	-
$10^4 s_f$	723	729	-	857	-	644	2100 ± 210
R', Φ	$8,8 \pm 0,4$	8,8	-	8,8	-	8,8	8,16
$a, \text{МэВ}^{-1}$	-	-	-	25,7	-	21,81	20,44
σ_c (при 30 кэВ), мб	-	2436	-	2674	-	2566	3105

Параметр	[27]	[1]	[4]	[5]	[3]	[2]	Настоящая работа
σ_t (при 30 кэВ), мб	-	14100	-	13900	-	12600	12539
Для ^{155}Eu							
$10^4 s_0$	-	-	-	2,2	-	4,13	$2,35 \pm 0,47$
$10^4 s_1$	-	-	-	0,1	-	0,49	$0,65 \pm 0,19$
$10^4 s_2$	-	-	-	-	-	-	$35 \pm 0,7$
$\bar{\Gamma}_p$, мэВ	-	-	-	129	-	100	-
\bar{D} набл., эВ	-	-	-	0,92	-	2,5	-
$10^4 s_p$	-	407	-	1400	-	400	2200 ± 220
R', φ	-	6,48	-	8,0	-	8,15	8,2
a , МэВ ⁻¹	-	-	-	24,8	-	20,85	18,0
σ_c (при 30 кэВ), мб	-	2163	-	2556	-	1885	3148
σ_t (при 30 кэВ), мб	-	12500	-	12200	-	12500	12503

Нейтронные силовые функции. Анализ экспериментальных данных по нейтронным силовым функциям сделан в работах [27, 34-37]. Для большинства ядер величина S_0 известна из измерений в области разрешенных резонансов и для 20 наиболее важных продуктов деления S_0 определена с точностью $\pm 30\%$, а в отдельных благоприятных случаях $\pm 10\%$. Зависимость S_0 от массового числа A , равного 140-180, показана на рис. 9, даны экспериментальные точки и теоретические кривые. Видно, что расчеты по коллективной модели методом связанных каналов дают более удовлетворительное описание экспериментальных данных. В качестве рекомендованных оценок S_0 для $^{147}, ^{149}, ^{151}\text{Sm}$ и $^{151}, ^{153}, ^{155}\text{Eu}$ взяты экспериментальные значения этой величины из сборника резонансных параметров [27] и работ [38, 39].

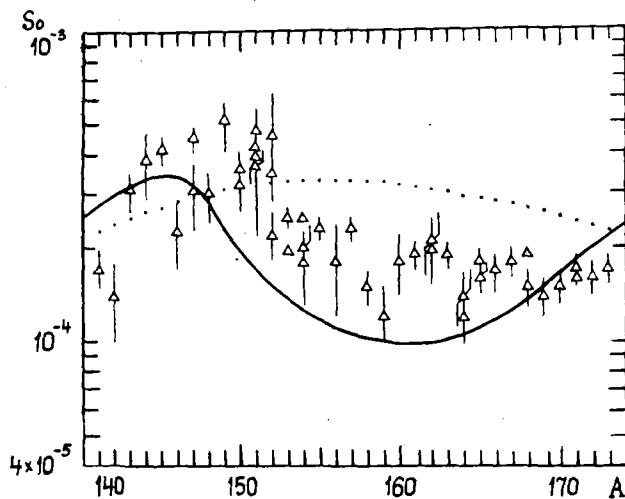


Рис. 9. Фрагмент зависимости S_0 (A) в области $A=140-170$. Экспериментальные данные: Δ - работа [27]. Расчеты: — - метод связанных каналов; ... - сферическая оптическая модель [37, 40]

Экспериментальные данные по S_1 (рис. 10) менее подробны и получены в основном в области A , равных примерно 100, и редкоземельной области. Следует отметить, что значения p -волновой нейтронной силовой функции во многих случаях сильно различаются, имеют невысокую точность и надежность. Для d -волновой нейтронной силовой функции имеются лишь отдельные результаты, полученные из анализа средних сечений (рис. 11). Различные варианты расчетов по коллективной модели [36, 37, 40] дают хотя и приемлемое, но пока только качественное описание совокупности экспериментальных данных по S_1, S_2 в зависимости от атомного номера.

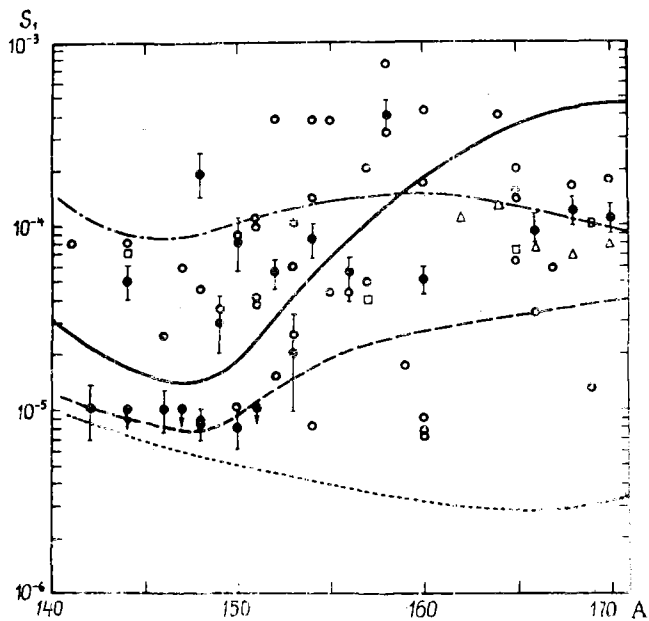


Рис.10. Фрагмент зависимости $S_1(A)$ в области $A=140-170$. Экспериментальные данные: ϕ - работа [36,37], \circ - анализ сечений захвата; \square - анализ средних полных сечений; Δ - анализ области изолированных резонансов. Расчеты: — — — — не-сферическая оптическая модель Бака и Пери [27]; - - - - метод связанных каналов; ... - сферическая оптическая модель [37,40]

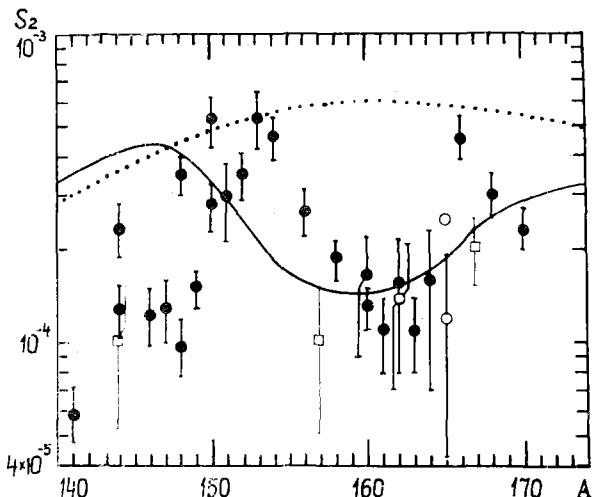


Рис.11. Фрагмент зависимости $S_2(A)$ в области $A=140-170$. Экспериментальные данные: ϕ - работа [36,37], \circ - анализ сечений захвата; \square - анализ средних полных сечений. Расчеты: — — — — метод связанных каналов; ... - сферическая оптическая модель [37,40]

Для $^{147,149}\text{Sm}$ и $^{151,153}\text{Eu}$ величины силовых функций для p - и d -нейтронов найдены в работе [17], они и были взяты за основу при проведении подгонки. Что касается радиоактивных изотопов ^{151}Sm и ^{155}Eu , то для них значения S_1, S_2 подобраны исходя из наблюдаемой экспериментальной и расчетной тенденции зависимости $S_{1=2}(A)$. Априорные и рекомендованные оценки других параметров ($S_{j1}, "a"$) выбраны аналогичным образом.

Радиационные силовые функции. Параметр "а" плотности уровней. Для многих редкоземельных ядер значения S_{j1} ($j=0,1,2$) определены в работах [16,37]. Обнаружено также, что значение S_{j0} часто оказывалось больше значения радиационной силовой функции, найденной из анализа изолированных s -резонансов, а значения S_{j1} , полученные независимо для s -, p - и d -нейтронов, являются существенно неодинаковыми. Для исходные для анализа сечений использовались величины $S_j = S_{j0}$ из работ [16,37].

В качестве рекомендованных значений параметра "а" плотности уровней выбраны значения из работ [37] (рис.12), полученные с учетом коллективных эффектов и при m^2 , равном $0,24 \text{ A}^{2/3}$ [32]. Учет коллективных эффектов приводит к заметному, практически на 5-10 единиц обратных мегаэлектронвольт, снижению значения параметра "а" для редкоземельных элементов.

Дискретная схема уровней, необходимая для учета конкуренции реакции захвата с неупругим рассеянием, принималась в соответствии с работой [27].

В рассматриваемой области энергий нейтронов 1-1000 кэВ чувствительность сечения радиационного захвата к различным параметрам расчетной модели разная. В частности, при $E_n=1+50$ кэВ σ_c определяется значениями S_0 и S_{j0} . При более высоких энергиях начинает играть заметную роль p - и d -волны и их вклад при $E_n \approx 1$ МэВ становится определяющим, кроме того, сказывается влияние на σ_c принятой энергетической зависимости \bar{D}, \bar{F}_j , параметров плотности уровней. В настоящей работе исследовалось влияние параметров расчетной модели на величину и характер поведения сечений. Оказалось, что расчет при резонансном значении S_j из работы [27] для нечетных изотопов самария и европия не может описать экспериментальные данные: расчетная кривая

находится значительно ниже (расхождение с экспериментом в 2-3 раза). Попытка устранить это расхождение приводит к необходимости резко увеличить либо S_0 до $(8-10) \cdot 10^{-4}$, либо радиационную силовую функцию. Столь высокие значения s -волновой нейтронной силовой функции дают явно завышенные результаты расчета сечения при энергиях ниже 10 кэВ, что противоречит экспериментальным данным. В какой-то степени удовлетворительное описание получается при увеличении S_1 до $(3-6) \cdot 10^{-4}$, но при этом рассчитанное сечение имеет существенно более пологий энергетический ход, а при $E_n \approx 1$ МэВ соответственно получаются высокие значения сечений. Кроме того, такие величины S_1 не согласуются с предсказаниями оптической модели, дающей в области атомных весов $A \approx 140-160$ минимум в зависимости S_1 от A . Поэтому практически во всех известных оценках для подгонки теоретической кривой к экспериментальным данным увеличивают значения радиационной силовой функции S_p . Влияние параметра "а" плотности уровней, его значения и характера модели (с учетом и без учета коллективных возбуждений) для исследованных ядер и диапазона энергий 1-1000 кэВ незначительно. В частности, при $E_n = 1$ МэВ учет коллективных возбуждений в расчете плотности уровней приводит к снижению величины сечения на 10-15%, что в принципе значительно меньше, чем влияние на этой энергии таких параметров, как d -волновая нейтронная силовая функция, принятой схемы уровней, используемой модели учета флуктуаций средних резонансных параметров. Результаты расчетов и анализа по каждому исследованному ядру представлены ниже.

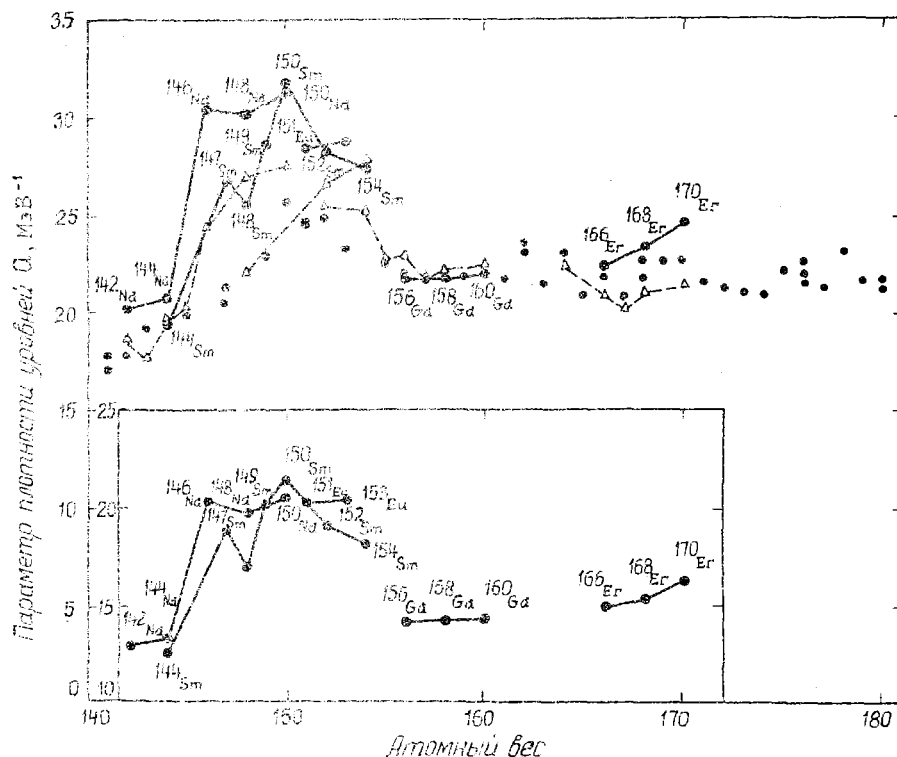


Рис. 12. Фрагмент зависимости параметра плотности уровней "а" в области $A=140-180$ [27]. Внизу данные с учетом коллективного движения ядер

¹⁴⁷Sm. Расчетная кривая на рекомендованных авторами данной работы параметрах, но при S_p , равном резонансному значению из работы [27], показана пунктирной линией на рис. 1. Описание данных работы [18] с использованием метода максимума правдоподобия дает величины: $S_1 = 0,14 \pm 0,04$; $S_2 = 1,7 \pm 0,44$; $S_p = 210 \pm 4^x$; расчетная кривая близка к оценке JENDL-1. Данные Кононова [16] хорошо описываются параметрами, полученными в настоящей работе. Описание результатов работ [16, 18] дает параметры, которые представлены в табл. 2 как рекомендованные, а

^x Силовые функции здесь и далее даны в единицах 10^{-4} .

теоретическая кривая, рассчитанная по ним, показана на рис.1 сплошной линией. Рекомендованная кривая идет выше ряда других оценок [1,2,4,5], в частности выше оценки JENDL-1 (см.рис.1-6). Связано это с тем, что полученная S_p больше, чем в работах [1-5] и согласуется с оценкой Группелаара [3]. При энергии нейтронов 30 кэВ совпадение разных оценок (см.табл.2) находится в пределах 40%, при $E_n = 1000$ кэВ оценки отличаются более чем в два раза.

Для изотопа ^{149}Sm экспериментальных данных значительно больше, чем для ^{147}Sm , поэтому их описание с помощью метода максимума правдоподобия не составляет трудности. Подгонка теоретической кривой одновременно к трем наборам экспериментальных результатов [14,16,18] приводит к оптимальным параметрам, которые являются рекомендованными, а описание по отдельности экспериментальных данных указанных авторов дает параметры, совпадающие в пределах ошибок с рекомендованными. Указанный на рис.2 пунктиром расчет на резонансных параметрах находится ниже экспериментальных точек. Что касается сравнения с другими оценками, то принятая расчетная кривая при $E_n = 30$ кэВ на 25% выше оценки RCN-2 [3] и примерно на 40% выше других оценок [1,2,4,5], при $E_n = 1000$ кэВ вновь разные оценки отличаются в два и более раза. Различие при энергии нейтронов 30 кэВ прежде всего связано с тем, что другие оценки [1,2] нормированы при этой энергии на сечение радиационного захвата нейтронов для ^{149}Sm , полученное в работе [10], величина которого в 1,6 раза меньше других данных [14,16,18]. Отличие теоретических сечений при высоких энергиях нейтронов может быть обусловлено разными причинами, в частности разной схемой уровней или разными расчетными моделями.

Для ^{151}Sm экспериментальных данных нет, потому на рис.3 представлены только теоретические кривые (оценка настоящей работы и JENDL-1) [2]. В работе [2] использовалось резонансное значение радиационной силовой функции ($S_p = 500$) и, соответственно, она находится ниже рекомендованной кривой, хотя для соседних изотопов самария ($^{147},^{149}\text{Sm}$) авторы работы [2] практически в два раза поднимают этот параметр по сравнению с его резонансным значением. Значение S_p , равное 1200, взято из систематики S_p (A) по соседним ядрам [16,37], как впрочем и другие необходимые параметры. Погрешности параметров также оценены на основе неопределенностей этих параметров для соседних изотопов.

Для изотопа ^{151}Eu экспериментальные данные имеют значения с разбросом около 20-30% и трудно отдать предпочтение какому-либо автору. Оптимальное описание данных работ [17] и [15] приводит к следующим оценкам параметров, сделанных методом максимума правдоподобия, $S_1 = 0,114 \pm 0,033$; $S_2 = 3,5 \pm 1,0$; $S_p = 4926 \pm 500$ и к высокому значению σ_c (1 МэВ), равному 1,6 б. Подгонка под данные Кононова [16], Кэирра [13], Хокенбэри [14] дает параметры, близкие к результатам работы [16]. Оптимальное в смысле наилучшего согласия описание одновременно данных пяти авторов дает параметры, взятые в качестве рекомендованных, и расчетная кривая на рис.4 получена именно с этими параметрами. Изотоп ^{151}Eu не является особо важным продуктом деления, поэтому в работах [1-5] не уделено ему должного внимания, и провести детальное сравнение разных оценок возможности нет.

Экспериментальная ситуация для ^{153}Eu аналогична предыдущему ядру, хотя две группы данных [13,16] и [14,15,17] отличаются уже не только по энергетическому ходу, но и по абсолютной величине. Естественно, что подгоняя теоретические кривые под данные разных авторов можно получить разные параметры. В частности, описание данных работ [13] и [16] дает параметры, совпадающие в пределах погрешностей с результатами работы [16], а подгонка по данным работ [14,15,17] приводит к значениям $S_1 = 0,275 \pm 0,063$; $S_2 = 3,45 \pm 0,52$; $S_p = 1653 \pm 82$. Попытка описать сразу две группы экспериментальных данных дает близкие значения нейтронных силовых функций, но несколько большее значение S_p (см.табл.2). Расчет на 20-30% выше других оценок (см.рис.5). Необходимо отметить, что практически все оценки по абсолютной величине нормированы на данные работы [11] при энергии около 10 кэВ и как результат они описывают данные работы [11] и других [12-15,17] до энергии 30-50 кэВ, а далее идут систематически ниже экспериментальных данных.

Расчетная кривая для ^{155}Eu получена также, как и для ^{151}Sm . При низких энергиях все оценки согласуются в пределах 30%, но при $E_n = 1000$ кэВ могут существенно отличаться (см.рис.6 и табл.2). Ниже даны корреляционные матрицы погрешностей оптимальных параметров (W), а в табл.3,4 - коэффициенты чувствительности сечения захвата к силовым функциям и точности оцененных сечений.

	^{147}Sm			^{149}Sm			^{151}Eu			^{153}Eu		
S_1	I			I			I			I		
S_2	-0,36	I		-0,67	I		-0,79	I		-0,67	I	
S_f	-0,3I	-0,18	I	-0,77	0,5I	I	-0,37	0,2I	I	-0,3I	-0,10	I
	S_1	S_2	S_f									

Таблица 3

Коэффициенты чувствительности сечения захвата к силовым функциям

$(H_{S_e} = \frac{S_e}{\sigma_c} \frac{\partial \sigma_c}{\partial S_e}, H_{S_f} = \frac{S_f}{\sigma_c} \frac{\partial \sigma_c}{\partial S_f})$ в отдельных энергетических точках

Коэффициент чувствительности	^{147}Sm			^{149}Sm			^{151}Sm		
	Энергия, кэВ			Энергия, кэВ			Энергия, кэВ		
	I	100	1000	I	100	1000	I	100	1000
H_{S_0}	0,58	0,10	-0,15	0,71	0,10	-0,37	0,82	-0,00	-0,20
H_{S_1}	0,00	0,13	0,15	0,00	0,16	0,20	0,00	0,16	0,16
H_{S_2}	0,00	0,07	0,25	0,00	0,06	0,28	0,00	0,10	0,15
H_{S_f}	0,39	0,63	0,54	0,25	0,55	0,63	0,15	0,59	0,76
Коэффициент чувствительности	^{151}Eu			^{153}Eu			^{155}Eu		
	Энергия, кэВ			Энергия, кэВ			Энергия, кэВ		
	I	100	1000	I	100	1000	I	100	1000
H_{S_0}	0,90	0,34	-0,04	0,91	0,35	-0,07	0,92	0,34	-0,05
H_{S_1}	0,00	0,04	0,05	0,00	0,11	0,07	0,00	0,21	0,13
H_{S_2}	0,00	0,05	0,35	0,00	0,11	0,13	0,00	0,06	0,27
H_{S_f}	0,07	0,36	0,32	0,07	0,31	0,56	0,06	0,28	0,53

Таблица 4

Точность оцененных сечений радиационного захвата быстрых нейтронов, %

Энергия, кэВ	^{147}Sm	^{149}Sm	^{151}Sm	^{151}Eu	^{153}Eu	^{155}Eu
I	17,1	12,9	11,1	11,7	7,3	19,3
100	18,0	2,6	2,1	5,6	4,0	10,9
1000	17,7	8,0	15,0	7,1	5,1	17,6

Заключение

Получена оценка сечения радиационного захвата быстрых нейтронов шести продуктов деления - нечетных изотопов самария и европия: $^{147},^{149},^{151}\text{Sm}$, $^{151},^{153},^{155}\text{Eu}$. Приведены рекомендуемые средние резонансные параметры (нейтронные и радиационные силовые функции), а также ковариационная матрица погрешностей параметров. Погрешность оцененных кривых сечений составляет примерно 5-15%.

Анализ имеющихся экспериментальных данных, теоретических расчетов и других оценок позволяет сделать следующие выводы:

- по-прежнему недостаточно экспериментальной информации по продуктам деления. Необходимы новые измерения $\sigma_c(E_n)$ в широкой области энергий нейтронов, в первую очередь для ^{147}Sm и

¹⁵³Eu. Нужно изыскивать возможности экспериментального определения σ_c для радиоактивных изотопов продуктов деления, таких, как ¹⁵¹Sm, ¹⁵⁵Eu и др.;

- в настоящее время экспериментальные данные и различные оценки сечений захвата быстрых нейтронов продуктами деления не удовлетворяют требованию по точности. Кроме того, они практически для всех исследованных изотопов самария и европия не совпадают между собой (разброс составляет 20-30%). Это различие существенно увеличивается в высокой (около 1 МэВ) области энергий нейтронов;

- различие оценок в интервале энергий 1-100 кэВ, по-видимому, обусловлено их нормировкой на разные, не всегда согласующиеся экспериментальные данные;

- несовпадение разных оценок при высоких энергиях нейтронов вероятно связано с различными принятыми значениями r - и d -волновых нейтронных силовых функций, используемой схемой уровней, разными модельными представлениями. В работах [2-5] S_2 рассчитывается по оптической модели ядра, причем обычно это сферическая оптическая модель. Значения S_1 также рассчитываются по оптической модели ядра. Но редкоземельные ядра, как правило, являются сильно деформированными, поэтому для вычисления силовых функций нужно применять несферическую оптику или метод связанных каналов. Оказывается, что величины S_1 и S_2 , рассчитанные по сферической оптике и методом связанных каналов в области $A=140-180$ [минимум зависимости $S_1(A)$ и $3D$ - резонанс формы в $S_2(A)$], существенно отличаются. Выполненная оценка не имеет этого недостатка: она целиком основана на экспериментальных систематиках для $S_1(A)$;

- для оценок σ_c продуктов деления необходимо использовать интегральные измерения, это увеличивает надежность и точность рекомендованных данных. Использование такого подхода в ENDF/B-V для ^{147,149}Sm дало при $E_n = 1-1000$ кэВ систематическое увеличение сечения радиационного захвата приблизительно в 1,5 раза, что подтверждается настоящей оценкой;

- для более полного понимания результатов любой оценки наряду с расчетной кривой сечения и соответствующими рекомендованными значениями параметров следует также приводить ковариационную матрицу ошибок этих параметров и погрешность оцененной кривой.

Список литературы

1. England T.R., Schenter R.E. ENDF/B-IV fission product files. LA-6116-MS/ENDF-223/, 1975. Schenter R.E., England T.R. ENDF/B-5 fission product cross-section evaluation: Proc. of the specialists' meeting on neutron cross-sections of fission product nuclei. Dec. 12-14, 1979. Bologna, Italy, p.253.
2. Kikuchi Y., Nakagawa T., Matsunoby H. e.a. Neutron cross-sections of 28 fission product nuclides adopted in JENDL-1. JAERI 1268, 1981.
3. Gruppelaar H. Tables of RCN-2 fission product cross-section evaluation. V.1-3. ECN-13, 1975; ECN-33, 1977; ECN-65, 1979; Gruppelaar H., Dekker J.W.M. ECN-24, 1977.
4. Ribon P., Fort E., Krebs J. Quoc Thuong T. CEA-N-1832, 1975.
5. Montaguti A., Panini G.C., Vaccari M. RT/FI(78)16, RT/FI(78)23, CNEN-RT/FI(80)1.
6. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Теория возмущений и планирование эксперимента в проблеме ядерных данных для реакторов. М.: Атомиздат, 1980; Бобков Ю.Г., Крицков А.С., Усачев Л.Н. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.3(38), с.3.
7. Троянов М.Ф. Атомная энергия, 1981, т.50, вып.2, с.102.
8. Алексеев П.Н., Мантуров Г.Н., Николаев М.Н. Там же, 1980, т.49, вып.4, с.221.
9. Johnsrud A.E., Silbert M.G., Marshall H.H. Phys. Rev., 1959, v. 116, p.927.
10. Macklin R.L., Gibbons J.H., Inada T. Nature, 1963, v.197, p. 369.
11. Конкс В.А., Попов Ю.П., Фенин Ю.И. Ядерная физика, 1968, т.7, вып.3, с.310.
12. Harlow M.V., Schelberg A.D., Tatro L.D. e.a. 2nd Conference on nuclear cross-sections and technology. Washington D.C., 1968, p.837.
13. Czirr J.B. BNL-325, 3d ed., 1976, v.2, p.338.
14. Hockenbury R.W., Knox H.R., Kaushal N.N. 4th conference on nuclear cross-sections and technology. Washington D.C., 1975, p. 905; Hockenbury R.W., Koste W.R., Shaw R.A. Bull. Amer. Phys. Soc., 1975, v.20, p.560.
15. Moxon M.C., Endacott D.A., Jolly J.E. Ann. Nucl. Energy, 1976, v.3, p.399.

16. Кононов В.Н., Орлов Б.Д., Мантуров Г.Н. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1976, т.22, с.29.
Кононов В.Н., Орлов Б.Д., Палетаев Е.Д. и др. Ядерная физика, 1977, т.26, с.947.
17. Mizumoto M., Asami A., Nakajima Y. e.a. J. Nucl. Sci. and Technol., 1979, v.16, p.711;
Yamamoto N., Asami A. Proc. of the specialists meeting on neutron cross-sections of fission product nuclei, Dec. 12-14, 1979, p.41.
18. Mizumoto M. Nucl. Phys., 1981, v.A357, p.90.
19. Chou-Jen-Chang, Werle H.J. J. Nucl. Energy, 1973, v. 27, p.811.
20. Lepine J.R.D., Douglas R.A., Maia H.A. Nucl. Phys., 1972, v.A196, p.83.
21. Macklin R.L., Gibbons J.H., Inada T. Phys. Rev., 1963, v.129, p.2695; Ibid., 1967, v.159, p.1007.
22. Fort E. Second advisory group meeting on fission product nuclear data. Petten, 1977, rep.7.
23. Gibbons J.H., Macklin R.L., Miller R.D. e.a. Phys. Rev., 1961, v.122, p.182.
24. Block R.C., Slaughter G.G., Weston L.W. Neutron time of flight meth. Brussel, 1961, p.203.
25. Poenitz W.P. Proceedings of the specialists' meeting on neutron cross-sections of fission product nuclei, Dec. 12-14, 1979, p.85.
26. Widder F. EIR-Bericht Nr. 217.
27. Mughabghab S.F., Garber D.I. Neutron cross-sections. V. 1. Resonance Parameters. BNL-325, 3d ed., 1973.
28. Fujino M., Takahashi F., Yamamoto H. J. Nucl. Sci. and Technol., 1976, v.13, p.566.
29. Garber D.I., Kinsey R.R. Neutron cross-sections. V. II. Curves, BNL-325, 3d ed., 1976.
30. Hauser W., Feshbach H. Phys. Rev., 1952, v.87, p.366; Moldauer P. Rev. Mod. Phys., 1971, v.36, p.1074.
31. Коцеев В.Н., Скина В.В. В кн.: Нейтронная физика. (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1977 г.). М.: ЦНИИатоминформ, с.70.
32. Блохин А.И., Игнатик А.В., Платонов В.П., Толстикова В.А. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1976, т.21, с.3.
33. Мантуров Г.Н., Николаев М.Н., Препринт ФЭИ-666. Обнинск, 1976.
34. Seth K.K. Nucl. Data, 1966, v.A2, p.321.
35. Musgrove A.R. A compilation of s- and p-wave neutron strength function data. AАЕС/Е277, 1973.
36. Кононов В.Н., Орлов Б.Д. и др. p- и d-волновые нейтронные силовые функции для ядер редкоземельной области. - В кн.: Нейтронная физика. (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1977 г.). М.: ЦНИИатоминформ, ч.2, с.201.
37. Орлов Б.Д. Автореф. дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. Дубна, ОЯИ, 1978.
38. Kirouac G.J., Eiland H.M. Phys. Rev., 1975, v. C11, p.895.
39. Ануфриев В.А. и др. Атомная энергия, 1979, т.46, с.158.
40. Довбенко А.Г., Кононов В.Н., Лунев В.П., Орлов Б.Д. Препринт ФЭИ-1045. Обнинск, 1980.

Статья поступила в редакцию 29 декабря 1982 г.

УДК 539.171:539.172

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА РАССЕЯНИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ЧЕТНЫМИ ИЗОТОПАМИ МОЛИБДЕНА

И.А.К о р ж, В.П.Л у н е в, В.А.М и щ е н к о, Э.Н.М о ж ж у х и н,
Н.М.П р а в д и в ы й, Е.Ш.С у х о в и ц к и й

INVESTIGATION OF FAST NEUTRON SCATTERING MECHANISM ON THE EVEN Mo ISOTOPES. Experimental differential and integrated cross-sections of neutron elastic and inelastic scattering on ^{92}Mo and ^{94}Mo isotopes are presented for the energy range 1,5-7,0 MeV. The experimental data are analysed using the spherical optical and coupled-channels models and the modern versions of statistical theory of nuclear reactions.

Широкое использование молибдена в современных и будущих ядерных и термоядерных установках определяет потребность в систематических данных достаточной точности по сечениям взаимодействия нейтронов с этим элементом и его изотопами. К тому же изотопы молибдена входят в число наибо-

лее распространенных осколков деления. С физической точки зрения большой интерес представляет исследование динамики изменения механизма рассеяния нейтронов при изменении их энергий в области нескольких мегаэлектронвольт четными изотопами молибдена, так как из-за различного их положения относительно магического числа нейтронов 50 они обладают заметными различиями в энергетической структуре уровней и форме ядра, проявляющимися в различии коэффициентов квадрупольной деформации.

До энергии нейтронов 4 МэВ в литературе имеются данные по сечениям упругого рассеяния [1-3] и неупругого рассеяния с возбуждением дискретных уровней ядра ^{92}Mo [3]. Мало информации о сечениях рассеяния нейтронов в области энергий выше 4 МэВ, что объясняется экспериментальными трудностями их получения. В этой энергетической области имеются только данные работы [4] по сечениям упругого рассеяния нейтронов ядром ^{92}Mo . Еще меньше данных по сечениям упругого [1,2] и неупругого [1,2,5] рассеяний нейтронов ядром ^{94}Mo . Поэтому новые измерения сечений упругого и неупругого рассеяний нейтронов указанными изотопами в широкой области энергий полезны.

Измерены дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением первых уровней ядер ^{92}Mo и ^{94}Mo при начальных энергиях нейтронов 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 5,0; 6,0; 7,0 МэВ. Полученные экспериментальные данные по дифференциальным сечениям проанализированы по теории сферической оптической и статистической модели, а также модели связанных каналов. Для полноты анализа в рамках указанных моделей проанализированы энергетические зависимости измеренных в настоящей работе и имеющихся в литературе полных сечений и интегральных сечений упругого и неупругого рассеяния в диапазоне энергий 0,5-9,0 МэВ.

Методика эксперимента

Измерения дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния проведены на импульсном электростатическом ускорителе ЭИ-5 времяпролетным спектрометром быстрых нейтронов высокого разрешения [6,7], приспособленным для измерений в энергетическом диапазоне 1,0-7,0 МэВ. Полученные из реакций $T(p,n)^3\text{He}$ и $D(d,n)^3\text{He}$ на твердых $Ti-T$ и $Ti-D$ мишенях нейтроны с энергетическими разбросами $\pm(90-140)$ кэВ рассеивались цилиндрическими образцами, изготовленными из прессованных металлических порошков высокого обогащения по соответствующему изотопу: 92,2% для ^{92}Mo (масса 55 г) и 87,7% для ^{94}Mo (масса 43,5 г). Образцы располагали на расстоянии 10 см от мишени.

