

Библиотека У ЯУ
INDC (СССР)-101

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ЦЕНТР ПО ЯДЕРНЫМ ДАННЫМ

**ВОПРОСЫ
АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ**

Серия:
ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Выпуск 21

Атомиздат — 1976

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

Центр по ядерным данным

В О П Р О С Ы
А Т О М Н О Й Н А У К И И Т Е Х Н И К И

Серия

ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Выпуск 21

Редакционная коллегия:

В.А.Кузнецов (гл.научн.редактор), Л.Н.Усачев (зам.гл.научн. редактора), О.Д.Казачковский, В.Г.Заграфов, Д.С.Замятин, В.И.Мостовой, И.Г.Морозов, П.Э.Немировский, К.А.Петржак, С.И.Сухоручкин, А.А.Абагян, Б.Г.Дубовский, В.Н.Манохин, Е.И.Ляшенко, М.Н.Николаев, В.В.Орлов, Д.А.Кардашев (отв. редактор).

Я 20400-189 без объявл.
034(01)-76

© Атомиздат, 1976

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ
в сборнике "Ядерные константы"
выпуск № 20, ч.2

Страница	Напечатано	Следует читать
156		
таблица 19, столбец $C^{8/4}$ 2 строка снизу	0,168	0,145
167		
21 строка снизу	4%, 2%, 3%	4%, 8%, 2%
234		
14 строка снизу	Колесов	Колосков

ВЛИЯНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ ЭФФЕКТОВ В ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ
НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКУЮ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЙ
РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

А.И.Блохин, А.В.Игнатик, В.П.Платонов, В.А.Толстиков

Abstract - АННОТАЦИЯ

INFLUENCE OF COLLECTIVE EFFECTS IN LEVEL DENSITY ON FAST NEUTRON RADIATION CAPTURE CROSS SECTIONS ENERGY DEPENDENCE. The paper considers the influence of collective effects on the value of "a" parameter found in the analysis of experimental data on level density. The effect of different values of the level density parameter "a" on a theoretical description of radiation capture cross section is shown for ^{158}Gd , ^{170}Er , ^{232}Th , ^{238}U nuclei.

ВЛИЯНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ ЭФФЕКТОВ В ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКУЮ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ. В работе рассмотрено влияние учета коллективных эффектов на величину параметра α , извлекаемого из анализа экспериментальных данных по плотности уровней. На примере ядер ^{158}Gd , ^{170}Er , ^{232}Th , ^{238}U рассмотрено влияние различных значений параметра плотности уровней α на теоретическое описание сечений радиационного захвата.

В в е д е н и е

Улучшение теоретического описания сечений радиационного захвата быстрых нейтронов не только уточняет наши представления о механизмах ядерных реакций, но и позволяет проводить более надежные оценки сечений захвата в ядрах, где отсутствует прямая экспериментальная информация. Последняя возможность является особенно важной в практических приложениях, например, для расчета сечений поглощения нейтронов в осколках деления, накапливающихся в процессе работы реактора.

Для описания средних сечений взаимодействия нейтронов с ядром в настоящее время широко используются соотношения статистической теории ядерных реакций [1]. В рамках такого подхода энергетическая зависимость сечений радиационного захвата при известной схеме открытых каналов неупругого рассеяния нейтронов определяется радиационной шириной. Для описания последней в большинстве работ используются простейшие соотношения, основанные на вайскопфской одночастичной оценке вероятности радиационных переходов в высоковозбужденном ядре. Хотя с помощью этих соотношений и удается во многих случаях получить вполне удовлетворительное описание сечений радиационного захвата [2,3], имеющиеся экспериментальные данные о парциальных радиационных ширинах указывают на значительные отклонения энергетической зависимости силовых функций от предсказаний вайскопфской модели [4]. Так как более корректное описание радиационных силовых функций удается получить на основе экстраполяции лоренцевой кривой [4], характеризующей гигантский резонанс в сечении фотопоглощения, то аналогичную параметризацию силовых функций необходимо использовать и при расчете сечений радиационного захвата. Однако, как отмечалось многими авторами, при такой параметризации ухудшается теоретическое описание энергетической зависимости сечений радиационного захвата [5]. Для реакции $^{68}\text{Zn}(n,\gamma)$ ранее было показано, что кажущееся расхождение теории с экспериментом обусловлено некорректностью моделей, привлекаемых для описания плотности уровней возбужденного ядра. В данной работе мы хотим показать, что аналогичная ситуация имеет место и в более тяжелых ядрах. При уточнении соотношений, используемых для вычисления плотности уровней, не возникает существенных отличий теоретической кривой сечения захвата от имеющихся экспериментальных данных.

Влияние коллективных эффектов на плотность уровней
возбужденных ядер

При анализе средних сечений различных ядерных реакций для описания полной плотности состояний $\omega(U)$ ядра с заданной энергией возбуждения U или плотности уровней ядра $\rho(U, J)$ с заданной величиной углового момента используются соотношения модели ферми-газа

$$\omega(U) = \frac{\pi^{1/2}}{12a^{3/4}(U-\delta)^{3/4}} \exp\{2\sqrt{a(U-\delta)}\} \quad (1)$$

$$\rho(U, J) = \frac{2J+1}{24\sqrt{2} \sigma^3} \omega(U) \exp\left\{-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right\} \quad (2)$$

Здесь a - параметр плотности уровней, σ^2 - параметр спиновой зависимости, δ - поправка на четно-нечетные различия в плотности уровней. Параметр σ^2 связан с величиной момента инерции \mathcal{I}_n возбужденного ядра соотношением

$$\sigma^2 = \mathcal{I}_n [(U-\delta)/a]^{1/2} \quad (3)$$

Обычно, при расчетах плотности уровней используют твердотельную оценку момента инерции $\mathcal{I}_n \approx \mathcal{I}_0 = \frac{2}{5}MR_0^2$, где M - масса ядра и R_0 - его радиус. Основная информация о плотности уровней ядра извлекается из экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов. Анализ этих данных на основе соотношений (1+3) посвящено большое число работ [7]. Полученная при таком анализе величина параметра a , как правило, и используется при статистических расчетах сечений ядерных реакций.

Ферми-газовые соотношения для плотности уровней (1+2) основаны на представлении о полном размещении в возбужденном ядре коллективных степеней свободы по всевозможным внутренним многочастичным конфигурациям, то есть их вывод предполагает отсутствие в возбужденном ядре выделенных коллективных движений. Уже давно обращалось внимание на существенное отличие такого подхода от феноменологических способов построения спектров низколежащих уровней ядер, когда мы адиабатически добавляем ротационную и вибрационную полосы к каждому из внутренних возбуждений ядра [8]. На необходимость учета коллективных явлений в высоковозбужденном ядре указывают также проведен-

ные в последние годы теоретические расчеты плотности уровней, в которых учтены остаточные взаимодействия частиц [9+11]. Если в возбужденном ядре адиабатически выделить ротационные и вибрационные движения, то для полной плотности состояний вместо (1) будем иметь соотношение

$$\omega(U) = K_{rot} K_{vibr} \omega_{ф.г.}(U) \quad (4)$$

Коэффициенты увеличения плотности состояний (или уровней) K_{rot} и K_{vibr} определяются в этом случае соотношениями

$$K_{rot} = \mathcal{I}_1 t, \quad K_{vibr} = \prod (1 - e^{-\omega_i/t})^{-2\lambda_i - 1} \quad (5)$$

где $t = [(U - \delta)/a]^{1/2}$ температура возбужденного ядра, \mathcal{I}_1 — момент инерции относительно направления, перпендикулярного к оси симметрии, и λ_i — мультипольность вибрационных мод с частотой ω_i . Адиабатическое выделение ротационных мод увеличивает плотность уровней возбужденного ядра в 50–100 раз по сравнению с вычислениями модели невзаимодействующих частиц (1). Увеличение плотности уровней за счет вибрационных движений будет значительным только при существовании в возбужденном ядре низкочастотных мод с $\omega_i \lesssim 1+1,5$ Мэв. Эндоконкапельной оценке энергии таких колебаний $\omega = 100/A^{5/6}$ Мэв, ($\lambda=2$) для средних и тяжелых ядер соответствует $K_{vibr} \approx 3+6$.

Учет коллективных эффектов эквивалентен введению в соотношения модели ферми-газа (1) достаточно большого по абсолютной величине предэкспоненциального множителя, слабо зависящего от энергии возбуждения. Если такой множитель учесть при анализе экспериментальных данных о плотности уровней, то это должно привести к заметному уменьшению извлекаемой величины параметра.

Влияние коллективных эффектов на величину параметра плотности уровней показано на рис. 1, где представлены результаты анализа экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов [12]. Мы ограничились рассмотрением области деформированных ядер $150 \leq A \leq 195$ и $A \leq 230$, где коллективные эффекты выражены наиболее сильно. Для вычисления параметра спиновой зависимости плотности уровней (3) и определения коэффициента K_{rot} (5) использовались первоначальные оценки моментов инерции

$$\mathcal{F}_{II} = \frac{2}{3} MR_0^2 \left(1 - \frac{2}{3}\beta\right),$$

$$\mathcal{F}_I = \frac{2}{3} MR_0^2 \left(1 + \frac{1}{3}\beta\right), \quad (6)$$

где β - параметр квадрупольной деформации ядра. На основе соотношений (5+6) легко учесть вклад ротационных движений в плотность состояний возбужденного ядра [4] и, так как плотность уровней (2) в этом случае зависит только от одного параметра a , то из наблюдаемой плотности нейтронных резонансов можно непосредственно извлечь величину этого параметра (рис. 1). Можно видеть, что адиабатический учет ротационных движений возбужденного ядра приводит к уменьшению "экспериментальных" значений параметра плотности уровней в среднем на 30%. Полученная при этом величина параметра оказывается значительно ближе к квазиклассической оценке параметра плотности уровней

$$\bar{a} = 2 \left(\frac{\hbar}{3}\right)^{1/2} \frac{\pi r_0^2}{\hbar^2} A = 0,075 A \text{ Мэв}^{-1} \quad (7)$$

чем результаты традиционного ферми-газового анализа [7, 12]. Превышение значений параметра a , полученных при учете ротационного движения ядер, над квазиклассической оценкой (7), по-видимому, обусловлено влиянием вибрационных мод. Показанное на рис. 1 различие параметров a и \bar{a} соответствует средней величине коэффициента $K_{vibr} \approx 5+8$, которая достаточно хорошо согласуется с результатами теоретических расчетов этого коэффициента [9+11].

Теоретическое описание энергетической зависимости сечений радиационного захвата

В рамках статистической теории ядерных реакций сечение радиационного захвата быстрых нейтронов определяется соотношением

$$\sigma_{n,\gamma}(E_n) = \frac{\pi \lambda^2}{2(2I+1)} \sum_{J'} \frac{(2J+1) T_{E'}^{J'}}{1 + \frac{\Gamma_{набл}}{\pi \Gamma_{ядр}}} \frac{\epsilon(E_n) S^{J'}}{2I+1} \frac{1}{\mathcal{Z}(E_n) \sum_{K, E_n'} T_{E_n'}^{JK}(E_n)} \quad (8)$$

Здесь E_n - энергия падающего нейтрона и λ его длина волны;

E_n' - энергия нейтронов для конкурирующих с захватом каналов упругого и неупругого рассеяния; I - спин ядра мишени; J' - спин

и четность составного ядра; l, j - орбитальный и полный момент падающего и l', j' - вылетающего нейтрона; $T_{lj}(E)$ - соответствующие коэффициенты проницаемости; $S^{\text{ж}}$ - поправка на флуктуацию нейтронных ширин. Коэффициенты

$$\xi(E_n) = \int_0^{E_n} \mathcal{E}_\gamma^3 f(\mathcal{E}_\gamma) \rho(B_n - \mathcal{E}_\gamma, 0) d\mathcal{E}_\gamma / \int_0^{B_n + E_n} \mathcal{E}_\gamma^3 f(\mathcal{E}_\gamma) \rho(B_n + E_n - \mathcal{E}_\gamma, 0) d\mathcal{E}_\gamma$$

$$\epsilon(E_n) = \int_{E_n}^{B_n + E_n} \mathcal{E}_\gamma^3 f(\mathcal{E}_\gamma) \rho(B_n + E_n - \mathcal{E}_\gamma, 0) d\mathcal{E}_\gamma / \int_0^{B_n + E_n} \mathcal{E}_\gamma^3 f(\mathcal{E}_\gamma) \rho(B_n + E_n - \mathcal{E}_\gamma, 0) d\mathcal{E}_\gamma \quad (9)$$

характеризуют энергетическую зависимость, соответственно, полной радиационной ширины $\Gamma_j(E)$ и ширины радиационного захвата нейтрона $\Gamma_{jc}(E)$. Абсолютная величина этих ширин нормирована на среднее значение радиационной ширины - Γ_j наобл. (B_n), наблюдаемой в резонансной области, и плотность уровней составного ядра $\rho(E, \mathcal{J})$ нормирована на плотность нейтронных резонансов $\rho_{\text{наобл.}} = D^{-1}_{\text{наобл.}}$, наблюдаемых при захвате S - нейтронов. Более подробный вывод соотношения (8) и входящих в него величин приведен в работе [13]. Фактор $f(\mathcal{E}_\gamma)$ в соотношениях (9) учитывает энергетическую зависимость усредненного матричного элемента дипольных гамма-приходов, обычно его выбирают в виде лоренцовой зависимости, аппроксимирующей сечение фотопоглощения для гигантского дипольного резонанса

$$f(\mathcal{E}_\gamma) = \frac{\mathcal{E}_\gamma \Gamma_g^2}{(\mathcal{E}_\gamma^2 - \mathcal{E}_g^2)^2 + \mathcal{E}_g^2 \Gamma_g^2} \quad (10)$$

где \mathcal{E}_g и Γ_g - энергия и ширина резонанса. Для большинства ядер характеристики гигантского резонанса описываются соотношениями $\mathcal{E}_g = 78 A^{-1/3}$ Мэв и $\Gamma_g \approx 5$ Мэв, наблюдающиеся в отдельных ядрах отклонения от усредненных величин [4] не оказывают существенного влияния на результаты расчетов сечений радиационного захвата и мы их обсуждать не будем.

Коэффициенты проницаемости $T_{lj}(E_n)$ для соответствующих нейтронных каналов были вычислены с помощью оптической модели, параметры оптического потенциала были выбраны на основе рекомендаций работы [14]. Изменения этих параметров очень слабо влияют на результаты расчетов сечений радиационного захвата. Следует отметить,

что расчеты сечений захвата (8) можно существенно упростить, если отказаться от вычисления поправки на флуктуацию нейтронных ширин, но в качестве коэффициентов проникаемости использовать модифицированные коэффициенты \mathcal{T}_{ej} [15], определенные как

$$\mathcal{T}_{ej}^{\mathcal{JK}}(E_n) = T_{ej}^{\mathcal{JK}}(E_n) \left\{ 1 + \frac{2T_{ej}^{\mathcal{JK}}(E_n)}{(1 + \sqrt{T_{ej}^{\mathcal{JK}}(E_n)}) \sum_{e'j'n'} T_{e'j'n'}^{\mathcal{JK}}(E_n)} \right\}^{-1} \quad (II)$$

В рамках такого подхода статистические свойства нейтронных ширин эффективно учтены в соотношениях для коэффициентов проникаемости $\mathcal{T}_{ej}^{\mathcal{JK}}$ и флуктуационная поправка $S^{\mathcal{JK}}$ тождественно равна единице [15]. Величина сечения захвата, полученная на основе этого подхода, в интересующей нас области энергий, не отличается от результатов традиционного расчета, поэтому ниже мы ограничимся рассмотрением энергетической зависимости сечений, вычисленных с помощью модифицированных коэффициентов проникаемости (II).

Результаты расчетов сечений радиационного захвата быстрых нейтронов ядрами ^{158}Cd , ^{170}Er , ^{232}Th и ^{238}U показаны на рис.2 вместе с соответствующими экспериментальными данными.

Следует отметить, что абсолютная величина сечения захвата нейтронов ядрами ^{158}Cd и ^{170}Er , полученная в работе [16], кажется несколько заниженной и мы привели эти данные, главным образом, для демонстрации энергетической зависимости сечений захвата. Все теоретические кривые были привязаны к экспериментальным сечениям захвата в диапазоне энергий нейтронов $E_n < 0,1$ Мэв за счет подбора величины отношения Γ_f/D . Найденная таким способом величина Γ_f/D представлена в последнем столбце таблицы I, где также приведены имеющиеся независимые данные о Γ_f набл. (V_n) и D набл. (V_n), полученные из анализа параметров нейтронных резонансов. Отношение Γ_f набл./ D набл. достаточно хорошо согласуется с величиной необходимой для описания наблюдаемых сечений радиационного захвата. Различия в величине параметра плотности уровней α появляющиеся при учете коллективных эффектов, непосредственно отражаются на результатах расчета энергетической зависимости сечений радиационного захвата. При значении параметра α , близком к квазиклассической оценке (7), теоретические кривые хорошо воспроизводят как

Таблица I

Состав- ное яд- ро	$D_{набл} (В_n), эв$	$\Gamma_{\beta}^{набл} (В_n), эв$	$\Gamma_{\beta}^{набл} / D_{набл}$	Γ_{β} / D
^{159}Gd	85 ± 9 20	$(9,1 \pm 0,6) \cdot 10^{-2}$	$(1,02 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$	$0,864 \cdot 10^{-3}$
	92 ± 15 21	23	$(0,99 \pm 0,25) \cdot 10^{-3}$	
^{171}Er	170 ± 24 22	$(8,7 \pm 1,3) \cdot 10^{-2}$	$(0,512 \pm 0,110) \cdot 10^{-2}$	$0,432 \cdot 10^{-3}$
		22		
^{233}Th	$17,5 \pm 0,7$ 12	$(3,4 \pm 0,7) \cdot 10^{-2}$	$(1,94 \pm 0,42) \cdot 10^{-2}$	$1,53 \cdot 10^{-2}$
		24		
^{239}U	$20,8 \pm 0,5$ 12	$(2,35 \pm 0,04) \cdot 10^{-2}$	$(1,13 \pm 0,04) \cdot 10^{-2}$	$1,13 \cdot 10^{-2}$
		19		

абсолютную величину, так и основные особенности энергетической зависимости наблюдаемых сечений (рис. 2). Необходимо отметить, что для изотопов ^{232}Th и ^{238}U при энергиях нейтронов $E_n > 1$ Мэв наряду с нейтронными каналами начинают "открываться" делительные каналы. Чтобы не усложнять рассмотрение интересующих нас эффектов, вклад делительных каналов не был учтен при расчетах сечений радиационного захвата (8). Поэтому в указанной области энергий соответствующие теоретические кривые на рис. 2 являются несколько завышенными. Дальнейшее улучшение теоретического описания экспериментальных данных требует уточнения моделей, привлекаемых для вычисления плотности уровней возбужденных ядер и параметризации радиационных и делительных ширин. При этом также необходимо уточнение и самих экспериментальных данных, в первую очередь за счет устранения расхождений между результатами измерений различных авторов.

Выводы

В данной работе мы рассмотрели лишь наиболее типичные примеры, демонстрирующие специфические особенности влияния коллективных эффектов на статистические характеристики возбужденных ядер. Проведенные вычисления показали, что только при учете таких эффектов можно получить взаимосогласованное описание имеющихся экспериментальных данных о радиационных силовых функциях и энергетической зависимости сечений радиационного захвата. Аналогичные эффекты должны проявляться не только в сечениях захвата, но и в сечениях других реакций, протекающих через стадию составного ядра. В этом

смысле, дальнейшее изучение особенностей энергетической зависимости сечений различных реакций представляет значительный интерес как для расширения наших знаний о свойствах высоковозбужденных ядер, так и для уточнения механизмов ядерных реакций.

Л и т е р а т у р а

1. Moldauer P. Rev.Mod.Phys., 1964, 36, 1074; Phys.Rev., 1964, B642, 135.
2. Benzi V. Fundamentals in Nuclear Theory. IAEA, Vienna, 1965, p.243.
3. Марчук Г.И., Колесов В.Е. Применение численных методов для расчета нейтронных сечений. Атомиздат, М., 1970.
4. Боллинджер Л.М. ЭЧАЯ, 1972, 2, 885.
Bartholomew G.A. et al. Advance Nuclear Physics. 1974, 7, 232.
5. Fricke M.P. et al. Nuclear Data for Reactors. IAEA, Vienna, 1970, v.2, p.265.
6. Довбенко А.Г. и др. "Нейтронная физика", ФЭИ, Обнинск, 1974, ч. 1, с.133. Вопросы атомной науки и техники. Сер. "Ядерные константы ЦНИИАтоминформ, М., 1974, вып.13, с.44.
7. Lynn J.E. The Theory of Neutron Resonance Reactions. Clarendon Press, Oxford, 1968, p.333.
Мальшев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер. Атомиздат, М., 1971.
8. Ericson T. Nucl.Phys., 1958, 6, 62.
S.Björnschholm, Bohr A., Mottelson B. Phys. and Chem.Fission. IAEA, Vienna, 1974, p.367.
9. Soloviev V.G., Malov L.A. Nucl.Phys., 1972, A196, 433;
Malov L.A., Soloviev V.G., Voronov V.V. Nucl.Phys., 1974, A224, 396.
Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Nucl.Phys., 1974, A224, 411.
10. Игнатюк А.В. Препринт ФЭИ-528, Обнинск, 1974, изв. АН СССР, сер.Физ., 1974, 38, 2612, ЯФ, 1975, 21, 20.
11. Блохин А.И., Игнатюк А.В., Соколов В.В. Материалы 3-й международной конференции по нейтронной физике. Киев, июль 1975.
12. Vava N. Nucl.Phys., 1970, A159, 625.

13. Довбенко А.Г., Игнатик А.В., Толстиков А.В. Препринт ФЭИ-293, Обнинск, 1971.
14. Vecchetti F.D., Greenlees G.W. Phys.Rev., 1969, 182, 1190.
15. Terel J.W., Hofmann H.M., Weidenmüller H.A. Phys.Lett., 1974, 49B, 1.
16. Шорин В.С., Кононов В.Н., Полетаев А.Д. Сборник аннотаций "Ядерно-физические исследования в СССР", 1974, вып. 17, сер.9.
17. Stuepelia D.C., Schmidt M., Keedy C.R., Madson A.A. Journ.Nucl.Eng., v.22, p.267.
18. Давлетшин А.И., Толстиков В.А., Абрамов А.И. Препринт ФЭИ-234, Обнинск, 1971.
19. Толстиков В.А., Шорин В.С. Вопросы атомной науки и техники, сер. "Ядерные константы", М., Атомиздат, 1975, вып.20, с.245.
20. Каржавина Э.Н., Фонг Н.Н., Попов А.Б. ЯФ, 1969, 9, 897.
21. Mughabghab S.F., Chrien R.E. Phys.Rev., 1970, C1, 1851.
22. Каржавина Э.Н., Попов А.Б., Язвницкий Ю.С. ЯФ, 1968, 7, 225.
23. Захарова С.М., Ставинский В.С., Шубин Ю.Н. "Ядерные константы", ЦНИИАтоминформ, М., 1971, вып.7, приложение 2.
24. Гордеев И.В., Кардашев Д.А., Мальшев А.В. "Ядерно-физические константы". Госатомиздат, М., 1963.

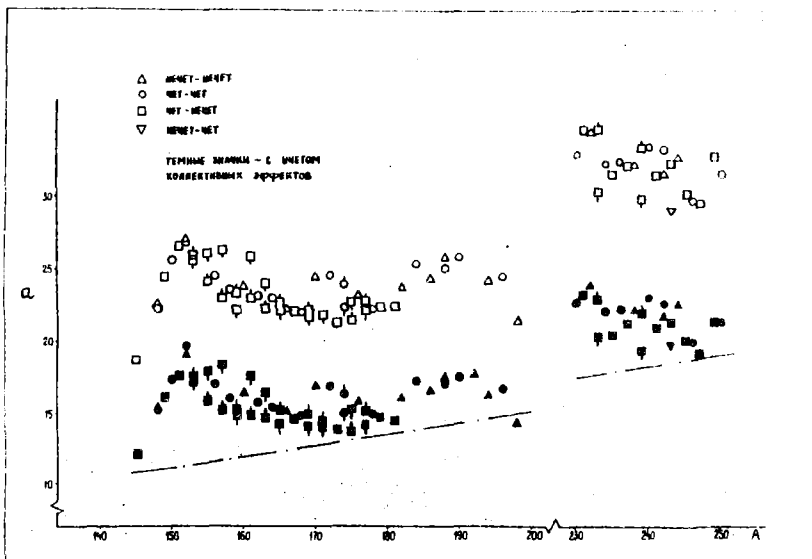


Рис. 1. Параметр плотности уровней деформированных ядер, полученный из анализа данных по плотности нейтронных резонансов [12] в рамках традиционного ферми-газового описания (светлые значки) и при учете вклада ротационных движений возбужденного ядра (темные значки). Штрих-пунктирной линией показана квазиклассическая оценка величины параметра плотности уровней.

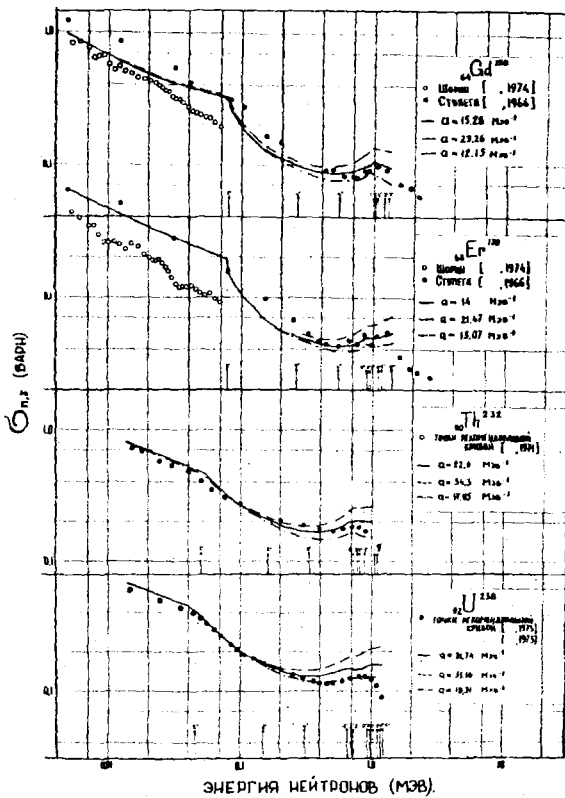


Рис. 2. Теоретическое описание сечений радиационного захвата быстрых нейтронов при различных значениях параметра плотности уровней: ферми-газовая величина параметра (пунктирная кривая), величина, полученная при учете ротационных движений (сплошная кривая) и квазиклассическое значение (штрих-пунктир).

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ НА ФИЛЬТРОВАННЫХ ПУЧКАХ

Д.Н.Шубин

Abstract - АННОТАЦИЯ

STATISTICAL ANALYSIS OF NEUTRON CROSS-SECTIONS ON FILTERED BEAMS. The possibility to obtain the information about the physical nuclear characteristics—strength functions, level densities etc. from average cross-sections of filtered neutron beams is investigated. The potential scattering phases are calculated for 1 MeV neutrons on ^{56}Fe nuclei. The results of the calculations indicate on the strong influence of the interference effects which don't allow to get compound nucleus formation cross-section without any model assumptions. The attention is drawn to the discrepancy between the last results, connected with the transmission functions and self-shielding factor investigations on the one hand and the average cross-sections on the filtered neutrons on the other hand.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ НА ФИЛЬТРОВАННЫХ ПУЧКАХ. Изучается возможность получения информации о физических характеристиках ядер—силовых функциях, плотности уровней и т.д. из средних сечений на фильтрованных пучках. Рассчитаны средние фазы потенциального рассеяния нейтронов с энергией 1 Мэв на ядрах ^{56}Fe . Результаты расчетов указывают на сильное влияние интерференционных эффектов, препятствующих определению сечения образования составного ядра без привлечения каких-либо модельных предположений о физических характеристиках ядра. Обращается внимание на противоречие результатов последних работ по изучению функций пропускания и коэффициентов самоэкранирования с одной стороны и средних сечений фильтрованных нейтронов с другой.

Нейтронные сечения ядер интенсивно изучались в широком интервале атомных чисел во многих работах как экспериментальных, так и теоретических. С помощью этих данных получено большое количество информации о параметрах ядерных уровней, например, распределения парциальных ширины, плотности ядерных уровней и силовых функциях и т.д. [1].