Рассеянные нейтроны регистрировали на пролетных расстояниях до 3 м под 9-15 углами в диапазоне 20-150° сцинтилляционным детектором (кристалл стиблена и ФЭУ-30) с $n-p$ -разделением, помещенным в массивный защитный коллиматор с дополнительной теневой защитой. Система коллимации нейтронов обеспечивает достаточно хорошие условия измерений даже при относительно малых массах образцов и средних токах протонов или дейтронов на мишень 1-5 мкА.

Мониторинг потока нейтронов осуществлялся с помощью длинного счетчика, времяпролетного детектора, расположенного под углом 30° по отношению к пучку первичных частиц, и интегратора тока.

Детально спектрометр нейтронов и методика измерений описаны в работах [6,7].

Результаты измерений

По измеренным спектрам рассеянных нейтронов определены дифференциальные сечения упругого рассеяния нормировкой к потоку нейтронов под углом 0° и дифференциальные сечения неупругого рассеяния с возбуждением первых уровней исследуемых изотопов молибдена нормировкой к хорошо известным сечениям рассеяния нейтронов водородом полиэтиленового образца малого диаметра (массой 1,3 г) под такими углами, при рассеянии на которые нейтроны имеют те же энергии, что и рассеянные неупруго с возбуждением соответствующих уровней изотопов молибдена.

Аналитическим методом в измеренные дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния введены поправки на ослабление потока нейтронов в образце и на анизотропию выхода нейтронов из источника, а в дифференциальные сечения упругого рассеяния - также поправки на угловое разрешение эксперимента и на многократное рассеяние нейтронов в образце [8].

Полученные дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов изотопами ^{92}Mo и ^{94}Mo при исследуемых энергиях нейтронов приведены на рис. I, а, б. Указанные на рис. I, а, б погрешности являются полными и включают погрешности измерений, нормировок и введения поправок.

Данные авторов статьи по дифференциальным сечениям упругого рассеяния нейтронов ядром ^{92}Mo при низких энергиях хорошо согласуются с имеющимися в литературе данными [2,3]; остальные дифференциальные сечения получены впервые.

Путем интегрирования дифференциальных сечений определены интегральные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов исследуемых энергий изотопами ^{92}Mo и ^{94}Mo .

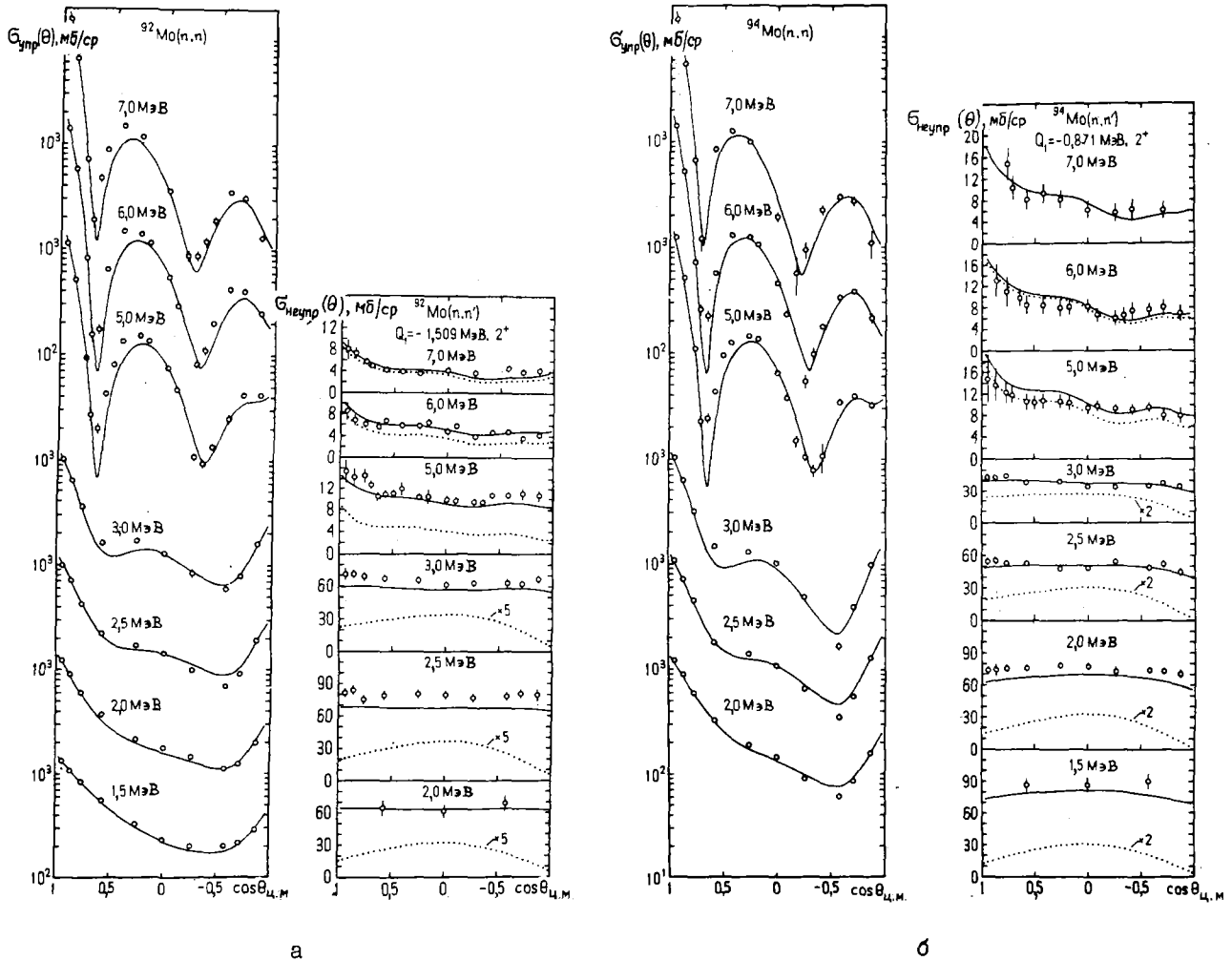


Рис. I. Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергиями 1,5–7,0 МэВ ядром ^{92}Mo (а) и ^{94}Mo (б): \circ – экспериментальные данные настоящей работы; — — для упругого рассеяния рассчитано по сферической оптической модели и статистической теории ХФМ, для неупругого рассеяния рассчитано по методу связанных каналов и статистической теории ХФМ; ... – рассчитано по методу связанных каналов

Для сравнения и анализа на рис. 2 и 3 приведены энергетические зависимости полных сечений и интегральных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов с включением данных настоящей статьи и опубликованных данных других авторов. Из рис. 2,3 видно, что в общем имеющиеся в литературе данные коррелируют с данными, полученными авторами статьи.

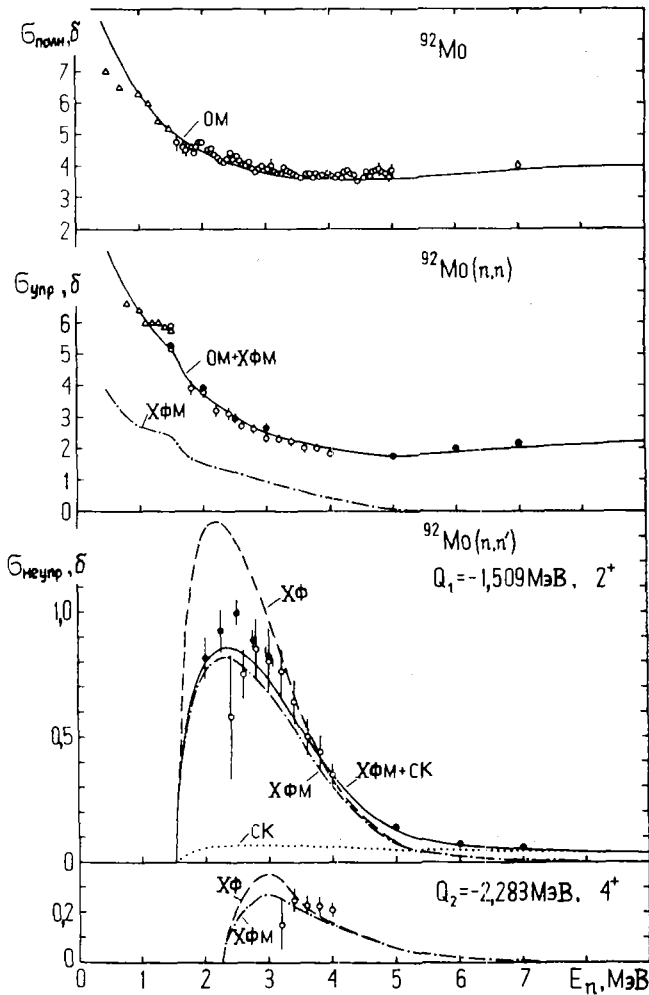


Рис. 2

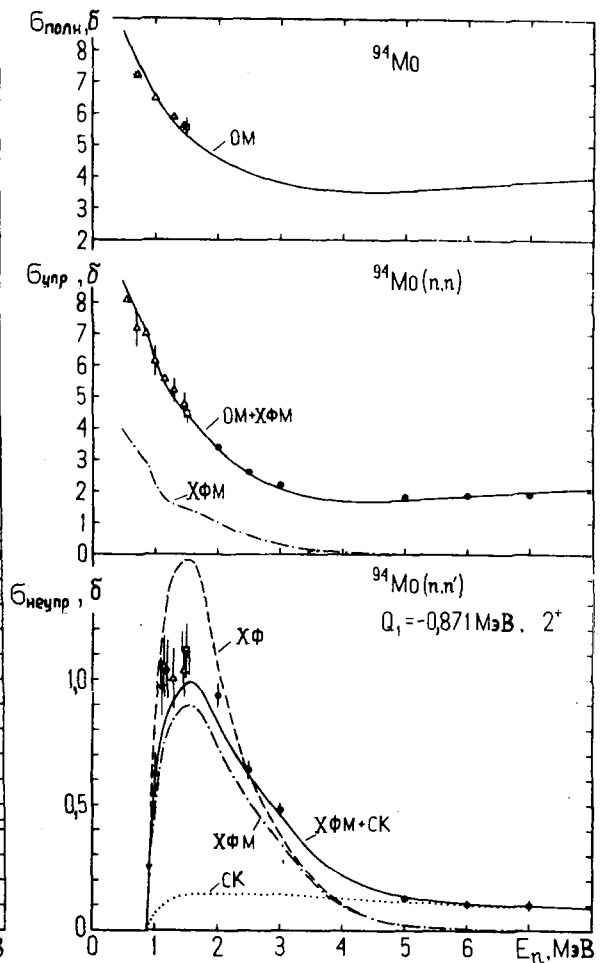


Рис. 3

Рис. 2. Энергетические зависимости полных и интегральных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением первых двух уровней ядра ^{92}Mo в области энергий 0,5–9,0 МэВ. Экспериментальные сечения: \bullet – настоящая работа; Δ – работа [1], \square – работа [2], \circ – работа [3], \diamond – работа [9]; теоретические расчеты: OM – по сферической оптической модели; СК – по методу связанных каналов; XФ – по статистической модели без учета флуктуаций ширины уровней; XФМ – с учетом флуктуаций ширины уровней

Рис. 3. Энергетические зависимости полных и интегральных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением первых двух уровней ядра ^{94}Mo в области энергий 0,5–9,0 МэВ. Экспериментальные сечения: \bullet – настоящая работа; Δ – работа [1]; \square – работа [2]; \blacktriangledown – работа [5]

Теоретический анализ экспериментальных данных

В основу теоретического анализа экспериментальных данных положен оптико-статистический подход в комбинации с методом связанных каналов [10].

Для расчетов полных и дифференциальных сечений потенциального упругого рассеяния, а также коэффициентов пропускности, необходимых для расчетов сечений по статистической теории, использована оптическая модель ядра со сферическим потенциалом вида $V(z) = -V_c f(z) - iW_c g(z) + V_{so} \left(\frac{\hbar}{m_p c} \right)^2 \frac{1}{z} \frac{d}{dz} f(z) \vec{\sigma} \vec{\ell}$, где $f(z) = \left[1 + \exp\left(\frac{z-R}{a}\right) \right]^{-1}$, $g(z) = \exp\left[-\left(\frac{z-R}{b}\right)^2\right]$, $R = z_0 A^{1/3}$, [11] и набором усредненных значений параметров потенциала [12]:

$$V_C = (48,7 - 0,33E) \text{ МэВ}; W_C = (7,2 + 0,66E) \text{ МэВ}; V_{S0} = 7,5 \text{ МэВ};$$

$$a = 0,65 \text{ ф}; b = 0,98 \text{ ф}; z_0 = 1,25 \text{ ф}. \quad (1)$$

Сечения прямого неупругого рассеяния рассчитывали по методу связанных каналов [13], в котором система связанных уравнений Шредингера для радиальных функций $R_{Jn\ell j}(z)$ с заданными J и n имеет вид

$$\left(\frac{d^2}{d\rho_n^2} - \frac{\ell_n(\ell_n-1)}{\rho_n^2} - \frac{V_{diag}}{E_n} + 1 \right) R_{Jn\ell_n j_n}(z) = \frac{1}{E_n} \sum_{n'\ell_n'j_n'} R_{Jn'\ell_n'j_n'}(z) \times$$

$$\times \left\langle (Y_{\ell_n j_n} \otimes \Phi_{I_n})_{JM} \middle| V_{couple} \middle| (Y_{\ell_n' j_n'} \otimes \Phi_{I_n'})_{JM} \right\rangle, \quad (2)$$

где $\rho_n = k_n z$ (k_n - волновое число нейтрона с энергией E_n); $Y_{\ell j}$ - сферическая спин-угловая функция с орбитальным моментом ℓ и полным моментом нейтрона j ; $\Phi_{I_n}(\xi)$ - собственная волновая функция гамма-функции ядра-мишени с моментом I_n и его z -проекцией M_n ; \otimes - векторное сложение функций. Энергия канала E_n связана с энергией n -го состояния ε_n соотношением $E_n = E - \varepsilon_n$ ($n=1$ - основное состояние ядра-мишени). Штрихами отмечены квантовые характеристики всех разрешенных законами сохранения выходных каналов.

Потенциал взаимодействия $V(z, \theta, \varphi)$ представляется в виде $V(z, \theta, \varphi) = V_{diag} + V_{couple}$, где V_{diag} - сферический оптический потенциал; V_{couple} - недиагональная часть оптического потенциала, приводящая к связи различных каналов реакции. Система связанных уравнений (2) при $V_{couple} = 0$ переходит в обычное уравнение Шредингера оптической модели.

Из уравнения (2) видно, что в методе связанных каналов задача сводится к выбору потенциала связи и вычислению матричных элементов по определенной модели для описания структуры нижних уровней ядра-мишени. Для сферических ядер обычно берется вибрационная модель с динамической деформацией.

В модели связанных каналов радиус деформируемых компонент потенциала V_C и W_C (при расчете потенциала связи можно пренебречь спин-орбитальным членом) взят в виде $R = R_0 [1 + \sum_{\mu} \alpha_{\mu} Y_{2\mu}(\theta, \varphi)]$, где $R_0 = z_0 A^{1/3}$ и $\beta_2 = \langle 0 | \sum_{\mu} |\alpha_{\mu}|^2 | 0 \rangle$. Параметр β_2 определяет силу связи. В предположении вибрационной природы возбужденных уровней в явном виде учтена только связь основного состояния с первым возбужденным. В расчетах использованы усредненные параметры оптической модели (1) (кроме W_C , уменьшенного на 20% для получения того же значения σ_t , что и в сферической оптической модели). Расчеты проведены по программе, приведенной в работе [14]. Коэффициенты квадрупольной деформации β_2 взяты равными 0,116 для ^{92}Mo и 0,169 для ^{94}Mo [15].

Расчеты дифференциальных сечений рассеяния через составное ядро проведены по статистической теории с учетом флуктуаций ширины уровней [16] описанным в работе [17] методом по формуле

$$\sigma_{nn'}(E, E', \theta) = \frac{\lambda^2}{4} \frac{1}{2(2i+1)} \sum_{\ell j} T_{\ell j}(E) \sum_J (2J+1)^2 \times$$

$$\times \frac{\sum_{\ell' j'} T_{\ell' j'}(E') R_{\ell' j'}^{JP}}{\sum_{\ell'' j'' i''} \left[\sum_{E''} T_{\ell'' j''}(E'') + \int_{E''_{\max}}^E T_{\ell'' j''}(E'') \rho(U, i'') dE'' \right]} \times$$

$$\times \sum_{L_{\text{четн}}} (-1)^{i-i'} Z(\ell' j' \ell j; \frac{1}{2}L) Z(\ell j \ell j; \frac{1}{2}L) W(J j' J j'; i'L) W(J j J j; iL) P_L(\cos \theta), \quad (3)$$

где $E, E' = E - \varepsilon_q, E'' = E - \varepsilon_p$ - кинетические энергии нейтронов (налетающего, вылетающего по данному каналу и вылетающего по всем разрешенным каналам соответственно); ε_q и ε_p - энергии возбуждения исследуемого и любого разрешенного уровня ядра-мишени соответственно; E''_{\max} - энергия нейтрона, вылетающего при возбуждении последнего уровня, учитываемого как дискретный; ℓ и j, ℓ' и j', ℓ'' и j'' - разрешенные законами сохранения орбитальный и полный угловые моменты нейтронов (налетающего, вылетающего по данному каналу и вылетающего по всем разрешенным ка-

налам соответственно); J и Π - спины и четности состояний составного ядра; i, i', i'' - спины основного, исследуемого возбужденного и всех разрешенных состояний ядра-мишени соответственно; λ - длина волны налетающего нейтрона; $T_{e_j}(E), T_{e'_{j'}}(E'), T_{e''_{j''}}(E'')$ - коэффициенты прозрачности для нейтронов соответствующих энергий; $R_{e'_{j'}e''_{j''}}^{J\Pi}$ - коэффициент, учитывающий эффект флуктуаций ширины уровней; Z - коэффициенты Блатта-Виденхарна; W - коэффициенты Рака; P_L - четные полиномы Лежандра; $\rho(U, i'')$ - плотность уровней остаточного ядра определенного спина и обеих четностей при эффективной энергии возбуждения U . В формуле (3) при суммировании учитываются законы сохранения полного углового момента и четности.

В расчетах по статистической теории учтены взятые из компиляции [18] дискретные уровни исследуемых изотопов молибдена. Более высокие уровни с неизвестными характеристиками учтены статистически с помощью модели ферми-газа с "обратным смещением". Плотность уровней в сплошном спектре рассчитывалась по формуле [19]

$$\rho(U, i'') = \frac{2i''+1}{24\sqrt{2} a^{1/4} U^{5/4} \sigma^3} \exp\left[2\sqrt{aU} - \frac{(i''+1/2)^2}{2\sigma^2}\right],$$

где $U = E - \Delta$; a и Δ - параметры плотности уровней; σ - параметр спинового обрезания, связанный с a, U и массой ядра A соотношением $\sigma^2 = 0,146\sqrt{aU} A^{2/3}$ [20]. Величины параметров a и Δ взяты из работы [21], но перенормированы с учетом использования другого выражения для плотности уровней.

Формула для интегрального сечения неупругого рассеяния нейтронов при возбуждении уровня с энергией ε_q в статистической теории Хаузера-Фешбаха-Мольдауэра (ХФМ) имеет вид

$$\sigma_{nn'}(E, E') = \frac{\pi\lambda^2}{2(2i+1)} \sum_{e_j} T_{e_j}(E) \sum_J (2J+1) \frac{\sum_{e'_{j'}} T_{e'_{j'}}(E') R_{e'_{j'}e''_{j''}}^{J\Pi}}{\sum_{e''_{j''}} \left[\sum_{E''} T_{e''_{j''}}(E'') + \int_{E''_{max}}^E T_{e''_{j''}}(E'') \rho(U, i'') dE'' \right]} \quad (4)$$

Если положить $R_{e'_{j'}e''_{j''}}^{J\Pi} = I$, то формулы ХФМ (3) и (4) перейдут в формулы Хаузера-Фешбаха (ХФ), которые не учитывают флуктуаций ширины уровней.

В случае, когда открыты только несколько конкурирующих каналов распада составного ядра, коэффициенты $R_{e'_{j'}e''_{j''}}^{J\Pi}$ для неупругого рассеяния становятся меньше единицы. С увеличением энергии коэффициенты $R_{e'_{j'}e''_{j''}}^{J\Pi}$ стремятся к единице, и сечения, рассчитанные по ХФМ и ХФ, совпадают.

Формулы ХФМ и ХФ справедливы в предположении слабого поглощения во всех каналах ($\Gamma \ll D$). В последние годы в некоторых работах [22-24] получены формулы для расчетов флуктуационных сечений для случая сильного поглощения ($\Gamma \gg D$). Так, Тепель, Гофман и Вайденмюллер (ТТВ) [22] получили для флуктуационного сечения аппроксимирующие выражения, основываясь на представлении сечений в факторизованной форме и условии унитарности S -матрицы. Формула ТТВ для флуктуационного сечения имеет вид

$$\sigma_{nn'}(E, E') = \frac{\pi\lambda^2}{2(2i+1)} \sum_{e_j} V_{e_j}(E) \sum_J (2J+1) \frac{\sum_{e'_{j'}} V_{e'_{j'}}(E')}{\sum_{e''_{j''}} \left[\sum_{E''} V_{e''_{j''}}(E'') + \int_{E''_{max}}^E V_{e''_{j''}}(E'') \rho(U, i'') dE'' \right]} \times \left\{ 1 + \sigma_{nn'} [W_{e_j}(E) - 1] \right\}, \quad (5)$$

где V_{e_j} и W_{e_j} - параметры, зависящие от коэффициентов прозрачности оптической модели следующим образом:

$$V_{e_j} = T_{e_j} \left[1 + (T_{e_j} / \sum_{e''_{j''}} T_{e''_{j''}}) (W_{e_j} - 1) \right]^{-1}; \quad (6)$$

$$W_{e_j} = 1 + 2(1 + T_{e_j}^{1/2})^{-1}.$$

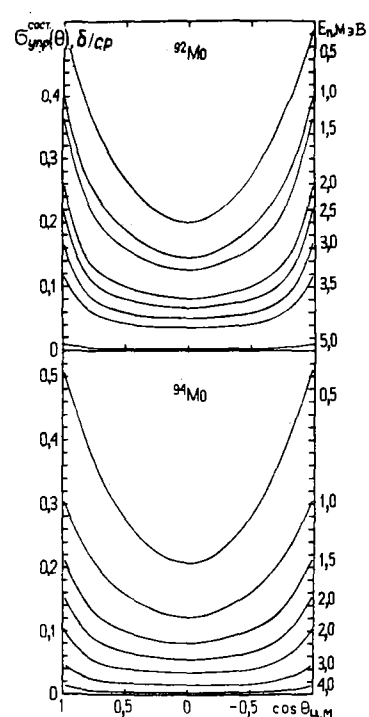
Параметр W_{e_j} в формуле (5) отражает эффект корреляционного усиления сечения упругого рассеяния. Аппроксимирующее выражение (6) для W_{e_j} получено в предположении, что W_{e_j} яв-

ляется функцией только одного канала T_{ej} . В работе [23] приведено более точное выражение для W_{ej} , включающее не только зависимость от коэффициента проницаемости для данного канала, но и небольшую зависимость от величины проницаемости для других каналов.

Как и следовало ожидать, результаты расчетов по формуле ТТВ лежат между предсказаниями формул ХФ и ХФМ. С ростом энергии нейтронов, а следовательно, числа открытых каналов, рассчитанные по ХФМ и ТТВ сечения все более сближаются между собой и при энергиях нейтронов несколько мегаэлектронвольт они практически совпадают. Это позволяет проводить расчеты по более удобным формулам ТТВ, так как при этом отпадает необходимость вычисления довольно сложных интегралов, содержащихся в флуктуационном множителе формулы ХФМ.

В расчетах сечений рассеяний нейтронов исследуемыми ядрами по статистической теории с помощью нормировочного множителя $(\sigma_a - \sigma_{np} - \sigma_{n\alpha})/\sigma_a$ учтены конкурирующие каналы с вылетом протонов и α -частиц [25], поскольку в расчетных формулах учитывались только нейтронные выходные каналы.

На рис. 1-3 для сравнения с экспериментальными данными приведены результаты расчетов по обсуждаемым выше моделям. Дифференциальные и интегральные сечения упругого рассеяния нейтронов представлены суммами сечений, рассчитанных по сферической оптической модели и по статистической теории ХФМ. На рис. 4 приведены дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов через составное ядро ^{92}Mo и ^{94}Mo при $E_n = 0,5-5,0$ МэВ, рассчитанные по теории ХФМ. Сложение сечений неупругого рассеяния нейтронов через составное ядро и прямого неупругого рассеяния проведено по формуле $\sigma_{nn'}^T = (\sigma_a - \sigma_{nn'}^D)/\sigma_a \sigma_{nn'}^{CN} + \sigma_{nn'}^D$, где $\sigma_{nn'}^{CN}$ - сечение неупругого рассеяния через составное ядро; $\sigma_{nn'}^D$ - сечение прямого неупругого рассеяния, рассчитанное по методу связанных каналов; σ_a - сечение поглощения.



Из рис. 1-3 видно, что рассчитанные по сферической оптической модели полные сечения для исследуемых изотопов с экспериментальными данными согласуются хорошо, а дифференциальные и интегральные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов, рассчитанные по статистической теории ХФМ или ТТВ и по сферической оптической модели или по методу связанных каналов, в исследуемом диапазоне энергий с экспериментальными данными согласуются достаточно хорошо для того, чтобы сделать вывод о роли прямых и компаундных процессов при рассеянии нейтронов. Так, сечение прямого (потенциального) упругого рассеяния нейтронов в начале исследуемого диапазона энергий в данных расчетах составляет примерно 50% суммарного, а в конце его становится преобладающим. В начале исследуемого энергетического диапазона сечения прямого неупругого рассеяния с возбуждением первых уровней 2^+ для исследуемых изотопов молибдена не превышают 15% суммарных, а в конце его также становятся преобладающими.

Рис. 4. Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов через составное ядро ^{92}Mo и ^{94}Mo при $E_n = 0,5-5,0$ МэВ, рассчитанные по статистической теории с учетом флуктуаций ширины уровней

Проведенный анализ позволяет не только сделать вывод относительно роли различных механизмов в рассеянии быстрых нейтронов, но и указывает на возможность использования примененных теоретических моделей для предсказания сечений рассеяния быстрых нейтронов изотопами молибдена.

Список литературы

1. Lambropoulos P., Guenther P., Smith A.B., Whalen J. Nucl. Phys., 1973, v. A201, p.1.
2. McDaniel F.D., Brandenberger J.D., Glasgow G.P., Leighton H.G.. Phys. Rev., 1974, v.C10, p.1087.

3. Smith A.B., P. Guenther P., Whalen J. Nucl. Phys., 1975, v. A244, p.213.
4. Rapaport J., Cheema T.S., Vainum D.E. e.a. Ibid., 1979, v. A313, p.1.
5. Конобеевский Е.С., Мусаелян Р.М., Попов В.И., Суркова И.В. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1982, т. 13, вып. 2, с.300.
6. Лук В.В., Козарь А.А., Корж И.А. и др. В кн.: Нейтронная физика. (Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 28 мая-1 июня 1973 г.). Обнинск, 1974, ч.4, с.203.
7. Корж И.А., Мищенко В.А., Санжур И.Е.. Укр. физ. журн., 1980, т. 25, № 1, с.109.
8. Engelbrecht C.A. Nucl. Instr. Meth., 1970, v.80, p.187; Ibid., v.93, p.103.
9. Garber D.I., Kinsey R.R. BNL-325, 3d ed., TID-4500. Brookhaven, BNL, 1976.
10. Корж И.А., Мищенко В.А., Можжухин Э.Н. и др. Ядерная физика, 1980, т.31, с.13.
11. Bjorklund F., Fernbach S.. Phys. Rev., 1958, v. 109, p.1295.
12. Пасечник М.В., Корж И.А., Кашуба И.Е. В кн.: Нейтронная физика. Киев: Наукова думка, 1972, ч.1, с.253.
13. Tamura T. Rev. Mod. Phys., 1965, v.37, p.679.
14. Игнатик А.В., Лунев В.П., Шурин В.С. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1974, вып.13, с.59.
15. Stelson P.H., Grodzins L. Nucl. Data, 1965, v.A1, p.21.
16. Moldauer P.A. Phys. Rev., 1964, v. B135, p.642; Ibid., v. B136, p.947; Rev. Mod.Phys., 1964, v.36, p.1079.
17. Корж И.А., Кашуба И.Е., Голубова А.А. В кн.: Нейтронная физика. (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 9-13 июня 1975 г.). М.: ЦНИИатоминформ, 1976, ч.4, с.203; Анципов Г.В. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1975, вып.20, с.164.
18. Lederer C.M., Shirley V.S. (eds.). Table of Isotopes, XVII ed. N.Y.-L., John Wiley and Sons, Inc., 1978.
19. Gilbert A., Cameron A.G.W. Canad.J.Phys., 1965, v.43, p.1446.
20. Faccini U., Saetta E. En. Nucleare, 1968, v.15, p.54.
21. Dilg W. e.a. Nucl.Phys., 1973, v.A217, p.269.
22. Tepel J.W., Hofmann H.M., Weidenmüller H.A. Phys. Lett., 1974, v.B49, p. 1.
23. Hofmann H.M., Richert J., Tepel J.W., Weidenmüller H.A. Ann. of Phys., 1975, v.90, p. 403.
24. Moldauer P.A. Phys. Rev., 1975, v. C11, p.426.
25. Goel B. Graphical representation of the German nuclear data library KEDAK. Pt 1. Nonfissile Materials, KFK-2233. Karlsruhe, 1975.

Статья поступила в редакцию 5 января 1983 г.

УДК 539.173.8

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫХОДОВ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ^{237}Np НЕЙТРОНАМИ
СПЕКТРА АКТИВНОЙ ЗОНЫ БЫСТРОГО РЕАКТОРА ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИЕЙ

А.Н.Гудков, В.М.Живун, А.В.Звоиарев, А.Ф.Золотов,
А.Б.Колдобский, Ю.Ф.Коллегаков, В.М.Колобашкин,
С.В.Кривашеев, Н.С.Пивень

DETERMINATION OF ^{237}Np FISSION YIELDS BY NEUTRONS OF FAST REACTOR CORE SPECTRUM USING GAMMA-SPECTROMETRIC METHOD. The independent and cumulative ^{237}Np fission yields by fast neutrons have been first measured using the direct gamma-spectrometric method for analysing the unfractionated mixture of fission nuclides. The BR-1 reactor with the neutron flux in the irradiation site of $6 \cdot 10^9$ n/cm sec has been used as a source of fast neutrons. Transition from the relative yield values to the absolute ones has been accomplished through the reference ^{97}Zr nuclide. As a result of the experimental investigations the values of 14 cumulative and 2 independent ^{237}Np fission yields by fast neutrons have been obtained for the first time.

Независимые и кумулятивные выходы продуктов деления (ПД) ^{237}Np быстрыми нейтронами, являющиеся исходными данными для решения некоторых практических задач ядерной и радиационной физики, до настоящего времени были измерены радиохимическими методами [1,2], что увеличивает вероятность наличия в наборах выходов систематических ошибок. Указанное обстоятельство обуславливает актуальность изучения выходов ПД ^{237}Np с помощью альтернативных экспериментальных способов. В настоящей работе используется спектрометрический анализ β -излучения несепарированной смеси ПД в облученном образце с помощью полупроводникового детектора. Данная методика неоднократно использовалась ранее для изучения выходов ПД различных тяжелых ядер [3-6]. Ее использование не только способствует выявлению и устранению систематических ошибок в существующих наборах выходов, но и позволяет получить значительное количество новых экспериментальных данных.

Для исследования возможно большего числа радионуклидов проведены два эксперимента со временем облучения образцов соответственно 5,6 и 2 ч. Образцы представляют собой двуокись нептуния в порошкообразном виде, герметически упакованную в стальную оболочку с толщиной стенки около 0,15 мм. Чистая масса делящегося материала в образцах составляла соответственно 83,2 и 96,6 мг. В качестве источника быстрых нейтронов использовался реактор БР-1 с плотностью потока нейтронов на позиции облучения в центре активной зоны $6 \cdot 10^{10}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Облученный образец измеряли с использованием собранного по стандартной архитектуре полупроводникового спектрометра β -излучения на основе $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора ДГДК-32А. Разрешение спектрометра по энергии 1333 кэВ ^{60}Co составляло около 3,5 кэВ. Калибровка спектрометра осуществлялась по набору ОСГИ и препарату ^{226}Ra по методике, изложенной в работе [7]. Обработка сложных β -спектров производилась на ЭВМ СМ-3 и СМ-4 с помощью разработанных программ, описанных в работе [8]. Справочные данные по абсолютным квантовым выходам отдельных β -линий ПД и их периодам полураспада взяты из работы [9].

Переход от относительных величин к абсолютным значениям выходов осуществлялся по выходу реперного нуклида, при выборе которого должны учитываться следующие требования:

- значения его выхода в исследуемом процессе деления, полученные в заслуживающих наибольшее доверия экспериментальных работах, должны согласовываться в пределах приведенных погрешностей;
- эти погрешности должны быть минимальными;
- значения периода полураспада и абсолютных квантовых выходов гамма-излучения реперного ПД должны быть достоверными и точными.

Анализ имеющейся экспериментальной информации о выходах ПД ^{237}Np быстрыми нейтронами [1,2] показал, что в наибольшей мере сформулированным выше требованиям удовлетворяет ^{97}Zr , усредненное значение выхода которого, равное $6,37 \pm 0,17$, принято в качестве реперного.

Полученные значения выходов ПД ^{237}Np нейтронами спектра активной зоны быстрого реактора приведены ниже.

Выходы ПД ^{237}Fr быстрыми нейтронами

ПД	Кумулятивный выход		Среднее значение кумулятивного выхода	ПД	Кумулятивный выход		Среднее значение кумулятивного выхода
	$T_{\text{обл}}=5,6 \text{ ч}$	$T_{\text{обл}}=2 \text{ ч}$			$T_{\text{обл}}=5,6 \text{ ч}$	$T_{\text{обл}}=2 \text{ ч}$	
^{85}Kr	-	$0,62 \pm 0,08$	$0,62 \pm 0,08^{\text{X}}$	^{133}Te	$3,57 \pm 0,46$	$3,82 \pm 0,50$	$3,68 \pm 0,34$
^{87}Kr	-	$2,01 \pm 0,14$	$2,01 \pm 0,14^{\text{X}}$	^{133}I	$7,50 \pm 0,52$	$7,43 \pm 0,47$	$7,46 \pm 0,35$
^{88}Kr	$1,61 \pm 0,43$	$1,50 \pm 0,75$	$1,79 \pm 0,37^{\text{X}}$	^{134}Te	-	$3,68 \pm 0,66$	$3,68 \pm 0,66^{\text{X}}$
^{91}Sr	$3,75 \pm 0,42$	$3,71 \pm 0,24$	$3,72 \pm 0,21$	^{134}I	-	$6,05 \pm 0,79$	$6,05 \pm 0,70^{\text{X}}$
^{92}Sr	$3,81 \pm 0,23$	$3,75 \pm 0,21$	$3,78 \pm 0,16$	^{134}I	-	$0,34 \pm 0,20$	$0,34 \pm 0,20^{\text{X}2}$
^{92}Y	$3,45 \pm 0,27$	$3,17 \pm 0,44$	$3,37 \pm 0,23^{\text{X}}$	^{135}I	$6,45 \pm 0,37$	$6,27 \pm 0,34$	$6,35 \pm 0,25^{\text{X}}$
^{95}Zr	$5,12 \pm 0,41$	-	$5,12 \pm 0,41^{\text{X}3}$	^{135}Xe	$7,13 \pm 0,45$	$6,85 \pm 0,40$	$6,97 \pm 0,30$
^{97}Zr	$6,37 \pm 0,17$	$6,37 \pm 0,17$	$6,37 \pm 0,17$	^{135}Xe	-	$0,033 \pm 0,015$	$0,033 \pm 0,015^{\text{X}2}$
^{103}Ba	$4,74 \pm 0,64$	-	$4,74 \pm 0,64$	^{138}Cs	$6,48 \pm 0,63$	-	$6,48 \pm 0,63^{\text{X}}$
^{105}Ba	$3,16 \pm 0,35$	$2,85 \pm 0,23$	$2,94 \pm 0,19^{\text{X}}$	^{139}Ba	$4,59 \pm 0,42$	$5,84 \pm 0,50$	$5,11 \pm 0,62^{\text{X}}$
^{129}Sb	$1,02 \pm 0,07$	$1,30 \pm 0,15$	$1,07 \pm 0,11^{\text{X}}$	^{140}Ba	$5,12 \pm 0,43$	$6,62 \pm 0,38$	$6,40 \pm 0,28$
^{130}Sb	-	$0,64 \pm 0,13$	$0,64 \pm 0,13^{\text{X}}$	^{140}La	$5,93 \pm 0,33$	$6,40 \pm 0,48$	$6,08 \pm 0,27$
^{131}Te	-	$0,71 \pm 0,08$	$0,71 \pm 0,08^{\text{X}}$	^{142}La	$4,10 \pm 0,29$	$4,40 \pm 0,27$	$4,26 \pm 0,20$
^{131}I	$4,01 \pm 0,26$	$3,54 \pm 0,22$	$3,74 \pm 0,23$	^{143}Ce	$3,59 \pm 0,24$	$3,06 \pm 0,31$	$3,39 \pm 0,26$
^{132}Te	$4,86 \pm 0,37$	$4,38 \pm 0,30$	$4,57 \pm 0,23$	^{145}Nd	-	$0,98 \pm 0,22$	$0,98 \pm 0,22$

$^{\text{X}}$ Значение выхода получено впервые.
 $^{\text{X}2}$ Относительный независимый выход.
 $^{\text{X}3}$ Реперный нулевой.

Приведенные выше значения выходов ^{237}Fr быстрыми нейтронами являются первым известным набором, полученным гамма-спектрометрии. В пределах погрешностей измерений они перекрываются интервалами величин выходов, полученных для большинства масс ПД ^{237}Fr радиохимическими методами [1,2], в то же время следует отметить, что во многих случаях эти интервалы образованы значениями выходов, не совпадающими в пределах погрешностей и различающимися в 1,5 раза и более. Наиболее вероятной причиной таких расхождений являются неучтенные либо некорректно учтенные систематические ошибки. Поэтому однозначные выводы о сравнительной достоверности, взаимном согласии или несогласии настоящих результатов и данных, содержащихся в работах [1,2], преждевременны. В настоящей работе впервые получены 16 значений выходов, в том числе два относительных независимых выхода (для ^{134}I и ^{135}Xe). Общее количество измеренных в данной работе выходов составило 31.

При рассмотрении выходов ^{237}Fr быстрыми нейтронами необходимо иметь в виду, что согласие или несогласие полученных экспериментальных результатов с соответствующими "рекомендованными" значениями из наиболее широко используемой работы [1] для тех масс ПД, где экспериментальная информация, по данным работы [1], отсутствовала, не являются информативными фактами. Причина заключается в том, что рекомендованные значения получены в работе [1] расчетным путем с использованием либо интерполяционного метода, что в областях вершин пиков массового распределения ПД может привести к значительным ошибкам из-за тонкой структуры, либо методом "зеркального отражения", применение которого для определения выходов ПД в настоящее время признано нецелесообразным из-за невысокой точности получаемых результатов.

Невысокая точность величин независимых выходов ПД для ^{134}I обусловлена неоптимальным выбором времени облучения, которое для снижения погрешности в данном случае следует существенно уменьшить при сохранении необходимой статистики измерений, что, однако, находится вне технических возможностей реактора БР-1; для ^{135}Xe - недостаточностью статистики измерений.

Список литературы

1. Meek M.E., Rider B.F. Compilation of fission product yields. Rept. NEDO-12154-2, 1977.
2. Crouch E.A.C. Atomic Data and Nucl. Data Tabl., 1977, v.19, p.417-532.
3. Гудков А.Н., Живун В.М., Жуков И.В. и др. Определение выходов продуктов деления тория-232, урана-233, урана-235, урана-238, плутония-239 быстрыми нейтронами. - В кн.: Нейтронная физика. (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1977 г.). М.: ЦНИАтоминформ, 1977, ч.3, с.192-196.
4. Бялко А.А., Гудков А.Н., Живун В.М. и др. Выходы продуктов деления урана-235, плутония-239 нейтронами спектра быстрого реактора БР-I. - В кн.: Экспериментальные методы ядерной физики. М.: Атомиздат, 1978, вып.3, с.82-94.
5. Гудков А.Н., Живун В.М., Коваленко В.В. и др. Методика определения выходов продуктов деления тория-232, урана-233, урана-235, урана-238 и плутония-239 быстрыми нейтронами. - Там же, вып.4, с.105-111.
6. Луков А.Н., Живун В.М., Звонарев А.В. и др. Измерение выходов продуктов деления урана-236 нейтронами спектра быстрого реактора. - Атомная энергия, 1980, т.48, вып.6, с.401-402.
7. Коваленко В.В., Колобашкин В.М. Калибровка Ge(Li)-детектора гамма-квантов по эффективности. - В кн.: Экспериментальные методы ядерной физики. М.: Атомиздат, 1980, вып.6, с.70-75.
8. Гудков А.Н., Живун В.М., Колобашкин В.М., Коваленко В.В. Методика быстрой обработки сложных гамма-спектров несепарированной смеси продуктов деления. Там же, с.81-90.
9. Blachot J., Fiche Ch. Gamma-ray and half-life data for the fission products. - In: [2], v.20, p.241-310.

Статья поступила в редакцию 5 января 1983 г.

УДК 621.039.51

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ ^{232}Th В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Г.Н.Мантуров, В.П.Лунев, Л.В.Горбачева

EVALUATION OF THE NEUTRON DATA FOR ^{232}Th IN THE UNRESOLVED RESONANCE REGION. The analysis of the neutron nuclear data for ^{232}Th in the energy region 1-1000 keV is carried out with using the statistical model of the Hauser-Feshbach-Moldauer. Analysed the experimental data for cross-sections: total, radiative capture and scattering. The average resonance parameters-neutron and radiative strength functions are obtained. The results of work may be used when drawing up the evaluated nuclear data libraries for ^{232}Th .

Цель настоящей работы состояла в получении надежных оцененных данных для ^{232}Th в области неразрешенных резонансов. Интерес к ^{232}Th связан, во-первых, с использованием его в U-Th топливном цикле, а во-вторых, со схожестью свойств ядра ^{232}Th со свойствами ядра ^{238}U , играющего важную роль в физике быстрых реакторов.

Основное внимание в работе уделено оценке сечения радиационного захвата. Непосредственно оцениваемыми величинами являлись средние резонансные параметры - нейтронные и радиационные силовые функции для s-, p- и d-волн. Такой подход позволяет не только получить оценки средних сечений, но и распространить полученные результаты на другие функционалы сечений. Например, очень важным с точки зрения физического расчета реактора является определение сечений, заблокированных по составу данной среды: $\bar{\sigma}_{\text{дл.}} = \bar{\sigma} \cdot f$, где $\bar{\sigma}$ есть обычное сечение, а f - так называемый фактор резонансной самоэкранировки сечения, зависящий от температуры и состава среды. Если среднее сечение $\bar{\sigma}$ можно оценить из анализа экспериментальной информации, то фактор резонансной самоэкранировки f зачастую можно определить лишь расчетным путем. В области неразрешенных резонансов факторы резонансной самоэкранировки удобно рассчитывать по средним резонансным параметрам.

Анализируя экспериментальные данные, появившиеся после 1971 г., т.е. в последние 10 лет, можно отметить, что по сечению радиационного захвата данные хорошо согласуются между собой в пределах $\pm 10\%$. Согласно списку потребностей в ядерных данных WRENDA-81/82, требуемая точность знания сечения радиационного захвата в области энергий нейтронов I-1000 кэВ для быстрых реакторов составляет $\pm 3\%$. Появляется надежда, что эти потребности можно удовлетворить в значительной мере, за счет совершенства процедуры оценки. В данной работе для повышения надежности оценки проведено одновременное описание данных по полному сечению, сечениям радиационного захвата, упругого и неупругого рассеяния с использованием статистической модели Хаузера - Фешбаха - Молдаузра. Анализ данных проводился в области энергий нейтронов I-1000 кэВ.

Метод оценки

Оценка нейтронных сечений и средних резонансных параметров ^{232}Th в области неразрешенных резонансов была проведена на основе метода максимального правдоподобия. Как известно из литературы по данному вопросу, оценки, полученные этим методом, являются несмещенными, состоятельными, эффективными и обладают минимальной дисперсией [1].

Суть метода состоит в следующем. Пусть $\bar{\sigma}_0$ есть вектор результатов экспериментов, а $\bar{\sigma}_1$ есть вектор расчетных оценок, выполненных с использованием данной теоретической модели, имеющей набор параметров \bar{p} , априорные оценки которых есть \bar{p}_0 : $\bar{\sigma}_1 = \bar{\sigma}(\bar{p}_0)$. Пусть далее справедлива гипотеза о нормальном распределении погрешностей результатов экспериментов $\bar{\sigma}_0$ и априорных оценок \bar{p}_0 и известны ковариационные матрицы V_0 и W_0 этих распределений. Предполагается, что единственной причиной расхождений между экспериментальными ($\bar{\sigma}_0$) и расчетными ($\bar{\sigma}_1$) результатами является наличие в экспериментальных данных $\bar{\sigma}_0$ и параметрах модели \bar{p}_0 случайных погрешностей несистематического характера. Тогда максимально правдоподобные оценки (МП-оценки) параметров \bar{p}' есть такие оценки, которые минимизируют квадратичную форму:

$$s^2(\bar{p}) = [\bar{\sigma}_0 - \bar{\sigma}(\bar{p})]^T V_0^{-1} [\bar{\sigma}_0 - \bar{\sigma}(\bar{p})] + (\bar{p} - \bar{p}_0)^T W_0^{-1} (\bar{p} - \bar{p}_0). \quad (1)$$

МП-оценки параметров модели \bar{p}' определяются из условия $\partial s^2 / \partial p_k = 0$ в предположении линейной зависимости сечений от параметров:

$$\bar{\sigma}(\bar{p}') = \bar{\sigma}(\bar{p}_0) \left(1 + H \frac{\Delta \bar{p}}{\bar{p}} \right), \quad (2)$$

где H - матрица чувствительностей рассчитываемых сечений $\bar{\sigma}(\bar{p}_0)$ к параметрам модели:

$$H = \| \| h_{ik} \| \| = \left\| \left\| \frac{\partial \sigma_i / \sigma_{ik}}{\partial p_k / p_k} \right\| \right\|_{\bar{p} = \bar{p}_0}.$$

При этом ковариационная матрица погрешностей МП-оценок параметров \bar{p}' оценивается по формуле

$$W = (W_0^{-1} + H^T V_0^{-1} H)^{-1}. \quad (3)$$

В рамках линейной гипотезы (2) можно получить оценку ковариационной матрицы погрешностей сечений, рассчитываемых по полученным параметрам \bar{p}' :

$$V = HWH^T. \quad (4)$$

Для проверки статистической согласованности анализируемых экспериментальных данных использовались два критерия.

Критерий 1. Минимальное значение s_{\min}^2 квадратичной формы (1), будучи функцией случайных величин, само является случайной величиной, распределение которой в случае справедливости линейной гипотезы (2) совпадает с χ^2 -распределением с N -степенями свободы, где N - число экспериментальных точек. Математическое ожидание величины s_{\min}^2 равно N , а дисперсия равна $2N$. Таким образом, значение s_{\min}^2 служит интегральным статистическим критерием согласия экспериментальных данных между собой и с принятой теоретической моделью.

Критерий 2. Если справедлива гипотеза о нормальном распределении случайных величин $\bar{\sigma}_0$ и \bar{p}_0 , а матрицы V_0 и W_0 являются истинными ковариационными матрицами этого распределения, то компоненты вектора разностей $\bar{\sigma}_0 - \bar{\sigma}(\bar{p}')$ также будут распределены нормально с ковариационной матрицей:

$$U = V + H\tilde{W}H^T,$$

где \tilde{W} - истинная ковариационная матрица параметров $\bar{\rho}'$. При невыполнении линейной гипотезы (2) оценка (3) не обязательно является хорошим приближением к \tilde{W} . Однако, как оказывается, для оценки матрицы U неточность знания матрицы \tilde{W} не существенна, так как в нашем случае $|V| \gg |H\tilde{W}H^T|$ и в первом приближении можно считать, что $U \approx V$.

Представив $V = Y^T Y$, где Y - верхняя треугольная матрица, запишем квадратичную форму вектора разностей $\bar{\sigma}_0 - \bar{\sigma}(\bar{\rho}')$ в виде:

$$\theta = [\bar{\sigma}_0 - \bar{\sigma}(\bar{\rho}')]^T Y^T Y [\bar{\sigma}_0 - \bar{\sigma}(\bar{\rho}')] = \bar{Z}^T \bar{Z}. \quad (5)$$

Компоненты вектора \bar{Z} (при условии, что экспериментальные данные не противоречат друг другу и теоретической модели) будут распределены по нормальному закону с нулевыми средними и единичными дисперсиями. Для проверки гипотезы о нормальном распределении компонент вектора \bar{Z} можно воспользоваться критерием Колмогорова [1].

Очевидно, последний критерий является более мощным, чем критерий по δ_{\min}^2 . При большом значении N с помощью критерия 1 можно выявить лишь очень грубые расхождения. Критерий 2 позволяет выявить более широкий класс расхождений в экспериментальных данных, дает возможность рассмотреть данные каждого эксперимента и даже каждую точку относительно всей совокупности данных и тем самым позволяет выявить и устранить противоречивые результаты.

Расчетная модель

Средние сечения рассчитывались в рамках статистической теории ядерных реакций по формулам Хаузера - Фешбаха - Молдаузера [2,3]. Предполагается, что взаимодействие нейтрона с ядром мишени идет через образование составного ядра, которое в дальнейшем распадается по одному из возможных каналов реакции: (n, γ) , (n, n) , (n, n') и т.п., причем способ распада ядра не зависит от способа его образования.

Пусть ℓ - угловой момент налетающего нейтрона, состояния составного ядра характеризуются полным моментом J и четностью $(-1)^\ell$, спин ядра I . Тогда среднее сечение $\bar{\sigma}_{nx}$ реакции (n, x) можно определить как

$$\bar{\sigma}_{nx} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell J} \frac{(2J+1)}{2(2I+1)} \frac{\varepsilon_{\ell\ell J}^0 T_n^{\ell J} T_x^{\ell J}}{\sum_c T_c^{\ell J}} S_{nx}^{\ell J}, \quad (6)$$

где k - волновое число ($k=2,196771 \frac{A}{A+1,00866} \sqrt{E \text{ МэВ}}$); $\varepsilon_{\ell\ell J}^0$ - кратность состояния ℓJ ; $T_n^{\ell J}$ - коэффициенты проницаемости ($T_n^{\ell J} \leq 1$); \sum_c - обозначает суммирование по всем возможным каналам реакции; $S_{nx}^{\ell J}$ - фактор, учитывающий флуктуации нейтронных ширин.

Полное сечение рассчитывается по формуле

$$\bar{\sigma}_t = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell} (2\ell+1) (T_n^{\ell} \cos 2\varphi_{\ell} + 4 \sin^2 \varphi_{\ell}), \quad (7)$$

где φ_{ℓ} - сдвиг фаз.

Принято, что коэффициенты проницаемости $T_n^{\ell J}$ не зависят от полного момента J , т.е. $T_n^{\ell J} = T_n^{\ell}$. Для расчета коэффициентов проницаемости T_n^{ℓ} использовалось соотношение:

$$T_n^{\ell} = \frac{2\pi S_n^{\ell} \vartheta_{\ell} \sqrt{E}}{(1 + \frac{\pi}{2} S_n^{\ell} \vartheta_{\ell} \sqrt{E})^2}, \quad (8)$$

где S_n^{ℓ} - нейтронная силовая функция, а множитель $\vartheta_{\ell} \sqrt{E}$ учитывает ее энергетическую зависимость. По определению силовая функция S_n^{ℓ} есть:

$$S_n^{\ell} = \frac{\bar{\Gamma}_{n0}^{\ell}}{(2\ell+1) \bar{D}_{\ell}},$$

где \bar{g} - статистический фактор; Γ_{n0} - приведенная нейтронная ширина, а \bar{D} - среднее расстояние между уровнями составного ядра. Для s -нейтронов с $\ell=0$: $\bar{D}_{\ell=0} = \bar{D}_{\text{набл}}$, а для нейтронов с $\ell \neq 0$ обычно принимается $(2\ell+1) \bar{D}_{\ell} = \bar{D}_{\text{набл}}$.

Величины φ_ℓ в выражении (7) и ψ_ℓ в выражении (8) рассчитывались в модели "черного ядра" по формулам:

$$\psi_0 = 1; \quad \psi_1 = \frac{x^2}{1+x^2}; \quad \psi_2 = \frac{x^4}{9+3x^2+x^4},$$

где $x = k\alpha_\ell$, k - волновое число, α_ℓ - радиус ядра (в единицах ферми - 10^{-13} см). Величина α_ℓ бралась равной $1,23 A^{1/3} + 0,8$.

$$\varphi_0 = \rho_0; \quad \varphi_1 = \rho_1 - \alpha \text{ctg} \rho_1; \quad \varphi_2 = \rho_2 - \alpha \text{ctg} \frac{3\rho_2}{3-\rho_2},$$

где $\rho_\ell = kR'_\ell$, а R'_ℓ - эффективный радиус потенциального рассеяния.

Величина R'_0 (или просто R') определяет сечение потенциального рассеяния при низких энергиях, т.е.:

$$\sigma_{\text{pot}} = 4\pi(R')^2.$$

Как показано, например, в работах [4-6], радиус потенциального рассеяния R'_ℓ и радиус ядра α_ℓ связаны соотношением

$$R'_\ell = \alpha_\ell(1 - R_\ell^\infty), \quad (9)$$

где R_ℓ^∞ - параметр, учитывающий влияние всех резонансов.

Для учета конкуренции со стороны радиационного канала и расчета сечения радиационного захвата нейтрона необходимо знать коэффициенты $T_f^{\ell J}$ и $T_{f^c}^{\ell J}$, которые определяются следующим образом:

$$T_f^{\ell J} = \frac{2\pi \bar{\Gamma}_f^{\ell J}}{\bar{D}_{\ell J}}; \quad T_{f^c}^{\ell J} = \frac{2\pi \bar{\Gamma}_{f^c}^{\ell J}}{\bar{D}_{\ell J}},$$

где $\bar{\Gamma}_f$ - полная радиационная ширина, определяющая вероятность распада состояния ℓJ по любому радиационному каналу, а $\bar{\Gamma}_{f^c}$ - ширина, соответствующая каналу радиационного захвата нейтрона ${}^N_Z A + n \rightarrow {}^{N+1}_Z A + \gamma$.

В предположении, что основным типом перехода из высоковозбужденных состояний ядра являются электрические дипольные гамма-переходы, энергетическо-спиновая зависимость ширины $\bar{\Gamma}_f$ и $\bar{\Gamma}_{f^c}$ имеет вид [7]:

$$\bar{\Gamma}_f^{\ell J}(U) = \frac{\text{const}}{\rho(U, J)} \sum_{i=|J-1|}^{J+1} \int_0^U \epsilon_f^3 f(\epsilon_f) \rho(U - \epsilon_f, i) d\epsilon_f; \quad (10)$$

$$\bar{\Gamma}_{f^c}^{\ell J}(U) = \frac{\text{const}}{\rho(U, J)} \sum_{i=|J-1|}^{J+1} \int_{U-Bn}^U \epsilon_f^3 f(\epsilon_f) \rho(U - \epsilon_f, i) d\epsilon_f, \quad (11)$$

где $U = Bn + E - \Delta$; Δ - поправка на спаривание нуклонов в ядрах с четным Z и (или) N [8]. Фактор $f(\epsilon_f)$ учитывает энергетическую зависимость среднего квадрата матричного элемента дипольных гамма-переходов и выбирается обычно в виде лоренцовой зависимости, аппроксимирующей сечение фотопоглощения в окрестности гигантского дипольного резонанса:

$$f(\epsilon_f) = \frac{\epsilon_f \Gamma_1^2}{(\epsilon_f^2 - E_1^2)^2 + \epsilon_f^2 \Gamma_1^2},$$

где $\Gamma_1 \approx 5$ МэВ - ширина гигантского резонанса, а $E_1 \approx 80 A^{-1/3}$ МэВ - положение резонанса.

Абсолютные величины радиационных ширины $\bar{\Gamma}_f$ и $\bar{\Gamma}_{f^c}$ в выражениях (10) и (11) нормированы на среднее значение радиационной ширины $\bar{\Gamma}_{f \text{набл}}(Bn)$ и плотность резонансов $\rho_{\text{набл}} = \bar{D}_{\text{набл}}^{-1}$.

Плотность уровней возбужденных состояний $\rho(U, J)$ рассчитывалась в модели Ферми-газа с учетом коллективных явлений в высоковозбужденном ядре [9, 10]:

$$\rho(U, J) = k_{\text{tot}}(U) k_{\text{visz}}(U) \rho_{\text{ф.г.}}(U, J);$$

$$\rho_{\text{ф.г.}}(U, J) \approx \frac{2J+1}{U^2} \exp \left[2\sqrt{\alpha U} - \frac{J(J+1)}{2\sigma^2} \right],$$

где $\sigma^2 = 0,146\sqrt{\alpha U} A^{2/3}$ - параметр спиновой зависимости. Поправочные коэффициенты k_{zot} и k_{vibz} в области энергий возбуждения (для феноменологического анализа экспериментальных данных) имеют следующий вид

$$k_{\text{vibz}}(U) \approx \exp [0,25 U^{2/3}];$$

$k_{\text{zot}}(U) = 1$ (для сферических ядер) или $k_{\text{zot}}(U) = \mathcal{F}_1 t$ (для деформированных ядер), где $t = [U/\alpha]^{1/2}$ - температура возбужденного ядра, \mathcal{F}_1 - момент инерции относительно направления, перпендикулярного оси симметрии. Параметр плотности уровней α с учетом оболочечных эффектов имеет следующую зависимость от энергии возбуждения [9]:

$$\alpha(U, Z, A) = \tilde{\alpha}(A) [1 + f(U) \delta W(Z, A)/U],$$

где $\tilde{\alpha}$ - асимптотическое значение параметра плотности уровней при высоких энергиях возбуждения [9]: $\alpha(A) \approx 0,093A$; $f(U) = 1 - \exp(-\gamma U)$ - безразмерная универсальная функция энергетической зависимости параметра α ($\gamma = 0,064$); δW - оболочечная поправка в энергии связи ядра. Входящие в выражение (6) коэффициенты проницаемости $T_{in,k}^{\ell J}$, соответствующие каналу неупругого рассеяния нейтрона с возбуждением уровня с энергией E_k , определяются соотношением:

$$T_{in,k}^{\ell J} = \sum_{\ell'} \varepsilon_{\ell \ell' J}^k T_n^{\ell'}(E - E_k), \quad (12)$$

где $\varepsilon_{\ell \ell' J}^k$ - число значений спинов j_k , удовлетворяющих правилу векторного сложения $\vec{I} + \vec{j} = \vec{J} = \vec{I}_k + \vec{j}_k$ и закону сохранения четности $(-1)^{\ell} \Pi_0 = (-1)^{\ell'} \Pi_k$, где Π_0 - четность ядра-мишени в основном состоянии, а Π_k и I_k - соответственно четность и спин k -го возбужденного уровня ядра-мишени.

По формуле (12) предполагается, что коэффициенты проницаемости для возбужденного состояния ядра определяются так же, как и для основного состояния, согласно выражению (1). Различие же между каналами упругого и неупругого рассеяния при расчете коэффициентов проницаемости состоит только в величине энергии. Соотношение (12) верно для энергий нейтронов $E \geq E_k(A+1)/A$.

Флуктуационный фактор $S_{nx}^{\ell J}$ в формуле (6) определяется как

$$S_{nx}^{\ell J} = \frac{\overline{T_n^{\ell J} T_x^{\ell J}}}{\overline{T_n^{\ell J}} \overline{T_x^{\ell J}}},$$

где усреднение проводится с учетом распределения нейтронных ширин в соответствии с законом Портера - Томаса. Однако интегрирование по распределениям требует значительных затрат времени на ЭВМ. В работе [11] показано, что в случае средних сечений трудности вычислений успешно преодолеваются с помощью обобщенных гауссовых квадратурных формул. Выражения для флуктуационных факторов $S_{nj}^{\ell J}$, $S_{nn'}^{\ell J}$ и $S_{nn}^{\ell J}$ имеют вид:

$$S_{nj}^{\ell J} = (1 + \alpha + \beta) \sum_{i=1}^{N^{(\nu)}} \sum_{j=1}^{N^{(\mu)}} \frac{a_i^{(\nu)} a_j^{(\mu)} x_i^{(\nu)} x_j^{(\mu)}}{1 + \alpha x_i^{(\nu)} + \beta x_j^{(\mu)}};$$

$$S_{nn'}^{\ell J} = (1 + \alpha + \beta) \sum_{i=1}^{N^{(\nu)}} \sum_{j=1}^{N^{(\mu)}} \frac{a_i^{(\nu)} a_j^{(\mu)} x_i^{(\nu)} x_j^{(\mu)}}{1 + \alpha x_i^{(\nu)} + \beta x_j^{(\mu)}};$$

$$S_{nn}^{\ell J} = (1 + \alpha + \beta) \sum_{i=1}^{N^{(\nu)}} \sum_{j=1}^{N^{(\mu)}} \frac{a_i^{(\nu)} a_j^{(\mu)} (x_i^{(\nu)})^2}{1 + \alpha x_i^{(\nu)} + \beta x_j^{(\mu)}},$$

где $\alpha = \overline{T_n^{\ell J}} / \overline{T_j^{\ell J}}$; $\beta = \sum_k T_{in,k}^{\ell J} / \overline{T_j^{\ell J}}$; a_i и x_i - соответственно веса и узлы квадратурных формул (приведены в работе [11]); ν - эффективное число степеней свободы для входного канала: $\nu = \varepsilon_{\ell \ell' J}^0$; μ - эффективное число степеней свободы для канала неупругого рассеяния:

$$\mu^{\ell j} = \left(\sum_{\ell'} \varepsilon_{\ell' j}^k T_n^{\ell'} \right)^2 / \sum_{\ell'} \varepsilon_{\ell' j}^k (T_n^{\ell'})^2,$$

Схема низколежащих уровней ядра ^{232}Th для расчета канала неупругого рассеяния взята из работы [12]; учитывались 15 уровней.

Расчеты по оптической модели

Перед началом анализа, чтобы убедиться в корректности расчета коэффициентов проницаемости T_n^{ℓ} и $T_{in,k}^{\ell j}$, определяемых согласно (8) и (12), и чтобы определить величину параметра R_{ℓ}^{∞} из формулы (9) и его энергетическую зависимость, были выполнены расчеты методом связанных каналов по программе СВЮТ [13].

Параметры несферического потенциала и параметры деформации взяты из работы [14]:

$$\begin{aligned} V_R &= 46,2 - 0,3 E; & r_R &= 1,26; & a_R &= 0,63; \\ W_S &= 3,6 + 0,4 E; & r_S &= 1,26; & a_S &= 0,52; \\ V_S &= 6,2; & r_{S0} &= 1,12; & a_{S0} &= 0,47. \\ \beta_2 &= 0,19; & \beta_4 &= 0,071; \end{aligned}$$

На рис.1 приведено сравнение коэффициентов проницаемости T_n^{ℓ} , полученных по оптической модели и согласно формуле (8) в модели "черного ядра". Результаты расчетов T_n^0 и T_n^1 согласуются между собой в пределах 2-5%, за исключением области энергий нейтронов выше 500 кэВ, где имеются расхождения порядка 10%. Для T_n^2 результаты расчетов в модели "черного ядра" в области энергий нейтронов до 500 кэВ лежат ниже расчетов по оптической модели на 10%, а выше 500 кэВ - ниже на 20-40%, что может привести к недооценке вклада d -волны в сечение радиационного захвата на 10-20%. Из результатов расчетов по программе СВЮТ методом связанных каналов была оценена величина параметра R_{ℓ}^{∞} и его энергетическая зависимость. В области энергий нейтронов 1-1000 кэВ величина параметра R_{ℓ}^{∞} колеблется в пределах $\ell=0, R_0^{\infty} = -(0,05-0,20)$; $\ell=1, R_1^{\infty} = +(0,10-0,19)$; $\ell=2, R_2^{\infty} = -(0,02-0,10)$. Полученные зависимости параметра R_{ℓ}^{∞} согласуются с данными работы [6] для близкого по свойствам ядра ^{238}U .

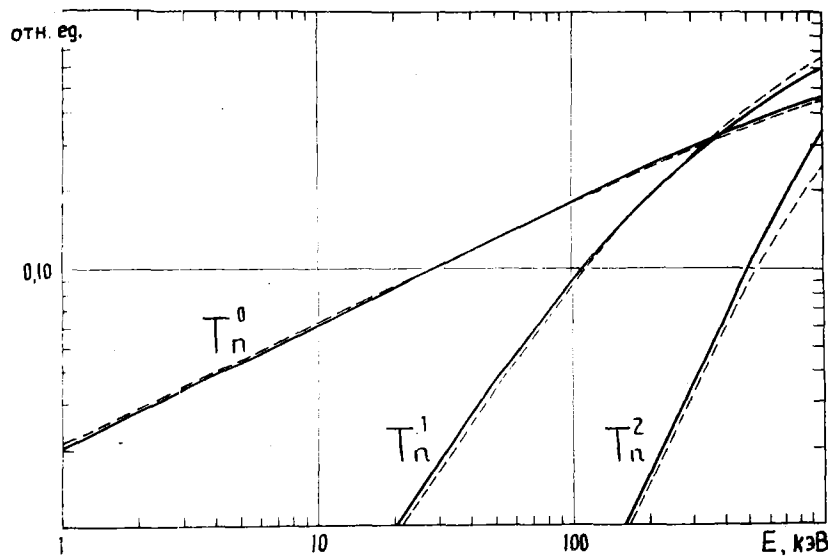


Рис.1. Сравнение расчетных значений коэффициентов проницаемости T_n^{ℓ} : — — оптическая модель; - - - - модель "черного ядра"

По программе СВЮТ был также оценен вклад прямых процессов взаимодействия. В рассматриваемой области энергий прямые процессы наиболее существенны при неупругом рассеянии нейтрона с возбуждением низколежащих первых двух уровней 2^+ (49,4 кэВ) и 4^+ (162,1 кэВ). На рис.2 показан вклад прямого процесса.