В большинстве случаев эта информация о распределении уровней и ширины получена в резонансной области, где резонансы, соответствующие уровням компаунд-ядра, ещё разрешаются, хотя силовые функции определяются как по характеристикам отдельных резонансов, так и полным средним сечениям, усредненным по резонансам. Так или иначе, область энергии возбуждения ядер в таких исследованиях ограничена и в большинстве случаев составляет несколько сот килоэлектронвольт вблизи энергии связи.

В последнее время значительно возрос интерес к изучению ядерных характеристик с помощью экспериментов на фильтрованных пучках нейтронов, то есть изучению полных и дифференциальных сечений рассеяния на пучках, пропущенных через фильтр из того же материала, что и мишень. Начиная с работы Томаса [2] при измерении сечений на фильтрованных пучках, являлись непосредственное значение для определения "коэффициентов самоэкранирования", делались попытки извлечь из этих данных информацию о физических характеристиках - силовых функциях, ширинах, плотности ядерных уровней [2+4].

В данной работе для статистического анализа средних сечений компаунд-ядра был использован метод, предложенный в работе [5]. Результаты проведенных расчетов средних фаз потенциального рассеяния нейтронов с энергией 1 Мэв на ядрах железа показали, что выделение из полного сечения сечения образования составного ядра для последующего сравнения с экспериментальным значением и извлечения ядерных характеристик наталкивается на значительные трудности. Эти трудности связаны с сильными интерференционными эффектами, которые приводят к существенному искажению формы резонансов, появлению интерференционных минимумов, дающих значительный вклад в экспериментах по измерению функций пропуска-

ния. Это означает, что для извлечения физической информации из экспериментов на фильтрованных пучках необходимо привлекать модельные предположения о структуре матрицы рассеяния и ядерных параметрах.

Рассмотрим полное нейтронное сечение [6]

$$\sigma_t = 2\pi\lambda^2 \sum_V \frac{2J+1}{2(2I+1)} \sum_{ls} (1 - \text{Re } S_{nl, l, s}^{\pm}) \quad (1)$$

где индексом V обозначена совокупность (J, X) , а остальные обозначения общеприняты. В одноуровневом приближении можно записать

$$\sigma_t = \sigma_{pot} + 4\pi\lambda^2 \sum_V q(J) \sum_{s\ell} \frac{\Gamma_n^{s\ell} [\Gamma \cos 2\psi_{s\ell} - 2(E-E_0) \sin 2\psi_{s\ell}]}{4(E_0-E)^2 + \Gamma^2} \quad (2)$$

где

$$\sigma_{pot} = 4\pi\lambda^2 \sum_V q(J) \sum_{s\ell} \sin^2 \psi_{s\ell} \quad (3)$$

Если фаза потенциального рассеяния не зависит от величин полного момента J и спина канала S , то сечение потенциального сечения равно

$$\sigma_{pot} = 4\pi\lambda^2 \sum_{\ell} (2\ell+1) \sin^2 \psi_{\ell} \quad (4)$$

В уравнении (2) $\cos 2\psi_{s\ell}$ и $\sin 2\psi_{s\ell}$ возникают из-за интерференции резонансного и потенциального рассеяния. Используя функции разложения в виде столбика, ширина которого много больше ширины резонанса Γ , получим среднее сечение образования составного ядра $\langle \sigma_c \rangle$ в виде

$$\begin{aligned} \langle \sigma_c \rangle &= \frac{1}{\Delta E} \int \sum_i^N (\sigma_i - \sigma_{pot})_i dE = \\ &= 2\pi\lambda^2 \frac{1}{\Delta E} \sum_i^N \sum_{s\ell} (\cos 2\psi_{s\ell} \Gamma_n)_i \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь фаза потенциального рассеяния на твердой сфере определяется соотношением

$$\psi_{\ell} = (-1)^{\ell+1} \arctg \left\{ \frac{J_{\ell+1/2}(kR)}{J_{(\ell-1/2)}(kR)} \right\} \quad (6)$$

$J_{\ell+1/2}$ - функции Бесселя полуцелого порядка. N - число резонансов в интервале усреднения ΔE . Нейтронная ширина может быть записана в

виде произведения коэффициента проицаемости P_l и приведенной ширины. Хотя коэффициенты проицаемости довольно сильно зависят от орбитального момента l , будем считать, что

$$P_l = 1 \quad \text{для} \quad l \leq l_{\max} \\ P_l = 0 \quad \text{для} \quad l > l_{\max} \quad (7)$$

где $l_{\max} = R/k$

В уравнении (5) суммирование по всем резонансам в интервале ΔE сводится к суммированию по спинам с известным распределением уровней по спинам. Для простоты считаем

$$P(J) = 1 \quad \text{для} \quad J \leq J_{\max} \\ P(J) = 0 \quad \text{для} \quad J > J_{\max} \quad (8)$$

В результате для среднего сечения образования компаунд-ядра получим

$$\langle \sigma_0 \rangle = (2\pi^2 \lambda^2 / \Delta E) \langle N \rangle \langle g_J \sum_{sl} \cos 2\varphi_{sl} \rangle \langle \Gamma_n \rangle = \\ = (2\pi^2 \lambda^2 \sqrt{E}) \langle g_J \sum_{sl} \cos 2\varphi_{sl} \rangle \langle \Gamma_n^0 \rangle / D, \quad (9)$$

где

$$\langle g_J \sum_{sl} \cos 2\varphi_{sl} \rangle = \\ \sum_{J=J_{\min}}^{J_{\max}} (g_J \sum_{sl} \cos 2\varphi_{sl}) / (J_{\max} - J_{\min} + 1) \quad (10)$$

$$\langle \Gamma_n^0 \rangle = \langle \Gamma_n \rangle / \sqrt{E}; \quad D = \Delta E / \langle N \rangle \quad (11)$$

$\langle N \rangle$ - среднее число резонансов в энергетическом интервале ΔE .
На основе соотношений (6) и (10) для ядер ^{56}Fe были рассчитаны средние фазы потенциального рассеяния (10) для энергий нейтронов $E_n = 1$ мэв. Если считать, что фазы потенциального рассеяния не зависят от величин полного момента и спина канала, то можно записать [6]

$$\sum_J \sum_{sl} g_J \cos 2\varphi_{sl} = \sum_l (2l+1) \cos 2\varphi_l \quad (12)$$

Расчитанное значение $F = \langle g_j \sum_{\ell} \cos 2\varphi_{\ell} \rangle$ с учетом значений орбитальных моментов до $\ell = 5$ приводит к значению

$$F = -0,79$$

Отрицательное значение величины F означает, что расчитанное значение сечения потенциального рассеяния больше полного. Это связано с сильными интерференционными эффектами, которые настолько искажают форму резонансов, что на их месте оказываются не резонансы, а интерференционные провалы [6]. В экспериментах по изучению функции пропускания или сечений нейтронов, прошедших через фильтр, наибольший вклад дает как раз минимум. Поэтому в общем случае выделение из полного сечения сечения потенциального рассеяния не является корректной процедурой и требует привлечения модельных предположений.

Пусть энергетическое распределение налетающих частиц в пучке $I_0(E)$ имеет вид плавной функции с шириной размытия Δ . Когда пучок проходит через фильтр его интенсивность становится равной

$$I_f(E) = e^{-\alpha \sigma_f(E)} I_0(E)$$

Измеренное на этом пучке сечение может заметно отличаться от среднего $\langle \sigma \rangle = \int I_0(E) \sigma(E) dE$

$$\langle \sigma^+ \rangle = \int I_f(E) \sigma(E) dE / \int I_f(E) dE$$

Наиболее простые соотношения получаются для тонких фильтров, когда разность сечений фильтрованных и нефитрованных нейтронов, также как и связанная с самоэкранированием поправка первого порядка к групповым характеристикам, пропорциональна дисперсии сечений $\delta_{\sigma} = \langle \sigma_f \sigma_f \rangle - \langle \sigma_f \rangle \langle \sigma_f \rangle$. В частном случае одноканального рассеяния эта величина пропорциональна силовой функции

$$\langle \sigma \rangle - \langle \sigma^+ \rangle \sim 2\alpha \bar{\Gamma}_n/D$$

Однако эти соотношения выполняются для тонких фильтров и малых энергий, когда разность сечений фильтрованных и нефитрованных нейтронов мала. Для получения достаточной точности необходимо измерить сечения на толстых фильтрах, что значительно усложняет интерпретацию полученных результатов. В работе [7] были получены выражения для разности полных и дифференциальных сечений упругого рассеяния на нефитрованных и фильтрованных пучках нейтронов. На основе оптической модели авторами проведен расчет разности дифференциальных сечений

упругого рассеяния нейтронов с энергией 1,8 Мэв на ядрах ^{56}Fe и ^{208}Pb , результаты которого удовлетворительно описывают экспериментальные данные работы [4]. Эти выводы в какой-то степени противостоят результатам работы [8], в которой рассчитывались коэффициенты самоэкранирования полного сечения и функции пропускания железа на основе экспериментальных данных различных библиотек ядерных данных.

Полученные с использованием детального хода сечения функции пропускания заметно отличаются от измеренных экспериментально, поэтому кажется удивительной возможность описания сечений фильтрованных нейтронов на основе лишь средних характеристик (S -матрица оптической модели) сечений. Имеющиеся результаты указывают на то, что для извлечения физической информации (силовых функций, ширины, плотности уровней) в экспериментах по измерению функций пропускания или нейтронных сечений на фильтрованных пучках необходимо привлечение модельных предположений о характеристиках ядер.

Л и т е р а т у р а

1. Hughes D.J., Schwartz R.B. BNL-325, 1956.
2. Thomas R.G. Phys.Rev., 1955, 98, 77.
3. Dardeen S.E. Phys.Rev., 1955, 99, 3.
Farrel J.A., Bilpuch E.G., Newson H.W. Ann.of Phys., 1966, 37, 367.
Гусейнов А.Г., Попов В.И. Изв.АН СССР, сер.физ., 1967, 31, 267.
4. Морозов В.М., Зубов Ю.Г., Лебедева Н.С. ЯФ, 1973, 17, 734.
5. Tsvakada K., Tanaka O. J.Phys.Soc.Jap., 1963, 18, 5.
6. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. Атомиздат, М., 1974.
7. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К., Урши М.Г. ЯФ, 1975, 22, 709.
8. Возяков В.В., Филиппов В.В. Сб.: "Вопросы атомной науки и техники". Атомиздат, 1975, вып.20, ч.1, с.41.

ОБ "ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ" УРОВНЯХ В РЕЗОНАНСНОМ АНАЛИЗЕ

В.Н.Виноградов, Е.В.Гай, Н.С.Работнов

Abstract - АННОТАЦИЯ

ON NEGATIVE LEVELS IN RESONANCE ANALYSIS. The possibilities are considered of using the fractional-rational approximation (Padé approximation) for neutron data processing at low energies including thermal point, with the term proportional to $1/v$. The cross-section as a function of energy has in this case the branch point at zero energy that leads to considerable calculational difficulties. The ways to overcome them are discussed in the paper. As an example of experimental curves treatment the results are given of ^{55}Mn total cross-section energy dependence analysis at the energies of $9.5 \text{ meV} \leq E_n \leq 450 \text{ eV}$.

ОБ "ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ" УРОВНЯХ В РЕЗОНАНСНОМ АНАЛИЗЕ. Рассматриваются возможности использования дробно-рациональной аппроксимации (приближения Паде) при обработке нейтронных данных при низких энергиях, включающих тепловую точку, в присутствии слагаемого, пропорционального $1/v$. Сечение, как функция энергии, имеет в этом случае в нуле точку ветвления, что приводит к заметным вычислительным сложностям, пути преодоления которых и обсуждаются в работе. В качестве примера обработки экспериментальной кривой приводятся результаты анализа энергетической зависимости полного сечения ^{55}Mn при энергиях $9,4 \text{ мэв} \leq E_n \leq 450 \text{ эв}$.

1. В в е д е н и е

В работе авторов [1] был предложен метод обработки и анализа экспериментальных данных по энергетической зависимости нейтронных сечений в резонансной области, основанный на использовании дробно-рациональных аппроксимаций (так называемое приближение Паде [2,3]). Использование этого подхода для описания экспериментальных данных по нескольким ядрам дало положительные результаты. Однако, непосредственное его применение для рассмотрения тепловой области и

первых резонансов наталкивается на очевидную трудность - присутствие вклада в сечение с энергетической зависимостью, пропорциональной $I/\sqrt{E_n}$. Наличие этого иррационального слагаемого и, в принципе, вклада отрицательных уровней значительно усложняет резонансный анализ при любом подходе. Рассмотрение этих трудностей и возможности их преодоления в общих рамках предложенного метода и составляет содержание настоящей работы.

2. Резонансный анализ как задача аналитического продолжения функции

Амплитуда реакции f как функция комплексного волнового числа K является аналитической функцией. Изучению ее общих свойств посвящено большое число работ (см. обзоры [4,5]). Переход к переменной E (энергия частицы) является конформным преобразованием. Уже в простейшем случае одноканальной системы это приводит к тому, что функция $f(E)$ становится двулистной с точкой ветвления $E = 0$ (для многоканальных систем точки ветвления существуют и в плоскости K).

Сечение реакции, заданное на положительной части действительной оси E , определяется как

$$\sigma(E) = f(E) f^*(E) \quad (1)$$

Нетрудно видеть, что сечение, рассматриваемое как функция комплексной переменной E , не является аналитической функцией хотя бы потому, что это чисто действительная величина. Поэтому бессмысленно говорить о его непосредственном аналитическом продолжении в плоскость комплексного переменного. Однако, можно построить аналитическую функцию от E , которая совпадает с $\sigma(E)$ на действительной положительной оси, а именно

$$\sigma'(E) = f(E) f^*(E^*) \quad (2)$$

и для нее задача аналитического продолжения имеет полный смысл. Полюса амплитуды f , соответствующие связанным и квазистационарным состояниям, лежат на разных листах поверхности Римана. Каждому из полюсов f , как следует из [2], соответствует пары комплексно-сопряженных полюсов функции $\sigma'(E)$ - резонансов.

Задача аналитического продолжения функции, заданной своими значе-

ниями в некоторой области аргумента, относится, как известно, к категории некорректных задач, то есть таких, в которых малость изменения исходных данных не гарантирует малости изменения решения.

Конкретно, в задаче аналитического продолжения полюсное слагаемое вида $\mathcal{L}/(z - z_0)$, где z_0 лежит за пределами области задания, внутри этой области может давать сколь угодно малый вклад, а за ее пределами - сколь угодно большой [6].

При резонансном анализе в области, далекой от порога реакции (для нейтронных сечений - при энергиях заметно выше энергии связи нейтрона) метод, предложенный в [1], позволяет надежно отделить "физические" полюса, соответствующие квазистационарным уровням составного ядра, (пары комплексно сопряженных корней знаменателя) от "шумовых" (действительные корни, лежащие в пределах исследуемого интервала) и описывающих гладкий, нерезонансный вклад в сечение (действительные корни, лежащие за пределами исследуемого интервала).

При малых энергиях нейтронов ситуация усложняется в двух отношениях. Во-первых, появляется вклад в сечение, пропорциональный $1/v \sim 1/\sqrt{E_n}$, что соответствует точке ветвления $E_n = 0$ у аппроксимируемой функции, а ее наличие всегда затрудняет задачу аналитического продолжения. Во-вторых, может быть заметным вклад "отрицательных" уровней, у которых действительная часть значения энергии, соответствующего полюсу, отрицательна, то есть лежит за пределами физических положительных значений энергии.

Некорректность задачи и наличие у аппроксимируемой функции точки ветвления могут приводить к тому, что извлекаемые из анализа параметры "отрицательных" уровней окажутся лишними какого-либо физического смысла. Ниже будет рассмотрено на примерах, насколько такая опасность реальна, и какими аналитическими приемами ее можно уменьшить.

Слагаемые в выражении для сечения, соответствующие "отрицательным" уровням, имеют энергетическую зависимость двух видов [7]

$$Q_{\text{ср}}(E) = \begin{cases} \frac{AE + B}{(E + E_0)^2 + \gamma^2} & \text{- квазистационарные состояния} & (3) \\ \frac{A}{E + E_0} & \text{- виртуальные уровни} & (3^1) \end{cases}$$

Здесь $(-E_0)$ - энергия уровня, g - полуширина. На практике трудность с определением параметров в $(3-3^I)$, вытекающая из наличия точки ветвления при $E = 0$, связана с тем, что I/\sqrt{E} с хорошей точностью представляется разложением в рациональную дробь, т.е. как раз суммой выражений типа $(3-3^I)$, причем с небольшим числом членов. Так, на энергетическом интервале, соответствующем изменению слагаемого I/\sqrt{E} в 100 раз, оно представляется суммой двух членов типа (3) с точностью 0,6%, а при перепаде в 10 раз - 0,2%. Поэтому вклады I/\sqrt{E} и отрицательных уровней могут оказаться практически неразличимыми.

Наиболее употребительный способ отделения слагаемого D/\sqrt{E} заключается в умножении сечения на \sqrt{E} и определении значения как предела полученной функции при стремлении E к нулю.

Второй способ - переход к функции $b(\sqrt{E})$. При этом точка ветвления становится простым полюсом, и для определения его вклада дробно рациональная аппроксимация достаточно удобна.

Наконец, можно перейти к переменной $Z = I/\sqrt{E}$, тогда в эпитепловой области, на протяжении которой вклад резонансных членов и потенциального рассеяния можно считать постоянным, сечение будет иметь вид $b(z) = Dz + const$, и для определения D достаточно подобрать прямую с помощью МНК.

Недостатком первых двух способов является необходимость так или иначе экстраполировать функцию за границы интервала задания - к постоянному или бесконечному пределу. В третьем случае достаточно линейной интерполяции, но не всегда можно судить о справедливости необходимого предположения о постоянстве вклада остальных, рациональных (в зависимости от E) членов.

Следует сделать еще одно замечание относительно первого метода. Величина $\sqrt{E}b$, рассматриваемая как функция E , по-прежнему имеет точку ветвления в нуле (хотя и стремится к постоянному, а не бесконечному пределу), что, как будет показано на примере ниже, приводит к вычислительным трудностям. Поэтому необходимо обрабатывать функцию $\sqrt{E}b$ в зависимости от $K = \sqrt{E}$, а не от E .

3. Модельные задачи

Были рассмотрены две модельные кривые

$$\frac{D}{\sqrt{E}} + \frac{A}{E + E_0} \quad (6)$$

$$\sigma_2(E) = \frac{D}{\sqrt{E}} + \frac{A}{(E + E_0)^2 + \gamma^2} \quad (7)$$

в интервале $10^{-4} \leq E \leq 1$ при $D = A = 1$, $E_0 = 0,2$, $\gamma = 0,1$. Экспериментальный разброс точек моделировался путем добавления случайных чисел из нормального распределения, соответствующего постоянной относительной ошибке в 1% и 3%.

Обработка начиналась с определения величины D каждым из перечисленных выше методов (экстраполяция к нулю функции $\sqrt{E} \sigma$ в зависимости от \sqrt{E} или от E , нахождение вычета полюса в нуле функции $\sigma(\sqrt{E})$ путем дробно-рациональной аппроксимации, линейная аппроксимация зависимости $\sigma(1/\sqrt{E})$ для малых E).

После этого член D/\sqrt{E} вычитался и полученная совокупность точек обрабатывалась с помощью приближения Паде. Результаты приведены в таблице I. Они показывают, что преобразование точки ветвления в полюс, т.е. переход к переменной \sqrt{E} существенно улучшает результаты обработки, в остальном же различные перечисленные модификации дают примерно одинаковую точность восстановления.

Необходимо обратить внимание еще на одну трудность. При осуществлении дробно-рациональной аппроксимации функции $\sigma(\sqrt{E})$ положение полюса заранее не фиксируется и случайный разброс точек приводит к тому, что фактически получаемое значение отличается от нуля, т.е. соответствующее слагаемое имеет вид не D/\sqrt{E} , а $D' / (\sqrt{E} - P)$, где малое число $P \ll \sqrt{E_1}$ (E_1 - нижняя граница рассматриваемого энергетического интервала). При обработке модельной задачи производился пересчет, то есть полученное слагаемое заменялось на D/\sqrt{E} при таком значении D , чтобы совпадать с $D' / (\sqrt{E} - P)$ на обоих концах рассматриваемого интервала. Однако, при обработке экспериментальных данных этого, вообще говоря, делать нельзя из-за следующего обстоятельства. Предположим, что по условиям эксперимента, использующего методика времени пролета, имеется небольшое нелинейное искажение

Таблица I

Результаты обработки модельных кривых

Сече- ние	Ошиб- ка, %	Пара- метр	$\sigma_{\sqrt{E}}(\sqrt{E})$	$\sigma(\sqrt{E})$	$\sigma(1/\sqrt{E})$	$\sigma_{\sqrt{E}}(E)$
0		D	1	1	1	1
1		D	1.00329	1.00318	1.00435	1.03354
3		D	0.99111	1.00609	0.98800	1.06638
0		A	1	1	1	1
1	6 ₁	A	0.99187	1.01523	0.99281	0.98840
3		A	1.01103	1.2619	1.0400	0.61093
0		E ₀	0.2	0.2	0.2	0.2
1		E ₀	0.19969	0.20509	0.20239	0.2216
3		E ₀	0.19262	0.26743	0.20157	0.09816
0		D	1	1	1	1
1		D	1.02219	0.99244	1.00688	1.14174
3		D	1.00897	1.03270	0.987401	1.16587
0		A	1	1	1	1
1		A	0.91515	0.95598	1.02702	0.93070
3		A	0.92664	0.85154	0.74682	0.86436
0	6 ₂	E ₀	0.2	0.2	0.2	0.2
1		E ₀	0.16889	0.18996	0.20726	0.17071
3		E ₀	0.18711	0.18001	0.16850	0.17455
0		γ	0.1	0.1	0.1	0.1
1		γ	0.13894	0.10800	0.094061	0.14764
3		γ	0.10782	0.10140	0.08629	0.12247

временной шкалы, и регистрируемое время пролета t' можно связать с истинным значением соотношением

$$t' = t / (1 + t/\tau) \quad (8)$$

где $t/\tau \ll 1$. Тогда регистрируемая скорость v' отличается от истинной v на постоянное слагаемое $\Delta v = \ell/t$ (ℓ - длина пролетной базы). Тогда

$$\frac{d}{D + \Delta v} \equiv \frac{D'}{\sqrt{E_n + \rho}} \approx \frac{D'}{\sqrt{E_n}} \left(1 - \frac{\rho}{\sqrt{E_n}}\right) = \frac{D'}{\sqrt{E_n}} - \frac{D'\rho}{E_n} \quad (9)$$

то есть будет наблюдаться искажение энергетической зависимости сечения, эквивалентное появлению ложного "резонансного члена" - действительного полюса, близкого к нулю, с малым значением вычета в этом полюсе, так что в каждом случае необходимо решать, есть ли это следствие экспериментальной погрешности или эффект присутствия слабого "отрицательного" уровня, близкого к нулю.

4. Пример обработки экспериментальной кривой

В качестве примера выбрано полное сечение ^{55}Mn , измеренное в работе [8]. Выбор объясняется тем, что это единственный изотоп для которого в последнем издании атласа [9] приводятся параметры двух отрицательных уровней, полученные авторами работы [8]. Эти данные анализировались позже в работе [10], где также получены параметры двух отрицательных уровней, имеющие, однако, мало общего с результатами [8]: значения E_0 равны 4700 эв и 3300 эв [8]; 2830 эв и 78 эв [9]; значения приведенной нейтронной ширины Γ_n : 6,9 эв и 4,73 эв [8]; 5,05 эв и 0,016 эв [9]; это говорит о том, что анализ энергетической зависимости $\sigma_1(E_n)$ для ^{55}Mn в эпитепловой области и в районе первого резонанса наталкивается на определенные трудности при традиционных подходах (подбор параметров в формулах S' - или R -матричной теории) и может послужить хорошей проверкой качества Паде-приближения. В рассматриваемой области $9 \text{ мэв} \leq E_n \leq 450 \text{ эв}$ насчитывается 213 экспериментальных точек, приведенных на рис. 1.

Сначала из рассмотрения данных выше 10 эв были определены параметры резонанса в районе 330 эв. Получено описание формулой (3) с точностью 7,9% при следующих значениях параметров: $E_0 = 336,5$;

$\gamma = 11,61$; $A = 1268$; $B = 2010$ (если сечение измерять в барнах, а энергию - в электронвольтах). После вычитания вклада этого положительного уровня остальное сечение с точностью 2,0% было описано формулой

$$\sigma(E) - \sigma_{рез.} = 1,757 + 2,063/(\sqrt{E_n} - 0,01281) \quad (10)$$

Если зафиксировать полюс $\sigma(\sqrt{E})$ в нуле, аппроксимируя сечение линейной функцией от $1/\sqrt{E}$, то получается

$$\sigma(E) - \sigma_{рез.} = 1,719 + 2,199/\sqrt{E_n} \quad (11)$$

Точность описания при этом ухудшается до 2,7% за счет систематического отклонения точек, соответствующих последним 10-15 временным каналам, как это видно из рис. 2. Никаким вкладом отрицательного уровня или ошибок в определении параметров положительного это отклонение объяснить, разумеется, нельзя - оно сосредоточено в энергетической области шириной порядка 5-10 мэв, однако вполне может быть следствием указанного выше возможного нелинейного искажения временной шкалы.

Следующее из (10-11) значение сечения потенциального рассеяния (постоянное слагаемое) $\sigma_{coh} = 1,72 + 1,76$ барн согласуется с принятыми авторами [8] значением $1,7 \pm 0,1$ барн. В настоящее время принята величина $2,1 \pm 0,2$ барн [9].

Сумма выражения (10) и резонансного члена описывает полное сечение во всем рассматриваемом интервале с точностью 6%, соответствующая кривая нанесена на рис. 1. Таким образом, проведенный анализ позволяет вполне удовлетворительно описать данные без привлечения "отрицательных" уровней.

5. Заключение

В работе показано, что дробно-рациональная аппроксимация может быть с успехом использована для резонансного анализа в низкоэнергетической области, включающей тепловую точку, при соблюдении упомянутых выше предосторожностей, связанных с отделением вклада $1/v$. Соображения о возможных последствиях нелинейного искажения временной шкалы, приведенные в разделе 3, следует учитывать при оценке ядерных данных в эпитепловой области.

Л и т е р а т у р а

1. Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. Препринт ФЭИ-484, 1974.
2. Zinn-Justin J. Phys.Lett.1971, 1C,57.
3. Vasdevant I.L., Fortschritte der Physik, 1972, 35, 557.
4. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. И.Л.,1960.
5. Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. "Наука", М., 1971, с.98.
6. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. "Наука", Москва,1974, с.18.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. "Квантовая механика". ГИИМЛ,Москва, 1963, с.649.
8. Cote R.E., Bollinger L.M., Thomas G.E. Phys.Rev.,1964, 134B, 1047.
9. "Neutron cross sections", 1973, BNL-325, v.1, p.25-1.
10. Pearlstein S. Nucl.Sci. and Eng., 1968, 32,337.

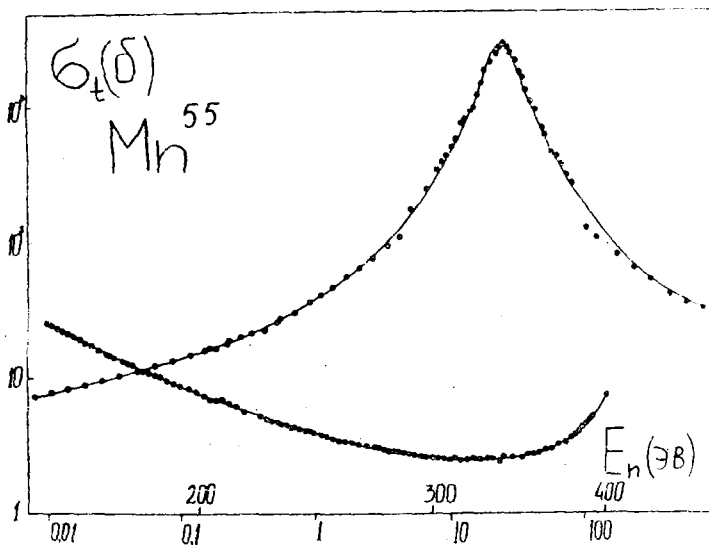


Рис. 1. Результаты обработки энергетической зависимости полного сечения ^{55}Mn в интервале энергий нейтронов $9,4 \text{ мэВ} \leq E_n \leq 450 \text{ эВ}$. Параметры кривой приведены в тексте.