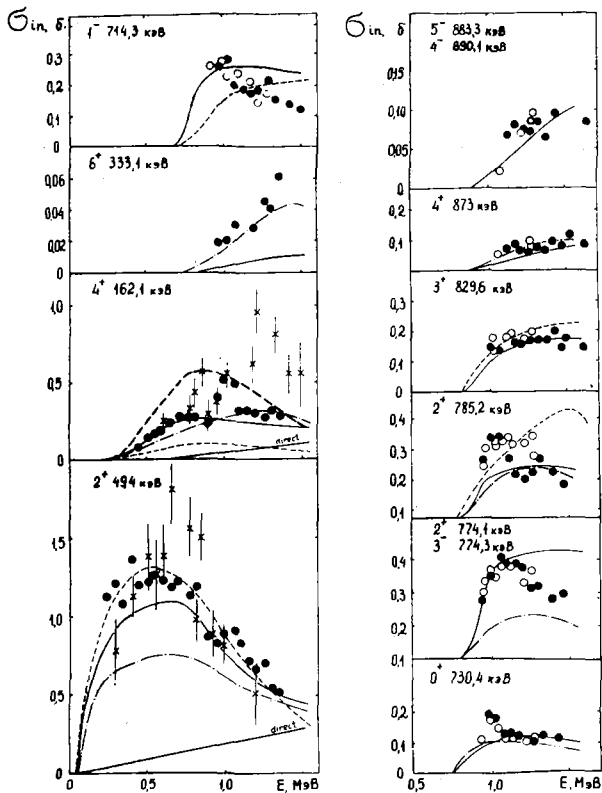


Рис.2. Сечения неупругого рассеяния на дискретных уровнях ^{232}Th * - [35], \circ - [38], — — — — — [35], — — — — — [38], — — — — — настоящая работа

Экспериментальные данные

В рассматриваемой области энергий нейтронов I-1000 кэВ имеются экспериментальные данные о средних сечениях - полном сечении (результаты обработки функций пропускания), сечении радиационного захвата, сечении упругого рассеяния и сечениях неупругого рассеяния на дискретных уровнях. Все эти данные принимались во внимание (рис.2-6).

По сечению радиационного захвата рассматривались данные 13 авторов [15-27], условно их можно разделить на две группы: 1) данные [15-20], полученные до 1971 г. (см. рис.3), и 2) данные [21-27], полученные после 1971 г. (см. рис.4), опубликованные в период 1976-1981 гг.

Данные первой группы [15-20] - это в основном активационные измерения. Приписываемая авторами погрешность данных составляет $\sim 10-12\%$, хотя разброс между различными данными значительно превышает заявленные точности (см. рис.3). В связи с этим данные работ [15-20] в дальнейшем анализе участвовали с весом 0,7.

По полному сечению были рассмотрены данные, приведенные в работах [28-34]. На рис.5, где приведено сравнение данных, видно, что данные различных авторов хорошо согласуются между собой в пределах $\pm 5\%$, за исключением данных Табони и др. [28], которые лежат систематически ниже всех на 6-12% при заявленной авторами точности данных 4-6%. В связи с этим данные Табони и др. были отброшены и в дальнейшем анализе не участвовали.

По сечениям рассеяния (см. рис.2 и 6) в рассматриваемой области энергий нейтронов I-1000 кэВ имеется мало данных. По сечению упругого рассеяния это данные старых работ [35-37], полученные с невысокой точностью $\sim \pm 15-20\%$, причем практически все данные лежат в области энергий нейтронов выше 300 кэВ.

По сечениям неупругого рассеяния принимались во внимание экспериментальные данные двух работ [35] и [38] о сечениях возбуждения дискретных уровней 2^+ (49,4 кэВ) и 4^+ (162,1 кэВ).

Результаты оценки

На первом этапе была выполнена оценка средних резонансных параметров и сечений ^{232}Th с использованием метода максимального правдоподобия в области энергий нейтронов I-300 кэВ, где вклад прямых процессов мал и ими можно пренебречь, т.е. можно считать, что все рассматриваемые реакции идут через составное ядро.

При выборе априорных оценок параметров \bar{p}_0 были рассмотрены имеющиеся результаты измерений, расчетов и оценок средних резонансных параметров ^{232}Th , представленные в табл.1 и 2. Из анализа данных в качестве априорных оценок параметров \bar{p}_0 приняты оценки из BNL-325 [4] для силовых нейтронных функций и радиуса потенциального рассеяния R' . Для среднего расстояния между уровнями $\bar{D}_{\text{набл}}$ принято значение 17,0 эВ, полученное в работе [43]. Для средней радиационной ширины $\bar{\Gamma}_{\text{набл}}$

в качестве априорной оценки принят результат работы [41] 21,2 мэВ. Соответствующее значение радиационной силовой функции равно $S_{\eta} = (1,25 \pm 0,08) \cdot 10^{-3}$. Для радиуса рассеяния p -нейтронов принято значение $R'_1 = 7,5 \text{ ф}$, что соответствует величине параметра $R_1^{\infty} = +0,10$. Для d -нейтронов, ввиду их малого вклада в полное сечение при этих энергиях принято $R'_2 = R'_1$. Радиационная силовая функция во всех расчетах принималась не зависящей от орбитального момента налетающего нейтрона ℓ .

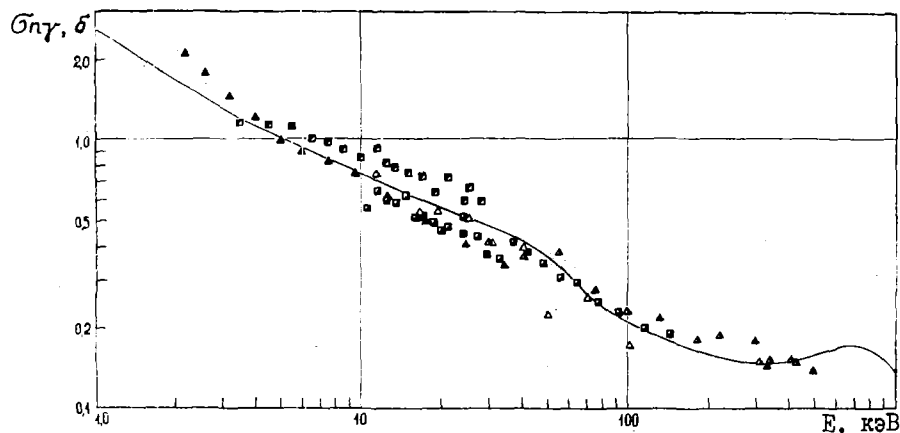


Рис.3. Сечение радиационного захвата ^{232}Th . Сравнение старых экспериментальных данных с настоящей оценкой: \square - [15], \square - [16], \triangle - [17], \triangle - [18], \triangle - [19], \triangle - [20], — — — — настоящая работа

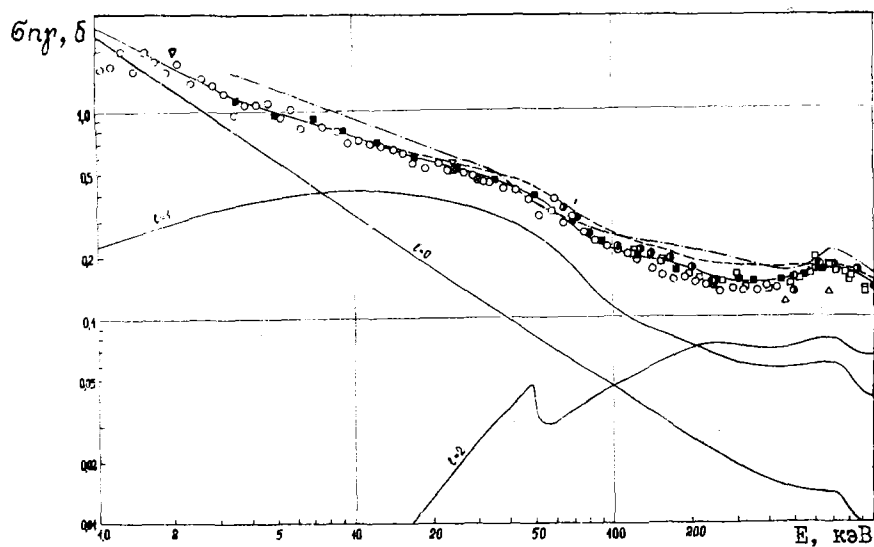


Рис.4. Сечение радиационного захвата ^{232}Th . Сравнение последних экспериментальных данных и различных оценок: \square - [21], \square - [22], ∇ - [23], \square - [24], \odot - [25], \circ - [26], \triangle - [27]; — — — — JENDL-1; - - - - ENDF/B-IV; — — — — настоящая работа

Всего в области энергий 1–300 кэВ рассматривались следующие экспериментальные данные: по полному сечению – 107 точек [29–34], по сечению радиационного захвата – 154 точки [15–26], по сечениям рассеяния – 5 точек [35–38].

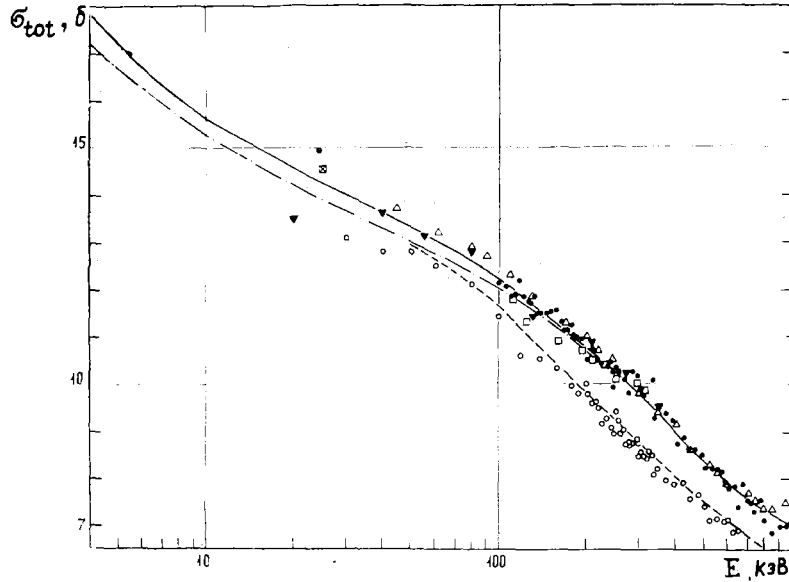


Рис. 5. Полное сечение ^{232}Th ; \circ - [28], \square - [29], Δ - [30], \odot - [31], \boxtimes - [32], \bullet - [33], \blacktriangledown - [34]; - - - JENDL-1; - · - ENDF/B-IV; — - настоящая работа

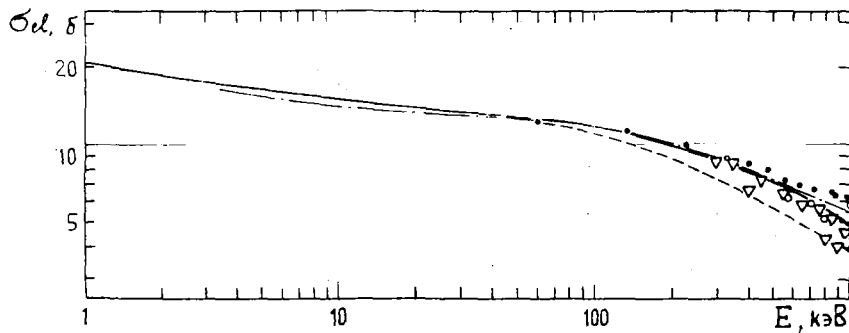


Рис. 6. Сечение упругого рассеяния ^{232}Th ; \circ - [35], \bullet - [36], ∇ - [37]; - - - JENDL-1; - · - ENDF/B-IV; — - настоящая работа

Таблица I

Экспериментальные данные о средних резонансных параметрах ^{232}Th

Данные	$D_{\text{набл}}$, эВ	$\bar{\Gamma}_r$, мэВ	$\bar{\Gamma}_n^0$, мэВ	$S_0 \cdot 10^4$	$S_1 \cdot 10^4$	R_1', Φ	R_0^∞	R_1^∞
Garg [39]	$17,5 \pm 0,7$	19,0		$0,69 \pm 0,07$				
Uttley [40]					$1,64 \pm 0,24$		$-0,178 \pm 0,015$	$+0,019 \pm 0,005$
Rahn [41]	$16,7 \pm 0,2$	$21,2 \pm 0,3$	$1,40 \pm 0,15$	$0,84 \pm 0,08$		$9,1 \pm 0,3$		
Samarda [42]					$1,5 \pm 0,4$	$9,72 \pm 0,30$	$-0,13 \pm 0,03$	$+0,1 \pm 0,1$
Corvi [43]	$17,0 \pm 1,0$		$1,49 \pm 0,26$		$2,0 \pm 0,5$			
Kobayashi [31]						$9,65 \pm 0,25$		

Таблица 2

Результаты расчетов и оценок средних резонансных параметров ^{232}Th

Данные	Энергетическая область	$\bar{D}_{\text{набл}}$, эВ	$\bar{\Gamma}_p$, мэВ	$S_0 \cdot 10^4$	$S_1 \cdot 10^4$	$S_2 \cdot 10^4$	R', Φ
ВНИ-325 [47]	< 4 кэВ			$0,84 \pm 0,08$	$1,6 \pm 0,2$		$9,65 \pm 0,08$
ENDF/B-IV	3,94-50 кэВ	17,0	25,9	0,73	$1,20 \pm 1,41$	0,73	8,9874
Работа [46]	< 3 кэВ	$16,6 \pm 0,9$	$21,0 \pm 0,8$	$0,856 \pm 0,09$	$1,5 \pm 0,4$		$9,72 \pm 0,3$
Derrien [44]	< 4 кэВ	16,9	21,45	0,89	1,58		9,65
Keyworth [45]	< 4 кэВ	$16,4 \pm 1,0$		$0,88 \pm 0,07$	$1,64 \pm 0,50$		
Macklin [47]	2,6-10 кэВ	17,0	$25,0 \pm 0,8$	$0,86 \pm 0,10$	$1,48 \pm 0,07$	$1,12 \pm 0,06$	
Настоящая работа	1-300 кэВ	17,0	$20,0 \pm 0,6$	$0,93 \pm 0,03$	$1,82 \pm 0,05$	$2,00 \pm 0,14$	9,65

В табл.3 приведены различные варианты описания экспериментальных данных и критерий S_{min}^2/N . Все варианты одинаково хорошо описывают полное сечение. Расчет по параметрам из ВНИ-325 (вариант 1) неплохо, в пределах $\pm 10\%$, описывает также и сечение радиационного захвата, но дает низкое значение сечения неупругого рассеяния и на 3-5% занижает полное сечение в области энергий нейтронов ниже 10 кэВ.

Таблица 3

Различные варианты описания экспериментальных данных (силовые функции и средние сечения)

Данные	Вариант						
	1	2	3	4	5	6	
Радиус	R'_0	9,65	9,65	9,65	9,65	9,65	9,55
рассеяния	R'_1	7,5	7,5	7,5	7,0	7,0	6,7
Силовые функции	S_0	0,84	0,994	0,95	0,992	0,93	0,95
	S_1	1,60	1,82	1,80	1,81	1,82	2,0
	S_2	0,84	0,994	0,95	1,71	2,0	2,3
	S_p	12,0	12,9	11,7	11,7	11,7	11,2
$\bar{\sigma}_{np}$	1 кэВ	2,35	2,95	2,62	2,63	2,58	2,52
	10 кэВ	0,732	0,793	0,746	0,752	0,750	0,753
	30 кэВ	0,465	0,500	0,466	0,477	0,480	0,478
	100 кэВ	0,203	0,215	0,197	0,212	0,215	0,213
	300 кэВ	0,145	0,152	0,138	0,142	0,147	0,144
	700 кэВ	0,178	0,180	0,165	0,175	0,178	0,167
	1000 кэВ	0,131	0,138	0,126	0,138	0,139	0,138
$\bar{\sigma}_{\text{tot}}$	10 кэВ	15,2	15,9	15,7	15,9	15,6	15,6
	300 кэВ	9,31	9,67	9,65	9,68	9,85	9,85
	1000 кэВ	6,45	7,02	7,02	6,92	7,05	7,05
$\bar{\sigma}_{nn'}$	100 кэВ	0,338	0,390	0,385	0,419	0,432	0,483
	300 кэВ	0,671	0,768	0,753	0,912	0,956	1,05
	1000 кэВ	1,45	1,66	1,62	1,93	2,03	2,21
S_{min}^2/N		2,5	1,03	1,51	1,06	1,05	1,03

Подгонка только под экспериментальные данные по сечению радиационного захвата или с подключением данных по полному сечению (варианты 2 и 3 соответственно) дает несколько другие значения силовых функций и немного изменяет картину описания сечения радиационного захвата, но описание сечения неупругого рассеяния при этом существенно не улучшается: при 300 кэВ, например, сечение занижается примерно на 40%. Следует отметить, что в вариантах 2 и 3 не потребовалось различать силовые нейтронные функции δ - и d -волн; при описании экспериментальных данных они принимались одинаковыми: $S_2 = S_0$. Это объясняется тем, что для ^{232}Th из данных о полном сечении и сечении радиационного захвата трудно извлечь информацию о d -волне, так как ее вклад в сечения при этих энергиях еще мал. Дополнительную информацию о d -волне несут с собой данные по сечению неупругого рассеяния.

В варианте 4 учтены экспериментальные данные по сечениям всех типов реакций в области энергий нейтронов 1-300 кэВ - по полному сечению, по сечению радиационного захвата и по сечениям рассеяния. Для лучшего описания данных по сечению неупругого рассеяния была дана свобода d -волновой силовой нейтронной функции. Полученное значение силовой функции S_2 оказалось близким к S_1 ($S_1 = 1,81 \cdot 10^{-4}$, $S_2 = 1,71 \cdot 10^{-4}$), но при этом потребовалось немного уменьшить величину параметра R_1^1 с 7,5 до 7,0 Ф, что находится в согласии с оценками изменения параметра R_1^∞ , полученными выше в расчетах по оптической модели: $R_1^\infty = (0,10-0,19)$. Описание данных по сечению неупругого рассеяния в варианте 4 улучшилось.

В варианте 5 использовались экспериментальные данные по сечению неупругого рассеяния с весами, увеличенными в два раза. Полученное значение силовой функции S_2 на 10% превышает значение S_1 и, по-видимому, находится в пределах точности ее определения. Кривая сечения неупругого рассеяния (см. рис. 2) проходит ближе к последним данным Макмюррея [38].

Была сделана попытка описания всей имеющейся совокупности экспериментальных данных в области энергий нейтронов до 1000 кэВ (вариант 6) методом максимального правдоподобия. При этом описание сечений полного и радиационного захвата существенно не изменилось, а сечение неупругого рассеяния поднялось (приблизительно на 10%). Силовые функции в сравнении с предыдущим вариантом изменились примерно на 7-10%. В результате проведенного анализа с применением метода максимального правдоподобия для средних сечений и средних резонансных параметров ^{232}Th принята оценка, соответствующая варианту 5 (см. табл. 3).

На рис. 2-5 приведено сравнение экспериментальных данных и различных оценок (принятой, ENDF/B-IV и JENDL-1) для средних сечений ^{232}Th : полного, радиационного захвата, упругого и неупругого рассеяния.

Для сечения радиационного захвата (см. рис. 4) принятая оценка в области энергий нейтронов ниже 100 кэВ следует данным Кобаяши и др. [26] и Маклина и Винтерса [22]. В области энергий нейтронов выше 100 кэВ принятая оценка следует данным Линднера [21], Маклина и Винтерса [22] и Пёница и Смита [25]; ниже 10 кэВ - совпадает с данными ENDF/B-IV. Выше 10 кэВ оценки ENDF/B-IV и JENDL-1 лежат выше принятой в среднем на 10-30%. Оценка JENDL-1 во всей области энергий нейтронов, кроме области 40-70 кэВ, завышает сечение примерно на 30%. По полному сечению и сечению упругого рассеяния (см. рис. 5 и 6) принятая оценка во всей области энергий нейтронов следует имеющимся экспериментальным данным и согласуется с оценкой JENDL-1 (расхождения не превышают 3-4%). По сечению неупругого рассеяния (см. рис. 2) принятая оценка проходит посередине между оценками ENDF/B-IV и JENDL-1, но ближе к оценке ENDF/B-IV. Расчет функций возбуждения низколежащих дискретных уровней достаточно хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными данными. В табл. 1 и 2 проводится сравнение имеющихся экспериментальных данных и оценок по средним резонансным параметрам ^{232}Th . Значение радиационной ширины $\bar{\Gamma}_r$, полученной в настоящей работе, согласуется с данными Гарга [39] и Рана и др. [41]. Полученные значения силовых нейтронных функций S_0 и S_1 хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными [40-43] и результатами других оценок [4, 44-47].

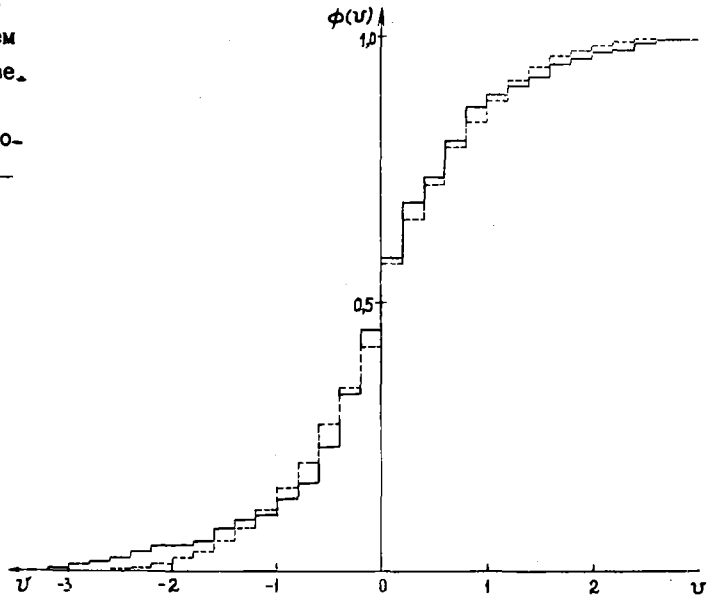
Анализ статистической непротиворечивости данных

Выполненная оценка основывается на гипотезе о нормальном распределении случайных величин результатов экспериментов $\bar{\sigma}_0$ и параметров $\bar{\rho}_0$ и их погрешностей. Считается, что матрицы V_0 и W_0 являются истинными ковариационными матрицами этого распределения. Не противоречат ли результаты

оценки принятой гипотезе? Для принятого варианта $5 S_{\text{min}}^2/N = 1,05$. Эта величина находится в пределах одного стандартного отклонения, что говорит о непротиворечивости данных. Применим более дифференциальный критерий 2. На рис. 7 приведена нормальная функция распределения стандартизованной величины $u = (z - \xi)/\sigma$, где z - компонента вектора \bar{Z} в выражении (5), ξ (равен 0) - центр распределения, $\sigma = \sqrt{s_{\text{min}}^2/N}$. В соответствии с критерием Колмогорова в качестве меры расхождения между теоретическим и статистическим распределением рассматривается максимальное значение модуля разности их функций распределения: $D = \max |\Phi_{\text{CT}}(u) - \Phi_T(u)|$. Эта величина имеет достаточно простой закон распределения [17]. В нашем случае $D\sqrt{N} \approx 0,7$. По критерию Колмогорова вероятность того, что за счет чисто случайных причин максимальное расхождение между $\Phi_{\text{CT}}(u)$ и $\Phi_T(u)$ будет меньше, чем фактически наблюдаемое, равна 0,71. Эта вероятность достаточно велика.

Таким образом, на основании проведенного анализа можно сделать вывод о статистической согласованности экспериментальных данных и результатов оценки и надежности последней.

Рис. 7. Нормальная функция распределения стандартизованной величины разностей $\sigma_0 - \sigma_1 (P')$: --- теоретическое распределение; - - - наблюдаемое распределение



Оценка точности полученных результатов

Использование в анализе данных метода максимального правдоподобия позволяет оценить точности полученных результатов средних резонансных параметров и сечений. В табл. I наряду с оцененными значениями приведены погрешности силовых функций, полученные согласно формуле (3). Оцененные погрешности следует рассматривать совместно с их корреляционной матрицей, которая приведена в табл. 4. Погрешности расчетных значений сечений радиационного захвата, полученные в рамках линейной гипотезы (2) согласно формуле (4), приведены в табл. 5. Полученная оценка погрешностей средних сечений радиационного захвата ^{232}Th не учитывает статистических флуктуаций резонансных параметров, усредненных по энергетическим интервалам, что необходимо учесть при оценке погрешностей среднегрупповых сечений.

Таблица 4

Корреляционная матрица погрешностей силовых функций ^{232}Th

ρ	S_0	S_1	S_2	S_p
S_0	1	-0,4	-0,1	-0,5
S_1	-0,4	1	-0,4	0,3
S_2	-0,1	-0,4	1	0,7
S_p	-0,5	0,3	0,7	1

Таблица 5

Погрешности сечений радиационного захвата ^{232}Th и их корреляции

$E, \text{кэВ}$	I	40	200	1000	%
I	1	0,98	0,94	0,90	1,7
40	0,98	1	0,96	0,96	2,8
200	0,94	0,96	1	0,98	5,4
1000	0,90	0,96	0,98	1	3,7

Список литературы

1. Кендалл М.Дж., Старт А. Статистические выводы и связи. - М.: Наука, 1973.
2. Hauser W., Feshbach H. Phys. Rev., 1952, v.87, p.366.
3. Moldauer P.A. Rev. Mod. Phys., 1964, v.36, p.1079.
4. Mughabghab S.F., Garber D.I. BNL-325, 1973, v.1.
5. Fröhner F.H. - In: Proc. Course on Nuclear Theory and Applications, Trieste, 1978. - Trieste: ICTP, 1980, p.59.
6. Fröhner F.H., Fisher U., Jahn H. Report NEANDC(E)-202U, 1979, v.5, p. 31.
7. Малышев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер. - М.: Атомиздат, 1969.
8. Baba H. Nucl. Phys., 1970, v.A159, p.625.
9. Игнатиюк А.В., Истеков К.К., Смиреникин Г.Н. Ядерная физика, 1979, т.29, вып.4, с.875.
10. Игнатиюк А.В., Истеков К.К., Смиреникин Г.Н. В кн.: Нейтронная физика. (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). - М.: ЦНИИатоминформ, 1977, ч.1, с.60.
11. Кошечев В.Н., Синица В.В. Атомная энергия, 1979, т.47, вып.2, с.94.
12. Nucl. Data Sheets, 1977, v.20, N 2, p.165.
13. Игнатиюк А.В., Луцев В.П., Шорин В.С. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1974, вып.13, с.59.
14. Haouat G. e.a. Report INDS(FR)-13/L, 1977.
15. Forman L. e.a. - In: Proc. Third Conf. on Neutron Cross Sections and Technology, Knoxville, US, 1971, v.2, p.735.
16. Chaubey A.K., Sehgal M.L. Nucl. Phys., 1965, v.66, N 2, p.267.
17. Мохон Р.С. Report AERE-R-6074, 1969.
18. Челноков В.Б., Толстиков В.А. и др. Препринт ФЭИ-292. Обнинск, 1971.
19. Стависский Ю.А., Толстиков В.А. Атомная энергия, 1961, т.10, вып.5, с.508.
20. Толстиков В.А., Шерман Л.Е., Стависский Ю.А. Атомная энергия, 1963, т.15, вып.5, с.414.
21. Lindner M., Nagle R.J., Landrum J.H. Nucl. Sci. Engng, 1976, v.59, N 4, p. 381.
22. Macklin R.L., Winters R.R. Nucl. Sci. Engng, 1971, v.78, N 1, p.110.
23. Chrien R.E. e.a. Nucl. Sci. Engng, 1979, v.72, N 2, p.202.
24. Yamamuro N. J. Nucl. Sci. and Technol., 1978, v.15, N 9, p.637.
25. Poenitz W.P., Smith D.L. Report ANL/NDM-42, 1978.
26. Kobayashi K., Fujita Y., Yamamuro N. J. Nucl. Sci. and Technol., 1981, v.18, N 11, p.823.
27. Jain H.M. e.a. - In: Proc. Conf. on Neutron Physics and Nuclear Data, Harwell, UK, 1978. - Paris, 1978, p.1.
28. Tabony R.H., Seth K.K., Bilpuch E.G. Phys. Lett., 1964, v.13, N 1, p.70.
29. Whalen J.F., Smith A.B. Nucl. Sci. Engng, 1978, v.67, N 1, p.129.
30. Poenitz W.P., Whalen J.F., Smith A.B. Nucl. Sci. Engng, 1981, v.78, p.333.
31. Kobayashi K. e.a. Nucl. Sci. Engng, 1978, v.65, N 2, p.347.
32. Uttley C.A. e.a. - In: Comptes Rendus due Congres International de Physique Nucleaire, Paris, 1964, p.700.
33. Smith A.B. EXFOR-10374.002.
34. Филиппов В.В., Николаев М.Н. В кн.: Материалы англо-советского семинара по ядерным данным для реакторов, Дубна, июнь 1968, доклад АСС-68/17.
35. Smith A.B. Phys. Rev., 1962, v.126, N 2, p.718.
36. Landsdorf A. e.a. Phys. Rev., 1961, v.107, N 4, p.1077.
37. Smith A.B., Gunther P.T. Report EANDC (US)62, 1965.
38. McMurray W. Report SUNI-41, 1975.
39. Garg J.B. Phys. Rev., 1964, v.134, N 5B, p.929.
40. Uttley C.A. e.a. - In: Proc. Conf. on Nuclear Data for Reactors, Paris, 1966. - Vienna, IAEA, 1967, v.1, p.165.
41. Rahn F. e.a. Phys. Rev., 1972, v.06, p.1854.
42. Samarda H.S. Phys. Rev., 1974, v. C9, p.28.
43. Corvi F. e.a. - In: [22], p.712.

44. Derrien H.D. - In: Proc. Spec. Meeting on Resonance Parameters of Fertile Nuclei and ^{239}Pu , Saclay, 1974, Report NEANDC (E)-163U, 1974, p.73.
45. Keyworth G.A., Moore M.S. - In: [27], p.241.
46. Vasiliu G. e.a. Report INDC(HEM)-10, 1979.
47. Macklin R.L. Nucl. Sci. Engag, 1981, v.79, N 1, p.118.

Статья поступила в редакцию 29 декабря 1982 г.

УДК 621.039.51

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ГРУППОВЫХ РАСЧЕТОВ ВОЗМУЩЕНИЙ КРИТИЧНОСТИ РЕАКТОРОВ

В.А.Дулин

THE EVALUATION OF THE ACCURACY GROUP CALCULATIONS OF THE REACTIVITY WORTH COEFFICIENTS. Bilinear flux-adjoint weighting for the generation of 26 group constant ABBN is used. A new method of generation is proposed. This method is based only on a 26 group calculations. A series of calculations BFS assemblies has been made to assess the size of discrepancy between results of calculations with flux weighting constants and bilinear weighting one.

В настоящее время для расчетов реакторов на быстрых нейтронах широко применяется 26-групповая система констант БНАБ [1,2]. Метод подготовки макроконстант предусматривает возможно более точное описание $K_{эф}$ и функционалов потока нейтронов. Резонансная самоэкранировка групповых сечений при этом рассчитывается с использованием асимптотического спектра

$$\varphi_a(u) = 1 / \Sigma_t(u), \quad (1)$$

а сечение упругого замедления из группы в соседнюю группу получается с учетом отличия потока на границе группы от среднегруппового [3,4]. Неоднократные проверки точности метода подготовки констант БНАБ путем проведения расчетов с существенно большим количеством групп показали, что в его современном варианте методическая погрешность группового расчета реакторных характеристик ($K_{эф}$, отношений средних сечений основных поглощающих и делящихся элементов, групповых спектров нейтронов) в несколько раз меньше погрешности соответствующих макроэкспериментов [4,5].

Полученные таким образом усредненные по потоку групповые константы используются и для расчетов по теории возмущений. Вопрос о погрешности таких расчетов возмущений критичности исследовался в ряде работ [6-15]. Представляет он интерес и в настоящее время, так как эксперименты по возмущениям критичности реакторов (или сборок) образцами элементов, вносимых в реактор, и сейчас, по существу, являются основным источником информации о сечениях захвата неактивирующихся элементов (внешних изотопов плутония, большей части продуктов деления и конструкционных материалов). Вопрос об их адекватном расчете в групповом приближении в принципе решен [6,7]. Малогрупповые константы получаются при этом из многогрупповых ($10^4 - 10^5$ групп) путем билинейного усреднения. Однако пока такие расчеты не проведены.

В настоящей работе представлен метод получения макроконстант для расчетов возмущений критичности, основанный на использовании асимптотического спектра (1) и асимптотической ценности

$$\varphi_a^+(u) = \frac{\beta v \Sigma_f(u) + \Sigma_s(u)}{\Sigma_t(u)} \quad (2)$$

для учета резонансных эффектов и на переопределении сечения упругого замедления с учетом функции ценности. Групповые уравнения для потока и ценности при этом остаются сопряженными, расчеты дадут те же величины $K_{эф}$ и групповых потоков, что и в расчетах с усредненными по потоку константами и другими, более правильными групповыми ценностями и величинами возмущений критичности.