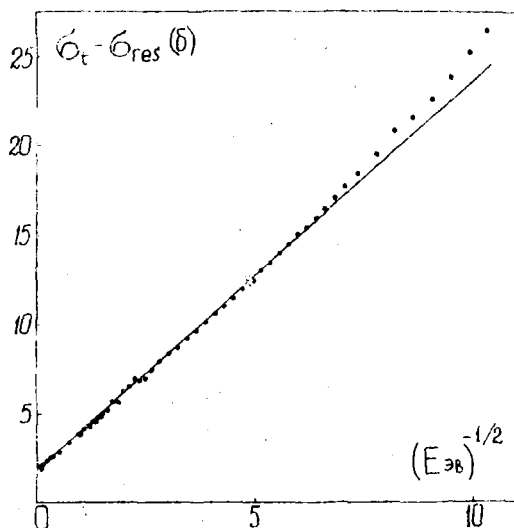


Рис. 2. Сечение за вычетом резонансного члена как функция $1/\sqrt{E_n}$. Сплошная прямая соответствует линейной зависимости. Систематическое отклонение при минимальных энергиях может быть связано с небольшой нелинейностью временной шкалы (см. в тексте), приводящей к постоянному сдвигу в регистрируемой скорости нейтрона.

БАЙЕСОВСКИЙ ПОДХОД К ОБРАБОТКЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

(Реализация алгоритма)

А.А.Ваньков, А.И.Воропаев, М.З.Тараско

Abstract - Аннотация

BAYESIAN APPROACH TO THE TREATMENT OF EXPERIMENTAL DATA. (Algorithmic realization). The statistical method using a priori information is discussed. The method has universal application: for treating experimental spectra or solving an unfolding problem in a general case, determining a set of discrete parameters or functionals not measured directly, approximation of the experimental points by analytical expressions etc. A solution is characterized by a covariance matrix. The numerical illustrations of the method are given.

БАЙЕСОВСКИЙ ПОДХОД К ОБРАБОТКЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ. Обсуждается статистический метод обработки, использующий априорную информацию. Метод применим при различных постановках задачи: для восстановления функций распределения из аппаратурных спектров или интегральных данных в общем случае, для определения дискретного набора параметров, для уточнения прямо неизмеряемых функционалов, для аппроксимации экспериментальных точек аналитическими выражениями и в ряде других задач обработки. Наряду с решением находится его ковариационная матрица. Метод иллюстрируется различными конкретными примерами.

В в е д е н и е

В настоящее время существует множество различных методов обработки экспериментальных данных в задачах, для которых решение в рамках классического метода наименьших квадратов сильно чувствительно к исходным данным и может противоречить физическому смыслу. Одним из способов "стабилизация" решения является наложение требования положительности [1] или гладкости (метод регуляризации) [2]. Эти методы не охватывают общий круг задач: искомый набор параметров физически может быть и знакопеременным, и не являться "гладкой" функцией вообще. Другое серьезное ограничение этих методов состоит в том, что они не дают одновременную оценку матрицы ошибок решения. В связи с этим была сделана попытка статистической интерпретации метода регуляризации [3], однако в рамках задач, допускающих лишь "гладкое" решение.

Вместе с тем, сама идея введения в минимизируемой функции "регуляризирующего" члена весьма обща, и при ближайшем рассмотрении оказывается, что известный в статистике подход под названием байесовского [4, 5] может классифицироваться как вариант "статистической регуляризации". В нем по существу предлагается отказаться от поиска критерия соответствующего параметра гладкости исходя из свойства непрерывности функции, и метрику в пространстве искомых параметров задавать с помощью их априорной матрицы ошибок. Таким образом, используется априорная информация (априорные значения и матрица ошибок параметров). Формализм основан на известном в статистике постулате Байеса, с чем и связывается название метода. Использование априорной информации в указанном выше смысле можно назвать также введением вероятностных ограничений на искомое решение. В отличие от случая, когда вводятся ограничения на решение в виде неравенств (например, требование положительности, ограничение по модулю) при введении вероятностных физически разумных ограничений сохраняются свойства оценок, присущие нормально распределенным случайным величинам, давая в то же время "стабильное" физически правдоподобное решение.

Байесовский подход в задачах обработки впервые использовался для корректировки (на основе интегрального эксперимента) групповых констант, используемых для расчета быстрых реакторов [4]. Этот же подход независимо развивался одним из авторов настоящей работы с целью его применения не только для реакторных, но и любых других физических задач статистической обработки [5-7]. В частности, этот метод был использован для определения ядерно-физических параметров из экспериментальных функций пропускания [8].

В ЦЭИ этот метод нашел широкое применение для корректировки констант, интерпретации интегральных экспериментов на критборках и реакторах, оценок достигнутых и требуемых точностей констант и параметров быстрых реакторов [9-19]. С этой целью использовался ряд специализированных программ, разработанных в Центре по ядерным данным и в вычислительном центре стенда БЭС. Однако потребности экспериментаторов в методах и программах обработки далеко не ограничивались чисто реакторными задачами. Поэтому идея единого метода статистической обработки, высказанная в [6,7], представлялась целесообразной. Настоящая работа посвящена реализации этого метода на машинах М-220 и МАИРИ для широкого класса задач. Полученные результаты свидетельствуют о том, что метод может быть рекомендован для практического использования.

Краткое описание метода и программы обработки

Вывод алгоритма обработки в рамках байесовского подхода обсуждается в цитируемой литературе. Краткое описание алгоритма состоит в следующем. Пусть вектор искомых параметров F связан с наблюдаемыми величинами A матричным соотношением

$$A = KF \quad (1)$$

Введем обозначения:

- \hat{A} - экспериментальная оценка вектора A ;
- \hat{F}_0 - априорная оценка вектора F ;

- \hat{F} - результирующая (апостериорная) оценка F ;
- $\mathcal{D}(\hat{A})$ - матрица ошибок вектора \hat{A} ;
- $\mathcal{D}(\hat{F}_0)$ - априорная матрица ошибок вектора \hat{F}_0 ;
- $\mathcal{D}(\hat{F})$ - апостериорная оценка матрицы ошибок вектора \hat{F} .

Используя постулат Байеса и принцип максимального правдоподобия, можно получить следующее решение:

$$\hat{F} = \hat{F}_0 + \mathcal{D}(\hat{F}_0) K^T [K \mathcal{D}(\hat{F}_0) K^T + \mathcal{D}(\hat{A})]^{-1} (\hat{A} - K \hat{F}_0) \quad (2)$$

$$\mathcal{D}(\hat{F}) = [\mathcal{D}(\hat{F}_0)^{-1} + K^T \mathcal{D}(\hat{A})^{-1} K]^{-1} \quad (3)$$

или эквивалентное (3):

$$\mathcal{D}(\hat{F}) = \mathcal{D}(\hat{F}_0) - \mathcal{D}(\hat{F}_0) K^T [K \mathcal{D}(\hat{F}_0) K^T + \mathcal{D}(\hat{A})]^{-1} K \mathcal{D}(\hat{F}_0) \quad (3a)$$

Очевидно, сформулированная таким образом постановка вопроса включает в себя решение (в статистическом смысле) так называемых некорректных задач. Сюда входит множество обратных задач, связанных с интерпретацией физического эксперимента (решение интегральных уравнений Фредгольма и Вольтерра I-ого рода) с целью восстановления функций из аппаратурных спектров, оценка параметров модели по результатам косвенных измерений, разложение кривых на компоненты и т.д.), а также задачи сплайн-анализа (аппроксимация экспериментальных точек с помощью аналитических выражений, например, суперпозиций набора функций).

При машинной реализации алгоритма следует иметь в виду, что вычисление матрицы ошибок решения $\mathcal{D}(\hat{F})$ связано с процедурой матричного обращения в соответствии с (3) или (3a). В типичных случаях матрицы $\mathcal{D}(\hat{F}_0)$ и $\mathcal{D}(\hat{A})$ диагональны (корреляции отсутствуют), и тогда процедура обращения тривиальна. В противном случае целесообразно использовать формулу (3) или (3a) в зависимости от того, ранг какой матрицы меньше. Если экспериментальные величины статистически независимы между собой (матрица $\mathcal{D}(\hat{A})$ диагональна), формула (3a) предпочтительна: рассматривая последовательно одиночные эксперименты один за одним, получаем рекуррентную формулу вычисления $\mathcal{D}(\hat{F})$ и \hat{F} в зависимости от номера эксперимента, в которой процедура обращения матрицы отсутствует вообще.

Программа "Байес-II" в соответствии с (2) и (3а) была написана для ЭВМ ИЛИИ при следующих ограничениях: размерность $N = 50$, $D(\hat{F}_0)$, $D(\hat{F}) - 50 \times 50$, $D(A) - 5 \times 5$, число "порций" из пяти коррелированных экспериментов неограничено. Несколько вариантов алгол-программ "Байес-II (1,2,3,4)" были составлены для ЭВМ И-220. 1-ня и 2-ой варианты: оператор K типа функции разрежения, число точек аппаратного спектра до 200, в зависимости от параметра q (длина "корреляционного интервала" восстанавливаемого спектра, определяемая длиной функции разрежения). В случае поддиагональной матрицы $D(\hat{F}_0)$ ее размер 50×50 , тогда обработка аппаратного спектра в числом точек (восстанавливаемых параметров) более 50 производится по частям. В других вариантах оператор K произвольного вида, число независимых параметров до 50. Во всех случаях результаты могут выываться с любым шагом по числу последовательно обработанных экспериментов. Время счета типичной задачи с числом измерений ~ 50 и числом экспериментов ~ 100 составляет ~ 5 мин. Ограничения длины массивов, связанные с ограниченной оперативной памятью, принципиально преодолеваются путем использования внешних запоминающих устройств (последний вариант находится в стадии разработки).

Примеры обработки

1. Численный тест с матрицей Гильберта.

Рассмотрим систему линейных уравнений (1)

$$A = KF$$

где

$$K = \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{2} & \frac{1}{3} & \dots & \dots \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{3} & \frac{1}{4} & \dots & \dots \\ \frac{1}{3} & \frac{1}{4} & \frac{1}{5} & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}; \quad A = \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{1}{2} \\ \frac{1}{3} \\ \vdots \\ \vdots \end{pmatrix}$$

Очевидно, для данного вида K (матрицы Гильберта) и данного A решение должно иметь вид $F^* = (1, 0, 0, \dots)$

Однако известно, что при большом ранге матрицы оно не может быть получено путем обращения обычными методами $F = K^{-1}A$ из-за влияния машинного округления на точность вычисления обратной матрицы Гильберта (свойство "плохой обусловленности"). Решение в рамках байесовского алгоритма для ранга 20 показано на рис. I. Априорное значение F было задано в виде $F_0 = A$ с неопределенностью 100%. Дисперсии A задавались в вариантах: $\sigma^2(A) = 0$; $\sigma^2(A) = 10^{-6} A$; $\sigma^2(A) = 10^{-4} A$. Видно, что с ростом дисперсии A ошибка восстановления растет. При $\sigma^2(A) = 0$ она составляет ~1%.
 2. Численный тест - разложение кривой на сумму экспонент.

Моделировалась кривая распада запаздывающих нейтронов

$$N(t) = \left(\sum_i a_i e^{-\lambda_i t} \right) / \left(\sum_i a_i \right) \quad (4)$$

$$\lambda_i = \frac{\rho_i \beta}{\tau_i \beta} \quad (5)$$

Исходные данные и результаты тестов приведены в таблице I.

Таблица I.

Варианты решения	Параметры и ошибки	1	2	3	4	5	6	7
Точное	$\tau_{1/2}$ (сек)	55	23	5,6	2,1	0,6	0,26	
	a_i	1	8,68	6,15	9,48	2,47	1,28	0,20
Априорное	a_i^0	2	6	6	6	2	2	0,5
	$\sigma(a_i^0)$	2	4	4	4	1,5	1,5	0,5
Точность $N(t)$ 10 ⁻⁴ %	a_i	1,00	8,69	6,15	9,50	2,42	1,34	0,20
	$\sigma(a_i)$	5 · 10 ⁻³	0,01	0,04	0,12	0,30	0,33	5 · 10 ⁻⁴
Точность $N(t)$ 0,2%	a_i	0,95	8,76	5,99	9,77	2,02	1,61	0,20
	$\sigma(a_i)$	5 · 10 ⁻³	0,01	0,04	0,12	0,30	0,33	5 · 10 ⁻⁴

Тест состоял в следующем. По формуле (4) были вычислены значения $\mathcal{N}(t_j)$ для $j=1,2 \dots 120$ с $\Delta t_j=0,2$ сек в первых 10 точках, $\Delta t_j=1$ сек в следующих 90 точках и $\Delta t_j=2$ сек в последних 10 точках. В качестве априорной информации было задано довольно произвольное начальное приближение с большой неопределенностью $\mathcal{G}(a_i^0)$. Неопределенность $\mathcal{N}(t_j)$, имитирующая ошибки эксперимента, была взята в соответствии с формулой $\mathcal{G}(\mathcal{N}(t_j))=10^{-2} \sqrt{\mathcal{N}(t_j)}$. Видно, что наибольшая неопределенность восстановления имеет место для амплитуд a_5 и a_6 , соответствующих коротким периодам.

3. Численный тест - поправка на функцию разрешения

"Аппаратурный спектр" $\mathcal{A}(x)$ вычисляется по формуле, соответствующей конечно-разностному аналогу интеграла:

$$\mathcal{A}(x) = \int R(x-x') F(x') dx' \quad (6)$$

где $R(x-x')$ - функция разрешения, типичная для экспериментов по времени пролета.

Статистические ошибки моделировались добавлением к $\mathcal{A}(x_j)$ нормально распределенных случайных чисел, отвечающих определенному уровню относительной погрешности спектра. Полученный таким образом спектр $\mathcal{A}(x_j)$ (по программе "Раскачка") с "ошибкой" 0,2% в каждой точке показан на рис.2. Там же изображены функции $F(x)$ и $R(x)$ и результат восстановления спектра. В качестве априорной информации брался сам аппаратурный спектр с погрешностью $\pm \sqrt{\mathcal{A}(x_j)}$

4. Численный тест - обработка аппаратурного спектра пропорционального водородного счетчика

В идеальных условиях функции отклика $K(x, x')$ детектора, регистрирующего нейтроны по протонам отдачи, должна иметь форму "столиков", что оправдало бы метод дифференцирования амплитудных спектров с целью восстановления спектров нейтронов. Стеночный и другие эффекты приводят к более сложной форме $K(x, x')$. На рис.3 изображена упрощенная модель функций отклика водородного счетчика, использованная в численном тесте. На рис.4-исходные данные и результат восстановления при имитации ошибки аппаратурного спектра $\pm 0,2\%$. Увеличение этой ошибки приводит к нестабильности решения, при ошибке

12% спектр практически не восстанавливается. На рисунке показан также результат, полученный дифференцированием. Это сильное отличие от точного свидетельствует о существенной роли учета реальных функций отклика.

5. Пример обработки экспериментальной кривой выхода фотоделений

В этой задаче [20] анализируется выход фотоделений из мишени, облучаемой γ -квантами с различной верхней границей энергии E_{γ} с целью определения хода пороговой реакции фотоделения. Расчетные спектры γ -квантов (ядро уравнения (I)) показаны на рис.5. На рис.6 - аппаратная кривая выхода и альтернативные решения задачи. Следует отметить, что использованная аппаратная кривая была "сглажена" экспериментаторами, что на деле привело к искажению исходной информации вследствие введения неизвестной корреляции между точками. В I-ом варианте решение было получено в предположении, что первые 10 точек кривой выхода измерены с независимыми погрешностями $5 \pm 10\%$, остальные точки - с погрешностью 3%. Во втором варианте эти погрешности были увеличены в 3 раза, что более соответствовало реальным условиям эксперимента. Для сравнения показано решение, полученное по методу работы [3].

Рассмотрение ковариационной матрицы решения (первые 2 варианта) показало, что широкий минимум в районе $E_{\gamma} \approx 22$ Мэв является вполне значимым эффектом в сечении фотоделения, тогда как эффекты в области $E_{\gamma} \approx 10$ Мэв сравнимы с ошибкой восстановления. В более корректном анализе необходимо проверить роль возможных корреляций экспериментальных точек и погрешности функция $K(E_{\gamma}, E'_{\gamma})$.

6. Пример обработки экспериментальных данных по нейтронным сечениям

Данный пример, как и предыдущий, не претендует на получение окончательных физических результатов, но лишь иллюстрирует возможности статистического метода. В работе [21] формулировка задачи предполагает анализ измеренных угловых распределений рассеянных нейтронов, а также полных нейтронных сече-

ний в зависимости от массового числа и энергии падающих нейтронов с целью получения наилучшего набора параметров оптической модели. В данном примере в анализ было включено более 200 экспериментальных точек: 24 серии из 10±20 точек, коррелированных за счет нормировки в каждой серии. Число оптимизируемых физических параметров равнялось 20. На рис. 7 показано относительное изменение доверительных границ четырех из этих параметров (глубины потенциальной ямы U , радиуса R , параметра поляризуемости нейтрона α и показателя степени n в добавочном потенциале взаимодействия r^{-n}) в зависимости от номера последовательно учитываемых серий экспериментов. Начальные доверительные границы относятся к некоторым априорным значениям параметров. Первые 8 серий экспериментов и последующие серии относятся к различным категориям ядер с точки зрения представлений об их сферичности. Этим можно объяснить резкий излом на графиках для U и R , свидетельствующий о противоречивости полной совокупности данных. Ковариационная матрица решения показывает сильную отрицательную корреляцию U , R , что в некотором смысле указывает на сохранение параметра "площади" $U \times R$. Корреляция α и n , напротив положительна и также велика (характеризуется коэффициентом корреляции 0,95).

Заключение

Изложенный статистический метод в рамках байесовского подхода позволяет решать широкий круг задач обработки физического эксперимента, таких как введение поправок на функцию решения, восстановление дифференциальных функций из набора интегральных данных, оценка параметров модели, аппроксимация зависимостей и другие задачи оценки. Устойчивость решения в случае плохо обусловленных систем в этом методе достигается за счет введения статистических ограничений на решение (учет априорной информации в виде начальной оценки и матрицы ошибок искомого вектора). Выводится матрица ошибок решения. В отличие от известного метода регуляризации [2, 3], не требуется никаких предположений относительно "гладкости" решения. Алгоритм не содержит итерационной процедуры, благодаря чему времена счета невелики и возможно получение множества решений в зависимости от последовательно учитываемых экспериментов.

Л и т е р а т у р а

1. Тараско М.В. Об одном методе решения стохастической системы линейных уравнений. Препринт ФЭИ-156, Обнинск, 1969.
2. Тиханов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач, Москва, изд-во "Наука", 1974.
3. Турчин В.Ф., Козлов В.П., Малкевич Н.С. Использование методов математической статистики для решения некорректных задач. УФН, 1970, т.102, в.3, с.345.
4. Dragt J.B. **Statistical Considerations on Techniques for Adjustment of Differential cross-sections Measured Integral Parameters.**
Труды трехстороннего совестко-бельгийско-голландского симпозиума по некоторым проблемам физики быстрых реакторов. Доклад Р-28, ГК ИАЭ, М., 1970, т.2.
5. Ваньков А.А. Анализ интегральных данных с целью предсказания реакторных характеристик. Препринт ФЭИ-361, Обнинск, 1972.
6. Ваньков А.А. Восстановление энергетических спектров излучения из результатов спектрометрических измерений. Препринт ФЭИ-485, 486. Обнинск, 1974.
7. Ваньков А.А. Байесовский подход в интерпретации результатов физических экспериментов. "Ядерные константы". М., Атомиздат, 1974, в.16, с.11.
8. Ваньков А.А., Григорьев Ю.В., Бемер Б., Дитце К. Анализ экспериментальных данных по пропусканию для $U-238$ с целью определения средних резонансных параметров. "Ядерные константы", М., Атомиздат, 1973, в.12, ч.1, с.63.
9. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Математическая теория эксперимента и обобщенная теория возмущений - эффективный подход к исследованию физики реакторов. "Ядерные константы", М., Атомиздат, 1972, в.10, с.3.
10. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. О совокупном использовании интегральных и дифференциальных измерений в проблеме ядерных данных для реакторов. Материалы Всесоюзного совещания по нейтронной физике. Киев, изд-во "Наукова думка", 1972, ч. 2, с. 139.

11. Усачев Л.Н., Манохин В.Н., Бобков Ю.Г. Точность ядерных данных и ее влияние на разработку быстрых реакторов. Подход к выработке требований на точность ядерных данных. Proc. of a Conf. "Nuclear Data in Science and Technology", Vienna, IAEA, 1973, v.1, p.129.
12. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Комплекс программ по проблеме ядерных данных. Ядерные константы, вып.16, с.3. М., Атомиздат, 1974.
13. Бобков Ю.Г., Дулин В.А., Казанский Ю.А., Усачев Л.Н. Подгонка групповых констант по оцененным интегральным экспериментам и последним версиям оцененных микроскопических ядерных данных.
Доклад на Всесоюзном совещании по нейтронной физике. Киев, июнь, 1975 г.
14. Ваньков А.А., Воропаев А.И. Оценка константной погрешности реакторных функционалов. Препринт ФЭИ-443. Обнинск, 1973.
15. Ваньков А.А., Воропаев А.И. Уточнение групповых констант и расчетных функционалов в результате ряда экспериментов на критических сборках БЭС. Препринт ФЭИ-444. Обнинск, 1973.
16. Ваньков А.А., Воропаев А.И., Орлов В.В. О корреляции параметров критичности и воспроизводства. Препринт ФЭИ-518. Обнинск, 1974.
17. Ваньков А.А., Воропаев А.И., Ракитин И.Д. Оценка погрешности предсказания доплеровского и натриевого коэффициентов реактивности. Ядерные константы, вып.16, с.20. М., Атомиздат, 1974.
18. Ваньков А.А., Воропаев А.И., Орлов В.В., Точеный Л.В. Уточнение расчета выгорания и накопления горючего по результатам физических измерений на реакторе БН-350. Препринт ФЭИ-572. Обнинск, 1975.
19. Воропаев А.И., Ваньков А.А., Колосков Б.В., Троянов М.Ф. Тенденции в оценках параметров критичности и воспроизводства перспективного бридера. Ядерные константы, вып.19, с.140. М., Атомиздат, 1975.

20. Ишханов Б.С., Шевченко В.Г. Ежеквартальный журнал ОИЯИ
"Физика элементарных частиц и атомного ядра". Т.3, вып.4,
с.223, М., Атомиздат, 1962.
21. Аникин Г.В., Котухов И.И., Прохорова Л.И. Описание упру-
гого рассеяния быстрых нейтронов в рамках оптической
модели. Ядерные константы, вып.17. М., Атомиздат, 1974.

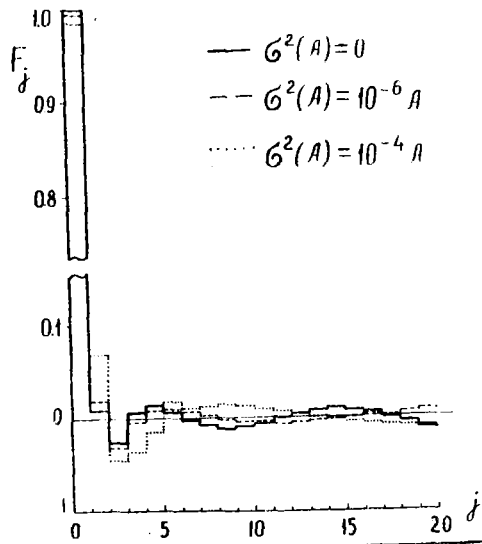


Рис. 1. Тесты с матрицей Гильберта.

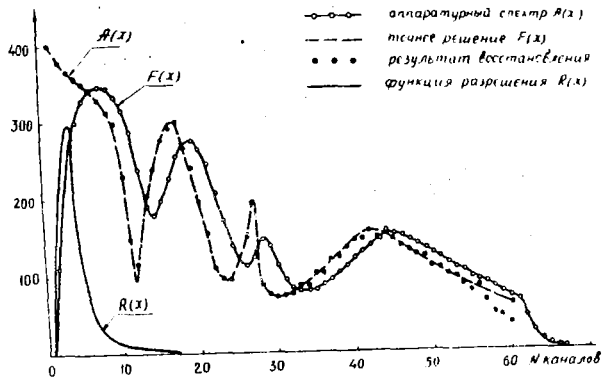


Рис.2. Восстановление спектра по заданной функции разрешения.

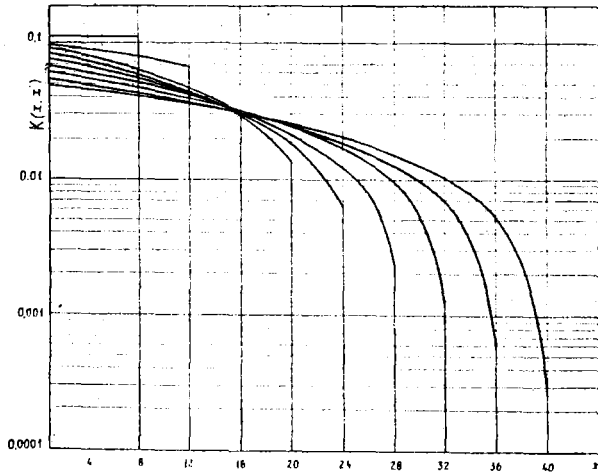


Рис.3. Функции отклика пропорционального водородного счетчика.

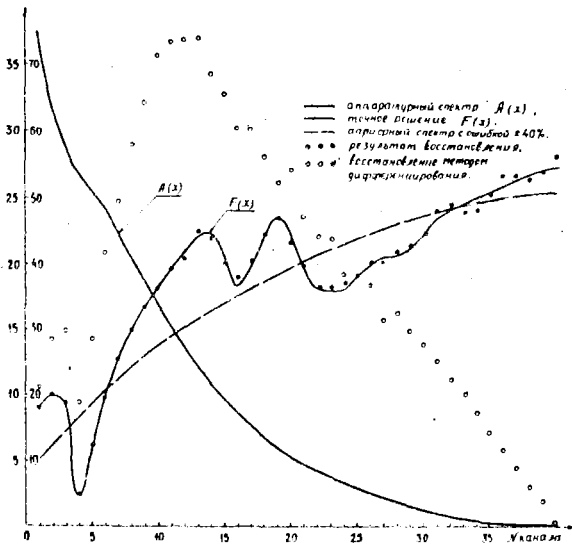


Рис.4. Восстановление спектра в методе водородного счетчика.

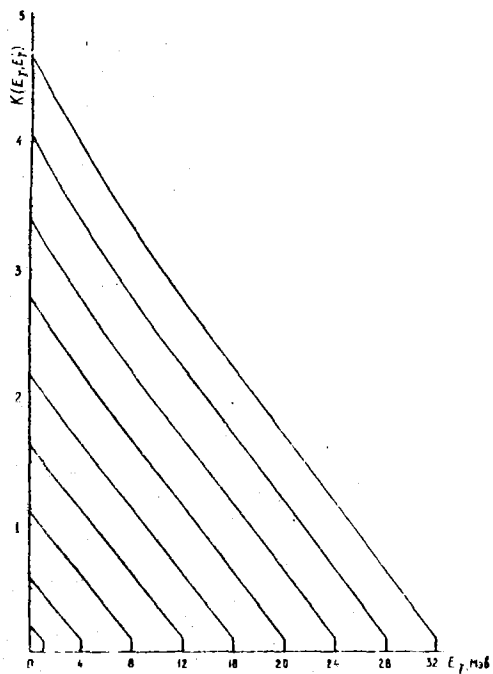


Рис. 5. Спектры γ -квантов при различных максимальных энергиях.

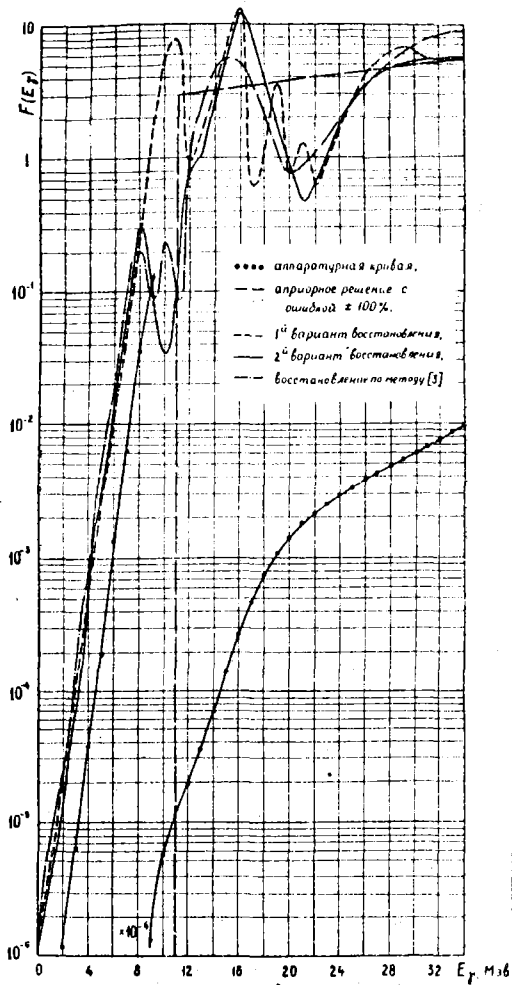


Рис. 6. Восстановление энергетического
хода сечения фотоделения.

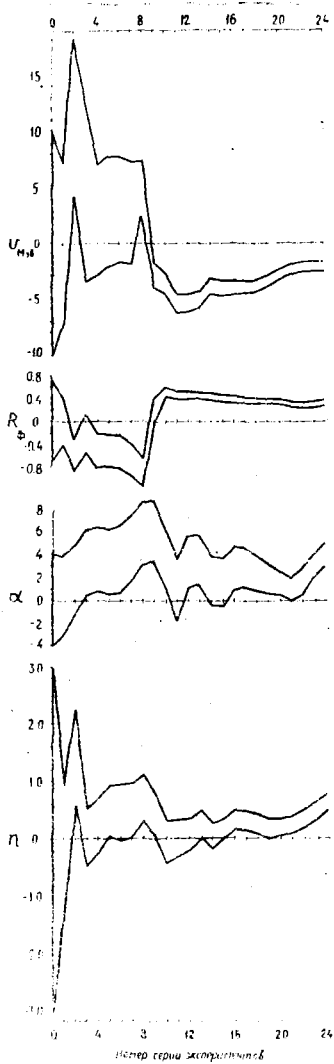


Рис. 7. Оптимизация ядерных параметров в анализе нейтронных сечений.

**АНАЛИЗ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ, НЕУПРУГО РАССЕЯННЫХ
НА ЯДРАХ, С НАЧАЛЬНЫМИ ЭНЕРГИЯМИ 7,9,14 МЭВ**

В.И.Пляскин, В.И.Трыкова

Abstract - Аннотация

ANALYSIS SPECTRA OF INELASTICALLY SCATTERED NEUTRONS. The results of the analysis of integral spectra of inelastically scattered neutrons with initial energies 7,9,14 MeV produced for 8,6 and 18 nuclei respectively are given. The model parameters are obtained which described experimental data in best way.

АНАЛИЗ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ, НЕУПРУГО РАССЕЯННЫХ НА ЯДРАХ, С НАЧАЛЬНЫМИ ЭНЕРГИЯМИ 7,9, 14 МЭВ. В работе приводятся результаты анализа интегральных спектров нейтронов, неупруго рассеянных на 8 ядрах с начальной энергией 7 Мэв, на 6 ядрах с начальной энергией 9 Мэв, на 18 ядрах с начальной энергией 14,4 Мэв, проведенного с целью получения параметров моделей, наилучшим образом описывающих эти экспериментальные данные.

Отсутствие легко доступных источников моноэнергетических нейтронов в диапазоне энергий 10-14 Мэв затрудняет появление в ближайшее время надежных экспериментальных данных по неупругому рассеянию нейтронов в указанном интервале энергий. Поэтому наиболее приемлемым способом получения сведений о неупругом рассеянии нейтронов в этой области энергий является экспериментальное изучение угловых и энергетических распределений при крайних точках доступных энергий моноэнергетических нейтронов и интерполяция полученных результатов с помощью теоретических расчетов при использовании модельных представлений, дающих наилучшее описание экспериментальных данных, полученных при этих энергиях.

В данной работе приводятся результаты анализа интегральных спектров нейтронов, неупруго рассеянных на 8 ядрах с начальной энергией 7 Мэв [1], на 6 ядрах с начальной энергией 9 Мэв [2], на 18 ядрах с начальной энергией 14,4 Мэв [3,4], проведенного с целью получения параметров моделей наилучшим образом описывающих эти экспериментальные данные.

Все экспериментальные спектры ($d\sigma/d\varepsilon$) рассматривались состоящими из суперпозиции вкладов от предравновесного и испарительного процессов и представлялись в виде:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)^{равн} + \left(\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\right)^{исп} = A_1 \varepsilon \sigma_c(\varepsilon) e^{-\varepsilon/T} + A_2 \varepsilon \sigma_c(\varepsilon) \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} \left(\frac{U}{E_0}\right)^{n-2} \rho^{(n-1)(n+1)} \quad (I)$$

где ε - энергия вылетающих нейтронов; $\sigma_c(\varepsilon)$ - сечение обратной реакции; U - энергия возбуждения остаточного ядра; E_0 - энергия возбуждения составного ядра; ρ - число частиц в состоянии с n экситонами; n_0 - начальное число экситонов, n_0 принималось равным трем; \bar{n} - число экситонов в равновесном состоянии.

Коэффициенты A_1 , A_2 и ядерная температура T изменялись, чтобы получить наилучшее описание экспериментальных данных, используя критерий χ^2 . Интервал спектров, по которому производился поиск A_1 , A_2 и T был от 0,4 Мэв до 6 Мэв при неупругом рассеянии 7 Мэвных нейтронов, от 0,5 Мэв до 7 Мэв при неупругом рассеянии 9 Мэвных нейтронов и от порога реакции (n , $2n$) до 13 Мэв при неупругом рассеянии 14,4 Мэвных нейтронов.

Основные результаты проведенного анализа следующие:

а) параметры плотности уровней, соответствующие полученным значениям ядерных температур для всех исследованных ядер хорошо согласуются с величинами, извлекаемыми из данных по плотности резонансов [5];

б) если использовать для описания предравновесной части спектра выражение из работы [6]:

$$\left(\frac{\alpha\sigma}{\alpha\varepsilon}\right)^{reg} = \frac{\beta(2S+1)m\varepsilon\sigma_c(E)\sigma_{abs}}{2\pi^3\hbar^2/\bar{M}^2g^4E_0^3} \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} \left(\frac{U}{E_0}\right)^{n-2} \rho(n+1)(n-1), \quad (2)$$

то коэффициент A_2 в соотношении (1) равен

$$A_2 = \beta(2S+1)\sigma_{abs} \frac{\pi}{2\pi^3\hbar^2} \frac{1}{\bar{M}^2g^4E_0^3} \quad (3)$$

где S, m — спин и масса испущенной частицы, соответственно; σ_{abs} — сечение поглощения падающих частиц; g — средняя плотность одночастичных состояний в модели ферми-газа для составного и остаточного ядер; $1/\bar{M}^2$ — средняя величина квадрата матричного элемента в процессе внутриядерного каскада $n \rightarrow n+2$; β — коэффициент учитывающий сохранение заряда.

Используя значение A_2 , полученное при анализе экспериментальных данных, можно с помощью уравнения (2) определить величину $\alpha = \frac{1/\bar{M}^2g^4}{A}$ которая, как показано в работе [6], не зависит от массового числа A .

На рис. 1 представлены значения α , извлеченные в результате анализа спектров нейтронов, неупруго рассеянных на ядрах с начальными энергиями 7 и 9 Мэв, на рис. 2 — с начальной энергией 14,4 Мэв.

Для всех элементов α в пределах ошибок ($\sim \pm 20\%$) совпадает с величиной $\alpha = 3,3 \cdot 10^{-4} \text{ Мэв}^{-2}$, полученной из анализа сечений реакции (n, p) при взаимодействии с 75 ядрами 14 Мэвных нейтронов [6], при условии, что как и в вышеупомянутой работе $\beta = 2/3$. Из чисто статистических соображений для неупругого рассеяния β должно быть равным $4/3$. Возможным объяснением такого расхождения является тот факт, что в эффективное сечение рассеяние нуклонов основной вклад вносит взаимодействие нейтронов с протонами и это компенсирует влияние статистических факторов.

Обращает на себя внимание и то, что α (а в конечном счете $1/\bar{M}^2$)

не зависит от энергии. По-видимому, зависимость $|\bar{M}|^2 \sim E_0^{-1}$, предложенная в работе [7], не совсем верна при низких энергиях возбуждения.

Полученным значениям α соответствует средний квадрат матричного элемента $|\bar{M}|^2 = (7,6 \pm 1,5)A^{-3} \text{ Мэв}^2$ при $\beta = 2/3$ и $|\bar{M}|^2 = (15,2 \pm 3)A^{-3} \text{ Мэв}^2$ при $\beta = 4/3$. При вычислении $|\bar{M}|^2$ использовалась плотность одночастичных состояний вблизи уровня Ферми $g = \frac{6}{\pi^2} \frac{A}{\hbar v}$. Значение $|\bar{M}|^2 = (15,2 \pm 3)A^{-3}$ несколько отличается от величины $|\bar{M}|^2 = (10 \pm 1)A^{-3}$, которую нашли в работе [8] из анализа спектров нейтронов, неупруго рассеянных на ^{31}I ядре с начальной энергией 14,6 Мэв.

Возможной причиной такого расхождения может явиться различие в описании равновесной части спектра по формуле Вайскопфа с плотностями уровней $\rho(\nu) \sim \nu^{-2} e^{4a\nu}$ и $\rho(\nu) \sim e^{-b/\nu}$.

На рис. 3 и 4 в качестве примера приведены спектры нейтронов, неупруго рассеянных на ядрах мода и сурьмы с начальной энергией 14,4 мэв [9] (они не были взяты в проведенный выше анализ) и спектры нейтронов для соответствующих элементов, рассчитанные по формуле (1). Предравновесная часть спектра получена с A_2 , вычисленными с помощью уравнения (3) с $|\bar{M}|^2 = 7,6 A^{-3} \text{ Мэв}^2$ и $\beta = 2/3$. Равновесная часть спектра рассчитывалась с T , соответствующими плотностям уровней "а" из работы [5]. Сечения σ_{abs} , σ_e брались из расчетов по оптической модели, представленных в работе [11].

Совпадение расчетов с экспериментом хорошее. Такое же совпадение получено при описании спектра нейтронов эмиссии, испускаемого при взаимодействии 14,4 Мэвных нейтронов с ядрами урана-238 [10].

Эти примеры и удовлетворительное совпадение аналогичных расчетов, выполненных нами, с экспериментом для ряда ядер при бомбардировке их нейтронами с начальными энергиями 7 и 9 Мэв, дает возможность надеяться на удовлетворительное описание интегральных спектров неупруго рассеянных нейтронов в интервале бомбардирующих энергий 10 + 14 Мэв.

Л и т е р а т у р а

- I. Owens R.O., Towle J.H. Nucl.Phys. 1968, A112,337.
2. Биряков Н.С., Куравлев Б.В., Корнилов Н.В. и др. Препринт ФЭИ-457, Обнинск, 1973.
3. Сальников О.А., Ловчикова Г.Н., Котельникова Г.В. и др. "Ядерные константы", 1971, в.7, с.134.
4. Сальников О.А., Ануфриенко В.В., Девкин Б.В. и др. "Ядерные константы", 1974, в.15, с.139.
5. Facchini U., E.Saetta-Menichella, Energia Nucl.1968,15,54.
6. G.M.Braga-Marcassan, L.Milazzo-Colli et al. Phys.Rev., 1972,06,1398.
7. C.Kalbach-Cline. Nucl.Phys.1973, A210,590.
8. Maister A., Seeliger D., Seidel K. ЗРК-283,1974.4.
9. Сальников О.А., Ловчикова Г.Н. и др. "Ядерные константы", в.21, 1976,
10. Корнилов Н.В., Пляскин В.И., Сальников О.А., Трыкова В.И. "Ядерные константы", 1976, в.21,120.
11. Аверьянов И.К., Пурцеладзе З.З. "Ядерная физика", 1967, т.6, с.2.

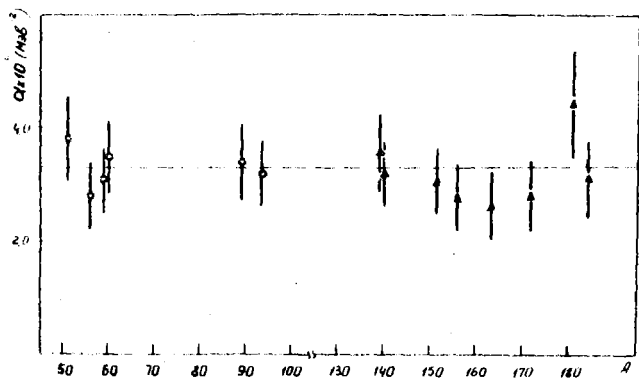


Рис. 1. Зависимость величины $\alpha = \frac{|M|^2 g^4}{A}$ от массового числа. \circ - из анализа спектров неупругого рассеяния нейтронов с начальной энергией 9 МэВ; \blacktriangle - из анализа спектров неупругого рассеяния нейтронов с начальной энергией 7 МэВ. $\beta = \frac{2}{3}$

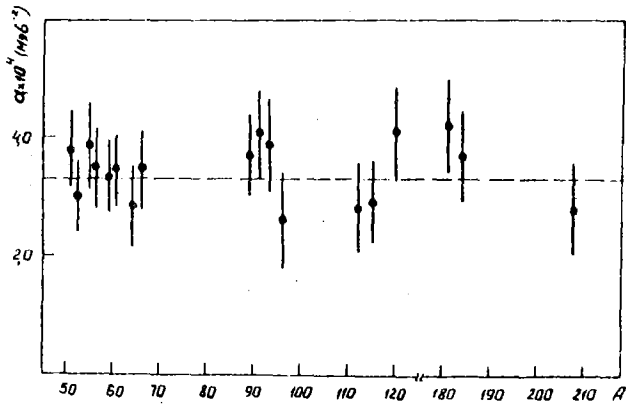


Рис.2. Зависимость величины $\alpha = \frac{1\bar{M}^2 g^4}{A}$ от массового числа, полученная из анализа спектров неупругого рассеяния нейтронов с начальной энергией 14,4 МэВ. $\beta = 2/3$

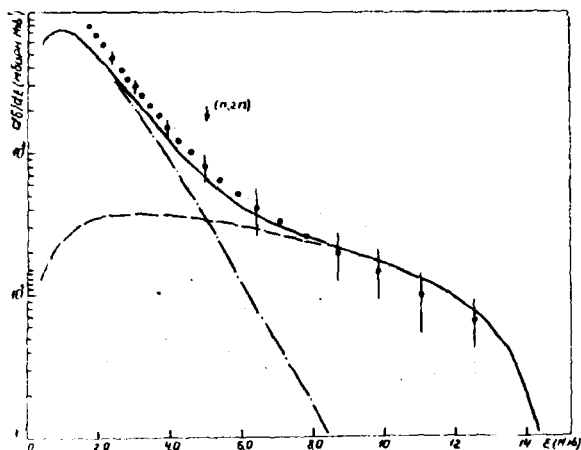


Рис.3. Интегральный спектр нейтронов, испускаемых при бомбардировке ядер иода, нейтронами с начальной энергией 14,4 МэВ: ● - эксперимент / 9 / ;
 — - полный спектр первых нейтронов (расчёт);
 --- предравновесная часть спектра;
 -.-.- равновесная часть спектра.
 Стрелка указывает энергию, ниже которой возможен вклад в спектр нейтронов из реакции $(n, 2n)$.

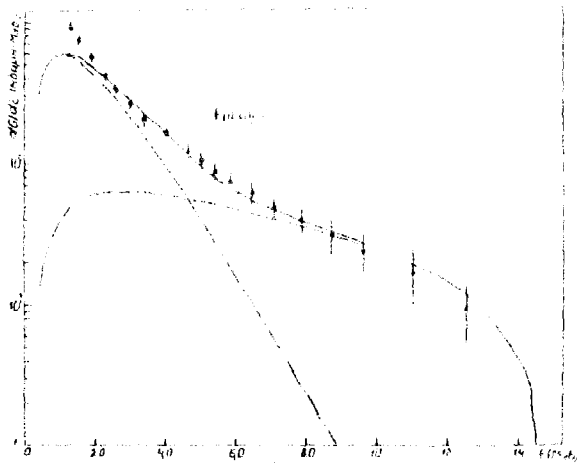


Рис. 4. Интегральный спектр нейтронов, искусственно при
обомбардировке ядер сурьмы нейтронами с начальной энергией
14,4 МэВ. Все обозначения такие же, как на рис. 3.

О СПЕКТРЕ НЕЙТРОНОВ ЭМИССИИ ИЗ УРАНА-238

Н.В.Корнилов, В.И.Шляскин, О.А.Сальников, В.И.Трыкова

Abstract - Аннотация

THE NEUTRON SPECTRUM FROM U-238. The neutron spectra obtained from U-238 at the 14 MeV neutron incident energy are analysed in the frames of the Fermi-gas model, as usually. The nuclear level density parameter ($a \approx 20 \text{ MeV}^{-1}$) obtained at this analysis is not confirmed by the resonance data parameter ($a \approx 33 \text{ MeV}^{-1}$). The authors of this work suppose the reason of this discrepancy is the neglect of the preequilibrium process contribution to the analysed part of the emission neutron spectrum.

О СПЕКТРЕ НЕЙТРОНОВ ЭМИССИИ ИЗ УРАНА-238. Измеренные спектры вторичных нейтронов, испускаемые при бомбардировке ядер урана-238 нейтронами с начальными энергиями от 4 до 14 Мэв, обычно анализируются в рамках модели ферми-газа. Извлекаемый при таком анализе параметр плотности уровней ($a \approx 20 \text{ Мэв}^{-1}$) оказывается существенно ниже значения ($a \approx 33 \text{ Мэв}^{-1}$), полученного из данных по плотности нейтронных резонансов. В работе на примере рассчитанного спектра, образовавшегося при неупругом взаимодействии 14,4 Мэв нейтронов с ураном-238, показано, что причиной отмеченных расхождений является пренебрежение вкладом в анализируемую часть спектра нейтронов, испущенных в процессе предравновесного распада ядра.

1. Знание спектров вторичных нейтронов, получающихся при бомбардировке ядер ^{238}U нейтронами с начальными энергиями от 4 до 14 Мэв, необходимо при разработке реакторов на быстрых нейтронах и термоядерных реакторов. Поэтому в настоящее время значительные усилия направлены на получение более надежных сведений об этих спектрах [1+5].

Имеющиеся экспериментальные данные обычно анализируются в рамках модели ферми-газа. Извлекаемый при таком анализе параметр плотности уровней ($\alpha \approx 20 \text{ Мэв}^{-1}$) оказывается существенно ниже значения ($\alpha \approx 33 \text{ Мэв}^{-1}$); полученного из данных по плотности нейтронных резонансов [6]. Цель данной работы показать, что возможной причиной отмеченных расхождений является пренебрежение вкладам в спектры нейтронов, испущенных в процессе предравновесного распада ядра.

2. Согласно экситонной модели, предложенной Гриффином [7] и в дальнейшем развитой в работах [8,9], спектр частиц $(d\sigma/d\epsilon)^{n,eq}$ испущенных ядром в процессе достижения равновесия, описывается выражением:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\epsilon}\right)^{n,eq} = \frac{\beta(2s+1)m\epsilon\bar{\sigma}_c(\epsilon)\sigma_{abs.}}{2\pi^3\bar{n}^2/\bar{M}^2g^4\epsilon_0^3} \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} \left(\frac{U}{E_0}\right)^{n-2} \rho(n-1)(n+1) \quad (I)$$

где s , m , ϵ - спин, масса и энергия испущенной частицы, соответственно; $\bar{\sigma}_c(\epsilon)$ - сечение обратной реакции; $\sigma_{abs.}$ - сечение поглощения падающих частиц; U - энергия возбуждения остаточного ядра; E_0 - энергия возбуждения составного ядра; g - средняя плотность одночастичных состояний в модели ферми-газа для составного и остаточного ядер; ρ - число частиц в n -экситонном состоянии; n_0 - начальное число экситонов, которое во всех дальнейших расчетах принималось равным 3; \bar{n} - число экситонов в равновесном состоянии, $\bar{n} = (2gE_0)^{1/2}$; $1/\bar{M}^2$ - средняя величина квадрата матричного элемента в процессе внутриядерного каскада $n \rightarrow n+2$; β - коэффициент, учитывающий сохранение заряда.

Если знать величину $1/\bar{M}^2$, то можно рассчитать абсолютные значения $(d\sigma/d\epsilon)^{n,eq}$. В работе [10] было показано, что соотношение $\alpha = 1/M^2 g^4/A$ не зависит от массового числа A и равно $3,3 \cdot 10^{-4} \text{ Мэв}^{-2}$. Численное значение β было получено из анализа сечений реакции (n,p) при взаимодействии нейтронов с начальной энергией 14,5 Мэв с 75 ядрами.

Проведенный нами анализ неупругого рассеяния нейтронов с начальной энергией 14,4 Мэв на ядрах [11,12] и с начальной энергией 9,1 Мэв на 6 ядрах [13] показал, что наиболее полное описание спектров $(d\sigma/d\epsilon)$ неупруго рассеянных нейтронов можно получить, рассматривая их как суперпозицию вкладов от исчерпительного $(d\sigma/d\epsilon)^{n,eq}$ и предравновесного $(d\sigma/d\epsilon)^{n,p}$ процессов:

$$\left(\frac{\alpha\sigma}{\alpha\epsilon}\right) \cdot \left(\frac{\alpha\sigma}{\alpha\epsilon}\right)^{n_{адн}} + \left(\frac{\alpha\sigma}{\alpha\epsilon}\right)^{n_{адн}} = A_1 \delta\sigma_0(\epsilon) e^{-\epsilon/T} + A_2 \delta\sigma_1(\epsilon) \sum_{n=0}^A \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0}\right)^{n+1} \rho(n-1)(n+1) \quad (2)$$

Коэффициенты A_1 , A_2 и ядерная температура T находились из условия наилучшего описания экспериментальных данных, используя критерий χ^2 . Сечение обратного процесса в уравнении (2) предполагалось постоянным. Параметры плотности уровней, соответствующие полученным значениям ядерных температур для всех исследованных ядер, хорошо согласуются с величинами, выводимыми из данных по плотности нейтронных резонансов [6].

Коэффициенты A_2 в пределах ошибки ($\sim 20\%$) совпадают со значениями $A_2 = \beta(2S+1) \frac{\sqrt{\pi}}{2k} \frac{1}{2\pi^2} \frac{1}{m_p^3 v^2} \cdot \frac{1}{m_p^3 v^2}$, вычисленные с $\alpha = \alpha/m|g|A$ $3,3 \cdot 10^{-4} \text{ Мэв}^{-2}$ при условии, что как и в [10] $A = 2/3$. Из чисто статистических соображений для неупругого рассеяния A должно быть равно $4/3$. Возможным объяснением такого расхождения является тот факт, что в эффективное сечение рассеяния кулонов основной вклад вносит взаимодействие нейтронов с протонами и это концентрирует влияние статистических факторов.

Из проведенного анализа мы делаем следующие предположения:

а) так как спектры предравновесной эмиссии при неупругом рассеянии нейтронов с начальными энергиями 14,4 и 9,1 Мэв, выведенные из экспериментальных данных для большого числа элементов, совпадают в пределах ошибок с рассчитанными по формуле (1) с $k = const = 3,3 \cdot 10^{-4} \text{ Мэв}^{-2}$, то выражение (1) можно использовать для вычисления абсолютных значений $(dS/d\epsilon)^{теп}$ в интервале энергий плавящих нейтронов от 6 до 14 Мэв для всех ядер, кроме самых легких и магических;

б) равновесная часть спектра реакции (n, n') описывается первым членом соотношения (2) с ядерными температурами, согласующимися с данными по плотности нейтронных резонансов.

3. Используем вышеуказанные предположения для анализа спектров нейтронов неупруго рассеянных на $U-238$. При взаимодействии нейтронов, например, с начальной энергией 14 Мэв с ядрами урана возможны следующие процессы: (n, n') , $(n, 2n)$, $(n, 2n)$, (n, f) , $(n, n'f)$, $(n, 2n'f)$. Деление урана (n, f) происходит после возбуждения ядром равновесного состояния и поэтому не может конкурировать с предравновесной эмиссией. Так как величина постоянной слабо изменяется от ядра к ядру, то ясно, что спектр возбужденных нейтронов (нейтронные деления не рассматриваются) будет иметь форму

Чем для ядер, у которых деление отсутствует и основным процессом является испускание нейтронов. Вследствие этого ядерные температуры, извлекаемые из экспериментальных данных без учета предравновесного распада, будут больше значений, характеризующих эмиссию частиц из состояния статистического равновесия.

На рис. 1 представлены результаты расчета, показывающего, как вклад от предравновесной эмиссии при взаимодействии 14,4 Мэв нейтронов с ядрами $U-238$ приводит к увеличению T от 0,65 Мэв до 0,78 Мэв при анализе част. спектра, соответствующей интервалу энергий испущенных нейтронов от 0,4 Мэв до 2,8 Мэв.

Расчет был выполнен следующим образом. Спектр нейтронов предравновесной эмиссии рассчитывался по формуле (1) с $\omega = 1/\bar{M}^2 g^4/A = 3,3 \cdot 10^{-4} \text{Мэв}^{-2}$. Сечения σ_{abs} и σ_c брались из работы [14], где они получены с помощью расчетов по оптической модели. Суммарный спектр $(d\delta/d\varepsilon)^{рабн.}$ нейтронов, эмиттированных из равновесного состояния, описывался зависимостью, предложенной Декутером [15]:

$$\left(\frac{d\delta}{d\varepsilon}\right)^{рабн.} = A\varepsilon^{5/11} \exp(-12/11T), \quad (3)$$

где $T = 0,65$ Мэв, согласуется с данными по плотности нейтронных резонансов. Коэффициент A был получен из условия нормировки спектра, описываемого выражением (3), к сечению испарения нейтронов, равного:

$$\sigma_{исп.} = \sigma(n, n') + 2\sigma(n, 2n) + 3\sigma(n, 3n) + \sigma(n, n'f) + 2\sigma(n, 2n'f) - \sigma_{предг.}$$

Здесь $\sigma_{предг.} = \int_0^{144} \delta A_2 \sum_{\bar{n}_0}^{\bar{n}} \left(\frac{\bar{v}}{\bar{v}_0}\right)^{n-2} \rho(n+1)(n-1)$ - сечение предравновесного распада. В расчете использовались следующие значения сечений, взятые из работ [16+18]: $\sigma(n, n') = 0,15$ барн, $\sigma(n, 2n) = 0,59$ барн; $\sigma(n, n'f) = 0,44$ барн; $\sigma(n, 2n'f) = 0,2$ барн, $\sigma_{предг.} = 0$.

Расчитанный спектр нейтронов эмиссии хорошо согласуется с экспериментальным, полученным в работе [5] (рис. 2).

Аналогичное влияние предравновесной эмиссии на значения ядерных температур, извлекаемых из экспериментальных спектров традиционных способов, должно иметь место в случае $U-238$ для нейтронов с начальными энергиями, по крайней мере, до 5 Мэв.

Так как большую долю эмиссии из трехэкситонного состояния можно отождествить с прямым процессом, то значительный вклад нейтронов, испущенных в процессе достижения равновесия, в суммарный спектр может привести к заметной анизотропии в угловых распределениях нейтронов, особенно, эммитированных из трансурановых ядер, обладающих большой делимостью.