Групповые билинейно усредненные константы

Правила усреднения групповых констант, сохраняющих величины $K_{\Sigma\Phi}$, групповых потоков, ценностей и возмущений критичности, в диффузионном приближении получены в работе [6] (см. также [7]):

$$\left. \begin{aligned} \tilde{\Sigma}_t^j &= \frac{1}{\varphi^j \varphi^{+j}} \int_{u_{j-1}}^{u_j} \varphi^+(u) \Sigma_t(u) \varphi(u) du; & \tilde{D}^j &= \frac{1}{\varphi^j \varphi^{+j}} \int_{u_{j-1}}^{u_j} \varphi^+ D(u) \varphi du; \\ \nu \tilde{\Sigma}_f^j &= \frac{1}{\varphi^j} \int_{u_{j-1}}^{u_j} \nu \Sigma_f(u) \varphi(u) du; & \tilde{\chi}^j &= \frac{1}{\varphi^{+j}} \int_{u_{j-1}}^{u_j} \chi(u) \varphi^+(u) du; \\ \tilde{\Sigma}^{i \rightarrow j} &= \frac{1}{\varphi^i \varphi^{+j}} \int_{u_{j-1}}^{u_j} \varphi^+(u) du \int_{u_{i-1}}^{u_i} \Sigma_S(u' \rightarrow u) \varphi(u') du', \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где

$$\varphi^j = \int_{u_{j-1}}^{u_j} \varphi(u) du; \quad \varphi^{+j} = \frac{1}{\Delta u_j} \int_{u_{j-1}}^{u_j} \varphi^+(u) du. \quad (4)$$

Конечно, закон сохранения выполняется лишь при условии, что $\varphi(u)$ и $\varphi^+(u)$ являются точными решениями. Ограничимся в дальнейшем рассмотрением уравнения замедления в B^2 -приближении и сопряженно-го ему уравнения и для простоты пока будем учитывать только упругое замедление:

$$[D(u)B^2 + \Sigma_t(u)] \varphi(u) = \int_{u-z}^u \Sigma_S(u') f(u-u') \varphi(u') du' + \frac{\chi(u)}{R} \int_0^\infty \nu \Sigma_f(u') \varphi(u') du'; \quad (5)$$

$$[D(u)B^2 + \Sigma_t(u)] \varphi^+(u) = \int_u^{u+z} \Sigma_S(u) f(u'-u) \varphi^+(u') du' + \frac{\nu \Sigma_f(u)}{R} \int_0^\infty \chi(u') \varphi^+(u') du'. \quad (6)$$

Умножая уравнение (5) на $\varphi^+(u)$, интегрируя по группе j и используя уравнение (3), запишем уравнение для группового потока φ^j :

$$\tilde{\Sigma}_t^j \varphi^j \varphi^{+j} = \tilde{\Sigma}^{j \rightarrow j} \varphi^j \varphi^{+j} + \tilde{\Sigma}^{j-1 \rightarrow j} \varphi^{j-1} \varphi^{+j} + \frac{\tilde{\chi}^j \varphi^{+j}}{R} Q. \quad (7)$$

Здесь $\tilde{\Sigma}^{j \rightarrow j} \varphi^j \varphi^{+j} + \tilde{\Sigma}^{j-1 \rightarrow j} \varphi^{j-1} \varphi^{+j} =$

$$= \int_{u_{j-1}}^{u_j} \varphi^+(u) du \int_{u-z}^u \Sigma_S(u') f(u-u') \varphi(u') du'; \quad Q = \sum_{i=1}^G \nu \Sigma_f^i \varphi^i.$$

Такая форма записи неудобна, если точные решения $\varphi(u)$ и $\varphi^+(u)$ неизвестны, и мы имеем в своем распоряжении только $\varphi_\alpha(u)$ и $\varphi_\alpha^+(u)$. Изменив порядок интегрирования в двойном интеграле, получим:

$$\begin{aligned} \int_{u_{j-1}}^{u_j} \varphi^+(u) du \int_{u-z}^u \Sigma_S(u') f(u-u') \varphi(u') du' &= \int_{u_{j-1}}^{u_j} \Sigma_S(u') \varphi(u') du' \int_{u'}^{u'+z} \varphi^+(u) f(u-u') du - \\ - \int_{u_{j-1}-z}^{u_j} \Sigma_S(u') \varphi(u') du' \int_{u_j}^{u'+z} \varphi^+(u) f(u-u') du &+ \int_{u_{j-1}-z}^{u_{j-1}} \Sigma_S(u') \varphi(u') du' \int_{u_{j-1}}^{u'+z} \varphi^+(u) f(u-u') du. \end{aligned} \quad (8)$$

По определению, разность первого и второго интеграла в правой части соотношения (8) есть $\tilde{\Sigma}^{j \rightarrow j} \varphi^j \varphi^{+j}$, последний интеграл есть $\tilde{\Sigma}^{j-1 \rightarrow j} \varphi^{j-1} \varphi^{+j}$ [см. формулу (3)]. Перенеся эти члены в левую часть

уравнения (7), используя определения $\Sigma_t(u) = \Sigma_a(u) + \Sigma_s(u)$ и нормировку функции распределения $f(u-u')$: $\int_{u'}^{u'+z} f(u-u') du = 1$, вместо уравнения (7) получим:

$$\begin{aligned} & \tilde{\Sigma}_a^j \varphi^j \varphi^{j+1} + \int_{u_{j-1}}^{u_j} \Sigma_s(u') \varphi(u') du' \int_{u'}^{u'+z} [\varphi^+(u') - \varphi^+(u)] f(u-u') du + \\ & + \tilde{\Sigma}^{j \rightarrow j+1} \varphi^j \varphi^{j+1} = \tilde{\Sigma}^{j-1 \rightarrow j} \varphi^{j-1} \varphi^j + \frac{\tilde{\chi}^j \varphi^j}{k} Q. \end{aligned} \quad (9)$$

Поделив почленно на φ^{j+1} , запишем уравнение для определения группового потока φ^j и потока φ^{j+1} :

$$\begin{aligned} & \left\{ \tilde{\Sigma}_a^j + \frac{1}{\varphi^j \varphi^{j+1}} \int_{u_{j-1}}^{u_j} \Sigma_s(u') \varphi(u') du' \int_{u'}^{u'+z} [\varphi^+(u') - \varphi^+(u)] f(u-u') du + \right. \\ & \left. + \tilde{\Sigma}^{j \rightarrow j+1} \varphi^{j+1} / \varphi^j \right\} \varphi^j = \tilde{\Sigma}^{j-1 \rightarrow j} \varphi^{j-1} + \frac{\tilde{\chi}^j}{k} Q; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} & \left\{ \tilde{\Sigma}_a^{j+1} + \frac{1}{\varphi^{j+1} \varphi^{j+2}} \int_{u_j}^{u_{j+1}} \Sigma_s(u') \varphi(u') du' \int_{u'}^{u'+z} [\varphi^+(u') - \varphi^+(u)] f(u-u') du + \right. \\ & \left. + \tilde{\Sigma}^{j+1 \rightarrow j+2} \varphi^{j+2} / \varphi^{j+1} \right\} \varphi^{j+1} = \tilde{\Sigma}^{j \rightarrow j+1} \varphi^j + \frac{\tilde{\chi}^{j+1}}{k} Q. \end{aligned} \quad (11)$$

Прибавив и отняв в левой части соотношения (10) $\tilde{\Sigma}^{j \rightarrow j+1} \varphi^j$, а в (11) $\tilde{\Sigma}^{j+1 \rightarrow j+2} \varphi^{j+1}$, получим обычную форму записи групповых уравнений:

$$\left(\tilde{\Sigma}_a^j + \delta \Sigma_a^j + \tilde{\Sigma}^{j \rightarrow j+1} \right) \varphi^j = \tilde{\Sigma}^{j-1 \rightarrow j} \varphi^{j-1} + \frac{\tilde{\chi}^j}{k} Q; \quad (12)$$

$$\left(\tilde{\Sigma}_a^{j+1} + \delta \Sigma_a^{j+1} + \tilde{\Sigma}^{j+1 \rightarrow j+2} \right) \varphi^{j+1} = \tilde{\Sigma}^{j \rightarrow j+1} \varphi^j + \frac{\tilde{\chi}^{j+1}}{k} Q. \quad (13)$$

Здесь $\tilde{\Sigma}_a^j$ и $\tilde{\Sigma}^{j \rightarrow j+1}$ - билинейно усредненные сечения поглощения и упругого замедления. Сечение $\tilde{\Sigma}_a^j$ усредняется как $\tilde{\Sigma}_t^j$, а величина $\delta \Sigma_a^j$ обозначает фиктивную добавку к сечению поглощения:

$$\begin{aligned} \delta \Sigma_a^j &= - \frac{1}{\varphi^j \varphi^{j+1}} \int_{u_{j-1}}^{u_j} \Sigma_s(u') \varphi(u') du' \int_{u'}^{u'+z} [\varphi^+(u) - \varphi^+(u')] f(u-u') du + \\ & + \tilde{\Sigma}^{j \rightarrow j+1} (\varphi^{j+1} - \varphi^j) / \varphi^j; \end{aligned} \quad (14)$$

$$\tilde{\Sigma}_a^j = \frac{1}{\varphi^j \varphi^{j+1}} \int_{u_{j-1}}^{u_j} \varphi^+(u) \Sigma_a(u) \varphi(u) du; \quad (15)$$

$$\tilde{\Sigma}^{j \rightarrow j+1} = \frac{1}{\varphi^j \varphi^{j+1}} \int_{u_{j-1}}^{u_j} \Sigma_s(u') \varphi(u') du' \int_{u_j}^{u'+z} \varphi^+(u) f(u-u') du. \quad (16)$$

Для независимой от энергии функции ценности $\varphi^+(u) = \text{const}$ получаем обычные правила усреднения сечений по потоку [1,3]:

$$\tilde{\Sigma}_a^j = \frac{1}{\varphi^j} \int_{u_{j-1}}^u \Sigma_a(u) \varphi(u) du; \quad (17)$$

$$\bar{\Sigma}^{j \rightarrow j+1} = \frac{1}{\varphi^j} \int_{u_{j-z}}^{u_j} \Sigma_S(u') \varphi(u') du' \int_{u_j}^{u'+z} f(u-u') du = \frac{\xi \bar{\Sigma}_S^j}{\Delta u_j} \beta^j, \quad (18)$$

а добавка к сечению поглощения $\delta \Sigma_a^j$ [см. формулу (14)] обращается в нуль.

Оценка отличия групповых макроконстант, полученных при билинейном усреднении и при усреднении по потоку

Оценим разницу между билинейно усредненными сечениями поглощения и упругого замедления (15), (16) и усредненными по потоку (17), (18).

Предположим, что для сильных резонансных поглотителей основной эффект перехода к билинейным константам будет связан с изменением Σ_a^j при усреднении с весом $\varphi^+(u)$. Согласно соотношению (15), и для оценки этого эффекта необходимо знать поведение потока и ценности на интервалах порядка ширины резонансов Γ . Напротив, фиктивная добавка $\delta \Sigma_a^j$ будет существенна в основном для рассеивающих элементов, и для вычисления ее необходимо знать внутригрупповое поведение потока и ценности на интервале порядка изменения летаргии при рассеянии z . Для узких резонансов $\Gamma \ll z$, и эти два эффекта будут почти независимы. Назовем их условно резонансной и нерезонансной билинейной добавкой к сечению поглощения.

Нерезонансные эффекты. Как видно из соотношений (14) и (16), $\delta \Sigma_a^j$ и $\tilde{\Sigma}^{j \rightarrow j+1}$ связаны с особенностями усреднения сечения упругого рассеяния. Если бы имелись точные решения $\varphi(u)$ и $\varphi^+(u)$, то, как известно, расчеты с билинейно усредненными константами дали бы те же значения $K_{эф}$ и групповых потоков, что и расчет с усредненными по потоку константами.

Определим β^{+j} как отношение:

$$\beta^{+j} = \tilde{\Sigma}^{j \rightarrow j+1} / \bar{\Sigma}^{j \rightarrow j+1}. \quad (19)$$

Значения β^{+j} и $\tilde{\chi}^j$ можно получить, используя решение $\bar{\varphi}^{+j}$, полученное с константами, усредненными по потоку. Эта процедура аналогична процедуре вычисления факторов β^j . Интерполируя линейно $\bar{\varphi}^{+j}$ и χ^j (при этом необходимо, чтобы внутригрупповые величины χ^j оставались неизменными), получим:

$$\left. \begin{aligned} \beta^{+j} &= (\bar{\varphi}^{+j} + \bar{\varphi}^{+j+1}) / 2 \bar{\varphi}^{+j+1}; \\ \delta \Sigma^{j \rightarrow j+1} &= \tilde{\Sigma}^{j \rightarrow j+1} - \bar{\Sigma}^{j \rightarrow j+1} = \bar{\Sigma}^{j \rightarrow j+1} (\beta^{+j} - 1); \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

$$\delta \chi^j = \tilde{\chi}^j - \chi^j = (\chi^{j+1} - \chi^{j-1}) (\bar{\varphi}^{+j+1} - \bar{\varphi}^{+j-1}) / 48 \bar{\varphi}^{+j}. \quad (21)$$

Определим $\delta \Sigma_a^j$ формулы (14) из требования сохранения $K_{эф}$ и φ^j при использовании билинейно усредненного сечения упругого замедления в расчетах φ^j и φ^{+j} . Для этого приравняем выражение для φ^j , рассчитываемое с усредненными по потоку константами (с учетом неупругого рассеяния),

$$\varphi^j = \frac{\chi^j + \sum_{i=1}^{j-1} \bar{\Sigma}_{in}^{i \rightarrow j} \varphi^i + \bar{\Sigma}^{j-1 \rightarrow j} \varphi^{j-1}}{\bar{\Sigma}_a^j + (\bar{\Sigma}_{in}^j - \bar{\Sigma}_{in}^{j \rightarrow j}) + \bar{\Sigma}^{j \rightarrow j+1} + D^j B^2}, \quad (22)$$

и с билинейно усредненными константами

$$\varphi^j = \frac{\chi^j + \delta \chi^j + \sum_{i=1}^{j-1} \bar{\Sigma}_{in}^{i \rightarrow j} \varphi^i + (\bar{\Sigma}^{j-1 \rightarrow j} + \delta \Sigma^{j-1 \rightarrow j}) \varphi^{j-1}}{\bar{\Sigma}_a^j + \delta \Sigma_a^j + (\bar{\Sigma}_{in}^j - \bar{\Sigma}_{in}^{j \rightarrow j}) + \bar{\Sigma}^{j \rightarrow j+1} + \delta \Sigma^{j \rightarrow j+1} + D^j B^2}, \quad (23)$$

где $\delta \Sigma^{j \rightarrow j+1}$ и $\delta \chi^j$ заданы соотношениями (20) и (21), а $\delta \Sigma_a^j$ необходимо определить. Приравняв правые части, получим:

$$\begin{aligned} & \left(\chi^j + \sum_{i=1}^{j-1} \bar{\Sigma}_{in}^{i \rightarrow j} \varphi^i + \bar{\Sigma}^{j-1 \rightarrow j} \varphi^{j-1} \right) \left(\bar{\Sigma}_y^j + \delta \Sigma_\alpha^j + \delta \Sigma^{j \rightarrow j+1} \right) = \\ & = \bar{\Sigma}_y^j \left(\chi^j + \delta \chi^j + \sum_{i=1}^{j-1} \bar{\Sigma}_{in}^{i \rightarrow j} \varphi^i + \bar{\Sigma}^{j-1 \rightarrow j} \varphi^{j-1} \right) + \bar{\Sigma}_y^j \delta \Sigma^{j-1 \rightarrow j} \varphi^{j-1}. \end{aligned}$$

Отсюда с учетом соотношения (22) получаем

$$\left. \begin{aligned} \delta \Sigma_\alpha^1 &= -\delta \Sigma^{1 \rightarrow 2}; \\ \delta \Sigma_\alpha^j &= (\varphi^{j-1} \delta \Sigma^{j-1 \rightarrow j} / \varphi^j) - \delta \Sigma^{j \rightarrow j+1} + \delta \chi^j Q / \varphi^j k_{эф}; \\ \delta \Sigma_\alpha^j &= \varphi^{25} \delta \Sigma^{25 \rightarrow 26} / \varphi^{26}; \quad 1 < j < 26. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Величина $k_{эф}$, определяемая в данном случае из соотношения (12) как

$$k_{эф} = Q = \sum_{j=1}^{26} \nu \bar{\Sigma}_f^j \varphi^j = Q^+ = \sum_{j=1}^{26} \chi^j \varphi^{+j}, \quad (25)$$

также сохраняется, так как при билинейном усреднении (3) $\nu \bar{\Sigma}_f^j$ взяты усредненными по потоку. Отсюда следует, что разница между рассчитанными с билинейно усредненными константами (21) и (23) φ^{+j} и прежними $\bar{\varphi}^{+j}$ $\delta \varphi^{+j} = \varphi^{+j} - \bar{\varphi}^{+j}$ должна иметь знакопеременный характер и удовлетворять условию

$$\sum_{j=1}^{26} \tilde{\chi}^j \delta \varphi^{+j} = 0. \quad (26)$$

Практика численных расчетов подтверждает это.

Возмущение критичности, обязанное малому изменению концентрации элемента α Δn_α (коэффициент реактивности элемента α), рассчитываемое с усредненными по потоку константами $\bar{\rho}_\alpha$, как известно, дается выражением:

$$\begin{aligned} \bar{\rho}_\alpha &\sim \frac{1}{k_{эф}} \left(\sum_{j=1}^{26} \chi^j \bar{\varphi}^{+j} \right) \left(\sum_{i=1}^{26} \Delta n_\alpha \nu \bar{\sigma}_f^i \alpha \varphi^i \right) - \\ &- \sum_{j=1}^{26} \bar{\varphi}^{+j} \Delta n_\alpha \bar{\sigma}_\alpha^j \varphi^j + \sum_{j=1}^{26} \Delta n_\alpha \left(\bar{\sigma}_\alpha^{j-1 \rightarrow j} \varphi^{j-1} - \bar{\sigma}_\alpha^{j \rightarrow j+1} \varphi^j \right) \bar{\varphi}^{+j}. \end{aligned} \quad (27)$$

Можно показать, что $\tilde{\rho}_\alpha$, рассчитываемая с билинейно усредненными константами и использующая полученные вышеизложенным путем φ^{+j} , также описывается выражением, совпадающим с (27) и отличающимся от него лишь заменой $\bar{\varphi}^{+j}$ на φ^{+j} . Разница

$$\delta \rho_\alpha = \tilde{\rho}_\alpha - \bar{\rho}_\alpha \quad (28)$$

составляет добавку к величине коэффициента реактивности, обязанную переходу к билинейно усредненным константам.

Таким образом, при расчете возмущений критичности используются старые усредненные по потоку возмущения сечений поглощения и упругого замедления и новые измененные групповые ценности φ^{+j} . Составляющие реактивности рождения нейтронов и неупругого замедления также рассчитываются со старыми групповыми сечениями и новыми групповыми ценностями. Это означает, что весь эффект перехода к билинейно усредненным константам при таком подходе является чисто "спектральным": при расчете возмущений критичности изменяются только групповые ценности.

Соотношения (20), (21) и (23) и полученные на их основе выше выводы справедливы для любого вида использованной интерполяции при получении δ^{+j} , например, при квадратичной. Более того, применение разных разумных типов интерполяции дает естественную оценку методической погрешности получения $\delta \Sigma^{j \rightarrow j+1}$ и $\delta \Sigma_\alpha^j$ и вычисляемых при этом билинейных функционалов.

Покажем, что фиктивную добавку $\delta \Sigma_\alpha^j$ можно вычислить непосредственно из соотношения (14), и она при линейном интерполировании совпадает с результатом (23). Действительно, если линейное представление для зависимости

$$\varphi^+(u) = \varphi^+(u') + (u - u') \frac{d\varphi^+(u')}{du'} du' \quad (29)$$

подставить в формулу (14), то с учетом формул (18) и (20) получим:

$$\sigma \Sigma_a^j = - \frac{\xi}{\varphi^j \varphi^{j+1}} \int_{u_{j-1}}^{u_j} \Sigma_S(u') \varphi(u') \frac{d\varphi^+(u')}{du'} du' + \frac{\xi \bar{\Sigma}_S^j \beta^j \delta^{j+1}}{\Delta u_j} \left(\frac{\varphi^{j+1}}{\varphi^j} - 1 \right). \quad (30)$$

Если для определения β^j так же использовать линейное приближение и определить β^j , как отношение плотности столкновений x^j [см. (18)]

$$\beta^j = \frac{\bar{\Sigma}_S^{j+1} \varphi^{j+1} + \bar{\Sigma}_S^j \varphi^j}{2 \bar{\Sigma}_S^j \varphi^j} = \frac{1}{2} \left(\frac{x^{j+1}}{x^j} + 1 \right), \quad (31)$$

а поведение плотности столкновений и ценности внутри группы j представить в виде линейных функций от u

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_S(u') \varphi(u') &= \frac{\varphi^j}{\Delta u} + \frac{\bar{\Sigma}_S^{j+1} \varphi^{j+1} - \bar{\Sigma}_S^j \varphi^j}{\Delta u^2} u'; \\ \varphi^+(u') &= \bar{\varphi}^{+j} + \frac{\bar{\varphi}^{+j+1} - \bar{\varphi}^{+j}}{\Delta u} u'; \end{aligned} \right\} 0 \leq u' \leq \frac{\Delta u}{2} \quad (32)$$

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_S(u') \varphi(u') &= \frac{\bar{\Sigma}_S^j \varphi^j}{\Delta u} + \frac{\bar{\Sigma}_S^j \varphi^j - \bar{\Sigma}_S^{j-1} \varphi^{j-1}}{\Delta u^2} u'; \\ \varphi^+(u') &= \bar{\varphi}^{+j} + \frac{\bar{\varphi}^{+j} - \bar{\varphi}^{+j-1}}{\Delta u} u', \end{aligned} \right\} -\frac{\Delta u_j}{2} \leq u' \leq 0$$

то, подставив выражение (32) в (30), проинтегрировав и произведя упрощения, с учетом соотношений (20) и (31) получим:

$$\sigma \Sigma_a^j = \frac{\xi \bar{\Sigma}_S^j}{4 \Delta u} \left[\left(\frac{x^{j+1}}{x^j} + 1 \right) \left(1 - \frac{\bar{\varphi}^{+j}}{\bar{\varphi}^{+j+1}} \right) + \left(\frac{x^{j-1}}{x^j} + 1 \right) \left(\frac{\bar{\varphi}^{+j-1}}{\bar{\varphi}^{+j}} - 1 \right) \right]. \quad (33)$$

При β^j и δ^{j+1} , определенных согласно формулам (20) и (31), можно записать

$$\sigma \Sigma^{j-1 \rightarrow j} = \frac{\xi \bar{\Sigma}_S^{j-1}}{4 \Delta u} \left(\frac{x^j}{x^{j-1}} + 1 \right) \left(\frac{\bar{\varphi}^{+j-1}}{\bar{\varphi}^{+j}} - 1 \right);$$

$$\sigma \Sigma^{j \rightarrow j+1} = \frac{\xi \bar{\Sigma}_S^j}{4 \Delta u} \left(\frac{x^{j+1}}{x^j} + 1 \right) \left(\frac{\bar{\varphi}^{+j}}{\bar{\varphi}^{+j+1}} - 1 \right).$$

Тогда первое слагаемое в выражении (33) есть просто $-\sigma \Sigma^{j \rightarrow j+1}$ и, используя выражение (31), получим:

$$\begin{aligned} \sigma \Sigma_a^j &= -\sigma \Sigma^{j \rightarrow j+1} + \frac{\xi \bar{\Sigma}_S^j}{4 \Delta u} \left(\frac{x^{j-1}}{x^j} + 1 \right) \left(\frac{\bar{\varphi}^{+j-1}}{\bar{\varphi}^{+j}} - 1 \right) = \\ &= -\sigma \Sigma^{j \rightarrow j+1} + \frac{\xi \bar{\Sigma}_S^j x^{j-1}}{4 \Delta u x^j} \left(1 + \frac{x^j}{x^{j-1}} \right) \left(\frac{\bar{\varphi}^{+j-1}}{\bar{\varphi}^{+j}} - 1 \right) = \varphi^{j-1} \sigma \Sigma^{j-1 \rightarrow j} / \varphi^j = \sigma \Sigma^{j-1 \rightarrow j}. \end{aligned}$$

Таким образом, предлагаемый способ получения макроконстант является, по существу, применением возрастного приближения для решения уравнения для потока и сопряженного ему уравнения.

Резонансные эффекты. Билинейно усредненное сечение поглощения резонансных поглотителей оценим, используя выражения (1) и (2). Величина β^j есть отношение средней ценности нейтронов $\bar{\varphi}_\alpha^+$, усредненной по спектру деления, к ценности нейтронов в данной группе $\bar{\varphi}^{+j}$ [9,10]:

$$\beta^j = \left(\sum_{i=1}^{26} \chi^i \bar{\varphi}^{+i} \right) / \left[\bar{\varphi}^{+j} + \frac{\sum_{s=1}^j \bar{\varphi}^{+s+1}}{\sum_{s=1}^j} (\bar{\varphi}^{+s+1} - \bar{\varphi}^{+s}) \right].$$

В подгрупповом представлении [2] удобно вычислять разницу между билинейно усредненным сечением резонансного поглощения и усредненным по потоку (и разницу в коэффициентах диффузии):

$$\begin{aligned} \delta \sigma_{az}^j &= \tilde{\sigma}_{az}^j - \bar{\sigma}_{az}^j = \\ &= \left[\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j \sigma_{\alpha k}^j A_{\alpha k}^j}{n_\alpha (B_{\alpha k}^j)^2} \right] / \left[\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j}{n_\alpha B_{\alpha k}^j} \right] \left[\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j A_{\alpha k}^j}{B_{\alpha k}^j} \right] - \\ &- \left[\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j \sigma_{\alpha k}^j}{n_\alpha B_{\alpha k}^j} \right] / \left[\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j}{n_\alpha B_{\alpha k}^j} \right], \end{aligned} \quad (34)$$

где $A_{\alpha k}^j = \beta \nu \sigma_{f\alpha k}^j + \sigma_{s\alpha k}^j + \sigma_{t\alpha}^j$; $B_{\alpha k}^j = \sigma_{t\alpha k}^j + \sigma_{0\alpha}^j$;

$$\sigma_{0\alpha}^j = \sum_{\gamma \neq \alpha} \frac{n_\gamma}{n_\alpha} \sigma_{t\gamma}^j; \quad \sigma_{t\alpha}^j = \sum_{\gamma \neq \alpha} \frac{n_\gamma}{n_\alpha} (\beta \nu \sigma_{f\gamma}^j + \sigma_{s\gamma}^j). \quad (35)$$

Обозначение согласно работе [2]: $\sigma_{\alpha k}^j$ - сечение типа α элемента α в группе j , подгруппе k ; $a_{\alpha k}^j$ - ширина подгруппы; n_α - концентрация элемента α в среде. Тогда

$$\delta \Sigma_{az}^j = \sum_{\alpha} n_\alpha \delta \sigma_{az}^j; \quad (36)$$

$$\begin{aligned} \delta D^j &= \tilde{D}^j - \bar{D}^j = \sum_{\alpha} \left(\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j}{n_\alpha B_{\alpha k}^j} \right) \left\{ \left[\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j A_{\alpha k}^j}{B_{\alpha k}^j} \right] / \left[\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j A_{\alpha k}^j}{n_\alpha^2 (B_{\alpha k}^j)^3} \right] - \right. \\ &\left. - 1 / \sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j}{n_\alpha^2 (B_{\alpha k}^j)^2} \right\}. \end{aligned} \quad (37)$$

Добавку $\delta \sigma_{az}$ можно выразить через резонансные параметры:

$$\begin{aligned} \delta \sigma_{az} &= \bar{\sigma}_{az} \left\{ \frac{\beta \nu \Gamma_f - \Gamma_a}{2\Gamma k} \left(h - \frac{1}{n} \right) \left[1 - \frac{\pi \Gamma h}{2DC} + \right. \right. \\ &\left. \left. + \frac{2DC h}{\pi \Gamma (h^2 + C^2 D^2 / \Gamma^2)} \right] \right\} \approx \frac{\bar{\sigma}_{az} (\beta \nu \Gamma_f - \Gamma_a) (1 - f_a^2)}{2\Gamma}; \end{aligned}$$

$$\bar{\sigma}_{az} = \pi \Gamma_a \sigma_0' / 2.D h \left[1 - \frac{\pi \Gamma}{2DC} \left(h - \frac{1}{n} \right) \right] = \frac{\pi \Gamma_a \sigma_0'}{2D} f_a. \quad (38)$$

Здесь D - среднее расстояние между резонансами; $h^2 = 1 + (\sigma_0' C) / (\sigma_p + \sigma_0)$; σ_0' - величина сечения при резонансной энергии; f_a - коэффициент резонансной самоэкранировки [1,2].

Для резонансов захвата $\Gamma_f = 0$ и $\delta\sigma_{az} < 0$, для резонансов деления $\delta\sigma_{az} > 0$ при условии $\beta\nu\Gamma_f > \Gamma_a$.

Для резонансов рассеяния ($\Gamma_f = 0$, $\Gamma_a \ll \Gamma$) билинейная поправка мала. Для резонансов захвата ($\Gamma_a \approx \Gamma$) билинейно усредненное сечение может быть заметно меньше усредненного по потоку (примерно в два раза).

Когда резонансная структура отсутствует (этому соответствует постоянство сечений в подгруппах данной группы j), значение $\delta\sigma_{az}^j$, как это следует из соотношения (34), обращается в нуль.

Сохранение $K_{эф}$ и φ^j можно достичь и в этом случае, переопределяя сечение упругого замедления и билинейно усредненный спектр деления $\bar{\chi}^j$, как было показано в работе [15]. При заданных в ограниченном интервале групп $n \leq j \leq m$ значениях $\delta\sigma_{az}^j$ и δD^j , требуя, чтобы групповой поток φ^j , рассчитанный с таким образом измененными константами

$$\varphi^j = \frac{\chi^j + \delta\chi^j + \sum_{i=1}^{j-1} \Sigma_{in}^{i \rightarrow j} \varphi^i + (\bar{\Sigma}^{j-1 \rightarrow j} + \delta\Sigma^{j-1 \rightarrow j}) \varphi^{j-1}}{\bar{\Sigma}_a^j + \delta\Sigma_{az}^j + \Sigma_{in}^j + \bar{\Sigma}^{j \rightarrow j+1} + \delta\Sigma^{j \rightarrow j+1} + (D^j + \delta D^j) B^2}, \quad (39)$$

совпадал с результатом расчета с усредненными по потоку константами (22), получаем [15]:

$$\left. \begin{aligned} \delta\Sigma^{m-1 \rightarrow m} &= \varphi^m (\delta\Sigma_a^m + \delta D^m) / \varphi^{m-1}; \\ \delta\Sigma^{i-1 \rightarrow i} &= \varphi^i (\delta\Sigma_a^i + \delta D^i + \delta\Sigma^{i \rightarrow i+1}) / \varphi^{i-1}; \\ \delta\chi^n &= \varphi^n (\delta\Sigma_a^n + \delta D^n + \delta\Sigma^{n \rightarrow n+1}). \quad (n \leq i < m) \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

Неопределенным в этом случае является минимальный номер группы n , до которого следует переопределить сечение замедления. Делать это можно, например, вплоть до четвертой группы начиная с которой в 26-групповом методе БНАБ происходит вычисление фактора β^j . Физически оправданным является, скорее, переопределение сечений замедления (40) до энергии примерно 100 кэВ, т.е. до восьмой группы, когда практически исчезает резонансная структура сырьевых и топливных элементов. Неопределенность в функции ценности и величине билинейных функционалов (напомним, что значения $K_{эф}$ и групповых потоков остаются неизменными), получаемых при изменении номера группы n , может характеризовать точность введения поправок этого типа.

Результаты расчетов с билинейно усредненными константами и обсуждение

На рис. 1 приведены групповые потоки φ^j и ценности $\bar{\varphi}^j$ для критической сборки БЭС-44, близкой по составу к модели энергетического быстрого реактора ZPR-VI-7 [16], рассчитанные с использованием системы констант БНАБ-78 в подгрупповом представлении, и для критической сборки БЭС-33-2 [17, 18], состоящей в основном из двуокиси урана с обогащением около 8%, обеспечивающим $K_{\infty} = 1$.

На рис. 2 для тех же сборок показаны отношения $\varphi^j / \bar{\varphi}^j$, полученные при учете нерезонансных билинейных эффектов [расчет с использованием измененных сечений (20), (21), (24) для линейной и параболической интерполяции при расчете β^j], а также последствия учета резонансных эффектов [соотношения (34)-(37)] с переопределением сечения замедления до четвертой и седьмой групп БНАБ. Резонансная структура учитывалась от восьмой до двадцать второй группы.

Во втором столбце таблицы представлены оцененные экспериментальные величины отношений (к ²³⁵U) центральных коэффициентов реактивности ряда элементов, соответствующие условиям однородных расчетов по теории возмущения первого порядка [17, 19, 20]. Оценка произведена методами, описанными в работах [14, 21, 21].

Результаты расчетов по теории возмущений с усредненными по потоку константами приведены в третьем столбце. В четвертом и пятом столбцах даны добавки к расчету, возникающие при учете резонансных (четвертый столбец) и нерезонансных билинейных (пятый столбец) эффектов.