Л и т е р а т у р а

1. Batchelor R., Gilboy W.B. et al. Nucl. Phys. 1965, 65, 236.
2. Биржков Н.С., Журавлев Б.В., Корнилов Н.В. и др. "Ядерные константы", 1973, в. 12, ч. 1, с. 48.
3. Boschung P., Gagneux St. et al. Helv. Phys. Acta. 1969, v. 42.
4. Сальников О.А., Ловчикова Г.Н., Котельникова Г.В. и др. Препринт ФЭИ-441, Обнинск, 1973.
5. Барсба В.Я., Журавлев Б.В. и др. Препринт ФЭИ-671, Обнинск, 1976.
6. Facchini V., E. Saetta-Menichella, Energia Nucl. 1968, 15, 54.
7. Griffin J.J. Phys. Rev. Lett., 1966, 17, 478..
8. Blann M. Phys. Rev. Lett., 1968, 21, 1357.
9. Williams F.C. Phys. Lett., 1970, 31B, 184.
10. G.M. Braga-Marcuzzan, L. Milazzo-Colli et al. Phys. Rev., 66, 1972, 1398.
11. Сальников О.А., Ловчикова Г.Н., Котельникова Г.В. и др. "Ядерные константы", 1971, в. 7, 134.
12. Сальников О.А., Ануфриенко В.Б., Девкин Б.В. и др. "Ядерные константы", 1974, в. 15, 139.
13. Биржков Н.С., Журавлев Б.В., Корнилов Н.В. и др. Препринт ФЭИ-457, Обнинск, 1973.
14. Аверьянов И.К., Пурмеядзе З.З. "Ядерная физика", 1967, 6, 2.
15. K. J. Le Couter, Lang J. W. Nucl. Phys. 1959, 13, 32.
16. Davey W. G. Nucl. Scien. and Eng., 1971, 44, 345.
17. Sowerby M. G., Patrick B. H., Mather D. S. Ann. Nucl. Scien. and Eng., 1974, 1, 409.
18. Prehaut J., Mowinski G. CEA-R-4627, 1975.

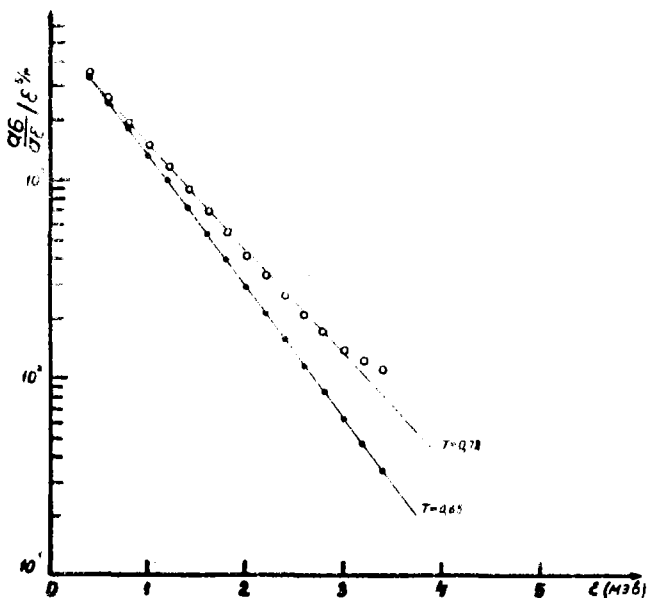


Рис.1. Результаты расчёта, показывающего, как вклад от предравновесной эмиссии при взаимодействии 14,4 Мэв нейтронов с ядрами $U-238$ приводит к увеличению ядерной температуры от 0,65 Мэв до 0,78 Мэв при анализе части спектра, соответствующей интервалу энергий испущенных нейтронов от 0,4 Мэв до 2,8 Мэв:

- - спектр нейтронов с учётом предравновесной эмиссии;
- - равновесная часть спектра нейтронов эмиссии из урана-238.

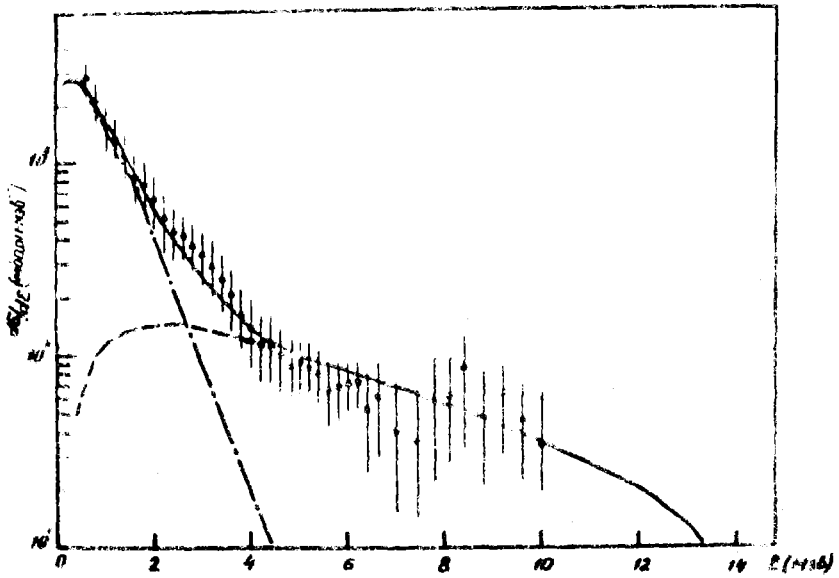


Рис.2. Интегральный спектр нейтронов, испускаемых из урана-238 (спектр нейтронов деления урана). Энергия бомбардирующих нейтронов 14,4 Мэв:

- - эксперимент [5];
- - полный спектр нейтронов эмиссии (расчёт);
- - - предравновесная часть спектра;
- · - равновесная часть спектра.

ВЫХОД РЕАКЦИИ (γ, f) ^{235}U , ^{238}U и ^{239}Pu
ГЛУБОКО ПОД ПОРОГОМ

Д.Г.Остапенко, Г.Н.Смиренкин, А.С.Солдатов,
В.Е.Жучко, Д.М.Щепеник

Abstract - Аннотация

YIELD OF (γ, f) REACTION FOR ^{235}U , ^{238}U and ^{239}Pu DEEPLY BELOW THRESHOLD. The detailed measurement results are given for fission cross section yields for ^{238}U , ^{235}U and ^{239}Pu nuclei by bremsstrahlung radiation in a microtron in the energy range of from 3.8 MeV to 7.0 MeV. The curves are presented of energy dependence of photofission yields for ^{235}U and ^{239}Pu relative to the photofission yields of ^{238}U .

ВЫХОД РЕАКЦИИ (γ, f) ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu ГЛУБОКО ПОД ПОРОГОМ. Подробно измерен выход осколков деления ядер ^{238}U , ^{235}U и ^{239}Pu тормозными гамма-квантами микротрона в области энергий от 3,8 Мэв до 7,0 Мэв. Приводятся кривые энергетической зависимости выхода фотоделаний ^{235}U и ^{239}Pu по отношению к выходу фотоделаний ^{238}U .

В в е д е н и е

Исследование выхода реакции деления тормозными гамма-квантами около порога (5+7 Мэв) помимо чисто научного интереса, связанного с получением информации о явлениях, обусловленных влиянием оболочек на форму барьера деления [1,2], представляет интерес и с точки зрения некоторых технических задач, например, для анализа изотопного состава делящихся материалов без разрушения изделий [3].

Имеющиеся в литературе данные о выходе реакции фотоделания ^{235}U и ^{239}Pu по отношению к выходу реакции фотоделания ^{238}U были получены на линейном ускорителе и бетатроне [3,4]. Результаты измерений должны зависеть от спектра электронов, используемых для торможения. Получение данных для микротрона, имеющего энергетическое разрешение не хуже 50 кэв при токе порядка 100 мка, может иметь практическое значение.

Постановка эксперимента

Измерения проводились на 12 мегаэлектронвольтовом микротроне Института физических проблем АН СССР. В области энергий 5,0-7,0 Мэв опыты ставились на выведенном пучке электронов. Низкоэнергетическая часть измерений от 3,8 до 5,3 Мэв выполнена внутри ускорительной камеры микротрона.

В качестве тормозной мишени использовался вольфрам толщиной 1 мм и диаметром 12 мм. За вольфрамом помещался фильтр электронов из алюминия толщиной 12 мм. Перед мишенью располагалась изолированная алюминиевая диафрагма. Это позволяло точно фиксировать положения пучка электронов на тормозной мишени по минимальному току на диафрагме. Диаметр отверстия диафрагмы равнялся 12 мм и был почти равен диаметру выведенного из ускорителя пучка электронов. Мониторинг потока гамма-квантов осуществлялось по току электронов на вольфрамовую мишень. Установка и непрерывный контроль энергии ускоряемых электронов осуществлялся по измерению магнитного поля в камере ускорителя с помощью ядерного магнитного резонанса.

В качестве детекторов осколков деления использовалась телевизионная слюда толщиной 20+30 микрон. В опытах использовались слои делящегося вещества толщиной порядка 1 мг/см², нанесенные на тонкие алюминиевые фольги. Слои ²³⁸U готовились из естественного урана, а ²³⁵U и ²³⁹Pu из практически изотопически чистых веществ. В случае ²³⁵U примеси не превышали 0,01%, а ²³⁹Pu - 0,2%. В измерениях в области энергий 3,8+4,9 Мэв дополнительно использовалась металлическая фольга ²³⁸U двухсоткратного обеднения по изотопу ²³⁵U.

Количество вещества в слоях ²³⁵U и ²³⁹Pu определялось по отношению чисел треков в слюдяных детекторах от них и от слоя ²³⁸U известной толщины (1 мг/см²) при одновременном облучении в потоке нейтронов с энергией 14,5 Мэв.

Измерения проводились в кадмиевом чехле на двух различных расстояниях от источника нейтронов, что позволило убедиться в нечувствительности результатов к нейтронному фону. Данные по сечению реакции (λ, τ) брались из [5].

В опытах использовалось по два слоя делящегося вещества диаметром 10 мм. На расстоянии 1,5 мм от слоя помещалась диафрагма с отверстием диаметром 12 мм, за которой располагался сцинтильный детектор. Слои и детекторы монтировались в кассете и ставились перпендикулярно оси пучка гамма-квантов.

Энергетическая зависимость выхода осколков фотоделения измерялась для всех исследуемых изотопов одновременно. Некоторая протяженность всей сборки вдоль пучка гамма-квантов (3 см), в принципе, может привести к различию спектров тормозного излучения, падающего на первый и последний слой. Но этим эффектом, по-видимому, можно пренебречь, так как площадь пучка электронов была порядка размера слоя делящегося вещества.

Результаты измерений

Измерения на внешней мишени проведены с шагом 0,1 Мэв. Вакуумная камера микротрона от мишени отделялась алюминиевой фольгой толщиной 0,1 мм. При определении граничной энергии тормозного спектра E_{\max} учитывались потери энергии электронами при прохождении через разделительную фольгу (порядка 20 кэв).

На рис. 1 представлены данные о выходе реакции фотоделения на тормозном спектре γ (E_{\max}) для исследовавшихся изотопов. Данные пересчитаны к расстоянию от тормозной мишени 5 см.

В ошибку измерений выхода включена статистическая ошибка, ошибка просмотра сцинтильных детекторов, ошибка мониторинга тока электронов и для ^{238}U и ^{239}Pu ошибка, связанная с учетом угловых распределений осколков фотоделения [1,6]. Исследования показали, что ошибка просмотра сцинтильных детекторов по величине не отличается от ошибки для стеклянных детекторов [7]. Энергетическая зависимость поправки на угловое распределение осколков фотоделения обрабатывалась по методу наименьших квадратов, для получения ее величины и ошибки в точках, где нет непосредственных измерений.

Для определения отношения выхода реакции фотоделения изучавшихся изотопов к выходу для ^{238}U была снята зависимость интенсивности высокоэнергетической части тормозного спектра, производящей деление, от расстояния до мишени при фиксированной энергии электронов. Измерения проводились с помощью рабочего слоя ^{238}U и сцинтильных детекторов. Данные этого опыта представлены на рис. 2.

На рис. 3 и 4 представлены данные об отношении выходов фотоделений ^{235}U и ^{239}Pu к выходу для ^{238}U . При определении ошибки измерений этих отношений учитывались неопределенности следующих величин: выхода фотоделений каждого из исследованных изотопов, данных о зависимости интенсивности гамма-излучения от расстояния до мишени (рис. 2), количества вещества в слоях ^{235}U , ^{239}Pu и ^{238}U .

По сравнению с результатами других авторов [3,4] наши данные дают более низкие значения отношений выходов как для ^{235}U , так и для ^{239}Pu , но по характеру энергетической зависимости в основном совпадают, резко отличаясь только в области энергий ниже 5,5 Мэв в случае ^{239}Pu . Расхождения в абсолютных значениях отношений, по-видимому, связаны с неточностью определения количества ядер в слоях делящегося вещества. В своей работе этому вопросу мы уделяли специальное внимание. Опыт по определению толщины делящихся слоев повторялся дважды. Обе серии измерений дали совпадающие в пределах ошибок результаты.

З а к л ю ч е н и е

Как и следовало ожидать, подробные измерения и хорошее энергетическое разрешение электронов в микротроне позволили наблюдать более отчетливо особенности энергетической зависимости отношений выходов (γ , f) - реакции для различных ядер. Различия в выходах довольно значительны. Например, при энергии 5 Мэв выход фотоделений ^{239}Pu в 30 раз больше, чем для ^{235}U . Соответствующие различия будут наблюдаться и у относительных выходов нейтронов фотоделения (с точностью до зависимости среднего числа вторичных нейтронов на акт деления $\bar{\nu}$ от энергии). Этим эффектом можно воспользоваться для решения некоторых задач, связанных с контролем изотопного состава делящихся материалов без разрушения изделий.

Л и т е р а т у р а

1. Игнатик А.В., Работнов Н.С., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С., Ципенки Ю.М. ЖЭТФ, 1971, 61, 1284.
2. Жучко В.Е., Игнатик А.В., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С., Ципенки Ю.М. Письма ЖЭТФ, 1975, 22, 255.
3. Gozani T. Nuclear Technology, april 1972, 13,8.
4. Иванов К.Н., Петряк К.А. "Атомная энергия", 1974, 36, 404.
5. Hart W. ANSB(S)R 169, 1969.
6. Солдатов А.С., Ципенки Ю.М., Смиренкин Г.Н. "Ядерная физика", 1970, II, 992.
7. Бочарова И.Е., Золотухин В.Г., Капица С.П., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С., Ципенки Ю.М. ЖЭТФ, 1965, 49, 476.

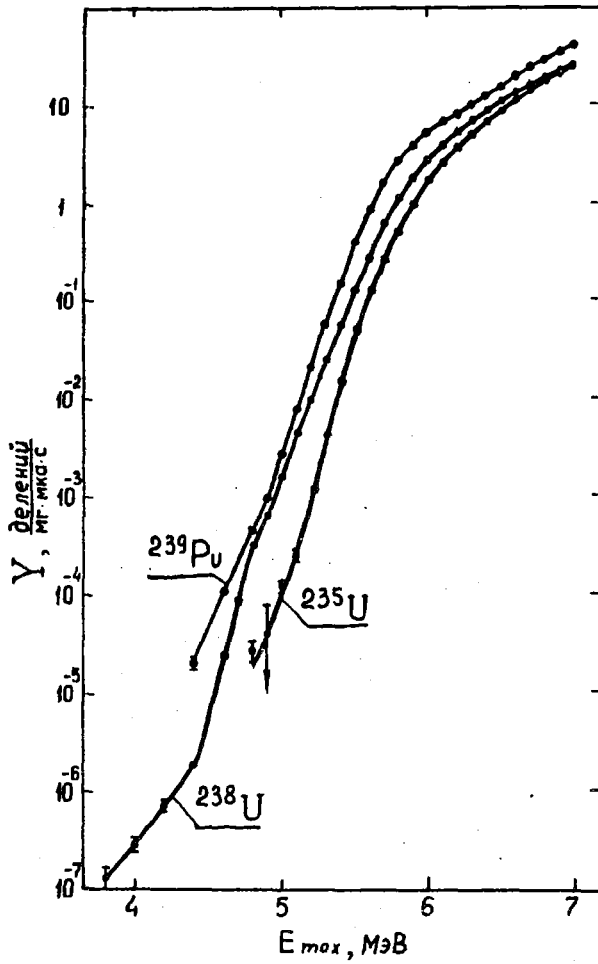


Рис. 1. Выход реакции (γ, f) на ^{235}U , ^{238}U и ^{239}Pu в зависимости от максимальной энергии тормозного спектра.

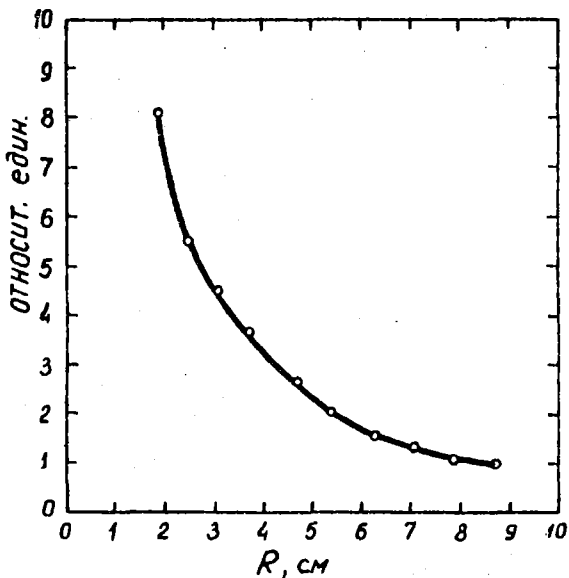


Рис. 2. Зависимость интенсивности высокоэнергетической части тормозного спектра от расстояния от вольфрамовой мишени.

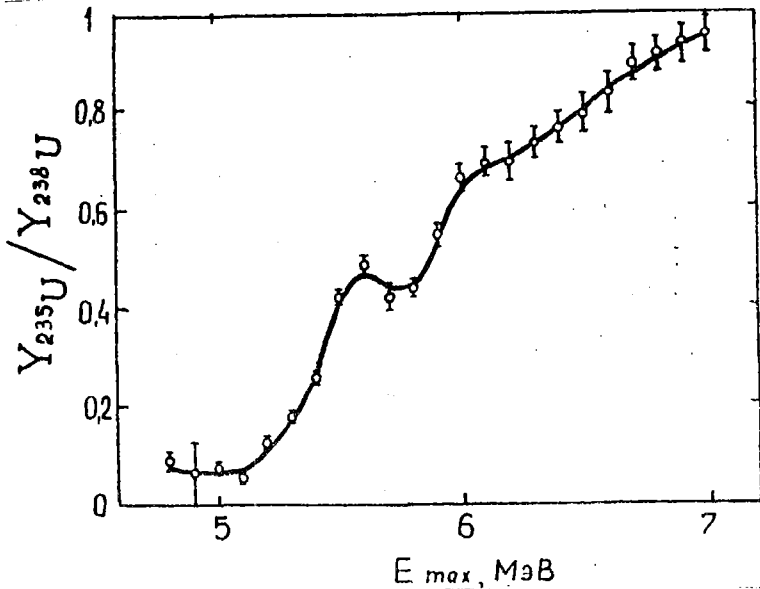


Рис. 3. Отношение выхода фотоделений ^{235}U к выходу фотоделений ^{238}U .

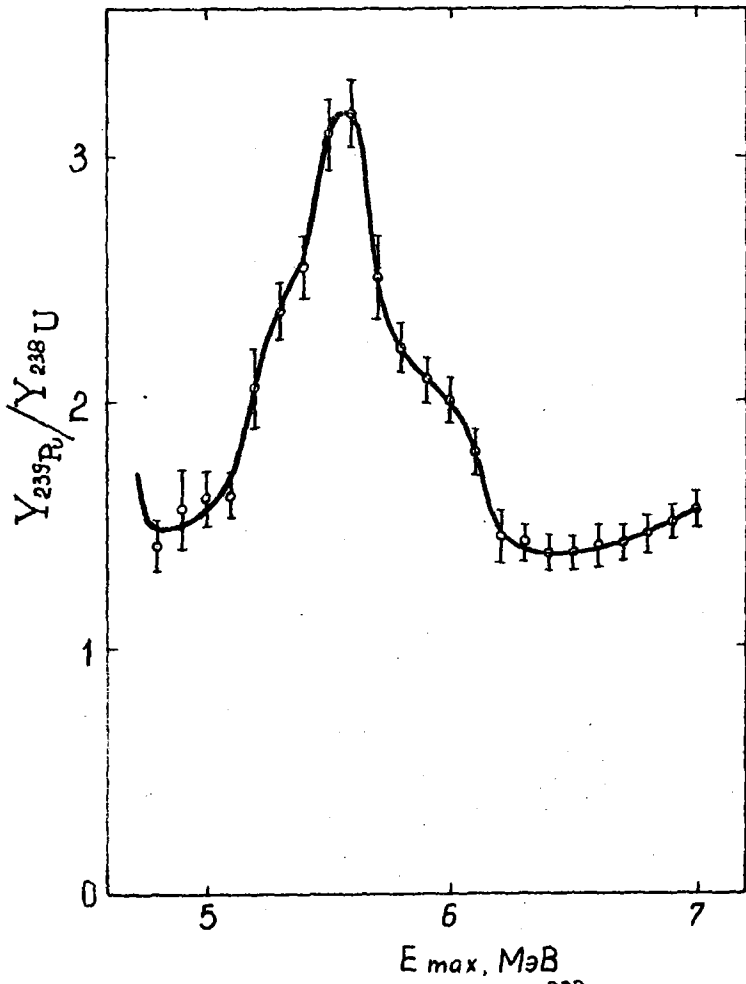


Рис. 4. Отношение выхода фотоделений ^{239}Pu к выходу фотоделений ^{238}U .

ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ТОЛСТЫХ МИШЕНЕЙ
ПРОТОНАМИ И АЛЬФА-ЧАСТИЦАМИ СРЕДНЕЙ
ЭНЕРГИИ

Е.С.Матусевич, С.С.Прохоров

Abstract- Аннотация

GAMMA-RADIATION AT IRRADIATION OF THE THICK TARGETS BY PROTONS AND α - PARTICLES OF INTERMEDIATE ENERGIES; Absolute energy gamma-rays spectra at irradiation of the thick targets by the 11,5 and 23 MeV protons and the 46 MeV α - particles were measured in this paper. The measurements were carried out at $\theta = 0^\circ$. The targets from natural C, Mg, Al, Ti, Fe, Ni, Cu, Nb, Cd, Ta, W, Pb and U were used.

The analysis of some integral and average characteristics of the gamma-radiation have been made.

ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ТОЛСТЫХ МИШЕНЕЙ ПРОТОНАМИ И АЛЬФА-ЧАСТИЦАМИ СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ. В работе измерены абсолютные энергетические спектры гамма-лучей при облучении толстых мишеней протонами с энергиями 11,5 Мэв и 23 Мэв и альфа-частицами с энергией 46 Мэв. Измерения проведены под углом $\theta = 0^\circ$. Использовались мишени естественного изотопного состава из C, Mg, Al, Ti, Fe, Ni, Cu, Nb, Cd, Ta, W, Pb и U. Приведен анализ некоторых интегральных и средних характеристик гамма-излучения.

На циклотроне У-150 ФЭИ [1] были проведены измерения абсолютных энергетических спектров гамма-лучей при облучении протонами и альфа-частицами средних энергий толстых мишеней, измерения проводились под углом $\theta = 0^\circ$ по отношению к направлению бомбардирующих частиц. Энергия протонов была $11,45 \pm 0,30$ Мэв и $23,00 \pm 0,40$ Мэв, энергия альфа-частиц $\sim 45,60 \pm 0,40$ Мэв [2].

Мишени помещались в цилиндр Фарадея и ток пучка бомбардирующих частиц измерялся с помощью интегратора, описанного в работе [3]. Толщина мишеней несколько превосходила ионизационный пробег бомбардирующих частиц, но была достаточно небольшой для гамма-квантов и при обработке не учитывалась.

Использовались мишени естественного изотопного состава. Для экспериментов на протонах с $E_p = 11,5$ Мэв и альфа-частицах с $E_\alpha = 46$ Мэв использовались мишени из C, Mg, Al, Ti, Fe, Ni, Cu, Nb, Ta и W. Для экспериментов на протонах с $E_p = 23$ Мэв использовались мишени из Mg, Al, Ti, Fe, Ni, Cu, Nb, Cd, Ta, Pb и U.

Энергетические спектры гамма-лучей измерялись с помощью однокристального сцинтилляционного спектрометра с кристаллом стибьбен и электронной схемой подавления нейтронного фона по методу Брукса [4]. Использовались кристаллы размером $\varnothing 50 \times 45$ мм и $\varnothing 30 \times 20$ мм. Обработка аппаратурных распределений проводилась методом дифференцирования с последующим исправлением полученных энергетических спектров с помощью поправочных матриц по методике описанной в работе [5]. Для обработки аппаратурных распределений, измеренных с кристаллом $\varnothing 30 \times 20$, использовалась поправочная матрица из работы [5]. Спектрометром с кристаллом $\varnothing 30 \times 20$ измерялись гамма-спектры в области $E_\gamma = 0,3 - 4,9$ Мэв, а с кристаллом $\varnothing 50 \times 45$ в области $E_\gamma = 1 - 10$ Мэв. Для получения гамма-спектров в области $E_\gamma = 0,3 - 10$ Мэв спектры, измеренные с разными кристаллами, сшивались в области $E = 2,5 - 3,5$ Мэв по числу гамма-квантов в этом интервале. Полученные таким образом гамма-спектры приведены на рис. 1-10. По оси ординат количество гамма-квантов в энергетическом интервале шириной в 1 Мэв на одну бомбардируемую частицу испущенных в телесной угол 4π . При расчете абсолютного выхода предполагалось, что число гамма-квантов в единичном телесном угле не зависит от угла, то-есть их угловое распределение изотропно.

Для всех легких и средних ядер наблюдаются интенсивные пики в энергетическом распределении гамма-лучей. Если для группы средних ядер пики с большой интенсивностью наблюдаются в области E_γ до 2-3 Мэв, то для углерода, магния и алюминия пики наблюдаются практически во всем измеренном интервале E_γ .

Пики, в основном, получаются в результате возбуждения низлежащих уровней остаточных ядер при неупругом рассеянии бомбардирующих частиц и при малонуклонных ядерных реакциях. Это подтверждается и результатами работы [7], в которой измерены сечения генерации гамма-лучей для C, Al, Ni на протонах с $E_p = 10$ Мэв.

С увеличением энергии бомбардирующих частиц увеличивается вклад квазинепрерывного распределения, что связано с возбуждением большого количества уровней. Большой вклад квазинепрерывного распределения характерен для тяжелых ядер, что связано с большой плотностью уровней и недостаточным энергетическим разрешением спектрометров.

Для спектров гамма-лучей характерно разное уменьшение интенсивности в области $E_\gamma = 6 - 8$ Мэв из-за большой вероятности испускания нуклона возбужденным ядром.

Интегральные и усредненные характеристики гамма-излучения

I. Полный выход гамма-лучей на одну бомбардируемую частицу

Полный выход гамма-лучей на одну бомбардируемую частицу вычислялся из соотношения:

$$Q_j = \int_0^{E_{max}} \varphi(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (I)$$

где

$\varphi(E_\gamma)$ - спектр гамма-лучей,

E_{max} - максимальная наблюдаемая в эксперименте гамма-лучей,

Q_j - полный выход гамма-лучей на одну бомбардируемую частицу.

При вычислении Q_j измеренные спектры экстраполировались к $E_j = 0$. Ошибка, связанная с такой экстраполяцией составляла по оценкам 3-5%. Полученные величины Q_j для протонов и альфа-частиц приведены в таблицах I-3.

Видна слабая зависимость Q_j от материала мишени в области от магния до ниобия при фиксированной энергии бомбардирующих частиц. Резкое уменьшение Q_j для тантала и вольфрама для протонов с $E_p = 11,5$ Мэв объясняется большим кулоновским барьером. Увеличение для урана на протонах с $E_p = 23$ Мэв связано с вкладом гамма-квантов деления. Для ядер от магния до ниобия при бомбардировке протонами с $E_p = 11,5$ Мэв и альфа-частицами с $E_\alpha = 46$ Мэв с точностью около 10% выполняется равенство

$$Q_j(\alpha) = E_\alpha \cdot Q_j(P) / E_p \quad (2)$$

Для выяснения зависимости Q_j от геометрического сечения ядра, то-есть от $A^{2/3}$, и атомного веса A ядра мишени на рис. II приведены зависимости $Q_j \cdot A^{-2/3}(A)$.