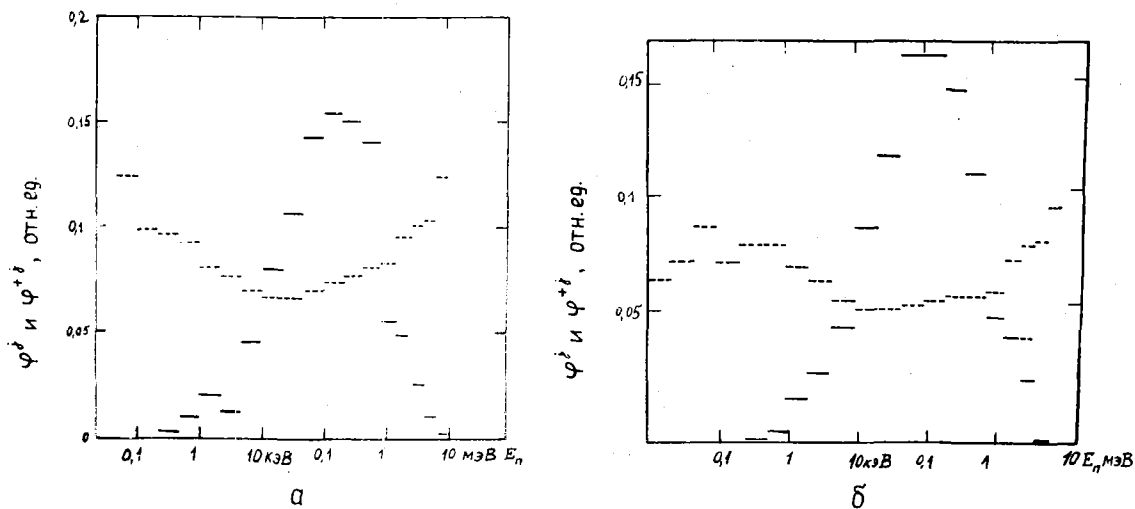


Рис.1. Групповые потоки φ^j (—) и ценности $\bar{\varphi}^{+j}$ (---) в критической сборке ВЭС-44(а) и ВЭС-33(б)

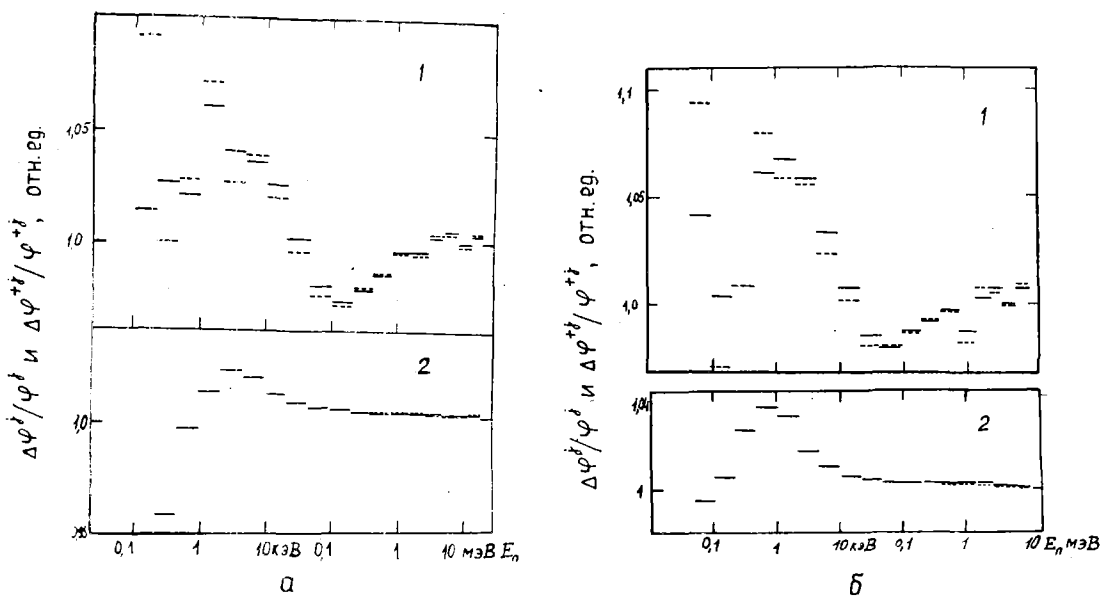


Рис.2. Изменения ценности $\varphi^{+j}/\bar{\varphi}^{+j}$ при учете: 1 - нерезонансных билинейных эффектов (--- - линейная, — - параболическая интерполяция); 2 - резонансных эффектов (— - переопределение сечения замедления до 4-й, --- - до 7-й группы) в критической сборке ВЭС-44(а) и ВЭС-33(б)

Для всех приведенных случаев неопределенность введения поправок из-за выбора модели получения $\bar{\varphi}^{+j}$ или номера группы n не превышает 20% от величины погрешности эксперимента.

Согласие величины нерезонансных билинейных эффектов с результатами "точных" (228-групповых [12] и 300-групповых [14]) расчетов находится в пределах 20-30%.

Увеличение числа групп ВНАБ в 10-20 раз окажется, по-видимому, достаточным для отказа от концепции $\bar{\varphi}^{+j}$ (и, естественно, $\bar{\varphi}^{+j}$), и необходимость учета нерезонансных билинейных эффектов отпадет. Учет резонансных билинейных эффектов еще долгое время будет необходим особенно для интерпретации экспериментов в сборках с "мягким" спектром нейтронов.

Сравнение эксперимента и расчетов с усредненными по потоку и билинейно константами для отношений коэффициентов реактивности в критических сборках

Отношение ρ_i/ρ_{235U}	Эксперимент	Расчет БНАБ-78	Билинейная добавка	
			Резонансная	Нерезонансная
<u>БЭС-26</u>				
^{239}Pu	$1,376 \pm 0,040$	1,363	0,012	0,019
^{238}U	-	-0,331	0,0080	-0,0150
^{10}B	$-3,43 \pm 0,13$	-3,181	-0,069	-0,208
^{12}C	$0,0239 \pm 0,0010$	0,0217	0,0005	0,0022
<u>БЭС-33-2</u>				
^{239}Pu	$0,248 \pm 0,012$	1,268	0,005	0,006
^{10}B	$-0,87 \pm 0,03$	-0,831	-0,007	-0,015
^{12}C	$-0,0045 \pm 0,0004$	-0,0059	0,0004	0,0010
^6Li	$-0,352 \pm 0,003$	-0,340	-0,006	-0,003
<u>БЭС-35</u>				
^{239}Pu	$1,460 \pm 0,015$	1,463	0,000	-0,003
^{10}B	$-0,51 \pm 0,02$	-0,452	0,000	+0,004
^{12}C	$-0,0224 \pm 0,0011$	-0,0230	0,0001	-0,0006
<u>БЭС-38</u>				
^{239}Pu	$1,44 \pm 0,01$	1,441	0,000	-0,005
^{10}B	$-0,404 \pm 0,015$	-0,397	0,000	0,011
^{12}C	$-0,0300 \pm 0,0011$	-0,0321	0,0001	-0,0015
^{240}Pu	$0,218 \pm 0,005$	0,241	0,000	-0,0002
^{241}Pu	$1,54 \pm 0,03$	1,81	0,000	-0,005
^{238}U	$-0,0553 \pm 0,0015$	-0,0580	-0,0001	0,0012
<u>БЭС-39</u>				
^{239}Pu	$1,350 \pm 0,015$	1,348	0,009	0,005
^{238}U	$-0,090 \pm 0,003$	-0,0900	-0,0015	-0,0021
^{10}B	$-1,260 \pm 0,035$	-1,151	-0,034	-0,025
^{12}C	$0,0033 \pm 0,0004$	0,00226	0,00065	0,00090
^6Li	$-0,466 \pm 0,007$	-0,460	-0,012	-0,006
<u>БЭС-41</u>				
^{239}Pu	$1,207 \pm 0,012$	1,199	-0,001	0,000
^{238}U	$-0,058 \pm 0,002$	-0,0613	-0,0002	0,0007
^{10}B	$-0,70 \pm 0,03$	-0,612	-0,007	0,000
^{12}C	$-0,0104 \pm 0,0004$	-0,0124	0,00027	0,0008
^{240}Pu	$0,108 \pm 0,016$	0,116	-0,0004	-0,0004
^{241}Pu	$1,850 \pm 0,013$	1,780	-0,002	0,001
<u>БЭС-44</u>				
^{239}Pu	$1,273 \pm 0,015$	1,265	0,003	0,002
^{238}U	$-0,067 \pm 0,003$	-0,0670	-0,0009	-0,0002
^{10}B	$-0,920 \pm 0,025$	-0,816	-0,012	-0,010
^{12}C	$-0,0063 \pm 0,0004$	-0,0075	0,0002	0,0005
^6Li	$-0,352 \pm 0,003$	-0,347	-0,004	0,000
Na	$-0,0049 \pm 0,0004$	-0,0061	0,0002	0,0003

ρ_i/ρ_{235U}	Эксперимент	Расчет БНАБ-78	Билинейная добавка	
			Резонансная	Нерезонансная
^{240}Pu	0,137	0,141	0,0001	-0,0010
^{241}Pu	$1,860 \pm 0,040$	1,860	0,003	0,002
<u>КБР-3-3</u>				
^{10}B	$-1,73 \pm 0,06$	-1,786	-0,066	-0,005
^{12}C	$-0,0025 \pm 0,0003$	-0,00191	0,00012	0,00000
Fe	$-0,00365 \pm 0,00012$	-0,00329	+0,00011	0,00001
Ni	$-0,00790 \pm 0,00020$	-0,00936	-0,00045	-0,00004
Cr	$-0,00580 \pm 0,00030$	-0,00566	0,00007	-0,00001

Список литературы

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964.
2. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
3. Базазянц Н.О., Зарицкий С.М., Троянов М.Ф. Обсчет критических экспериментов на сборках ZPR.- Бюллетень ЦАД, 1965, вып.2. М.: Атомиздат, с.247.
4. Казанский Ю.А., Ваньков А.А., Возяков В.В. и др. Изучение энергетических спектров нейтронов на сборках ВФС. - Атомная энергия, 1980, т.52, вып.4, с.235.
5. Пивоваров В.А. Погрешности приближения постоянства плотности столкновений в мультигрупповых константах. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып.1(45), с.14.
6. Pitterle T.A., Maynard C.W. Bilinear overaging for diffusion theory parameters. - Trans. Amer. Nucl. Soc., 1965, v.1, p.205.
7. Балл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов/Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1974.
8. Kiefhaber E. National Top Meeting on New Developments in Reactor Physics. 12-15 Sept. 1972, Kiameaha Lake, N.-Y., Conf-720901, Book 2, p. 693.
9. Николаев М.Н., Николаева Н.А. Особенности учета резонансной самоэкранировки сечений при расчете функции ценности и зависящих от нее функционалов. - В кн.: Труды физико-энергетического института. М.: Атомиздат, 1974, с.136.
10. Дулин В.А. Влияние группового приближения на величину коэффициентов реактивности. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1976, вып.21, с.134.
11. Савоськин М.М., Рязанов Б.Г. Подгрупповой расчет потоков и ценностей в обобщенной теории возмущений в системе АРАМАКО. - Военная техника и экономика. Сер. общетехническая, 1978, № 12.
12. Wade D.C., Bucher R.G. Conservation of the Adjoint Neutron Spectra by Use of Bilinear-Weighed Cross Section. - Nucl. Sci. Engng, 1977, v.64, p.517.
13. Greenspan E., Karni J. Spectral fine structure effects in reactivity - reaction - ratio method for determining capture - to - fission ratios. - Ibid., 1978, v. 66, p. 193.
14. Дулин В.А. Возмущение критичности реакторов и уточнение групповых констант. М.: Атомиздат, 1979.
15. Дулин В.А. О получении групповых макроконстант для расчета возмущений критичности. - Атомная энергия, 1981, т.51, вып.3, с.157.
16. Knight Mc R.D. Benchmark testing using ENDF/B-III and IV. - Nucl. Sci. Engng, 1977, v.62, N 2, p.309.
17. Голубев В.И., Дулин В.А., Казанский Ю.А. и др. Уточнение параметров критичности и воспроизводства по экспериментам на критических сборках. - В сб.: Fast Reactor Physics 1979, IAEA, Vienna, 1980, v.1, p.207.

18. Бунар К., Дарузе М., Мартин-Делье и др. Основные нейтронные характеристики бесконечной размножающей среды из двуокиси урана. - Атомная энергия, 1981, т.51, вып.1, с.49.
19. Дулин В.А., Казанский Д.А., Мамонтов В.Ф., Сидоров Г.И. Некоторые физические исследования на быстрых критических сборках ВЭС-1. - Там же, 1976, т.40, вып.5, с.377.
20. Казанский Д.А., Мамонтов В.Ф. Коэффициенты реактивности материалов в размножающих средах с $K = 1$. - Там же, 1980, т.48, вып.1, с.35.
21. Дулин В.А., Мамонтов В.Ф. Учет многократных столкновений нейтронов при изучении самоэкранирования образцов. - Там же, 1981, т.50, вып.4, с.262.

Статья поступила в редакцию 5 января 1983 г.

УДК 539.173.8:621.039.512.44

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В ТВС РЕАКТОРА
БН-600 ПО АКТИВНОСТИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

В.А.Васильев, А.Я.Евсеев, А.С.Жилкин,
А.В.Звоначев, А.Ф.Золстов, Д.А.Казанский,
В.П.Козлов, В.И.Матвеев, М.Ф.Троянов,
В.А.Черный, Е.В.Шестопалов, В.Н.Ширяев

INVESTIGATION OF ENERGY RELEASE IN THE BN-600 REACTOR FUEL ASSEMBLIES OVER FISSION FRAGMENT ACTIVITY. This paper describes the method of fission fragment activity measurements and data processing over the determination of energy release distribution in the BN-600 core fuel assemblies carried out during the energy-producing start-up of a reactor. The calculated distributions have been obtained using different methods and computer programmes. It is shown that the use of these calculational methods developed in the course of a reactor designing and the ENAB-70 constants gives in most cases the good agreement between the experimental and calculated results for energy release.

Для определения энерговыделения в ТВС реактора БН-600 измеряли интенсивность β -линии I,596 МэВ ¹⁴⁰La. ТВС облучали при работе реактора на мощности 30% номинальной в течение примерно одного месяца в 1980 г. Во время работы реактора для уменьшения возмущений, вносимых системой компенсирующих (КП-ТК) и регулирующих (АР) стержней в поле энерговыделения, компенсацию изменений реактивности проводили, перемещая стержень АР-2 в диапазоне 300-700 мм и одновременно перемещая все КП-ТК в диапазоне 310-345 мм; АР-1 находился в положении 600 мм по указателю положения, а центральный КП-ТК - на верхнем концевики.

Для измерения активности ТВС в стене перегрузочного бокса (ПБ) был смонтирован специальный коллиматор. Исследуемую ТВС с помощью элеватора выгрузки (ЭВ) подавали к гнезду выгрузки ПБ и с помощью механизма перегрузки ТВС устанавливали в требуемое положение против коллимационного отверстия (рис.1). Для измерения активности с другой грани ТВС возвращали в ЭВ, затем ЭВ опускали в нижнее положение, далее с помощью реакторного механизма перегрузки ТВС разворачивали на требуемый угол и после установки в ЭВ вновь подавали к гнезду выгрузки.

Измерения были начаты через две недели после останова реактора, когда по расчетным оценкам максимальное остаточное тепловыделение не превышало 1,5 кВт на ТВС, так что в течение 40 мин, необходимых для замера, сборка не разогревалась до температур более 550°C в самой "горячей" точке. В действительности оказалось достаточно держать ТВС в газовой среде ПБ в течение 20 мин, чтобы провести пять трехминутных экспозиций, которые обеспечивали получение среднего значения с погрешностью 1-2%. При измерениях по высоте после 40 мин экспозиции ТВС возвращали в ЭВ, охлаждали в течение 20 мин, затем продолжали измерения.

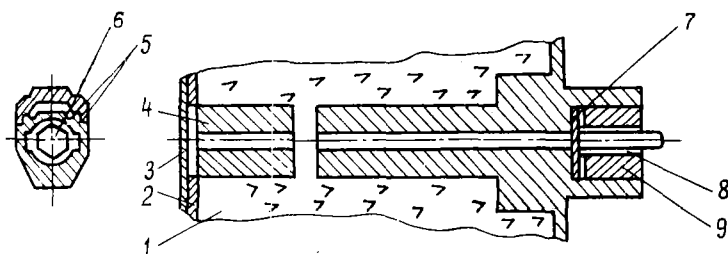


Рис.1. Схема измерения осколочной активности ТВС: 1 - чугунная дробь; 2 - стена передаточного бокса; 3 - плакировка из нержавеющей стали; 4 - стальной коллиматор с отверстием размером $40 \times 0,1$ мм; 5 - механизм перегрузки ТВС; 6 - ТВС; 7 - свинцовый фильтр; 8 - полупроводниковый детектор; 9 - свинцовая защита детектора

Поскольку помимо статистических погрешностей в эксперименте имеются погрешности, связанные с неопределенностью установки ТВС и другими неконтролируемыми параметрами, то для оценки суммарной погрешности во время измерений периодически измеряли активность "реперной" ТВС из ячейки I8-I9 (рис.2). Всего было проведено шесть независимых измерений, в результате найдена погрешность, обусловленная неконтролируемыми параметрами; она оказалась равной $\pm 1,7\%$ для однократной установки ТВС перед коллиматором.

Для регистрации β -излучения использовали полупроводниковый детектор объемом 1 см^3 и вторичную аппаратуру, включающую предусилитель, усилитель и анализатор импульсов АИ-1024. Интегральную загрузку детектора контролировали с помощью пересчетного прибора ПСО-2, подключенного к выходу усилителя импульсов. Для снижения интегральной загрузки перед детектором устанавливали фильтры из свинца различной толщины.

При работе с экранными ТВС использовали фильтры толщиной 20 мм, при этом интегральная загрузка составляла 50-500 Гц, а скорость счета в фотопике β -линии $1,596 \text{ МэВ} - 0,2-2 \text{ имп./с}$. При работе с ТВС активной зоны толщина фильтра была 30 мм, интегральная загрузка 3-5 кГц, скорость счета в фотопике 14-25 имп./с. Для корректного сравнения результатов измерений, проведенных с фильтрами различной толщины, вводили поправку на поглощение β -излучения с энергией $1,596 \text{ МэВ}$ в свинце. Измеренный коэффициент пересчета при увеличении толщины фильтра с 20 до 30 мм оказался равен $1,83 \pm 0,03$.

Регистрацию импульсов детектора производили с помощью анализатора импульсов в режиме реального времени.

Чтобы определить истинную скорость счета под пиком полного поглощения (n_0), которая наблюдалась бы в случае нулевого значения мертвого времени спектрометра, вводили поправку на просчеты по формуле $n_0 = n / (1 - n\tau_3)$, где τ_3 - эффективное мертвое время, которое включает мертвые времена анализатора, дискриминатора нижнего уровня и других элементов спектрометра.

Величину мертвого времени спектрометра τ_3 измеряли методом двух источников [1] и с помощью генератора импульсов фиксированной частоты. В качестве источников β -излучения ^{140}La в методе двух источников использовали игольчатые индикаторы с облученным топливом. Между источниками и детектором устанавливали фильтры из свинца и железа, чтобы амплитудный спектр импульсов, поступающих с выхода детектора, сделать таким же, как в опытах по измерению энерговыделения в ТВС. Анализ результатов измерений мертвого времени показал, что оба метода дают практически одинаковые результаты. Эффективное мертвое время спектрометра при нормировке на один импульс под пиком полного поглощения ^{140}La равно $(1,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-3} \text{ с}$. Максимальная поправка на просчеты составляла 3%, а поправка для относительного энергораспределения в пределах активной зоны - не более 1%.

При измерениях энерговыделения по активности накопившихся осколков деления регистрируемая скорость счета будет зависеть от ориентации ТВС относительно детектора, так как тепловыделение в сборке из-за градиента потока нейтронов будет неравномерным. Обозначив через $f(z)$ распределение тепловыделения в ТВС в направлении \vec{z} , рассчитаем среднее по этому направлению энерговыделение по формуле $q = 1/d \int_0^d f(z) dz$, где d - размер под ключ ТВС. Счет с одной грани будет равен

$$N_1 = 1/d \int_0^d f(z) e^{-\mu(d-z)} dz, \text{ где } \mu - \text{линейный коэффициент ослабления } \beta\text{-излучения в материа-}$$

ле ТВС. Счет с противоположной грани будет равен $N_2 = 1/d \int_0^d f(z) e^{-\mu z} dz$. Тогда с точностью до постоянного множителя $\bar{q} = N_1 \int_0^d f(z) dz / \int_0^d f(z) e^{-\mu(d-z)} dz = N_2 \int_0^d f(z) dz / \int_0^d f(z) e^{-\mu z} dz$.

Были рассмотрены аппроксимации распределения энерговыделения линейной, косинусоидальной и экспоненциальной функциями. Для реальных размеров ТВС и фактического коэффициента ослабления μ -излучения при $q_{\text{макс}}/q_{\text{мин}} < 4$ коэффициенты перевода отличаются не более чем на 2,5%, а при $q_{\text{макс}}/q_{\text{мин}} < 3$ различие не превышает 1%.

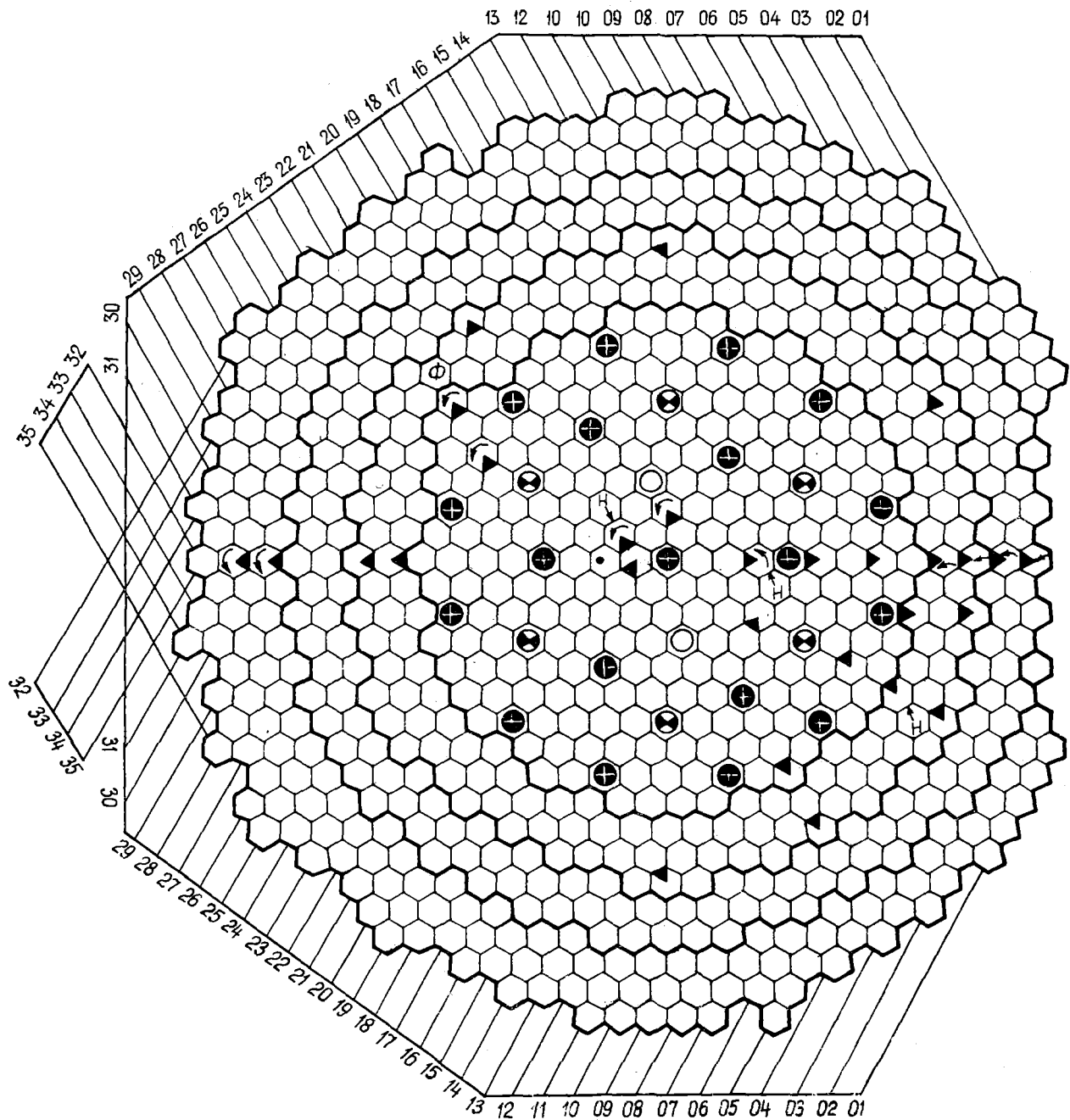


Рис.2. Картограмма реактора при гамма-сканировании ТВС: \oplus - КИ-ТК; \star - АЗ и АЗ-II; \odot - АР; \oplus - фотонейтронный источник; \blacktriangle - грань гамма-сканирования ТВС; \curvearrowright - гамма-сканирование с двух противоположных граней; \uparrow - гамма-сканирование по высоте

При нахождении среднего по сечению ТВС энерговыделения использовали поправочные множители, вычисленные из расчетных перепадов энерговыделения, при этом для ТВС, активность которых измеряли по двум противоположным граням, в дальнейших сравнениях с расчетом использовали среднее из нескольких измерений значение. Суммарная погрешность экспериментальных результатов не превышала 3%.

Расчетные энерговыделения в диаметральной плоскости активной зоны получены с использованием программ ГЕКС-П [2] и СТАТ [3], в которых реализовано решение гексагонального реактора в двухгрупповом диффузионном приближении. В расчетах учитывали фактическую загрузку топлива в ТВС, реальную картограмму размещения ТВС и положение стержней СУЗ в реакторе.

Двухгрупповые константы (энергетическая граница двух групп - 0,2 МэВ) получены на основе 26-групповой системы констант БНАБ-70. Для программы ГЕКС-П отдельно подготавливали константы для ТВС, окружающих фотонейтронный источник. Стержни СУЗ учитывали следующим образом: КП-ТК рассматривали как полностью погруженные, частичное погружение АР учитывали уменьшая соответствующую долю поглотителя. Для программы СТАТ эффект стержня АР, погруженного примерно на половину, определялся как среднеарифметическое двух значений, полученных для полностью погруженного и полностью извлеченного из активной зоны стержня.

Распределение энерговыделения по высоте ТВС активной зоны рассчитывали по двумерной программе РАДАР [4] в 26-групповом диффузионном приближении с использованием констант БНАБ-70.

Ниже даны относительные измеренные и расчетные средние для ТВС значения энерговыделения и их отношения.

Экспериментальные, полученные гамма-сканированием и рассчитанные по программам ГЕКС-П и СТАТ относительные значения энерговыделений в ТВС активной зоны реактора БН-600

Номер ячейки	Эксперимент	Расчет		Эксперимент/расчет		Номер ячейки	Эксперимент	Расчет		Эксперимент/расчет	
		ГЕКС-П	СТАТ	ГЕКС-П	СТАТ			ГЕКС-П	СТАТ	ГЕКС-П	СТАТ
18-19	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	12-07	0,956	0,974	1,018	0,98	0,94
10-10	0,779	0,783	0,790	1,00	0,98	11-05	0,640	0,653	0,688	0,98	0,93
18-18	0,975	0,997	0,994	0,93	0,98	27-27	0,785	0,825	0,763	0,95	1,03
21-25	0,828	0,844	0,767	0,93	1,08	08-08	0,963	0,977	1,018	0,99	0,95
14-14	0,887	0,884	0,890	1,00	1,00	26-26	1,035	0,995	0,996	1,04	1,04
17-09	0,692	0,730	0,726	0,95	0,95	23-11	0,714	0,645	0,679	1,10	1,05
12-12	0,837	0,864	0,852	0,97	0,98	11-23	0,719	0,668	0,677	1,08	1,06
16-18	0,945	0,945	0,946	1,00	1,00	17-07	0,766	0,722	0,759	1,06	1,01
18-16	0,947	0,940	0,935	1,01	1,01	19-28	0,704	0,689	0,705	1,02	1,00
15-13	0,904	0,922	0,923	0,98	0,98	29-23	0,701	0,680	0,695	1,03	1,01
21-27	0,729	0,729	0,663	1,00	1,10	05-11	0,680	0,673	0,708	1,01	0,96
13-09	0,776	0,761	0,766	1,02	1,01	10-08	1,015	1,004	1,047	1,01	0,97
07-07	0,760	0,759	0,800	1,00	0,95	08-06	0,769	0,712	0,754	1,08	1,02

Для активной зоны наблюдается в целом хорошее совпадение расчетных и экспериментальных значений (в пределах погрешностей эксперимента), хотя для отдельных ТВС имеются заметные отличия (от -7 до +11%). Наибольшие всплески тепловыделения наблюдаются в ячейках 23-11 и 11-23, что может свидетельствовать об азимутальной неравномерности в распределении энерговыделения; наблюдается и различный характер отклонений экспериментальных значений от расчетных в близко расположенных ячейках 17-07 и 17-09, а также в ячейках 07-07 и 08-06.

Учитывая, что ТВС в ячейках 23-11 и 11-23 расположены симметрично по линии, проходящей через стержни АР и соседние к ним КП-ТК, а ТВС в ячейках 17-09 и 17-07 подвержены значительному влиянию стержней КП-ТК внутреннего и внешнего колец, можно предположить, что расчет не достаточно точно описывает влияние стержней СУЗ на распределение энерговыделения (одной из причин этого может быть малое количество групп).

Расчетное распределение энерговыделения по высоте активной зоны (рис.3) смещено относительно измеренного, это объясняется тем, что асимметричное положение стержней КП-ТК в расчетах не учитывалось; однако аксиальный расчетный коэффициент неравномерности энерговыделения совпал с измеренным.

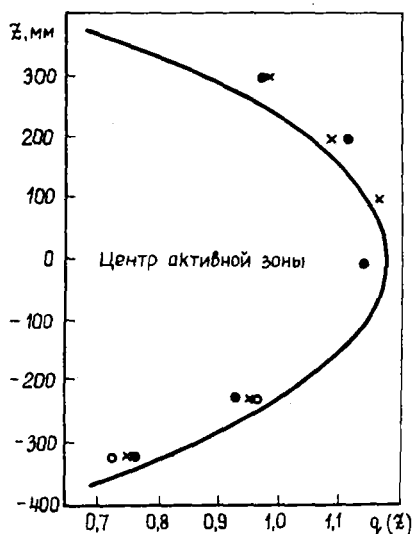


Рис.3. Относительное распределение энерговыделения по высоте активной зоны: — — расчет; ● — ячейка 18-19; x — ячейка 12-07; ○ — ячейка 14-14

Список литературы

1. Абрамов А.Н. и др. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Атомиздат, 1977.
2. Матвеев В.И., Самсонов В.Г. и др. Использование малогрупповых методов для расчета физических характеристик реакторов на быстрых нейтронах. — В кн.: Сборник докладов по программам и методам физического расчета быстрых реакторов. Димитровград, 1975, с.77.
3. Барков С.Н., Сергеев А.Ю. Методика и программы двух- и трехмерного расчета полей энерговыделения в реакторах с гексагональной геометрией.—Препринт ИАЭ-2929. М., 1977.
4. Грабежной В.А., Жуков А.В. и др. Комплекс программ для расчета гетерогенных критсборок. — См. [2], с.308.

Статья поступила в редакцию 5 января 1983 г.

УДК 621.039

ВЛИЯНИЕ СФЕРОИДАЛЬНОГО ИЗМЕНЕНИЯ ФОРМЫ ПОВЕРХНОСТИ НА КРИТИЧНОСТЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО РЕАКТОРА

Е.А.Гарусов, С.Д.Грачев

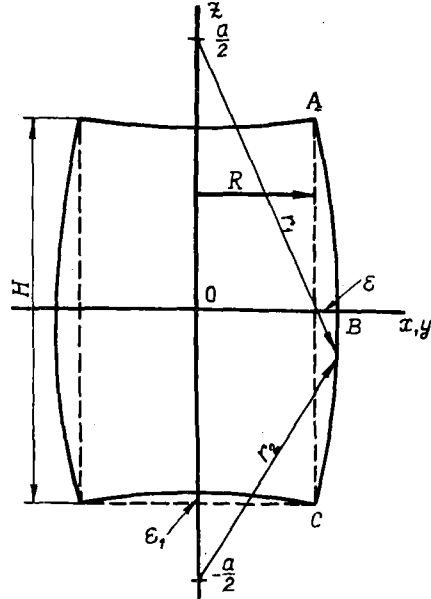
THE INFLUENCE OF SPHEROIDAL CHANGE OF SURFACE SHAPE ON CYLINDRICAL REACTOR CRITICALITY. It is determined the influence of B^2 deformation of the lateral and face surface shapes of a bare cylindrical reactor on a geometrical buckling.

Распространенной формой активных зон ядерных реакторов, критическихборок, а также сосудов, содержащих делящийся материал, является правильный круговой цилиндр [1-3]. Однако в процессе монтажа и эксплуатации могут возникнуть отклонения от идеальной цилиндрической формы. Например, критические сборки, набранные из отдельных тепловыделяющих элементов, заключенных между двумя решетками, могут принимать бочкообразную форму. Деформациям могут быть подвержены стенки сосудов, содержащих тяжелую делящуюся жидкость.

Подобные искажения формы изменяют критическую массу системы и ее реактивность, что может стать источником систематических ошибок при проведении экспериментов на активных зонах и даже вызвать переход системы в состояние мгновенной надкритичности. Поэтому для обеспечения контроля за ядерной безопасностью необходимо заранее знать величину изменения реактивности системы в случаях прогнозируемого или аварийного искажения ее формы.