Анализ зависимости $Q_j \cdot A^{-2/3}(A)$ позволяет сделать вывод, что для широкого интервала A с точностью около 10% выполняется равенство вида:

$$Q_j = K \cdot A^{2/3} \cdot \text{EXP}(-A/A_0) \quad (3)$$

где K , A_0 - постоянные коэффициенты для фиксированной энергии бомбардирующих частиц. Величины K и A_0 приведены в таблице 4.

Таблица 4

	$E_p=11,5$ Мэв	$E_p=23$ Мэв	$E = 46$ Мэв
$K \cdot 10^3$	0,49	0,98	1,51
A_0	64	115	78

Такая зависимость Q_j от A выполняется для протонов с $E_p=11,5$ Мэв от углерода до ниобия, для протонов с $E_p = 23$ Мэв от магния до свинца, для альфа-частиц с $E = 46$ Мэв от магния до вольфрама. Довольно большая точность с которой выполняется данная зависимость, позволяет определять величину Q_j для любого ядра в соответствующих интервалах A с ошибкой порядка 10-15%.

2. Полная и средняя энергия гамма-лучей на одну бомбардируемую частицу

Полная энергия, уносимая всеми гамма-квантами, определялась согласно формуле:

$$E_j^0 = \int_0^{E_{max}} E_j \cdot \varphi(E_j) dE_j \quad (4)$$

При вычислении полной энергии так же производилась экстраполяция спектров к $E = 0$. В этом случае ошибка, связанная с такой экстраполяцией меньше и составляла не больше 3%.

Полученные величины полной энергии E_j^0 приведены в таблицах 1-3. Полная энергия E_j^0 гамма-лучей уменьшается с увеличением атомного веса ядра мишени, но для ядер от магния до ниобия полная энергия слабо зависит от A и для практических целей может считаться постоянной, особенно для протонов с $E_p = 23$ Мэв. Из-за большого вклада деления для урановой мишени полная энергия E_j^0 существенно увеличивается по сравнению со свинцовой мишенью. Для протонов с $E_p = 11,5$ Мэв для тантала и вольфрама из-за большого вклада деления

барьера полная энергия E_j^0 резко уменьшается. На рис. 12 представлена зависимость $E_j^0 \cdot A^{-2/3}$ (А). Зависимость E_j^0 (А) удовлетворительно описывается формулой вида:

$$E_j^0 = K \cdot A^{2/3} \cdot \exp(-A/A_0), \quad (5)$$

где

K, A_0 - постоянные коэффициенты, зависящие только от энергии и вида бомбардирующих частиц. Величины K, A_0 представлены в таблице 5.

Таблица 5

	$E_p = 11,5$ Мэв	$E_p = 23$ Мэв	$E_\alpha = 46$ Мэв
$K \cdot 10^3$	1,61	3,39	3,97
E_0	38,5	82	51

Формула (5) определяет величину E_j^0 с ошибкой около 20% и применима для протонов с $E_p = 11,5$ Мэв для ядер от углерода до вольфрама, для протонов с $E_p = 23$ Мэв для ядер от магния до свинца, для альфа-частиц с $E_\alpha = 46$ Мэв для ядер от углерода до вольфрама.

Полезной характеристикой гамма-излучения, является средняя энергия гамма-лучей \bar{E}_j . Средняя энергия гамма-лучей определяется выражением

$$\bar{E}_j = E_j^0 / Q_j \quad (6)$$

Вычисленные по (6) величины \bar{E}_j представлены в таблица 1-3.

В таблице 6 приведены величины \bar{E}_j , полученные из соответствующих опубликованных работ с указанием энергии и вида бомбардирующих частиц. Точность этих величин \bar{E}_j около 20%. На рис. 13 представлена зависимость $\bar{E}_j(Z)$. Как видно из рис. 13 средняя энергия \bar{E}_j , за исключением углерода монотонно уменьшается с увеличением Z , но начиная с $Z \sim 40$ практически не зависит от Z . Большое значение \bar{E}_j для углерода связано с большой энергией возбуждения первого уровня углерода, 4,43 Мэв, а для этой области энергий бомбардирующих частиц сечение неупругого рассеяния с возбуждением первого уровня большое. На рис. 14 представлена зависимость $\bar{E}_j(E_p)$ для углерода и алюминия, для которых имеется наибольшее количество публикаций. Как видно из рис. 14 для алюминия средняя энергия \bar{E}_j сначала растет, что связано с возбуждением более высоких уровней ядра, а затем монотонно падает до $E_p \sim 10$ Мэв.

Таблица 6

	E_p, α МэВ	E_j , МэВ	Раб.		E_p, α МэВ	E_j , МэВ	Раб.
Li	p 33	2,6	I7		p 4	1,2	7
	p 16	2,5	I7		p 5,4	1,9	7
	p 33	2,2	I7		p 6,5	2,1	7
Be	p 56	2,7	I7		p 7,8	1,9	авт.
	p 160	2,0	I8		p 10,1	3,0	7
	59	2,6	I7		p 14	1,7	16
B ¹¹	p 35	2,7	I7	Al	p 15,6	2,5	авт.
	p 56	2,2	I7		p 16	2,6	I7
	p 148	1,2	I9		p 33	2,2	I7
B ¹⁰	p 148	1,9	I9		p 56	2,1	I7
	p 6,1	4,4	7		p 105	2,1	I8
	p 7,5	4,0	авт.		p 143	1,5	21
C	p 9,5	4,4	7		p 160	2,2	I8
	p 16	4,4	I7		23	1,8	7
	p 56	3,4	I7		29,7	2,5	авт.
	p 143	3,2	I9		59	2,2	I7
	p 160	3,3	I8	Si	p 141	1,6	20
	23	3,8	7	P	p 142	1,8	20
	27	3,4	авт.	S	p 145	1,8	20
Na	p 143	1,8	20	Cl	p 142	1,7	21
N	p 120	3,6	I9	K	p 144	2,0	21
H ₂ O	p 160	5,2	I8	Ca	p 14	2,1	16
	p 7,7	2,2	авт.		p 139	2,0	21
Mg	p 14	2,1	I6	Ti	p 8,2	1,7	авт.
	p 15,6	2,6	авт.		p 14	1,7	16
	p 143	1,7	20		p 15,7	1,8	авт.
	29,4	2,6	авт.		30,8	1,9	авт.
Al	p 3	1,0	7	Cr	p 14	1,6	16
	p 8,4	1,7	авт.	Cu	31,5	1,4	авт.
	p 14	1,5	I6		p 9	1,5	авт.
Fe	p 16	2,0	авт.	Nb	p 16,7	1,7	авт.
	p 31,4	1,7	7		32,6	1,4	авт.
	p 33	1,9	I7	Ag	p 14	1,4	16
	31,1	1,8	авт.	Cd	p 14	1,4	16
p 3,6	1,5	7	p 17,1		1,5	авт.	
p 6	1,5	7	Sn	p 14	1,3	16	

Продолжение таблицы 6

	$E_p, \text{ МэВ}$	$\bar{E}_j, \text{ МэВ}$	Раб.		$E_p, \text{ МэВ}$	$\bar{E}_j, \text{ МэВ}$	Раб.
Ni	p 8,5	1,6	авт.	Ta	p 9,7	1,4	авт.
	p 9,8	2,4	7		p 18,1	1,5	авт.
	p 14	1,2	16		35,2	1,3	авт.
	p 16,2	1,7	авт.	W	9,7	1,5	авт.
	22,6	1,5	7		35,6	1,3	авт.
	31,4	1,6	авт.		Pt	p 14	1,2
Co	p 160	1,9	17	Au	p 14	1,2	16
Cu	p 14	1,5	16	Bi	p 160	1,0	18
	p 16,3	1,8	авт.	U	p 18,4	1,4	авт.
Cu	p 8,6	1,6	авт.	Pb	p 18,4	1,4	авт.

40 МэВ. С дальнейшим ростом энергии бомбардирующих частиц \bar{E}_j не зависит от энергии протонов, по крайней мере, до $E_p \sim 160$ МэВ. Для углерода наблюдается монотонное уменьшение \bar{E}_j до $E_p \sim 40-50$ МэВ. При дальнейшем увеличении E_p средняя энергия гамма-лучей не зависит от энергии протонов. Для более тяжелых ядер опубликованных работ недостаточно чтобы выяснить зависимость \bar{E}_j от энергии бомбардирующих частиц. Качественно можно ожидать, что из-за большой плотности уровней зависимость $\bar{E}_j(E_p)$ будет еще более консервативной.

3. Доза гамма-лучей на одну бомбардируемую частицу

В данной работе величина D_j определяется как доза в рентгенах, создаваемая гамма-лучами на расстоянии одного метра от мишени в расчете на одну бомбардируемую частицу. Доза D_j рассчитывалась по полученным энергетическим гамма-спектрам с экстраполяцией спектров к нулевой энергии гамма-лучей. Доза D_j вычислялась согласно формуле

$$D_j = I/4\pi R^2 \int_0^{E_{max}} \varphi(E_j) \cdot K(E_j) \cdot dE_j, \quad (7)$$

где $K(E_j)$ - коэффициент перевода потока гамма-лучей в дозу, взятый из работы [8]. R - расстояние, равное одному метру.

Полученные величины D_j приведены в таблицах 1-3. На рис.15 представлена зависимость $D_j(A)$. Зависимость обнаруживает монотонное уменьшение дозы при увеличении атомного веса ядра мишени,

причем, при увеличении энергии протонов зависимость D_j от A становится слабее. Для довольно большого интервала A выполняется зависимость вида:

$$D_j = D_0 \cdot \exp(-A/A_0), \quad (8)$$

где D_0, A_0 — постоянные коэффициенты, зависящие только от энергии и вида бомбардируемых частиц. Величины D_0, A_0 приведены в таблице 7.

Таблица 7

	$E_p = 11,5$ Мэв	$E_p = 23$ Мэв	$E_\alpha = 46$ Мэв
$D_0 \cdot 10^{17}$	2,9	8,3	9,4
A_0	94,5	275	120

Подобная зависимость выполняется с точностью до экспериментальных ошибок для протонов с $E_p = 11,5$ Мэв от магния до индия, для протонов с $E_p = 23$ Мэв от магния до свинца, для альфа-частиц с $E_\alpha = 46$ Мэв от магния до вольфрама. Следует отметить, что дозы для $E_p = 11,5$ Мэв и $E_\alpha = 46$ Мэв для мишеней от магния до индия совпадают в расчете на один бомбардирующий нуклон.

Монотонная зависимость $D_j(A)$ позволяет оценить дозу для любых ядер в указанных интервалах с точностью не хуже 20%.

4. Средний выход гамма-лучей на одно ядерное взаимодействие

Если известна зависимость ядерного сечения от энергии бомбардирующих частиц $\sigma(E)$, то в случае толстой мишени вероятность ядерного взаимодействия W вычисляется согласно формуле

$$W = \int_{E_{max}}^0 \sigma(E) \cdot [dE/dx]^{-1} dE, \quad (9)$$

где dE/dx — удельная тормозная способность вещества мишени.

В качестве $\sigma(E)$ для протонов использовалась величина $\sigma_c(E)$ вычисленная по оптической модели для ядра с диффузионной границей из работы [9]. Для альфа-частиц использовалась величина $\sigma_R(E)$, рассчитанная в работах [10, 11] по оптической модели. Величина рассчитывалась по приближенной формуле из работы [12]. Полученные величины вероятности ядерного взаимодействия W приведены в таблицах 1-3. Используя величины W , средний выход на одно ядерное взаимодействие $\bar{\eta}$ определяется следующим образом:

$$\bar{q} = Q_j / W \quad (10)$$

Полученные величины \bar{q} приведены в таблицах I-3 и на рис. 16. \bar{q} (A) слабо зависит как от энергии бомбардирующих частиц, так и от вида частиц. Для всех частиц величина \bar{q} сначала монотонно растет с увеличением A до A ~ 80, а затем остается практически постоянной, по крайней мере, до свинца.

5. Средняя энергия, уносимая гамма-излучением на одно ядерное взаимодействие

Средняя энергия уносимая гамма-квантами на одно ядерное взаимодействие $\bar{\epsilon}$ вычислялась согласно формуле:

$$\bar{\epsilon} = E_j^0 / W \quad (11)$$

где E_j^0 - полная энергия уносимая гамма-квантами. Полученные величины $\bar{\epsilon}$ приведены в таблицах I-3. На рис. 17 представлена зависимость $\bar{\epsilon}$ (A). На рис. 17 представлены также величины $\bar{\epsilon}$, взятые из работ [13-14] и полученные из измерений дозы гамма-лучей при бомбардировке различных толстых мишеней протонами с $E_p = 10,5$ Мэв, 22 Мэв, 660 Мэв и альфа-частицами с $E_\alpha = 42$ Мэв. Как видно из рис.17 величина $\bar{\epsilon}$ очень консервативна и слабо зависит от энергии и вида бомбардирующих частиц. Можно отметить лишь слабое увеличение $\bar{\epsilon}$ с увеличением A в области A ~ 12-50. Для более тяжелых ядер величина $\bar{\epsilon}$ постоянна с точностью до ошибок эксперимента, за исключением урана, для которого очень существенен вклад деления. Такое поведение $\bar{\epsilon}$ свидетельствует о том, что энергия возбуждения ядра после излучения ядерных частиц очень слабо зависит от энергии и вида бомбардирующих частиц. В среднем величина $\bar{\epsilon} \sim 3$ Мэв.

6. Среднее сечение генерации гамма-лучей

Если известна зависимость сечения генерации гамма-лучей от энергии бомбардирующих частиц $\sigma_j(E)$, то для толстой мишени среднее сечение генерации гамма-лучей $\bar{\sigma}_j$ определяется формулой

$$\bar{\sigma}_j = \int_E^0 \sigma_j(E) [dE/dx]^{-1} dE / \int_E^0 [dE/dx]^{-1} dE \quad (12)$$

Однако, в литературе отсутствуют данные о зависимости $\bar{\sigma}_j(E)$ для достаточно широкого интервала энергий бомбардируемых частиц, поэтому $\bar{\sigma}_j$ можно вычислить лишь при некоторых предположениях о $\sigma_j(E)$.

В первом приближении можно считать, что сечение генерации гамма-лучей $\bar{\sigma}_j(E)$ пропорционально сечению ядерного взаимодействия $\sigma(E)$, то есть

$$\bar{\sigma}_j(E) = C \cdot \sigma(E) \quad (13)$$

Тогда $\bar{\sigma}_j$ определяется формулой вида

$$\bar{\sigma}_j = A_j \cdot \bar{\sigma}/W \quad (14)$$

Вычисленные величины $\bar{\sigma}_c$, $\bar{\sigma}_k$ и $\bar{\sigma}_j$ приведены в таблицах I-3.

На рис. 18 представлена зависимость $\bar{\sigma}_j \cdot A^{-2/3}(A)$. Для всех кривых характерно наличие максимума в области $A \sim 55$. Уменьшение величины $\bar{\sigma}_j \cdot A^{-2/3}$ для $A > 60$ объясняется, по-видимому, влиянием кулоновского барьера, что особенно сказывается для протонов с $E_p = 11,5$ Мэв. С увеличением энергии протонов влияние кулоновского барьера ослабляется и величина $\bar{\sigma}_j \cdot A^{-2/3}$ слабо зависит от A . Для протонов с $E_p = 23$ Мэв при изменении A от 50 до 210 величина $\bar{\sigma}_j \cdot A^{-2/3}$ уменьшается в 1,5 раза.

В работе [7] измерены сечения генерации гамма-лучей с $E_j = 0,5$ Мэв на тонких мишенях на протонах с $E_p = 10$ Мэв для C , Al , Ni . Сечения соответственно равны 210 ± 61 мбарн, 830 ± 145 мбарн, 1200 ± 200 мбарн. Среднее сечение генерации гамма-лучей $\bar{\sigma}_j$ в данной работе для тех же элементов равны соответственно 210 ± 42 мбарн, 770 ± 154 мбарн, 1200 ± 240 мбарн.

Как видно из приведенных сравнений, эксперименты на толстых мишенях даже при таких предположениях о ходе $\sigma_j(E)$ дают хорошую точность.

В работе [15] измерено сечение генерации гамма-лучей для тонкой мишени O^{16} на протонах с $E_p = 16$ Мэв, сечение равно 300 ± 60 мбарн. Экстраполяция кривой $\bar{\sigma}_j \cdot A^{-2/3}(A)$ для протонов с $E_p = 23$ Мэв, средняя энергия в толстой мишени ~ 16 Мэв, дает величину $\bar{\sigma}_j$ для кислорода 390 ± 90 мбарн.

7. Средняя эффективная энергия частиц в мишени

Средняя эффективная энергия взаимодействия бомбардирующих частиц в толстой мишени $E_{p, \alpha}$ определялась согласно формуле:

$$\bar{E}_{p, \alpha} = \frac{\int_E^0 E \cdot \sigma_{c, r}(E) \cdot [dE/dx]^{-1} dE}{\int_E^0 \sigma_{c, r}(E) \cdot [dE/dx]^{-1} dE} \quad (15)$$

Вычисленные величины $\bar{E}_{p, \alpha}$ приведены в таблицах I-3.

Таблица 9

Протоны $E_p = 11,5$ Мэв

	$\sigma_j \cdot 10^3$ л/част.	$E_j^0 \cdot 10^3$ Мэв/част.	\bar{E}_j , Мэв	$D_j^2 \cdot 10^3$ рн.м/част.	$W \cdot 10^3$	\bar{D} /гн.вз	$\bar{\epsilon}_j$ Мэв/гг.бг	$\bar{\sigma}_j$ моарн	$\bar{\sigma}_j$ моарн	\bar{E}_p , Мэв
C	$1,7 \pm 0,2$	$6,9 \pm 1,0$	4,0	$1,8 \pm 0,3$	2,55	0,67	2,70	313	210	7,45
Mg	$3,1 \pm 0,5$	$6,9 \pm 1,0$	2,2	$2,1 \pm 0,3$	2,25	1,38	3,07	482	665	7,70
Al	$3,4 \pm 0,5$	$6,5 \pm 1,0$	1,9	$2,0 \pm 0,3$	2,23	1,52	2,91	506	770	7,80
Ti	$2,8 \pm 0,4$	$4,8 \pm 0,7$	1,7	$1,6 \pm 0,3$	1,61	1,75	3,00	547	360	8,20
Fe	$2,6 \pm 0,4$	$4,3 \pm 0,6$	1,7	$1,5 \pm 0,2$	1,32	2,04	3,25	514	1050	8,40
Ni	$2,9 \pm 0,4$	$4,7 \pm 0,7$	1,6	$1,5 \pm 0,2$	1,22	2,40	3,85	499	1200	8,50
Cu	$3,1 \pm 0,5$	$4,9 \pm 0,7$	1,6	$1,5 \pm 0,2$	1,19	2,60	4,12	496	1290	8,60
Nb	$2,1 \pm 0,3$	$3,2 \pm 0,5$	1,5	$1,1 \pm 0,2$	0,71	2,95	4,50	387	1110	9,00
Ta	$0,32 \pm 0,05$	$0,44 \pm 0,07$	1,4	$0,14 \pm 0,02$	0,14	2,30	3,14	116	332	9,70
W	$0,35 \pm 0,05$	$0,51 \pm 0,08$	1,5	$0,16 \pm 0,02$	0,13	2,70	3,92	107	321	9,70

Таблица 10

Протоны $E_p = 23$ МэВ

	$\bar{D}_1, \text{мкм}$	$\bar{E}_1, \text{МэВ}$	$\bar{D}_2, 10^{12} \text{рн/мкст.}$	$W \cdot 10^3$	$\bar{g}, \text{мг/кг}$	$\bar{E}, \text{МэВ/кг}$	$\bar{C}_c, \text{мбарн}$	$\bar{C}_d, \text{мбарн}$	$\bar{E}_p, \text{МэВ}$	
Mg	8,7±1,2	22,4±3,2	2,6	7,3±1,2	8,67	1,00	2,59	496	496	15,6
Al	10,5±1,5	26,2±3,8	2,5	8,1±1,3	9,08	1,16	2,88	550	638	15,6
Ti	12,5±1,8	22,5±3,3	1,8	6,9±1,1	7,87	1,59	2,74	728	1160	15,7
Fe	12,0±1,8	23,7±3,5	2,0	6,7±1,0	7,19	1,67	3,30	762	1270	16,0
Ni	11,2±1,7	19,2±2,9	1,7	5,7±0,9	6,95	1,61	2,76	778	1250	16,2
Cu	11,5±1,7	20,7±3,0	1,8	6,6±1,0	6,96	1,66	3,00	804	1340	16,3
Nb	11,2±1,7	18,8±2,7	1,7	6,1±0,9	5,84	1,92	3,22	886	1700	16,7
Cd	10,9±1,6	16,4±2,4	1,5	5,4±0,8	5,32	2,05	3,08	913	1870	17,1
Ta	9,5±1,4	13,9±2,0	1,5	4,3±0,6	3,43	2,80	4,05	798	2240	18,1
Pb	7,4±1,1	10,3±1,5	1,4	3,6±0,6	2,92	2,54	3,50	730	1850	18,4
U	10,8±1,6	15,6±2,2	1,45	5,3±0,9	2,36	4,58	6,60	645	2960	18,8

Таблица II

Альфа-частицы $E_\alpha = 46$ Мэв

	$Q_j \cdot 10^3$ /част.	$E_j \cdot 10^3$ Мэв/част.	\bar{E}_j , Мэв	$D_j \cdot 10^{17}$ рн.н ² /част.	$W \cdot 10^3$	\bar{q} , %р.вз	\bar{E}_α Мэв/эл.вз	\bar{Q}_α мбарн	\bar{E}_j мбарн	\bar{E}_α , Мэв
C	4,7 \pm 0,6	16,1 \pm 2,3	3,4	4,2 \pm 0,6						29
Mg	8,8 \pm 1,3	23,2 \pm 3,4	2,6	6,7 \pm 0,9	11,1	0,79	2,1	1190	940	29,4
Al	11,1 \pm 1,6	27,4 \pm 4,1	2,5	7,8 \pm 1,1	10,8	1,03	2,5	1230	1270	29,7
Tl	10,7 \pm 1,5	20,1 \pm 2,9	1,9	6,3 \pm 0,9	7,9	1,35	2,5	1340	1810	30,8
Fe	11,4 \pm 1,7	20,1 \pm 2,9	1,8	6,2 \pm 0,9	6,9	1,64	2,9	1340	2200	31,1
Ni	11,6 \pm 1,6	18,8 \pm 2,8	1,6	5,6 \pm 0,8	6,6	1,76	2,85	1340	2360	31,4
Cu	11,3 \pm 1,6	15,7 \pm 2,2	1,4	5,4 \pm 0,8	6,4	1,77	2,46	1340	2370	31,5
Nb	9,0 \pm 1,3	12,8 \pm 1,9	1,4	4,3 \pm 0,6	4,7	1,91	2,7	1270	2420	32,6
Ta	4,4 \pm 0,6	5,6 \pm 0,8	1,3	1,9 \pm 0,3	2,5	1,76	2,2	980	1720	35,2
W	4,4 \pm 0,6	5,7 \pm 0,8	1,3	1,9 \pm 0,3	2,4	1,83	2,4	970	1770	35,6

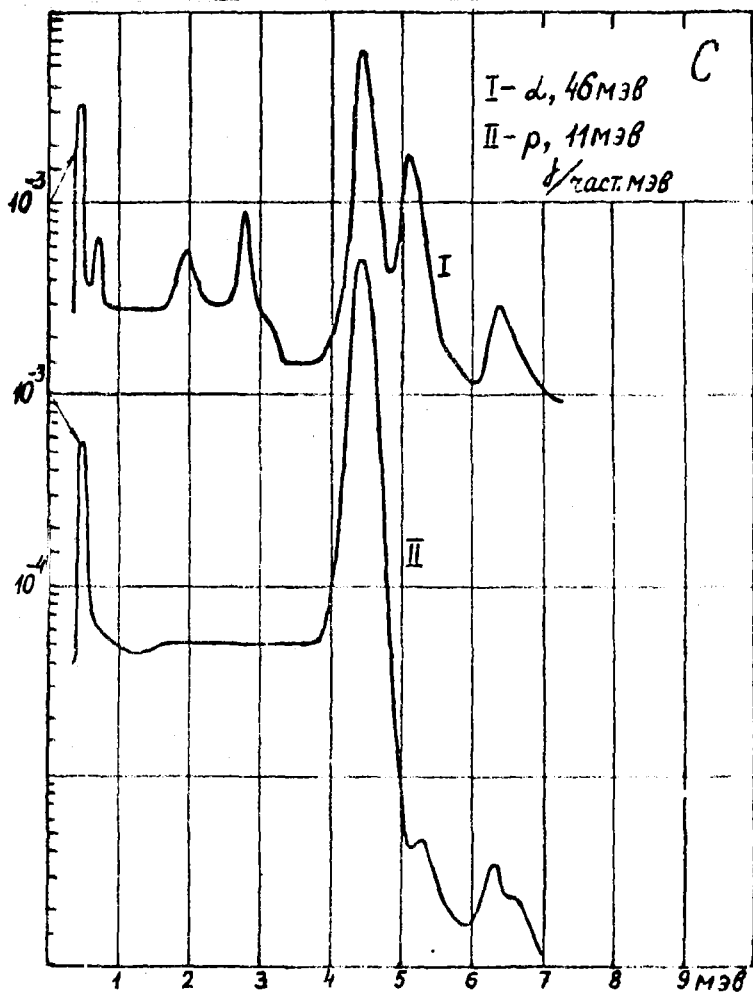


Рис. I. Спектр гамма-лучей из толстой углеродной мишени.

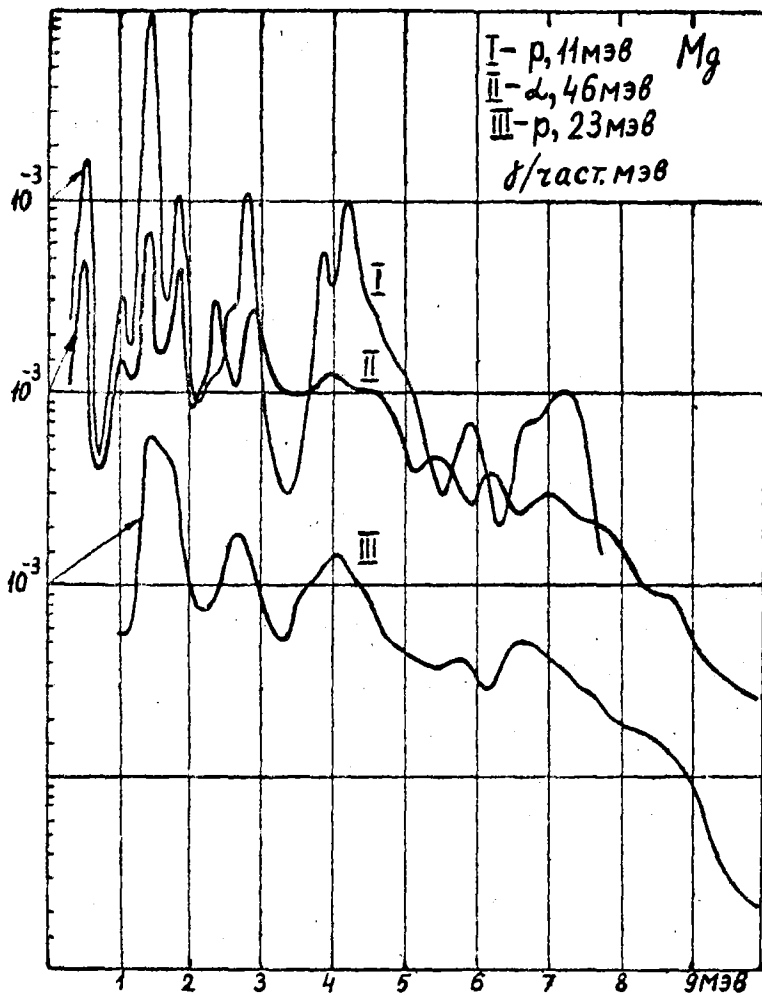


Рис. 2. Спектр гамма-лучей из толстой магниевой мишени.