Малые периодические изменения формы активной зоны при работе исследовательских реакторов вызывают колебания реактивности и являются одной из причин флуктуаций нейтронных потоков в экспериментальных каналах и устройствах, внося дополнительные погрешности в результаты измерений [4].

Рис. I. Поперечный разрез деформированного цилиндра плоскостью, проходящей через его ось вращения (точки $\pm a/2$ - фокусы эллипсов и гипербол, описывающих границы области)



В предположении, что искажения формы активной зоны не вызывают изменений ее материального состава, отклонение реактивности можно определить, зная изменение геометрического параметра B^2 /5-7/. Для реакторов без отражателя это следует из первой теоремы теории реакторов /6/.

Наличие отражателя может быть учтено введением эффективной экстраполированной длины, зависящей от логарифмической производной нейтронного потока на границе активной зоны и отражателя /5-7/. Если утечка нейтронов из активной зоны определяется, в основном, нейтронами одной энергетической группы, то для оценки величины изменения B^2 , вызванного искажением формы границы, можно с достаточной точностью воспользоваться одногрупповым диффузионным приближением /6,7/.

В настоящей работе в рамках одногруппового диффузионного приближения рассматривается изменение геометрического параметра цилиндрического реактора без отражателя экстраполированного радиуса R и экстраполированной высоты H , вызванное изгибом его боковой и торцевых поверхностей. При этом не учитывается зависимость экстраполированной длины от кривизны поверхности. Пусть деформированная поверхность цилиндра математически описывается двумя взаимно ортогональными поверхностями системы вытянутых сфероидальных координат. В этом случае форма всей границы задается выбором одного параметра ε - максимального выгиба боковой поверхности цилиндра в его центральной плоскости (рис. I). Хотя диффузионное уравнение в данной системе координат позволяет получить аналитическое решение, реальная точность задачи будет определяться величиной недиффузионной поправки из-за тока нейтронов внутрь реактора через вогнутые торцевые поверхности. Пренебрежение вкладом этой поправки дает лишь верхнюю границу значения B^2 , соответствующую возможному минимальному уровню критичности. Количественная оценка этого эффекта приводится ниже. Полученные результаты могут быть также использованы для оценки погрешности и области применимости приближенных и асимптотических решений таких задач, в которых сложная форма границ не позволяет получить точных решений.

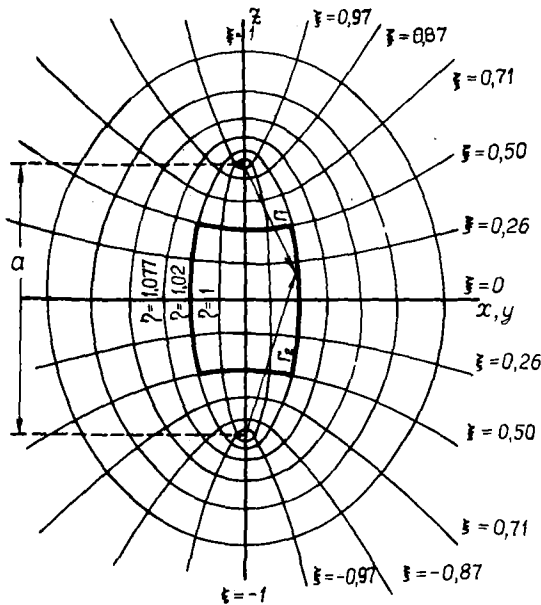
Математическая постановка задачи и точное решение

В вытянутых сфероидальных координатах (η, ξ, φ) одногрупповое диффузионное уравнение для пространственной компоненты нейтронного потока $\phi(\vec{r}) (\nabla^2 + B^2)\phi(\vec{r}) = 0$ при нулевых граничных условиях $\phi(R, z, \varphi) = 0$, $\phi(z, \pm \frac{H}{2}, \varphi) = 0$ и требования ограниченности при $z=0$ запишется в виде [8-II]

$$\left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left((1 - \xi^2) \frac{\partial}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left((\eta^2 - 1) \frac{\partial}{\partial \eta} \right) + \frac{\eta^2 - \xi^2}{(\eta^2 - 1)(1 - \xi^2)} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + h^2(h^2 - \xi^2) \right] \phi(\eta, \xi, \varphi) = 0. \quad (I)$$

Здесь $h^2 = B^2 a^2 / 4$; (η, ξ, φ) - вытянутые сфероидальные координаты, связанные с декартовыми координатами (x, y, z) и с цилиндрическими координатами (z, ρ, φ) равенствами:

$$x = \frac{a}{2} \sqrt{(\eta^2 - 1)(1 - \xi^2)} \cos \varphi = z \cos \psi; \quad y = \frac{a}{2} \sqrt{(\eta^2 - 1)(1 - \xi^2)} \sin \varphi = z \sin \psi; \quad z = \frac{a}{2} \eta \xi.$$



Координатными поверхностями являются здесь (рис.2): софокусные вытянутые эллипсоиды вращения $\eta = \text{const}$, $1 \leq \eta < \infty$, с фокусным расстоянием a ; однополостные гиперboloиды вращения $\xi = \text{const}$, $-1 \leq \xi \leq +1$; плоскости $\varphi = \text{const}$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$, проходящие через ось вращения.

Рис.2. Изолинии системы ортогональных сфероидальных координат (деформированные границы цилиндра описываются уравнениями $\xi = \text{const}$, $\eta = \text{const}$).

Координаты сфероидальных поверхностей можно выразить через расстояния z_1, z_2 от точки соответствующей поверхности до фокусов, расположенных на оси вращения в точках $z = \pm \frac{a}{2}$ (см.рис.1,2):

$$\eta = \frac{z_1 + z_2}{a}; \quad \xi = \frac{z_2 - z_1}{a}. \quad (2)$$

Граничные условия в новых координатах примут вид $\phi(b, \xi, \varphi) = 0$, $\phi(\eta \pm c, \varphi) = 0$ при условии ограниченности ϕ при $\eta = 1$, где величины b, c и фокусное расстояние a зависят от размеров цилиндра R и H и значения ϵ .

Поскольку точки A, B и C (см.рис.1) принадлежат одной координатной поверхности, будут справедливы равенства

$$z_1 + z_2 = ab = \sqrt{\frac{(a-H)^2}{4} + R^2} + \sqrt{\frac{(a+H)^2}{4} + R^2} = 2 \sqrt{\frac{a^2}{4} + (R+\epsilon)^2}; \quad (3)$$

$$z_2 - z_1 = ac = \sqrt{\frac{(a+H)^2}{4} + R^2} - \sqrt{\frac{(a-H)^2}{4} + R^2}. \quad (4)$$

Из равенств (3) и (4) следует выражения для a, b и c (в которых введены обозначения $\delta = \epsilon/R$, $\alpha = 2R/H$):

$$a = H \left[\frac{1}{2\delta} (1 + \delta/2)^{-1} + 1 - \alpha^2 (1 + \delta)^2 \right]^{1/2}; \quad (5)$$

$$b = \left[1 + \alpha^2 (1 + \delta)^2 / \left(\frac{1}{2\delta} (1 + \delta/2) + 1 - \alpha^2 (1 + \delta)^2 \right) \right]^{1/2}; \quad (6)$$

$$c = \left[\frac{1}{2\delta} (1 + \delta/2)^{-1} + 1 \right]^{-1/2}. \quad (7)$$

Уравнение (I) допускает разделение переменных в выбранной системе вытянутых сфероидальных координат. Полагая, что

$$\Phi(\eta, \xi, \varphi) = R(\eta)S(\xi)e^{im\varphi}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (8)$$

и подставляя значения (8) в уравнение (I), получим для функций $R(\eta)$ и $S(\xi)$ обыкновенные дифференциальные уравнения

$$\left[\frac{d}{d\eta} \left((1-\eta^2) \frac{d}{d\eta} \right) + \lambda + h^2(1-\eta^2) - \frac{m^2}{1-\eta^2} \right] R(\eta) = 0; \quad (9)$$

$$\left[\frac{d}{d\xi} \left((1-\xi^2) \frac{d}{d\xi} \right) + \lambda + h^2(1-\xi^2) - \frac{m^2}{1-\xi^2} \right] S(\xi) = 0, \quad (10)$$

где λ - константа разделения.

Уравнения (9), (10) совместно с граничными условиями

$$R(\delta) = 0, \quad R(1) - \text{ограничено}; \quad (11)$$

$$S(\pm c) = 0 \quad (12)$$

и условием азимутальной симметрии определяют полный набор собственных значений $\lambda_{\nu m}$ и полную систему собственных функций $\Phi_{\lambda_{\nu m}}(\eta, \xi, \varphi)$. Из условия азимутальной симметрии следует, что $m=0$. Как показано в работах [11, 12], в этом случае одно из линейно независимых решений уравнения (9) является рациональной функцией η на промежутке $[1, \delta]$, а второе содержит логарифмическую особенность типа $\ln(\eta^2-1)$ и поэтому должно быть отброшено, исходя из требования ограниченности решения при $\eta=1$. Отсюда следует, что функция $R(\eta)$ на данном промежутке может быть разложена в степенной ряд по степеням $(\eta-1)$.

Как показано в работах [8-12], решение уравнения (10), удовлетворяющее требованиям ограниченности и однозначности на всем замкнутом интервале $[-1 \leq \xi \leq +1]$, может быть разложено по собственным функциям $S_{\nu m}(\xi)$, имеющим только целые значения $\nu \equiv n$ (функции $S_{nm}(\eta)$ носят в этом случае название волновых сфероидальных функций). Если уравнение (10) решается только для ограниченной области $[-c \leq \xi \leq +c]$, $c < 1$, то значение ν может быть как целым, так и иррациональным числом [10, 12]. Дискретный спектр значений ν_ℓ , $\ell = 0, 1, 2, \dots$ определяется при этом из граничных условий. Из двух линейно независимых решений уравнения (10) из соображений симметрии задачи относительно центральной плоскости $\xi=0$ должно быть выбрано решение, в разложении которого присутствуют только четные степени ξ [12, 13]. Подставляя разложение функции $S(\xi) \equiv S(\lambda, h^2, \xi)$ по четным степеням ξ $S(\lambda, h^2, \xi) = \sum_{i=0}^{\infty} d_i(\lambda, h^2) \xi^{2i}$ в уравнение (10) и группируя члены при одинаковых степенях ξ , получим рекуррентные соотношения для коэффициентов $d_i(\lambda, h^2) \equiv d_i$:

$$2i(2i-1)d_i + [\lambda + h^2 - 2(i-1)(2i-1)]d_{i-1} - h^2d_{i-2} = 0;$$

$$d_0 = 1, \quad d_1 = -(\lambda + h^2)/2. \quad (13)$$

Аналогично, разлагая функцию $R(\eta) \equiv R(\lambda, h^2, \eta)$ в ряд по степеням $(\eta-1)$:

$$R(\lambda, h^2, \eta) = \sum_{i=0}^{\infty} \alpha_i(\lambda, h^2)(\eta-1)^i, \quad (14)$$

подставляя ее в уравнение (9) и группируя члены при одинаковых степенях $(\eta-1)$, получим рекуррентные соотношения для коэффициентов $\alpha_i(\lambda, h^2) \equiv \alpha_i$:

$$2i^2\alpha_i + [i(i-1) - \lambda]\alpha_{i-1} + 2h^2\alpha_{i-2} + h^2\alpha_{i-3} = 0;$$

$$\alpha_0 = 1; \quad \alpha_1 = \lambda/2; \quad \alpha_2 = -h^2/4 - \lambda(2-\lambda)/16.$$

Удовлетворяя граничным условиям, получим систему уравнений неявного вида для определения спектра $\lambda_{\nu\ell}$ и значения B_ℓ^2

$$\left. \begin{aligned} R(\lambda, h^2, \delta) &= 0; \\ S(\lambda, h^2, c) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Решение системы (15), отвечающее первому собственному числу ν_0 и соответствующему значению h_0 , ищется на плоскости $(\lambda \times h^2)$ как точка пересечения двух кривых $\lambda_{1,2} = f_{1,2}(h^2)$. Процедура поиска точек пересечения осуществлялась по программе, реализованной на языке ФОРТРАН на ЭВМ БЭСМ-6 с заданной точностью. В настоящих расчетах точность определения величины составляла 10^{-6} . Результаты вычислений относительного изменения B^2 в зависимости от параметра δ представлены на рис. 3 и 4.

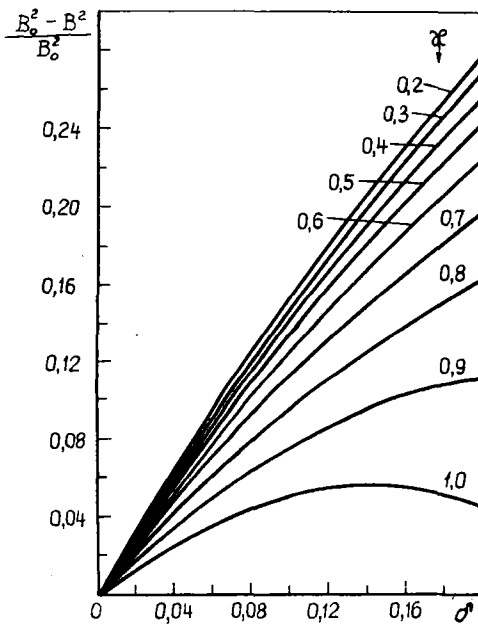


Рис. 3

Рис. 3. Относительное изменение геометрического параметра цилиндрического реактора $(B_0^2 - B^2)/B_0^2$ в зависимости от величины относительной деформации боковой поверхности $\delta = \varepsilon/R$ и размеров реактора $\alpha = 2R/H$, полученное в результате точного аналитического решения

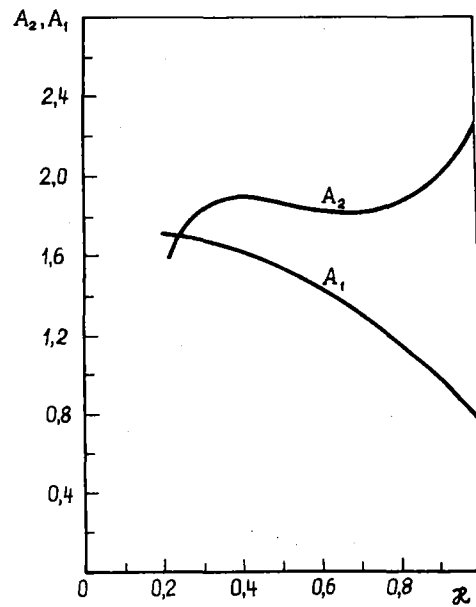


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость коэффициентов A_1 и A_2 в приближенном выражении (50) от размера цилиндрического реактора $\alpha = 2R/H$

В предельном случае $\delta \rightarrow 0$ из равенств (5), (6), (7) для α , δ и c следует:

$$\left. \begin{aligned} \alpha^2 &\approx \frac{H^2}{2\delta} \left[1 + \left(\frac{3}{2} - 2\alpha^2 \right) \delta + \frac{1}{4} (1 - 16\alpha^2) \delta^2 \right]; \\ c^2 &\approx 2\delta (1 - 3/2\delta + 2\delta^2); \\ \delta - 1 &\approx \alpha^2 \delta \left[1 + \frac{1}{2} (1 + 3\alpha^2) \delta + \alpha^2 / 2 \delta^2 (3 + 5\alpha^2) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Оставляя в рекуррентных соотношениях (I3) и (I4) только главные члены, получим:

$$d_i \approx -\frac{\lambda_0^{(0)} + h_0^{(0)2}}{2i(2i-1)} d_{i-1}; \quad \alpha_i \approx \frac{\lambda_0^{(0)}}{2i^2} \alpha_{i-1}, \quad (I7)$$

где $\lambda_0^{(0)} + h_0^{(0)2} = \alpha^2/4c_0^2$; $\lambda_0^{(0)} = -\gamma_0^2/2(\delta-1)$; γ_0 - первый корень уравнения $J_0(\gamma) = 0$.

Подставляя значения d_i и α_i из выражения (I7) в соответствующие ряды для $S(\xi)$ и $R(\eta)$ и пользуясь представлениями для функций Бесселя [I4], получаем:

$$S(\xi) = \sqrt{\alpha} \sum_{i=0}^{\infty} (-1)^i \frac{(\sqrt{\lambda_0^{(0)} + h_0^{(0)2}} \xi)^{2i}}{\sqrt{\alpha} 2^{2i} i! (2i-1)!!} = \sqrt{\frac{\alpha}{2}} \left(\sqrt{\lambda_0^{(0)} + h_0^{(0)2}} \xi \right)^{1/2} J_{1/2} \left(\sqrt{\lambda_0^{(0)} + h_0^{(0)2}} \xi \right) = \\ = \cos \left(\sqrt{\lambda_0^{(0)} + h_0^{(0)2}} \xi \right) = \cos \frac{\alpha z}{H}; \quad (I8)$$

$$R(\eta) = \sum_{i=0}^{\infty} (-1)^i \frac{(\sqrt{-2\lambda_0^{(0)}(\eta-1)})^{2i}}{2^{2i} (i!)^2} = J_0 \left(\sqrt{-2\lambda_0^{(0)}(\eta-1)} \right) = J_0 \left(\gamma_0 \sqrt{\frac{\eta-1}{\delta-1}} \right) = J_0 \left(\gamma_0 \frac{z}{R} \right), \quad (I9)$$

т.е. собственная функция $\phi(\eta, \xi) = R(\eta) S(\xi)$ при $\delta \rightarrow 0$ перешла в собственную функцию цилиндрического реактора $\phi(z, z) = J_0(\gamma_0 z/R) \cos \frac{\alpha z}{H}$, а собственное значение $B^2(\delta) - B^2(0) = \gamma_0^2/R^2 + \alpha^2/H^2$. Последние равенства в выражениях (I8) и (I9) вытекают из представлений для η и ξ (2), в которых $z_{1,2} = [z^2 + (\alpha/2 \pm z)^2]^{1/2}$.

Изменение B^2 при малых δ

Непосредственное получение аналитического асимптотического выражения для B^2 при $\delta \ll 1$ из разложения системы уравнений (I5) сопряжено с большими трудностями. Поэтому это проще сделать, применив непосредственно к уравнениям (9) и (I0) и граничным условиям (II) и (I2) теорию возмущений [I5]. Поскольку величины λ и h^2 одного порядка, а, как следует из разложений (I6) при $\delta \ll 1$, $\eta^2 - 1 \approx \delta^2 - 1 \approx 2\alpha^2 \delta \ll 1$ (при $\alpha^2 \leq 1$) и $\xi^2 \leq c^2 \approx 2\delta \ll 1$, члены $-h^2(\eta^2 - 1)$ и $-h^2\xi^2$ в этих уравнениях могут рассматриваться как малое возмущение. Поэтому при получении системы уравнений для определения λ и h^2 , включающих нужный порядок малости $O(\delta^n)$, воспользуемся обычным аппаратом теории возмущений, удерживая при этом в граничных условиях слагаемые такого же порядка малости [I5, I6].

Пусть имеется невозмущенное дифференциальное уравнение

$$\hat{L} \varphi_n^{(0)}(x) + K_n^{(0)2} \varphi_n^{(0)}(x) = 0, \quad (20)$$

которому при заданных однородных граничных условиях удовлетворяет полная система невозмущенных ортогональных собственных функций $\varphi_n^{(0)}(x)$, соответствующих полному набору дискретных невозмущенных собственных значений $K_n^{(0)}$. Рассмотрим, каким образом изменятся значения $K_n^{(0)}$, если в уравнение (20) будет внесено малое возмущение $\rho(x)$ при тех же граничных условиях

$$\hat{L} \psi_\rho(x) + [K_\rho^2 + \rho(x)] \psi_\rho(x) = 0.$$

Поскольку оператор \hat{L} в данном случае является самосопряженным, поправка к главному собственному числу невозмущенной задачи, включающая члены первого и второго порядка малости, имеет вид [I5, I6]

$$K_0^{(0)2} - K_0^2 = (\langle \varphi_0^{(0)2} \rangle)^{-1} [\langle \varphi_0^{(0)2} \rho \rangle + \langle \varphi_0^{(0)} \rho \varphi_0^{(1)} \rangle] = \\ = (\langle \varphi_0^{(0)2} \rangle)^{-1} \left[\langle \varphi_0^{(0)2} \rho \rangle + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(\langle \varphi_0^{(0)} \rho \varphi_n^{(0)} \rangle)^2}{(K_n^{(0)2} - K_0^{(0)2}) \langle \varphi_n^{(0)2} \rangle} \right]. \quad (21)$$

Здесь $\varphi_0^{(1)}(x) \approx \psi_0(x) - \varphi_0^{(0)}(x)$ - поправка первого порядка к невозмущенной собственной функции, которая может быть представлена в виде разложения по системе собственных функций невозмущенного уравнения (20) [16]

$$\varphi_0^{(1)}(x) = \sum_{\ell=1}^{\infty} \varphi_{\ell}^{(0)}(x) \frac{\langle \varphi^{(0)}(x) \rho(x) \varphi_{\ell}^{(0)}(x) \rangle}{(K_{\ell}^{(0)2} - K_0^{(0)2}) \langle \varphi_{\ell}^{(0)2}(x) \rangle}.$$

Скобки $\langle \rangle$ обозначают интегрирование по области определения x . Если функции $\varphi_{\ell}^{(0)}(x)$ являются нормированными, то $\langle \varphi_{\ell}^{(0)2}(x) \rangle = 1$.

Собственными функциями $R_n^{(0)}(\eta)$ невозмущенного уравнения (9) $\left\{ \frac{d}{d\eta} \left[(1-\eta^2) \frac{d}{d\eta} \right] + \lambda_n \right\} R_n^{(0)} = 0$ при $1 \leq \eta < \infty$ будут сферические функции $P_{-\frac{1}{2} + i\tau_n}(\eta)$ [8, 14, 17]. Спектр собственных значений τ_n является дискретным и лежит на положительном отрезке вещественной оси, а значения λ_n связаны с τ_n равенством $\lambda_n = -(\tau_n^2 + \frac{1}{4})$.

Оператором возмущений $\rho(\eta)$ служит функция $h^2(1-\eta^2)$. Из уравнения (21) будем иметь:

$$\lambda - \lambda_0 = -h^2 \left(\int_1^{\infty} R_0^{(0)2} d\eta \right)^{-1} \left[\int_1^{\infty} d\eta (1-\eta^2) R_0^{(0)2} \right] + h^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\left[\int_1^{\infty} d\eta (1-\eta^2) R_0^{(0)} R_n^{(0)} \right]^2}{(\lambda_n - \lambda_0) \int_1^{\infty} d\eta R_n^{(0)2}} = \Delta_1 + \Delta_2. \quad (22)$$

В выражениях Δ_1 и Δ_2 будем удерживать и слагаемые второго порядка малости по сравнению с основным слагаемым. Тогда, сделав замену переменной $\eta = \text{ch } \theta$ в подынтегральных выражениях и представив собственные функции и пределы интегрирования в виде разложений с соответствующей точностью [14, 17]

$$R_n^{(0)}(\theta) = J_0(\tau_n \theta) \left(1 - \frac{\theta^2}{12} \right) + \frac{\theta}{24\tau_n} J_1(\tau_n \theta) + \dots,$$

где
$$\tau_n = \frac{j_n}{\sqrt{2(\beta-1)}} \left[1 + \frac{\beta-1}{12} \left(1 + \frac{1}{j_n^2} \right) - \frac{(\beta-1)^2}{160} \left(3 + \frac{4}{j_0^2} - \frac{3}{j_0^4} \right) + \dots \right], \quad (23)$$

j_n - n -й корень функции Бесселя $J_0(j) = 0$, $\theta(\beta) = \sqrt{2(\beta-1)} \left[1 - \frac{\beta-1}{12} + \frac{3}{160} (\beta-1)^2 + \dots \right]$,

для Δ_1 получим:

$$\Delta_1 = h^2 \frac{\langle \theta^3 J_0^2(\tau_0 \theta) \rangle + \frac{1}{3} \langle \theta^5 J_0^2(\tau_0 \theta) \rangle + \frac{1}{12\tau_0} \langle \theta^4 J_0(\tau_0 \theta) J_1(\tau_0 \theta) \rangle}{\langle \theta J_0^2(\tau_0 \theta) \rangle + \frac{1}{12\tau_0} \langle \theta^2 J_0(\tau_0 \theta) J_1(\tau_0 \theta) \rangle}. \quad (24)$$

Производя соответствующие вычисления для Δ_2 , будем иметь:

$$\Delta_2 = -512 h^4 (\beta-1)^3 j_0^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{j_n^2}{(j_n^2 - j_0^2)^5} = \frac{8}{45 j_0^2} h^4 (\beta-1)^3 \left(1 - \frac{17}{j_0^2} + \frac{54}{j_0^4} \right), \quad (25)$$

где, согласно методике, изложенной в работе [18]
$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{j_n^2}{(j_n^2 - j_0^2)^5} = \frac{1}{2880 j_0^4} \left(-\frac{54}{j_0^4} + \frac{17}{j_0^2} - 1 \right).$$

Подставляя значения (24) и (25) в выражение (22), а также разложение (23) для τ_0 , получим приближенное уравнение, связывающее величины λ и h^2 :

$$\lambda = -\frac{j_0^2}{2(\beta-1)} - \frac{j_0^2 + 4}{12} + \left[\frac{(11j_0^4 + 13j_0^2 - 16)}{720 j_0^2} + \frac{2h^2(j_0^2 - 2)}{3j_0^2} \right] (\beta-1) +$$

$$+ \frac{h^2(\gamma_0^2 - 2)}{45\gamma_0^2} \left(7 - \frac{64}{\gamma_0^2} + \frac{24}{\gamma_0^2 - 2} \right) (\beta - 1)^2 + \frac{8}{45\gamma_0^2} h^4 (\beta - 1)^3 \left(1 - \frac{17}{\gamma_0^2} + \frac{54}{\gamma_0^4} \right). \quad (26)$$

Избавляясь в уравнении (10) от первой производной подстановкой $S(\xi) = f(\xi) / \sqrt{1 - \xi^2}$, получим возмущенное уравнение для функции $f(\xi)$ при тех же граничных условиях $f(\pm c) = 0$:

$$\frac{d^2 f}{d\xi^2} + \left[1 + \lambda + h^2 + \frac{\lambda \xi^2}{1 - \xi^2} + \frac{2\xi^2 - \xi^4}{(1 - \xi^2)^2} \right] f = 0. \quad (27)$$

В этом случае невозмущенные собственные функции задачи $f_n^{(0)}(\xi)$ имеют вид:

$$f_n^{(0)}(\xi) = \cos \frac{\pi}{2c} (2n+1)\xi, \quad (28)$$

а оператор возмущения - следующий вид:

$$\rho(\xi) = \frac{2\xi^2 - \xi^4}{(1 - \xi^2)^2} + \lambda \frac{\xi^2}{1 - \xi^2}. \quad (29)$$

Подставляя значения (28) и (29) в выражение для величины поправки (21) с точностью, включающей второй порядок по δ , будем иметь:

$$1 + \lambda + h^2 - \frac{\pi^2}{4c^2} = - \langle f_0^{(0)2} \rangle^{-1} \left[\langle f_0^{(0)} (\lambda \xi^2 + \lambda \xi^4 + 2\xi^2) f_0^{(0)} \rangle + \langle f_0^{(0)} \lambda \xi^2 f_0^{(1)} \rangle \right], \quad (30)$$

где $f_0^{(1)} \approx f_0(\xi) - f_0^{(0)}(\xi)$ - поправка первого порядка к невозмущенной собственной функции:

$$f_0^{(1)}(\xi) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\langle \lambda \xi^2 f_0^{(0)} f_n^{(0)} \rangle}{\langle f_n^{(0)2} \rangle} f_n^{(0)}(\xi). \quad (31)$$

Подставляя значение (31) в выражение (30) и производя вычисления, получим второе приближенное уравнение, связывающее величины λ и h^2 :

$$h^2 = \frac{\pi^2}{4c^2} - \lambda - 1 - c^2(\lambda + 2) \left(\frac{1}{3} - \frac{2}{\pi^2} \right) - c^4 \lambda \left(\frac{1}{5} - \frac{4}{\pi^2} + \frac{24}{\pi^4} \right) + \frac{16\lambda^2 c^6}{\pi^6} \left(\frac{\pi^4}{18} - \frac{5\pi^2}{12} + \frac{7}{2} \right). \quad (32)$$

Из системы приближенных уравнений (26) и (32), используя асимптотические разложения (16) для a , b и c , определим значения λ и h^2 с точностью $O(\delta^2)$.

Зная h^2 , найдем явный вид асимптотического разложения B_{as}^2 геометрического параметра реактора с деформированной границей по степеням малой относительной деформации $\delta \equiv \varepsilon/R$.

$$B_{as}^2 = B_0^2 \left(1 + \frac{\alpha_0 + \alpha_1 \varkappa^4}{\pi^2 \varkappa^2 + 4\gamma_0^2} \delta + \frac{\sum_{n=0}^{n=5} \beta_n \varkappa^{2n}}{\varkappa^2 (\pi^2 \varkappa^2 + 4\gamma_0^2)} \delta^2 \right), \quad (33)$$

где $\alpha_0 = -16\gamma_0^2 \left(\frac{1}{3} + \frac{1}{\pi^2} \right)$; $\alpha_1 = \frac{4}{3} \pi^2 \left(1 + \frac{1}{\gamma_0^2} \right)$; $\beta_0 = -1,333860$; $\beta_1 = 52,0215$; $\beta_2 = -10,6113$; $\beta_3 = 9,38200$; $\beta_4 = 35,3937$; $\beta_5 = -0,121639$.

Сравнение асимптотических значений $B_{as}^2(\varkappa, \delta)$, полученных из формулы (33), с точными значениями $B^2(\varkappa, \delta)$ показывает, что для параметров \varkappa и δ , лежащих в области $\delta \leq 0,2$ и $0,2 \leq \varkappa \leq 0,9$, точность определения изменения величины $B^2 | B^2 - B_{as}^2 | / | B^2 - B_0^2 |$, даваемая выражением (33), не превышает 5%. Для $\varkappa > 0,9$ и $\delta > 0,2$ величина этой погрешности резко возрастает.

Поскольку главная часть оператора возмущения $\rho(\xi)$ в уравнении (27) - $\lambda \xi^2$ - будет малой по сравнению с остальными слагаемыми только в случае $\delta^2 < \varkappa^2$, это ограничение должно быть наложено и на формулу (33). Следовательно, в ней нельзя производить предельный переход к реактору бесконечной длины ($\varkappa = 0$) при значении δ , отличном от нуля. Для удобства получения оценок выражение для B_{as}^2 может быть записано в виде:

$$B_{as}^2(\varkappa, \delta) = B_0^2 (1 - A_1(\varkappa) \delta + A_2(\varkappa) \delta^2),$$

где зависимости коэффициентов A_1 и A_2 от \varkappa для $\delta < 0,2$ представлены на рис.4.

Выражение (33) учитывает изменение B^2 в результате несохранения цилиндром как формы поверхности, так и его объема. Однако когда объем делящегося материала сохраняется, полезно, как это сделано, например, в работе [19], влияние изменения форм на величину B^2 выделить особо. Для этого сравним величину B^2 , даваемую формулой (33), с величиной геометрического параметра эквивалентного цилиндра равной высоты H и равного объема V (равенство объемов достигается изменением радиуса от R до $R_{\text{экв}}$). С точностью до членов второго порядка малости по δ объем V деформированного цилиндра равен

$$V = V_0 \left[1 + \left(\frac{4}{3} \delta + \frac{2}{3} \delta^2 \right) - \frac{\kappa^2}{4} \left(2\delta + \left(1 + \frac{2}{3} \kappa^2 \right) \delta^2 \right) \right]. \quad (35)$$

Положительное слагаемое в формуле (35) характеризует увеличение объема за счет выпуклости боковой поверхности, а отрицательное - его уменьшение за счет вогнутости торцевых поверхностей. Находя из формулы (35) значение квадрата радиуса эквивалентного цилиндра ($R_{\text{экв}}^2 = V/\pi H$), получим выражение для его геометрического параметра

$$B_{\text{экв}}^2 = B_0^2 \left[1 - \frac{4j_0^2 \left(\frac{4}{3} - \frac{\kappa^2}{2} \right)}{\kappa^2 \kappa^2 + 4j_0^2} \delta + O(\delta^2) \right].$$

Результаты расчета относительного изменения геометрического параметра в зависимости от δ и κ при условии сохранения объема активной зоны и высоты реактора приведены на рис.5,а, а при условии сохранения объема и радиуса реактора - на рис.5,б. При одновременном изменении высоты и радиуса реактора, когда уменьшение объема на торцевых поверхностях (с точностью до членов $\sim \delta$) компенсируется уменьшением высоты, а увеличение объема на боковой поверхности - увеличением радиуса, сравнение выражения для $B_{\text{экв}}^2$ с формулой (33) позволяет сделать вывод: в пределах точности $\sim \delta$ слагаемое $(-16/3 j_0^2 + \kappa^2 \kappa^4) / (\kappa^2 \kappa^2 + 4j_0^2)$ обязано изменениям объема соответственно на боковой и торцевой поверхностях, а слагаемое $[-16 j_0^2 / \kappa^2 + \kappa^4 \kappa^2 (1 + 4/j_0^2) / 3] / (\kappa^2 \kappa^2 + 4j_0^2)$ - изменениям формы соответствующих поверхностей. Из этого рассмотрения следует, что изменение одной лишь формы реактора при сохранении его объема уже может внести поправку первого порядка малости в величину B^2 . Это есть следствие перемещения объема делящегося материала из одной области реактора в другую в случае, когда невозмущенная собственная функция имеет в них разные значения (т.е. когда перемещение происходит между областями с разной ценностью нейтронов). В случае постоянства невозмущенной собственной функции относительно координаты, по которой происходит возмущение, поправка первого порядка при сохранении объема становится равной нулю [19].