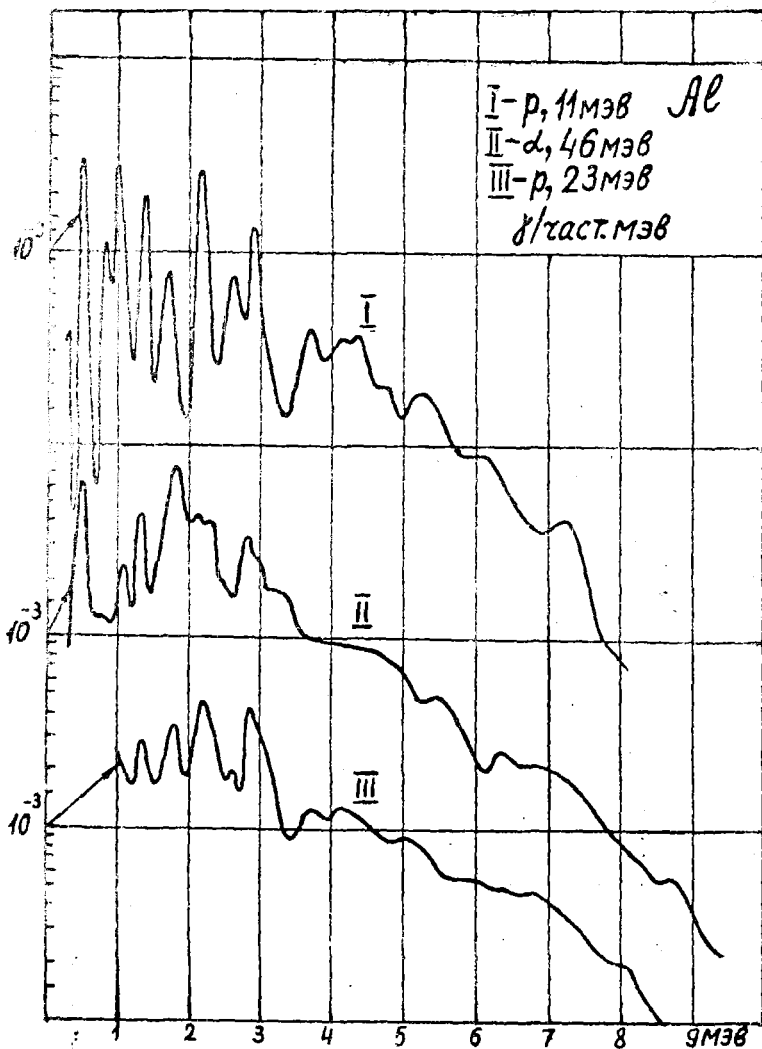


Рис. 3. Спектр гамма-лучей из толстой алюминиевой мишени.

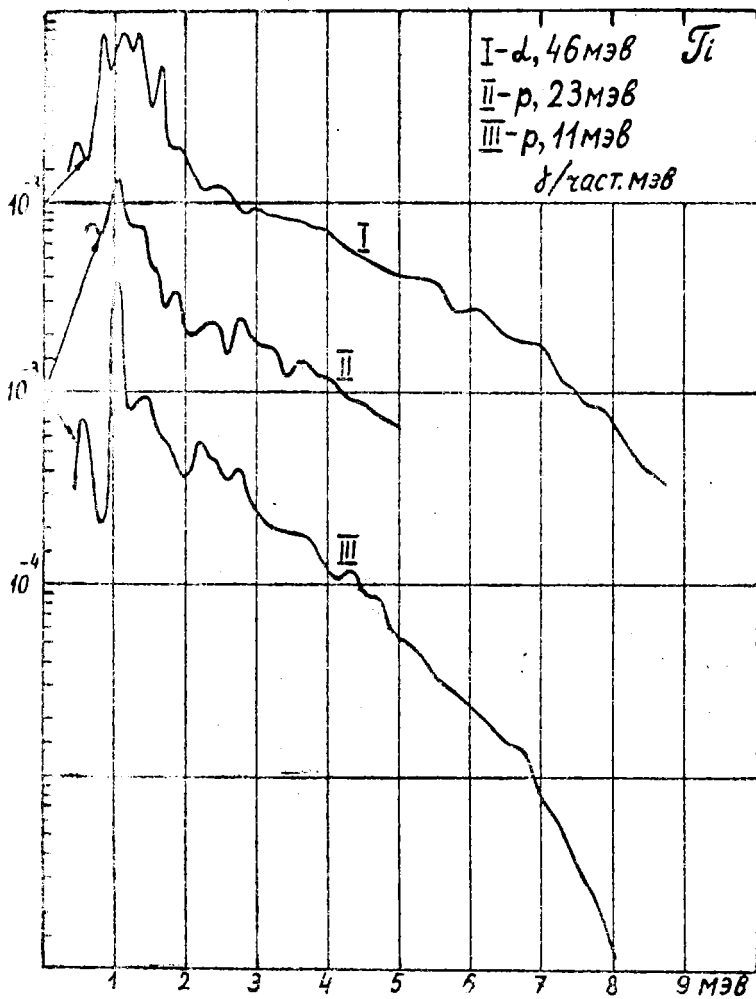


Рис. 4. Спектр гамма-лучей из толстой титановой
 мишени.

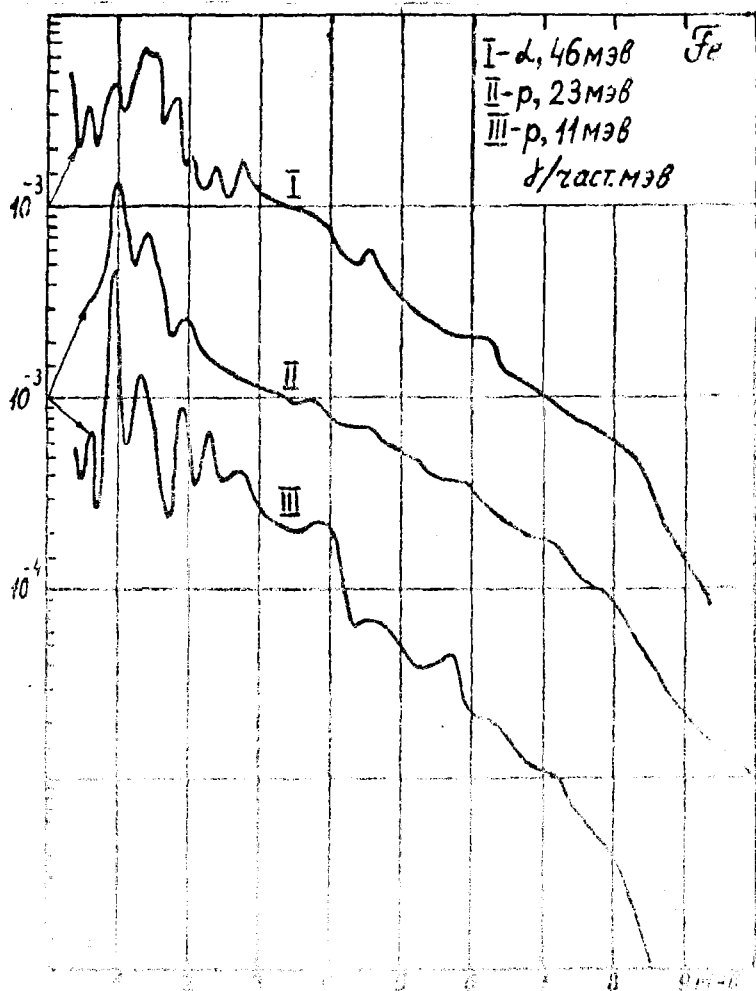


Рис. 6. Сигнал флуоресценции из желтой железной руды

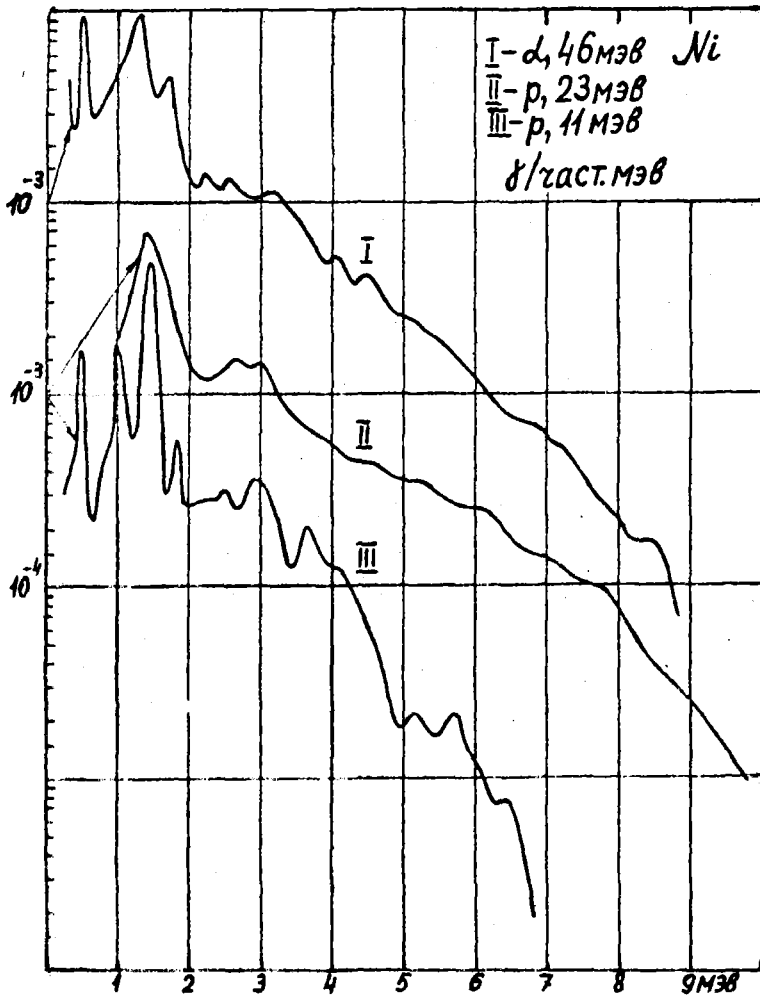


Рис. 6. Спектр гамма-лучей из толстой никелевой мишени.

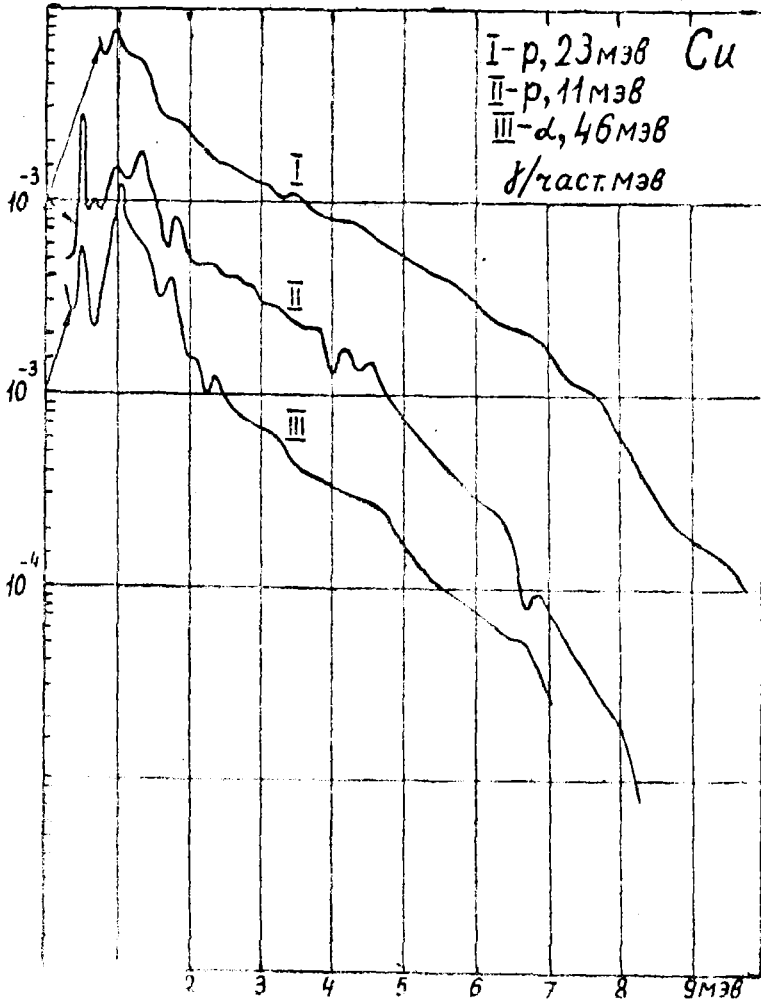


Рис. 7. Спектр гамма-лучей из толстой медной мишени.

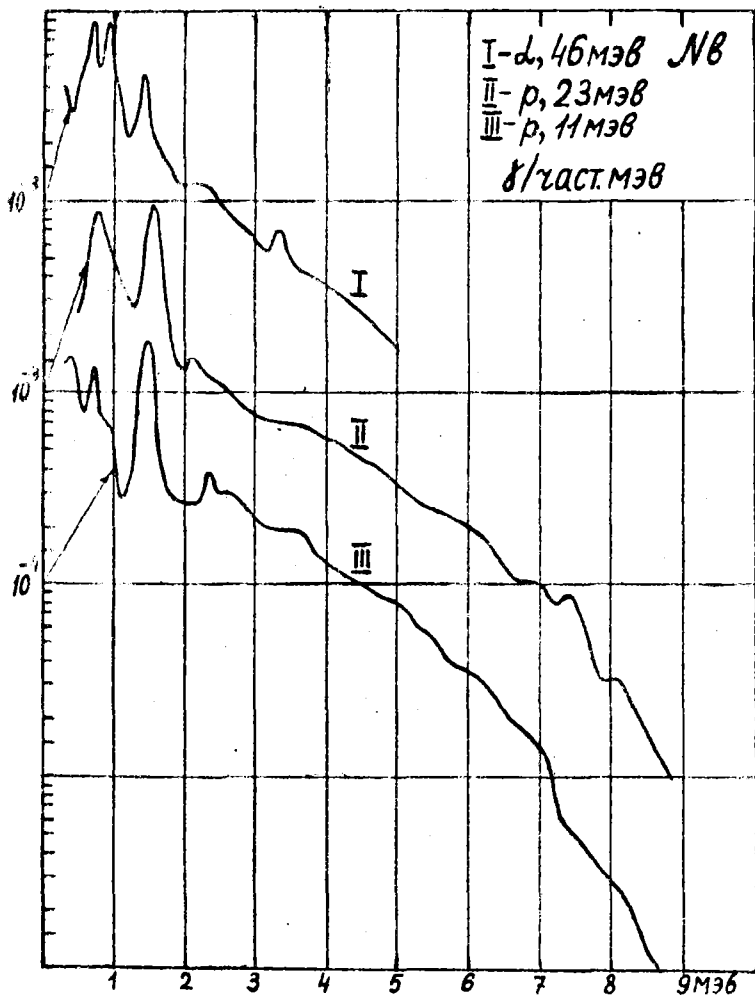


Рис. 8. Спектр гамма-лучей из толстой ниобиевой мишени.

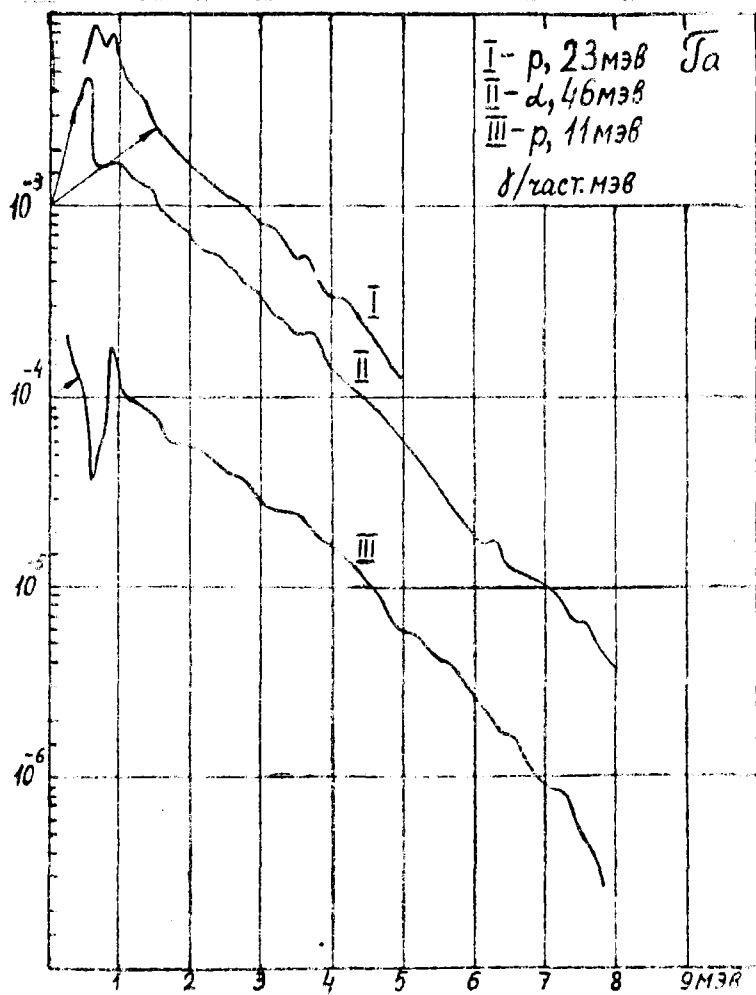


Рис. 9. Спектр гамма-лучей из тонкой пластиночки мишени.

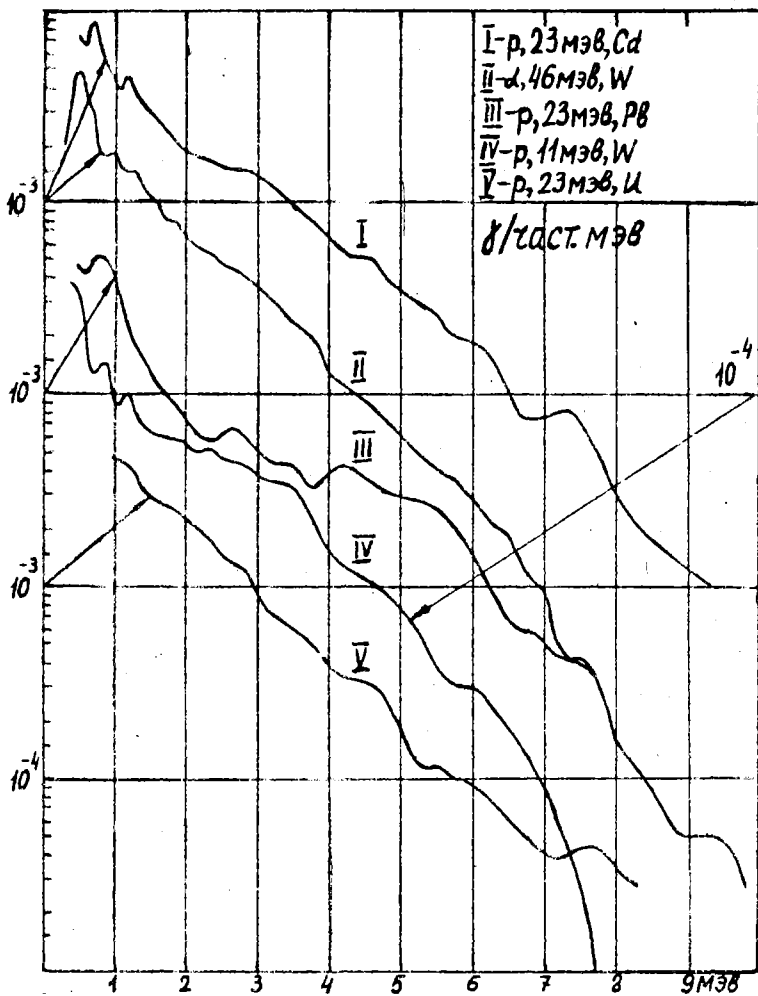


Рис. 10. Спектры гамма-лучей из толстой кадмиевой, вольфрамовой, свинцовой и урановой мишеней.

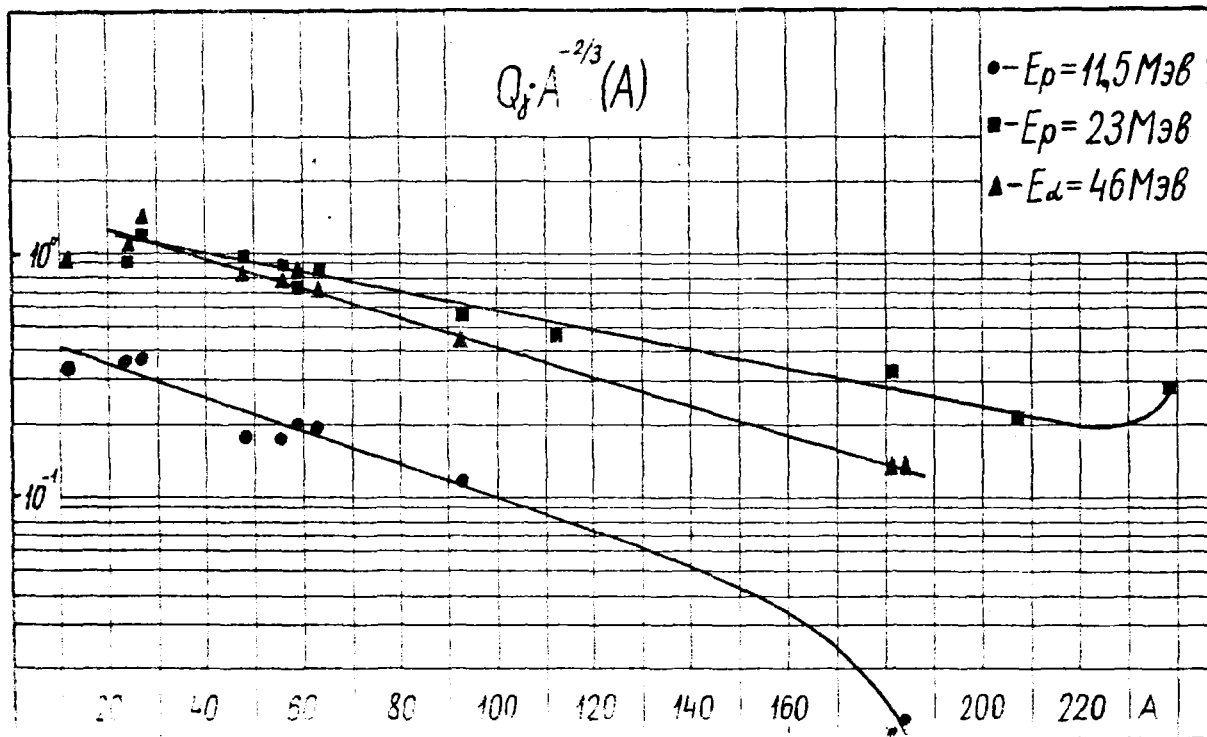


Рис. II

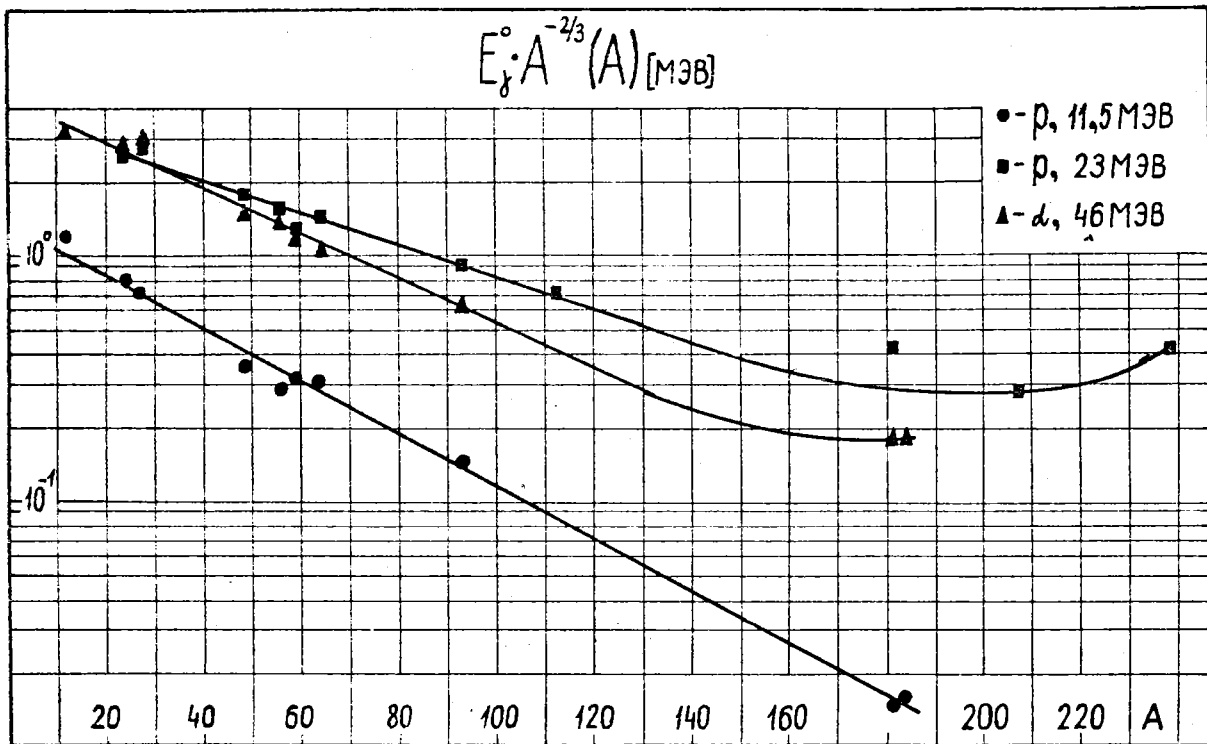


Рис. 12.

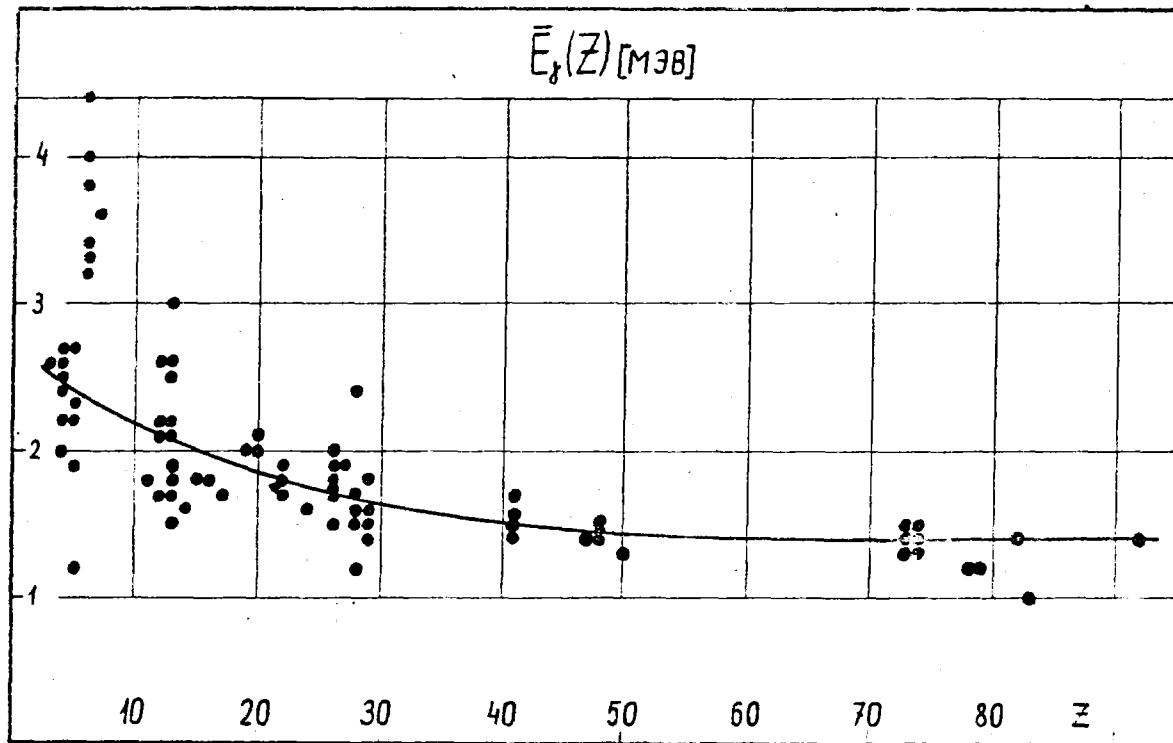


Рис. 13.