Поскольку в первом порядке по δ возмущения, вносимые деформацией боковой и торцевых поверхностей, разделяются, то легко можно написать с этой же точностью выражение для величины B_{δ}^2 , учитывающей только деформацию боковой поверхности и оставляющей плоским днища.

$$B_{\delta}^2 = B_0^2 \left[1 - \frac{16}{3} \frac{j_0^2 \left(1 + \frac{3}{\kappa^2} \right)}{\kappa^2 \kappa^2 + 4j_0^2} \delta + O(\delta^2) \right]. \quad (36)$$

Обсуждение результатов

Несмотря на то что в результате решения системы (15) величина B^2 может быть получена с заданной точностью за время, много меньшее, чем при использовании конечно-разностных методов, реальная точность будет определяться принятыми допущениями. Главным из них является предположение об отсутствии миграции нейтронов между отдельными частями системы через окружающее пространство. Поскольку это допущение не может быть осуществимым при появлении вогнутых торцевых поверхностей, возникающий эффект накладывает ограничение на точность определения B^2 . В предположении о косинусоидальном распределении тока нейтронов, вылетающих через поверхность реактора [20], доля нейтронов, втекающих на вогнутых торцевых поверхностях внутрь зоны, составляет величину $\sim \kappa^2 \delta^2$ по отношению к полной утечке через них. Полный вклад этого эффекта в величину B^2 будет составлять приблизительно $0,3 \kappa^4 \delta^2$, что является малой поправкой в области параметров $\delta \leq 0,2$, $\kappa \leq 0,9$. Наличие отражателя уменьшает вклад данного эффекта. Как следует из вышесказанного, в пределах данной точности,

точное значение B^2 может быть заменено асимптотическим, согласно выражениям (33) и (36). В любом случае выражение для B^2 позволяет оценить верхнее значение геометрического параметра (нижний предел критичности), отличающийся от реального на величину эффекта вогнутости.

Как следует из рис.3 и выражения (36), уменьшение B^2 с ростом δ для достаточно вытянутых реакторов ($\kappa^2 \ll 1$) связано как с ростом объема, так и с изменением формы поверхности, которое влечет увеличение компактности зоны. Для реакторов $\kappa^2 \gg 1$ увеличение δ уменьшает компактность. При $\delta > 0,2$ начинает существенно сказываться роль слагаемых с более высокими степенями δ . При приближении δ к предельному значению $\delta_{пр} = \sqrt{1/\kappa^2 + 1} - 1$, когда вогнутые торцевые поверхности касаются друг друга, эффект вогнутости перестает быть малой величиной, ввиду чего должен быть учтен точно.

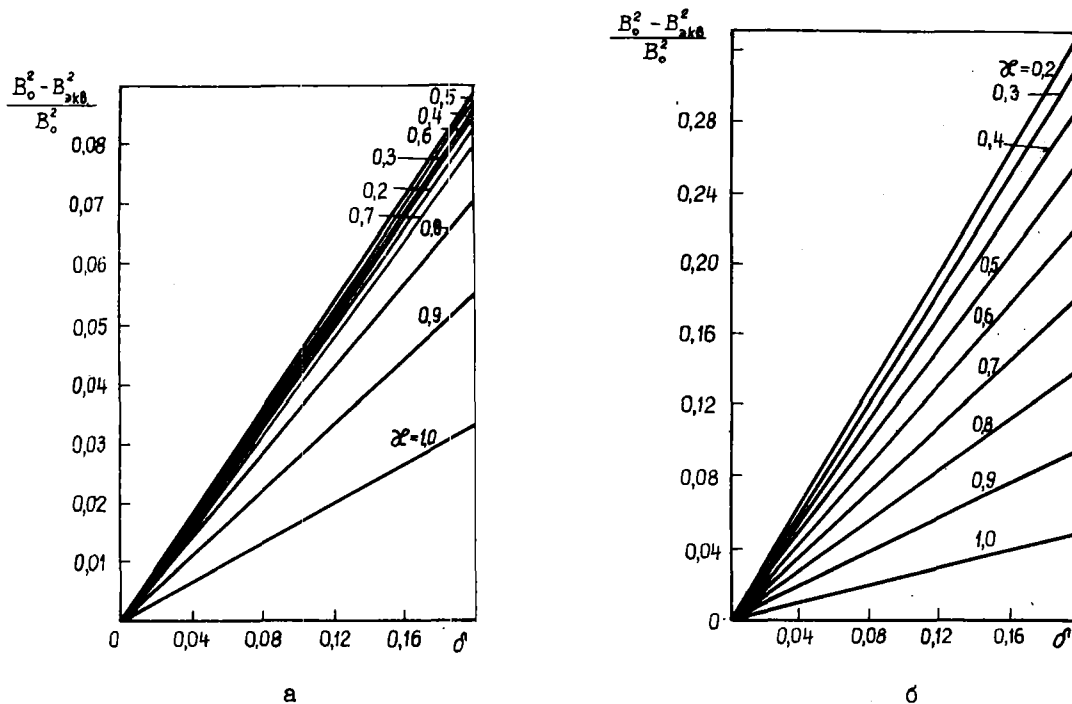


Рис.5. Относительное изменение геометрического параметра цилиндрического реактора в результате сферoidalной деформации δ , сохраняющей неизменными его объем и высоту (а), его объемом и радиус (б) с точностью до первого порядка по δ

Список литературы

1. Directory of Nuclear Reactors. New-York, 1976.
2. Callihan D., Morfitt J., Tomas J. Proc. of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, 1956. - Vienna: IAEA, 1956, v.5, p.145.
3. Reactor Physics Constants, ANL-5800. US AEC, 1969.
4. Гарусов Е.А., Петров Д.В. Атомная энергия, 1981, т.50, вып.3, с.217.
5. Дубовский Б.Г. и др. Критические параметры систем с делящимися веществами и ядерная безопасность. М.: Атомиздат, 1966.
6. Вайнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов. - М.: Изд-во иностр.лит., 1961. 1961.
7. Справочник ядерных реакторов. (Reactor Handbook, v.III), Под ред. Г.Судьна. - М.: Атомиздат, 1964.

8. Лебедев Н.Н. Специальные функции и их приложения. - М.-Л.: Физматгиз, 1963.
9. Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. - М.: Изд-во иностр. лит., 1958.
10. Фламмар К. Таблица волновых сферических функций. М.: ВЦ АН СССР, 1962.
11. Комаров И.В., Пономарев Л.И., Славянов С.Ю. Сферические и кулоновские сферические функции. - М.: Наука, 1976.
12. Meixner J., Schäfer F. Mathieusche Funktionen und Sphäroidfunktionen. - Berlin, Springer Verlag, 1954.
13. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. - М.: Наука, 1968.
14. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. - М.: Физматгиз, 1962.
15. Стумбур Э.А. Применение теории возмущений в физике ядерных реакторов. - М.: Атомиздат, 1976.
16. Маделунг Э. Математический аппарат физики. - М.: Физматгиз, 1980.
17. Куркина М.И., Кармазина Л.Н. Таблицы функций Лежандра $P_{-\frac{1}{2} + i\tau}^n(x)$. - М.: Изд-во АН СССР, 1960, т. I; 1962, т. II; 1963, т. III.
18. Case K.M. J. Math. Phys., 1980, v. 21, N 4, p.709.
19. Петров Ю.В., Сахновский Э.Г. Атомная энергия, 1980, т. 49, вып. 2, с. 127.
20. Дэвисон Б. Теория переноса нейтронов. - М.: Атомиздат, 1960.

Статья поступила в редакцию 29 декабря 1982 г.

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

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (ev)		Page	Comments
S	A				min	max		
MØ	92	DEL	IJI	EXPT	1.5 6	7.0 6	40	KØRZH+ SIG (NEUT-E), GRAPH
MØ	92	DIN	IJI	EXPT	1.5 6	7.0 6	40	KØRZH+ SIG (NEUT-E), GRAPH
MØ	94	DEL	IJI	EXPT	1.5 6	7.0 6	40	KØRZH+ SIG (NEUT-E), GRAPH
MØ	94	DIN	IJI	EXPT	1.5 6	7.0 6	40	KØRZH+ SIG (NEUT-E), GRAPH
SM	147	NG	FEI	EVAL	1.0 3	1.0 6	25	JURLØV+ SIG (NEUT-E), GRAPH
SM	147	STP	FEI	EVAL	1.0 3	1.0 6	25	JURLØV+ SO, SI, S2, TBL
SM	147	LDL	FEI	EVAL	1.0 3	1.0 6	25	JURLØV+ PARAMET GVN
SM	147	NG	FEI	EVAL	1.0 3		25	JURLØV+ SIG = 1.650 MB
SM	147	TØT	FEI	EVAL	1.0 3		25	JURLØV+ SIG = 14280 MB
SM	147	NG	FEI	EVAL	1.0 3		25	JURLØV+ SIG = 2602 MB
SM	149	NG	FEI	EVAL	1.0 3	1.0 6	25	JURLØV+ SIG (NEUT-E), GRAPH
SM	149	STP	FEI	EVAL	1.0 3	1.0 6	25	JURLØV+ SO, SI, S2, TBL
SM	149	LDL	FEI	EVAL	1.0 3	1.0 6	25	JURLØV+ PARAM GVN
SM	149	TØT	FEI	EVAL	1.0 3	1.0 6	25	JURLØV+ SIG = 14960 MB
SM	151	STP	FEI	EVAL	1.0 3	1.0 6	25	JURLØV+ SO, SI, S2, TBL
SM	151	LDL	FEI	EVAL	1.0 3	1.0 6	25	JURLØV+ PARAMET GVN
SM	151	NG	FEI	EVAL	1.0 3		25	JURLØV+ SIG = 2594 MB
SM	151	TØT	FEI	EVAL	1.0 3		25	JURLØV+ SIG = 12811 MB
SM	151	NG	FEI	EVAL	1.0 3	1.0 6	25	JURLØV+ SIG (NEUT-E), GRAPH
SM		NG	FEI	EVAL	1.0 3	1.0 6	25	JURLØV+ SIG (NEUT-E), GRAPH
EU	151	NG	FEI	EVAL	1.0 3	1.0 6	25	JURLØV+ SIG (NEUT-E), GRAPH
EU	151	STP	FEI	EVAL	1.0 3	1.0 6	25	JURLØV+ SO, SI, S2, TBL
EU	151	LDL	FEI	EVAL	1.0 3	1.0 6	25	JURLØV+ PARAM GVN
EU	151	NG	FEI	EVAL	1.0 3		25	JURLØV+ SIG = 4092 MB
EU	151	TØT	FEI	EVAL	1.0 3		25	JURLØV+ SIG = 13371 MB
EU	153	NG	FEI	EVAL	1.0 3	1.0 6	25	JURLØV+ SIG (NEUT-E), GRAPH
EU	153	STP	FEI	EVAL	1.0 3	1.0 6	25	JURLØV+ SO, SI, S2, TBL
EU	153	LDL	FEI	EVAL	1.0 3	1.0 6	25	JURLØV+ PARAM GVN
EU	153	NG	FEI	EVAL	1.0 3		25	JURLØV+ SIG = 3105 MB
EU	153	TØT	FEI	EVAL	1.0 3		25	JURLØV+ SIG = 12539 MB
EU	155	NG	FEI	EVAL	1.0 3	1.0 6	25	JURLØV+ SIG (NEUT-E), GRAPH
EU	155	STP	FEI	EVAL	1.0 3	1.0 6	25	JURLØV+ SO, SI, S2, TBL
EU	155	LDL	FEI	EVAL	1.0 3	1.0 6	25	JURLØV+ PARAM GVN
EU	155	NG	FEI	EVAL	1.0 3		25	JURLØV+ SIG = 3148 MB
EU	155	TØT	FEI	EVAL	1.0 3		25	JURLØV+ SIG = 12503 MB
EU		NG	FEI	EVAL	1.0 3	1.0 6	25	JURLØV+ SIG (NEUT-E), GRAPH

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (ev)		Page	Comments
S	A				min	max		
TH	232	STP	FEI	EVAL	NDG		50	MANTURØV+ SO,SI,S2,VG,TBL
TH	232	RES	FEI	EVAL	NDG		50	MANTURØV+ RES PARAMS
TH	232	NG	FEI	EVAL	1.0 3	1.0 6	50	MANTURØV+ SIG, GRAPH
TH	232	LDL	FEI	EVAL	1.0 3	3.0 5	50	MANTURØV+ PARAMS, TBL
TH	232	NU	FEI	EXPT	7		4	MALINØVSKY+ NUBAR (NEUT-E), TBL
U	235	TØT	KUR	EXPT	1.5 6	2.0 6	II	MØRØZØV+ SIG(NEUT-E), GRAPH
U	236	NU	FEI	EXPT	7		4	MALINØVSKY+ NUBAR(NEUT-E), TBL
U	238	NU	FEI	EXPT	7		4	MALINØVSKY+ NUBAR(NEUT-E), TBL
U	238	TØT	KUR	EXPT	1.5 6	2.0 6	II	MØRØZØV+ SIG(NEUT-E), GRAPH
NP	237	NU	FEI	EXPT	7		4	MALINOVSKY+ NU BAR(NEUT-E), TBL
NP	237	NPY	FEI	EXPT	7		48	GUDKOV+ MASS SPEC, TBL ØF YLDS
PU	238	NP	RI	EXPT	2.9 6		3	ALEKSANDRØV+ SIG GVN, TBL
PU	240	NP	RI	EXPT	1.2 6		3	ALEKSANDRØV+ SIG GVN, TBL
PU	241	NP	RI	EXPT	1.2 6		3	ALEKSANDRØV+ SIG GVN, TBL
AM	241	NP	RI	EXPT	2.9 6		3	ALEKSANDRØV+ SIG GVN, TBL

ПРАВИЛА ПОДГОТОВКИ АВТОРСКОЙ РУКОПИСИ К ИЗДАНИЮ

Памятка автору

Составлена в соответствии с ГОСТ 7.3—77, предназначенным для авторов (в том числе переводчиков, составителей, ответственных за издание, и др.), работников издательств (издающих организаций) вне зависимости от ведомственного подчинения.

При подготовке рукописи к изданию автор (составитель) должен руководствоваться следующими правилами):

1. Авторская рукопись включает следующие элементы:
 - титульный лист издания по ГОСТ 7.4—77;
 - основной текст с заголовками, таблицами, формулами, включая авторское предисловие, введение, аннотацию (и реферат для статей в научно-технический сборник) по ГОСТ 7.9—77;
 - список литературы по ГОСТ 7.1—76;
 - подписанные подписи;
 - содержание.

Примечание. Наличие или отсутствие перечисленных видов текстовых элементов определяется содержанием авторского текстового оригинала.

2. Перечисленные в п. 1 элементы должны быть скомплектованы и представлены в издательский отдел в двух экземплярах. К рукописи должны быть приложены сведения хотя бы на одного из авторов (телефон, адрес).

Все текстовые элементы сдаются в первом и втором машинописных оттисках.

3. Текстовые элементы (кроме многострочных названий в головках и боковиках таблиц и тематического заголовка таблиц — см. п. 9) должны быть отпечатаны через 2 интервала на пишущей машинке с крупным очком на стандартных листах белой бумаги, пригодной для правки чернилами. Формат печатного поля — 170×240 мм; с левой стороны поле — 4 см.

Вставки и вклейки из книг не допускаются.

4. Рукопись должна быть пронумерована простым карандашом в правом верхнем углу страницы. В сплошную нумерацию должны быть включены все элементы авторского оригинала, перечисленные в п. 1.

5. На титульном листе в соответствии с ГОСТ 7.4—77 должны быть указаны: индекс УДК, гриф, заглавие, подзаголовочные данные, фамилия, имя, отчество автора (составителя), общее число страниц, а также количество иллюстраций.

6. Рукопись должна быть снабжена аннотацией — сжатой характеристикой излагаемого материала с указанием читательского назначения (ГОСТ 7.9—77).

Аннотации должны быть помещены:

- в обзорных информациях, трудах конференций и совещаний — на отдельном листе;
- в статьях к сборнику ВАНТ — на первой странице после названия статьи и фамилии автора перед текстом: для серии «Информация и системы управления» — на русском языке; для серии «Ядерные константы» — на английском языке.

7. Статьи в сборник ВАНТ должны быть, кроме того, снабжены отпечатанным на отдельном листе рефератом — сокращенным изложением содержания статьи с основными выводами и фактическими сведениями (ГОСТ 7.9—77).

8. Текст должен излагаться четко, без повторов и в соответствии с логикой изложения состоять из разделов и подразделов с заголовками и подзаголовками. При этом следует избегать большого количества заголовков, подзаголовков, сносок, примечаний, придерживаясь не более чем трехступенчатой нумерационной индексации:

1. (Заголовок)
1.1. (Подзаголовок) } — над текстом (посередине) без точки

1.1.1. (Подподзаголовок) — в подбор к тексту с точкой или без точки в зависимости от контекста.

Нумерация разделов и подразделов не обязательна, можно использовать шрифтовые способы выделения.

9. Таблицы необходимо печатать через 1,5 интервала, кроме многострочных названий в головке и боковике и тематического заголовка таблицы (их следует печатать через 1 интервал).

Многозначные числа в таблицах (и в тексте) делятся на классы с отбивкой в один удар машинки (например, 25 584); четырехзначные числа разбиваются на классы (4 184), если они стоят в графе с числами из пяти и более цифр.

Примечания и сноски к таблицам даются непосредственно под ними. Сноски к цифрам в таблице обозначаются только звездочками. Если их больше трех, то они обозначаются одной звездочкой с последующей порядковой цифрой, например: 127*5.

Нумерационный заголовок без знака № (Таблица 5) выключается в правый край над тематическим заголовком, определяющим содержание таблицы. Тематический заголовок должны иметь все таблицы.

В тексте должны быть ссылки на все таблицы (форма ссылки — табл. 4); номер таблицы следует также вынести на левое поле напротив ссылки.

10. Выводы не нумеруются, так как их всегда располагают в том месте текста, где на них ссылаются: они продолжают текст, к ним относящийся. Как правило, у вывода нет тематического заголовка, поскольку он определен в тексте.

11. К рукописи в конверте должен быть приложен полный комплект пронумерованных рисунков (по одному комплекту к каждому экземпляру рукописи).

На один авторский лист (24 стр. машинописного текста) допускается не более 6 рисунков.

В тексте должны быть ссылки на все рисунки (форма ссылки: рис. 4); номер рисунка следует также вынести на левое поле напротив ссылки.

На обороте каждого рисунка и на конверте должно быть написано название рукописи.

Не допускается вклеивать рисунки в текст, оставлять для них место в тексте, а также впечатывать в текст или под рисунком подрисуночные подписи.

Подрисуночные подписи должны быть отпечатаны отдельным списком по порядку номеров рисунков.

В состав подрисуночной подписи входят: сокращенное название иллюстраций для ссылок (рис.) и ее порядковый номер (без знака №), если иллюстраций больше одной; собственно подпись (определение темы изображения); пояснения частей, деталей и условных обозначений иллюстраций. Пример правильного оформления подрисуночной подписи: Рис. 5. Центрифуга БЦ-1: а — с закрытыми, б — с открытыми дверцами; 1 — корпус; 2 — щиток управления; 3 — вольтметр.

Штриховые рисунки — схемы, графики, чертежи, диаграммы и т. д. — должны быть выполнены чертежными инструментами на белой плотной бумаге или кальке **обязательно черной тушью**.

Полутоновые фотоиллюстрации принимаются в случае крайней необходимости при условии хорошего качества. Они должны быть выполнены на плотной фотобумаге и представлены в двух экземплярах.

Следует придерживаться следующих размеров рисунков:

— простой и средней сложности — 150×200 мм;

— высокой сложности — 200×300 мм.

Текстовые подписи на рисунках не рекомендуются, их заменяют цифровыми обозначениями, которые объясняются в тексте или подрисуночной подписи.

Цифры на рисунках ставят не на обозначаемой детали, а на поле рисунка — у конца линии-выноски. Нумерация может следовать по часовой стрелке, по горизонтали (слева направо) или вертикально (сверху вниз). Линии-выноски не должны пересекаться или сливаться с линиями штриховки.

Наименование величины на графиках располагают вдоль осей координат отдельной строкой; буквенное обозначение (символ) величины располагают в ряду числовых значений (не выходя за рамку графика); оси ординат — над числовыми значениями, оси абсцисс — справа от числовых значений.

12. Текст на иностранном языке и математические формулы должны быть вписаны предельно четко черными чернилами или тушью (пользоваться фломастером или шариковой ручкой нельзя).

Сходные по начертанию русские, латинские и греческие буквы необходимо тщательно вписывать, пользуясь таблицами соответствующих алфавитов. Вписываемые знаки, буквы и т. п. должны иметь размер не меньше машинописного шрифта; надстрочные и подстрочные индексы, показатели степени и т. п. могут быть меньших размеров, однако не меньше 2 мм по высоте.

Подстрочные и надстрочные обозначения (например, $E_{\text{макс}}$, $K^{\text{эф}}$) следует располагать четко над и под строкой.

Размечать написанные формулы следует простым карандашом, в необходимом случае разъяснения о написании следует делать на левом поле также простым карандашом.

13. Ссылки на использованную литературу нумеруются в возрастающем порядке и заключаются в квадратные скобки. Список использованной литературы помещается в конце рукописи.

Ссылки на иностранные источники должны быть напечатаны на машинке с латинским шрифтом.

Ссылки на иностранную и отечественную литературу должны соответствовать ГОСТ 7.1—76. При этом следует учитывать, что ГОСТ допускает указывать фамилии четырех авторов. Если их число больше четырех, приводят фамилии первых трех, затем «и др.».

Примеры библиографического описания:

I. При описании книг:

1. Круглов А. К. „Рудик А. П. Искусственные изотопы и методика расчета их образования в ядерных реакторах. М., Атомиздат, 1977.

2. Avery D., Davis E. Uranium enrichment by gas centrifuge. London, Mills and Boon Limited, 1973.

II. При описании статьи из журнала и из продолжающихся изданий:

1. Гордина В. М., Иванов В. Н., Теплицкий В. А., Ширяева Т. А. Состояние и перспективы развития ядерной энергетики США. — Атомная техника за рубежом, 1977, № 8, с. 13—17.

2. Махова В. А., Соколова И. Д., Смирнов Ю. В. и др. Водные методы приготовления микросфер топлива для высокотемпературных реакторов. — Атомная техника за рубежом, 1977, № 4, с. 20—27.

3. Harde R., Breyer W., Holling E. The Integrated PWR for small and medium sized nuclear power plants. — Nucl. Engng Intern., 1975, v. 20, N 225, p. 48—50.

4. Михан В. И. Канальные водо-графитовые реакторы с перегревом пара. — Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Физика и техника ядерных реакторов, 1978, вып. 1(21), с. 68—74.

5. Banergie S., Hatcher S., Lane A. e. a. Some aspects of the thorium fuele cycle. — Nucl. Technol., 1977, v. 34, N 1, p. 66.

III. Статьи из сборников:

1. Готлиб Л. И. Влияние подслоя на прочность керамических покрытий. — В кн.: Жаростойкие и теплостойкие покрытия. Л., Наука, 1969, с. 286.

2. Eschrich H. Abfall aus der Brennstoffwiederaufarbeitung. — In: Entsorgung der Kerntechnik. Bonn, Thene Druck KG, 1976, S. 227.

14. Единицы физических величин необходимо приводить в соответствие со СТ СЭВ 1052—78, принятым в качестве государственного стандарта СССР от 01.01.80.

УДК 539.173.4

СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНАМИ ^{241}Am , ^{238}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu /Е.М.Александров, С.М.Соловьев, П.С.Солошенко, В.Б.Фунштейн, С.В.Хлебников. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып. I(50), с. 3-4.

Измерены относительные сечения деления америция и изотопов плутония при энергиях нейтронов, близких к области максимального выхода в спектре нейтронов деления. Источником нейтронов служила реакция $T(p,n)^3\text{He}$ (табл. I, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.173

КОВАРИАЦИОННАЯ МАТРИЦА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ $\bar{\nu}_p$ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР ^{232}Th , ^{236}U , ^{238}U , ^{237}Np НЕЙТРОНАМИ/Б.В.Малиновский, Б.Д.Кузьминов, В.Г.Воробьева. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып. I(50), с. 4-10.

Задачи оценки ядерных данных требуют аккуратного учета всех погрешностей экспериментальных результатов и их корреляций. Полную информацию о неопределенностях эксперимента дает ковариационная матрица данных или матрица ошибок. В работе рассмотрена методика относительного измерения среднего числа мгновенных нейтронов деления $\bar{\nu}_p$ при помощи набора ^3He -счетчиков в полиэтиленовом замедлителе. Проведен анализ поправок, вносимых в результаты, и связанных с ними погрешностей. Получена оценка полной ковариационной матрицы данных для рассмотренной методики. Для опубликованных ранее результатов измерения $\bar{\nu}_p$ при делении ^{232}Th , ^{236}U , ^{238}U и ^{237}Np нейтронами приводятся рассчитанные матрицы ошибок и корреляций (табл. 4, список лит. - 4 назв.).

УДК 539.172.4

ИЗМЕРЕНИЯ σ_t ДЛЯ ^{235}U И ^{238}U В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 1,5-2,0 МэВ С РАЗРЕШЕНИЕМ ОКОЛО 2 кэВ/В.М.Морозов, Ю.Г.Зубов, Н.С.Лебедева. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып. I(50), с. 11-13.

Описываются измерения σ_t для ^{235}U и ^{238}U , проведенные в диапазоне энергий нейтронов от 1,5 до 2,0 МэВ с энергетическим разрешением около 2 кэВ и статистической погрешностью 1-2%. Проведен анализ полученных результатов (рис. I, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.173.8:621.039.512.44

ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{233}U , ^{238}U /П.Э.Немировский. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.1(50), с.14-24.

В работе рассмотрено энерговыделение осколков деления ^{233}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu на тепловых нейтронах и ^{238}U на быстрых нейтронах для времен больше 10^7 с. Показано, что энерговыделение от импульсного (мгновенного) процесса при временах больше 100 сут (10^7 с) можно представить как сумму очень небольшого числа экспонент (2-4). Построены кривые для отношения энерговыделений разных делящихся веществ к тепловыделению от деления ^{235}U . Рассмотрен выход жестких γ -квантов в долгоживущих осколках при делении указанных изотопов (рис.3, табл.13, список лит. - 9 назв.).

УДК 539.172.4/173.4

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ НЕЧЕТНЫМИ ИЗОТОПАМИ САМАРИЯ И ЕВРОПИЯ/Б.Д.Крлов, Т.С.Беланова, А.В.Игнатик, В.Н.Кононов, Г.Н.Мавтугов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.1(50), с.25-40.

Имеющиеся экспериментальные данные по сечениям захвата быстрых нейтронов для ^{141}Sm , ^{149}Sm , ^{151}Sm , ^{151}Eu , ^{153}Eu , ^{155}Eu проанализированы в рамках статистической теории ядерных реакций с использованием метода максимума правдоподобия. Получены значения средних резонансных параметров: s-, p-, d-волновые нейтронные и радиационные силовые функции, на основе которых произведены расчеты рекомендованных кривых сечения радиационного захвата исследованных ядер в области энергий нейтронов 1-1000 кэВ (рис.12, табл.4, список лит. - 40 назв.).

УДК 539.171:539.172

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА РАССЕЙЯНИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ЧЕТНЫМИ ИЗОТОПАМИ МОЛИБДЕНА/И.А.Корж, В.П.Лунов, В.А.Мищенко, Э.Н.Можухин, Н.М.Правдивый, Е.Ш.Суховицкий. - Вопросы атомной науки и техники, Сер. Ядерные константы, 1983, вып.1(50), с.40-47.

Для диапазона энергий 1,5-7,0 МэВ приведены экспериментальные дифференциальные и интегральные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов изотопами ^{92}Mo и ^{94}Mo . Экспериментальные данные проанализированы в рамках сферической оптической модели и метода связанных каналов, а также современных вариантов статистической теории ядерных реакций. Теоретический анализ позволил определить соотношения вкладов двух механизмов рассеяния: прямого и через составное ядро (рис.5, список лит. - 25 назв.).

УДК 539.173.8

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫХОДОВ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ^{237}Np НЕЙТРОНАМИ СПЕКТРА АКТИВНОЙ ЗОНЫ БЫСТРОГО РЕАКТОРА ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИЕЙ/А.Н.Гудков, В.М.Живун, А.В.Звонарев, А.Ф.Золотов, А.Б.Колдобский, Д.Ф.Колеганов, В.М.Колобашкин, С.В.Кривашеев, Н.С.Пивень. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.1(50), с.48-50.

Независимые и кумулятивные выходы продуктов деления ^{237}Np быстрыми нейтронами впервые измерены методом прямого гамма-спектрометрического анализа нефракционированной смеси осколочных нуклидов. В целях исследования возможно большего числа осколочных радионуклидов проведены два эксперимента с временами облучения образцов соответственно 5,6 и 2 ч. В качестве источника быстрых нейтронов использовали реактор БР-1 с плотностью потока нейтронов в позиции облучения $6 \cdot 10^{10}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Калибровка спектрометра по светосяле, обработка сложных γ -спектров смесей осколочных нуклидов, а также анализ временных зависимостей интенсивностей отдельных γ -линий производились на ЭВМ СМ-3 и СМ-4 с помощью специально разработанных программ. Переход от относительных величин к абсолютным значениям выходов осуществлялся по реперному нуклиду ^{97}Zr . В результате экспериментальных исследований впервые получены значения 14 кумулятивных и 2 независимых выходов продуктов деления ^{237}Np быстрыми нейтронами (список лит. - 9 назв.)

УДК 621.039.51

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ ^{232}Th В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ/Г.Н.Мантуров, В.П.Лунев, Л.В.Горбачева. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.1(50), с.50-63.

В рамках статистической модели Хаузера-Фешбаха-Молдауера для ^{232}Th проведен одновременный анализ данных по сечениям: полному, радиационного захвата, упругого и неупругого рассеяния в области энергий нейтронов 1-1000 кэВ. Получены средние резонансные параметры - нейтронные и радиационные силовые функции. Оцененные точности средних сечений радиационного захвата для ^{232}Th в области энергий нейтронов 1-300 кэВ составили $\pm 3-5\%$. Результаты работы могут быть использованы при составлении файлов, оцененных для ^{232}Th (рис.7, табл.5, список лит. - 47 назв.).

УДК 621.039.51

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ГРУППОВЫХ РАСЧЕТОВ ВОЗМУЩЕНИЙ КРИТИЧНОСТИ РЕАКТОРОВ/В.А.Дудин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.1(50), с. 63-74.

Для расчетов возмущений критичности необходимо использовать групповые константы, учитывающие не только особенности внутригруппового потока, но и особенности поведения сопряженного потока. Предложен новый метод получения таких билинейно-усредненных констант, основанный на использовании резонансных особенностей функции ценности и отличия величины ценности на границе группы от среднегрупповой (фактор b^*j). Проведен ряд расчетов отношений коэффициентов реактивности в сборках БЭС. Получены величины различия между результатами расчетов с билинейно-усредненными константами и усредненными традиционно (по потоку). Во многих случаях это различие превышает ошибку эксперимента (рис.2, список лит. - 21 назв.).

УДК 539.173.8:621.039.512.44

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В ТВС РЕАКТОРА БН-600 ПО АКТИВНОСТИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ/Б.А.Васильев, А.Я.Евсеев, А.С.Жилкин, А.В.Звонарев, А.Ф.Золотов, К.А.Казанский, В.П.Козлов, В.И.Матвеев, М.Ф.Троянов, В.А.Черный, Е.В.Шестопапов, В.Н.Ширяев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып. I(50), с. 74-78.

Описан метод измерения активности осколков деления и обработки результатов для определения распределения энерговыделения в ТВС активной зоны реактора БН-600. Эксперименты проводили во время энергетического пуска реактора. Расчетные распределения получены с использованием различных методов и вычислительных программ. Показано что использование расчетных методов, выработанных в процессе проектирования реактора, и констант БНАБ-70 дает в основном хорошее согласие экспериментальных и расчетных энерговыделений (рис.4, список лит. - 4 назв.).

УДК 621.039

ВЛИЯНИЕ СФЕРОИДАЛЬНОГО ИЗМЕНЕНИЯ ФОРМЫ ПОВЕРХНОСТИ НА КРИТИЧНОСТЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО РЕАКТОРА/Е.А.Гарусов, С.Д.Грачев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып. I(50), с. 78-88.

В настоящей работе в одnogрупповом диффузионном приближении рассмотрено изменение геометрического параметра B^2 цилиндрического реактора без отражателя, вызванное такой деформацией формы его боковой и торцевых поверхностей, которая может быть описана ортогональными поверхностями сфероидальной системы координат. Проведено сравнение асимптотических значений B_{as}^2 , полученных методом теории возмущений при малых деформациях формы, со значениями B^2 , следующими из точного решения. Указаны пределы применимости и величины погрешностей, обусловленные вогнутостью торцевых поверхностей (рис.6, список лит. - 20 назв.).

Г р. 50 к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1983, вып. I(50), I-100