- 100 -

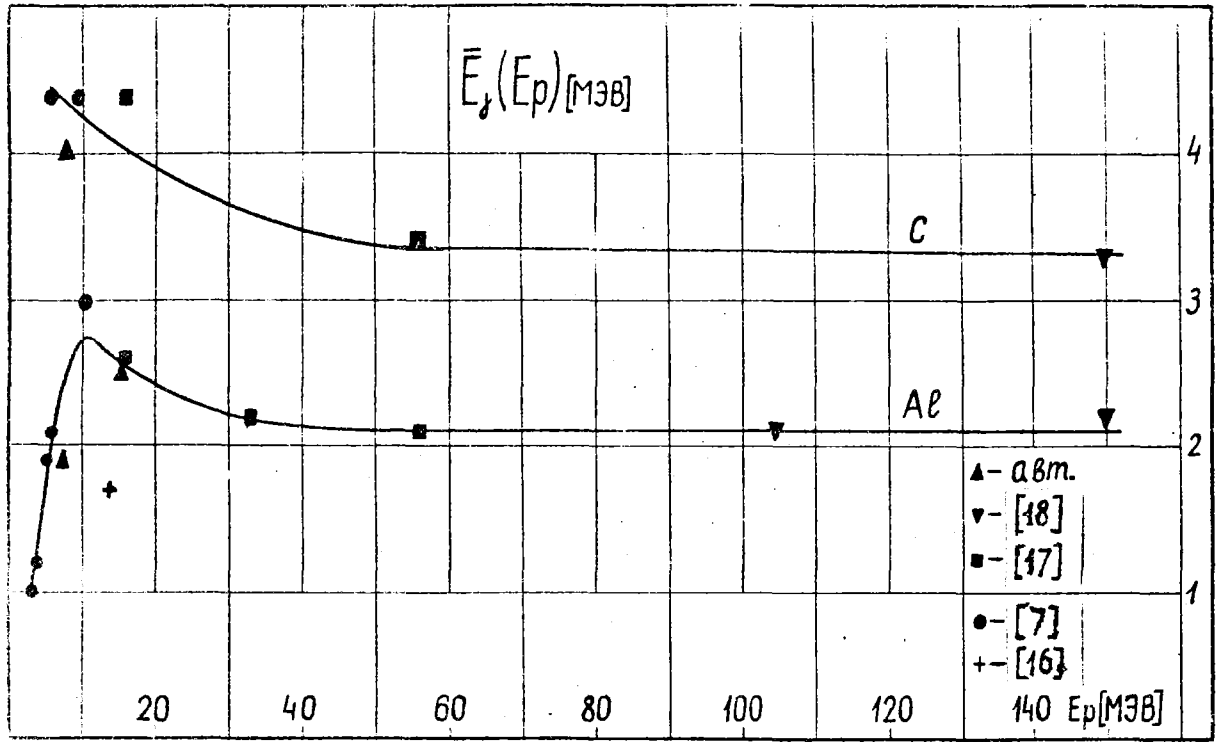


Рис. 14.

- 101 -

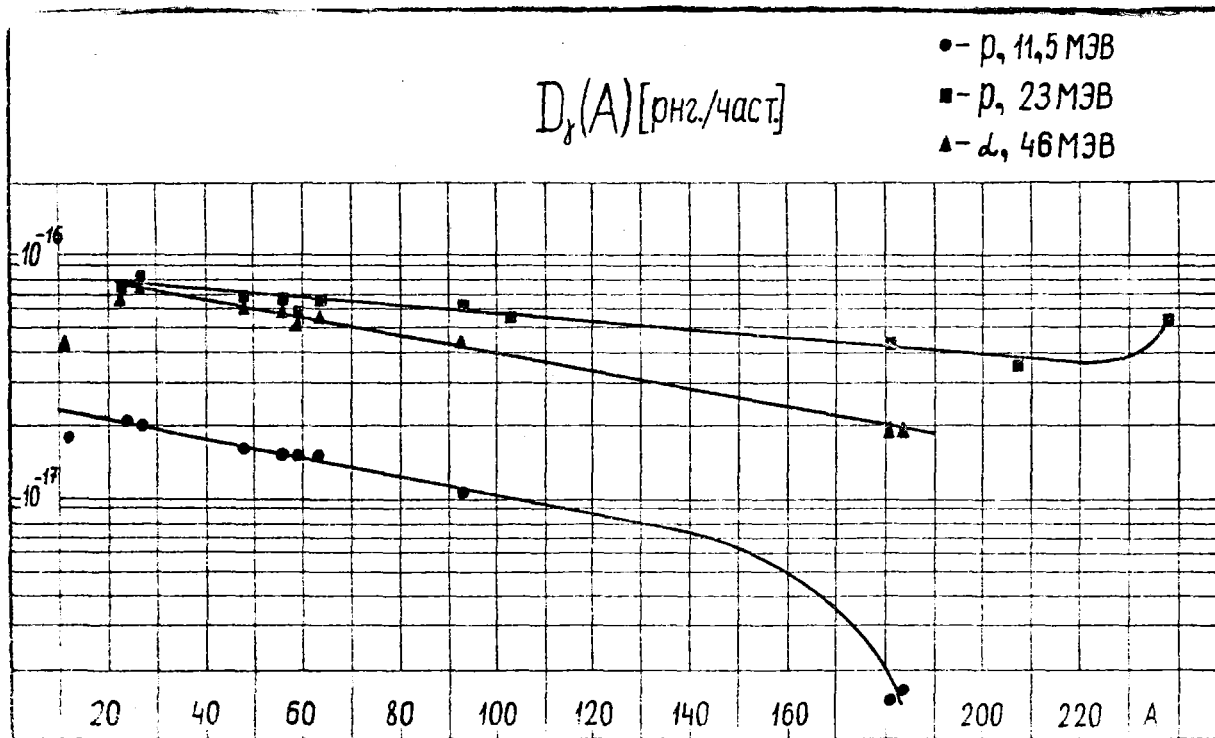


Рис. 15.

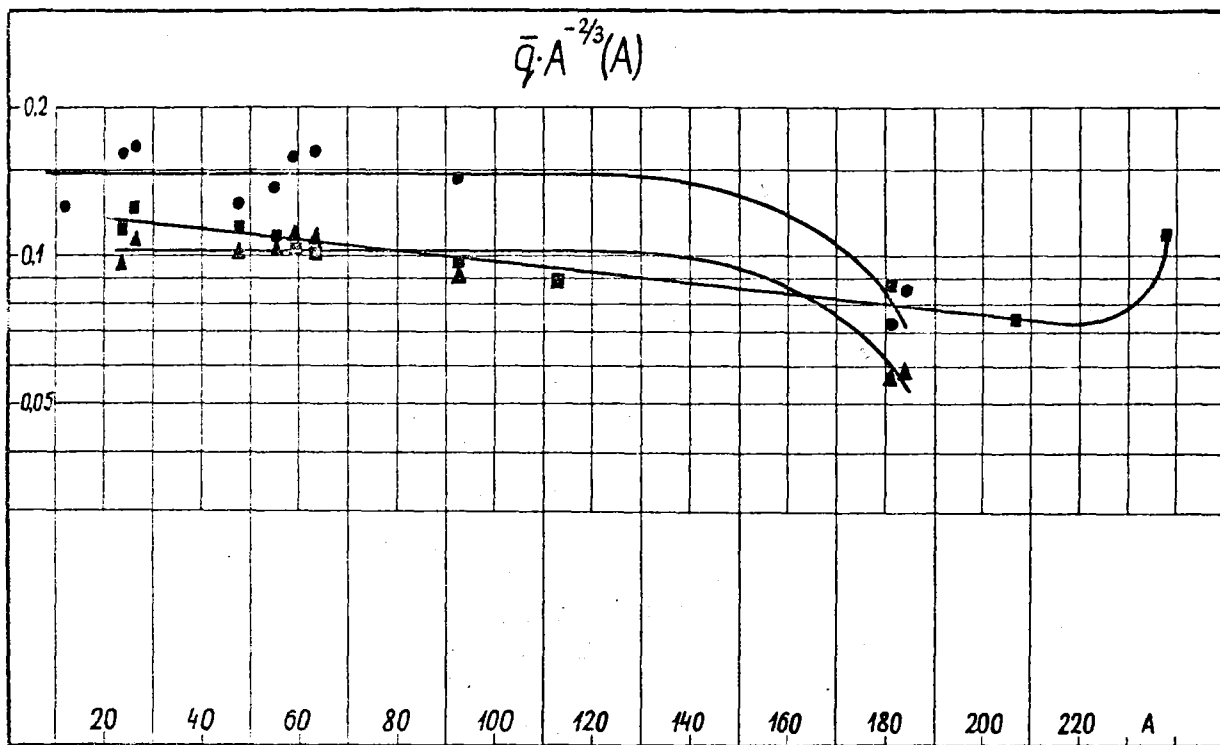


Рис. 16.

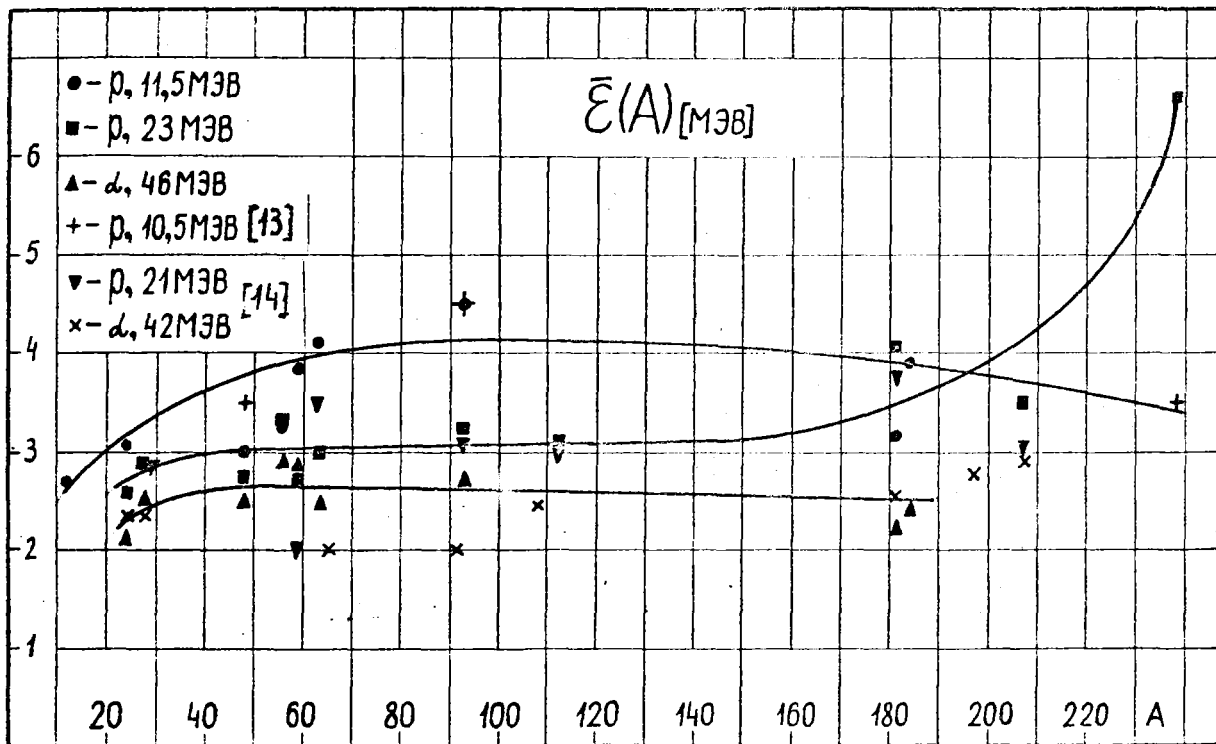


Рис. 17.

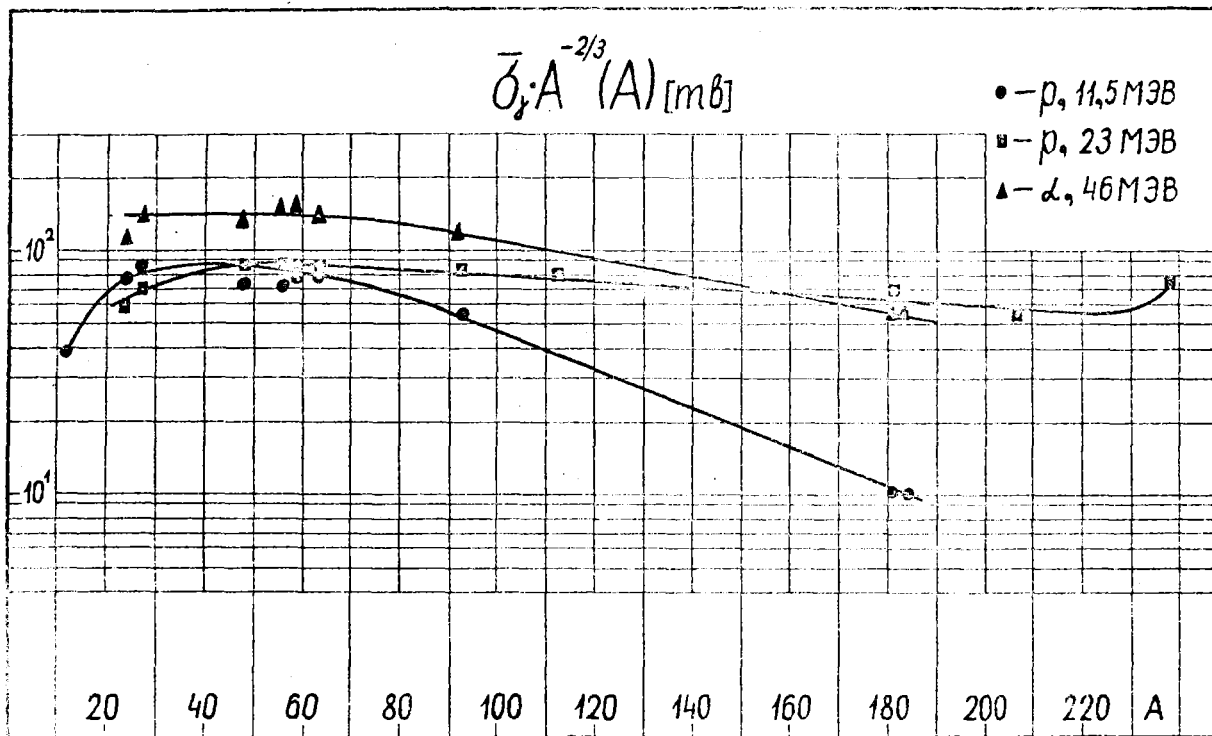


Рис. 18.

Л и т е р а т у р а

- I. Краснов Н.Н. и др. ПТЭ, 1965, 4, 22.
2. Елмкина Ю.А., Семенова И.И. ПТЭ, 1963, 112.
3. Brooks T.D. Nucl.Instr.Meth., 1959,4,151.
4. Двухшерстнов В.Г. и др. ПТЭ, 1969, 4, 39.
5. Бибичев Б.А. Автореферат диссертации. Р.И. им. Улопина, Ленинград, 1974.
6. Кимель Л.Р., Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений. Справочник. М., 1966, II.
7. Beard D., McLellan A. Phys.Rev., 1965, 140B, 888.
8. Igo I. Phys.Rev., 1959, 115, 1665.
9. Huizenga I., Igo I. Nucl.Phys., 1962, 29, 462.
10. Whaling W. The Energy Loss of Charged Particles in Matter. Berlin, 1958, 34, 193.
11. Омаров С.С. и др. "Атомная энергия", 1969, 26, 388.
12. Даруга В.К. и др. "Атомная энергия", 1969, 26, 80.
13. Shima Y., Alsmiller R.G. Nucl.Sci.Eng., 1970,41,47.
14. Wakatsuki T. et al. Journ. Phys.Soc.Japan, 1960, 15, 1141.
15. Lobel W. et al. Nucl. Sci.Eng. 1968, 32, 392.
16. Lobel W. et al. ORNL-3506, UC-34, 1965.
17. Clegg A.B. et al. Proc.Phys.Soc. 1961, 78, 681.
18. Foley K.J. et al. Nucl.Phys. 1962, 37, 23.
19. Salmon G.L. et al. Nucl. Phys. 1968, 41, 364.

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ
ДЛЯ ЗОЛОТА В ОБЛАСТИ 1-100 КЭВ

В.А.Толстикова, В.С.Шорин

Abstract - АННОТАЦИЯ

EVALUATION OF NEUTRON RADIATIVE CAPTURE CROSS SECTION FOR GOLD IN THE ENERGY RANGE OF 1-100 KEV. On the base of experimental data analysis in the frameworks of the statistical theory evaluation of neutron capture cross section of gold in the neutron energy range of 1 - 100 KeV have been made. The value of the capture mean cross section have been evaluated at the energy $E_n=30$ KeV. This value is equal to 582 ± 8 mb. S- and p wave neutron and radiative strength functions have been recieved.

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ЗОЛОТА В ОБЛАСТИ 1-100 КЭВ. На основе анализа экспериментальных данных в рамках статистической теории проведена оценка сечения захвата золота в области энергии нейтронов 1-100 кэв. Оценена величина среднего сечения захвата при $E_n = 30$ кэв, которое равно 582 ± 8 мбарн. Получена информация о s- и p - волновых нейтронных и радиационных силовых функциях.

Интерес к сечению радиационного захвата нейтронов для золота обусловлен прежде всего его широким применением в качестве стандарта или опорного сечения при измерении сечений захвата других ядер и элементов.

Последняя оценка данного сечения в килоэлектронвольтовой области энергий была сделана в 1966-68г.г. Пённитцем [1-2], которая основывалась на данных абсолютных измерений как самого автора, так и на анализе большой совокупности данных других авторов. Его результат - $596 \pm 12 \text{ мб}$ при энергии нейтронов $E_n = 30 \text{ КэВ}$. В последние годы появилось ряд работ, и прежде всего работа Маклина и др. [3], которые указывают на более низкое значение сечения захвата золота. Поэтому целью настоящей работы и является оценка среднего сечения захвата золота в области энергий нейтронов 1-100 КэВ. Оценка проводилась одновременно с анализом энергетического хода сечения захвата в рамках статистической теории реакций, что позволяет получить информацию о средних модельных параметрах - радиационных и нейтронных силовых функций для S - и P -нейтронов. Такой подход к проблеме оценки, как уже отмечалось ранее [4], помогает решить задачу с большей степенью надёжности. В то же время получаемые модельные параметры зависят от используемой теоретической модели для вычисления сечения. Применяемая модель - одноуровневое приближение с учётом флуктуации нейтронных ширин по распределению Портера-Томаса (число степеней свободы $\nu = 1$) - часто приводит к параметрам, существенно отличающимся от резонансных значений. Расхождение радиационных силовых функций для S -нейтронов S_r или параметра $\bar{\sigma}$ с резонансными данными отмечалось уже неоднократно [5,6,7]. Одной из причин такого расхождения может быть непостоянство величины ν . Многоуровневое рассмотрение [8,9] показывает, что величина ν изменяется от $\nu = 1$ (слабое поглощение) до $\nu = 2$ в случае сильного поглощения, что приводит к различию в расчётных величинах сечения захвата до 20% (см. рис.1). Преимущество многоуровневого приближения Тепеля и др. [8] в задачах оценки, позволяющего получить очень простые формулы для средних сечений, отмечалось ранее [4]. В настоящей работе мы использовали только одноуровневое приближение для $\nu = 1$ и $\nu = 2$ (экспоненциальное распределение ширин) [10], которые, по-видимому, характеризуют неопределённость, связанную с теоретической моделью. Расхождения, даваемые моделями, показаны на рис.1, где приведено вычисленное сечение захвата золота для случаев $\nu = 1$, $\nu = 2$ и многоуровневого приближения Тепеля. Естественно, что эффекты изменения ν должны быть подтверждены

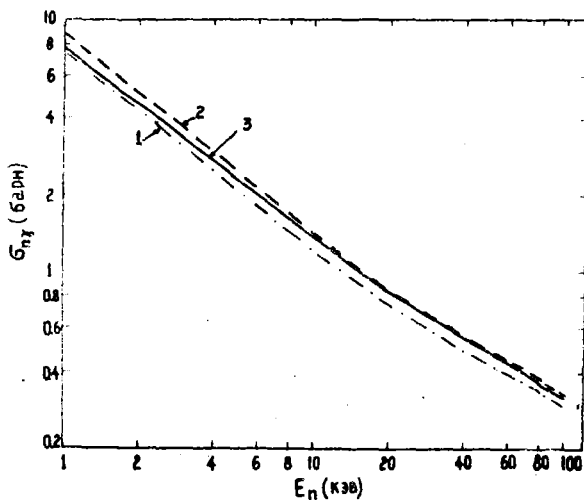


Рис. 1. Сравнение расчетных сечений захвата золота с использованием многоуровневого приближения Тепеля [8] и модели одноуровневого приближения с учетом флуктуации нейтронных ширин по Портер-Томасу ($\nu=1$) и экспоненциальному распределению ($\nu=2$); $\delta_1=1,0$; $\bar{D}=13,99$ эв; $\Gamma_{\delta'}=0,126$ эв; $S_0=2,0 \cdot 10^{-4}$; $S_1=0,3475 \cdot 10^{-4}$; $S_2=1,0 \cdot 10^{-4}$; $\tau_0=1,45$ фм.

прямыми экспериментами и детальным анализом нейтронных резонансов.

Говоря об оценке сечения захвата, следует отметить, что здесь делается оценка среднего сечения в статистическом смысле, т.е. не ставится задача получения детального хода сечения, испытывающего сильные флуктуации типа "промежуточной структуры", которые наблюдались в последних работах [3,11].

Перейдём теперь к рассмотрению экспериментальных данных, которые использовались в настоящей работе.

Экспериментальные данные

В табл. I приведены данные по сечению захвата золота, полученные до 1966 года, которые легли в основу оценки Пёнитца [1,2]. Из них здесь рассматриваются только данные самого Пёнитца (два эксперимента), имеющие наименьшую ошибку измерения. Другие рассматриваемые работы выполнены после 1968 года.

I. Данные Пёнитца [12], 1966г. Абсолютное измерение наведённой γ -активности спектрометром с $NaJ(Tl)$ и применением техники $4\pi\beta - \gamma$ совпадений. Нейтронный поток измерялся по наведённой активности 7Be из реакции ${}^7Li(p,n)$ на мишени ускорителя. Энергия нейтронов - 30 ± 10 кэВ. Результат - $\sigma_{n,\gamma} = 593 \pm 12$ мбарн.

II. Данные Пёнитца [1], 1966г. в отличие от предыдущей работы для абсолютного измерения нейтронного потока дополнительно использовалась $MnSO_4$ -ванна с абсолютной регистрацией наведённой активности ${}^{56}Mn$. Результат - $\sigma_{n,\gamma} = 598 \pm 12$ мбарн.

III. Данные Ривса [13], 1971г. Абсолютное измерение наведённой активности ${}^{198}Au$ в сферической геометрии на спектре калиброванного фотонейтронного $Sb-Be$ источника. Использовалась техника $4\pi\beta - \gamma$ и $4\pi\beta - \beta$ совпадений. Средняя энергия нейтронов - 22,8 кэВ. Спектр нейтронов рассчитывался методом Монте-Карло. Результат $\sigma_{n,\gamma} = 684 \pm 20$ мбарн.

IV. Данные Маклина и др. [3], 1975г. Измерения с техникой времени пролёта на линейном электронном ускорителе (ЛЭУ) ORBIA в области $E_n = 3 \pm 550$ кэВ. Энергетическое разрешение $\leq 0,2\%$. События захвата регистрировались детектором полной энергии с применением метода взвешивания. Измерение нейтронного потока относительно ${}^6Li(n,\alpha)$ реакции. Абсолютная нормировка - по параметрам 4,9 эв-резонанса. Точность данных $\sim 1,4\%$. Результат при $E_n = 30$ кэВ - $\sigma_{n,\gamma} = 570 \pm 8$ мбарн. К сожалению другие данные абсолютных измерений вряд ли можно использовать для оценки, поскольку трудно согласовать с ошибками сечений, приводимых авторами работ. Так результат работы Маклина и Стелтыца [14] $\sigma_{n,\gamma} = 585 \pm 17$ мбарн при $E_n = 30$ кэВ

Таблица I
 Экспериментальные значения сечения захвата золота
 при 30 кэв (Пёнитц, 1966г.)

№/п	Авторы	Год	Метод измерения	Величина, барн
1.	Вестон, Майон	1961	активация, интегральный детектор потока	$0,767 \pm 0,060$
2.	Шискол и др.	1962	активация, относительно ^{235}U	$0,880 \pm 0,090$
3.	Максон, Рей	1963	γ -лучи захвата, относительно $^{10}\text{B}(n, \alpha)$	$0,600 \pm 0,060$
4.	Хеддад и др.	1964	γ -лучи захвата, относительно $^{10}\text{B}(n, \alpha)$	$0,525 \pm 0,100$
5.	Конкс и др.	1964	γ -лучи захвата, относительно $^{10}\text{B}(n, \alpha)$	$0,630 \pm 0,120$
6.	Харрис и др.	1965	активация, сопутствующая активность	$0,640 \pm 0,040$
7.	Пёнитц	1966	активация, сопутствующая активность	$0,593 \pm 0,012$
8.	Пёнитц	1966	активация, MnSO_4 ванна	$0,604 \pm 0,011$
9.	Шитт, Кук Богарт, Семлер	1966	пропускание в сферической геометрии	$0,608 \pm 0,050$
10.	Конкс и др.	1966	активация, относительно $^{10}\text{B}(n, \alpha), ^{235}\text{U}(n, f)$	$0,809 \pm 0,080$
11.	Гивс и др.	1966	активация, MnSO_4 ванна	$0,555 \pm 0,040$
12.	Беланова и др.	1966	пропускание в сферической геометрии	$0,500 \pm 0,050$
13.	Кноля, Пёнитц	1966	активация, относительно $^{235}\text{U}(n, f)$	$0,608 \pm 0,040$
14.	Пёнитц	1966	активация, MnSO_4 ванна	$0,598 \pm 0,012$

получен относительно сечения деления $^{235}\text{U}(n, f)$, ошибка которого существенно превышает приводимую авторами. Данные абсолютных измерений методом пропускания в сферической геометрии Шмидт, Кук (1960), Беленова Т.С., Ваньков А.А. и др. (1965) существенно зависят от эффектов резонансной самоэкранировки [15]. Имеются две работы которые можно использовать в задаче оценки лишь косвенно, поскольку они лежат на границах исследуемой области энергий нейтронов.

У. Данные ле Риголе и др. 1973 [11]. Техника времени пролёта на ускорителе Ван-де-Графа. Энергия нейтронов 75 ± 550 кэВ. Разрешение $\sim 2,1$ нсек/метр. (n, γ) -детектор полной энергии со взвешиванием. Нейтронный поток - относительно сечения $^{10}\text{B}(n, \alpha, \gamma)$ реакции. Определены эффективности регистрации детекторов. Полная неопределённость полученных сечений 13% при 75 кэВ, 6% при 85 кэВ, 4,5% при 95 кэВ. Систематическая ошибка - 2,8%.

VI. Данные Челнокова и др., 1972 [16]. Спектрометр по времени замедления нейтронов в свинце. Диапазон $E_n = 0,2 \pm 34,6$ кэВ. Нормировка относительно теплового сечения захвата золота. Нейтронный поток - относительно сечения реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)$. Полная погрешность данных 6% при $E_n = 1$ кэВ $\pm 7,5$ кэВ., 7,9% при $E_n = 17,3$ кэВ, 10,1% при $E_n = 34,6$ кэВ. Имеется несколько работ, в которых измерялся только энергетический ход сечения захвата, а абсолютная нормировка проводилась по сечению захвата при $E_n = 30$ кэВ.

VII. Данные Компе, 1969 [6]. Техника времени пролёта на Ван-де-Графе, $E_n = 10 \pm 150$ кэВ. Разрешение 7 нсек/метр на пролёте на базе 1,5 метра. (n, γ) -детектор - 8000л жидкостной сцинтилляционный бак. Нейтронный поток относительно сечения $^{10}\text{B}(n, \alpha, \gamma)$ реакции. Неопределённость формы сечения - 5%. Статистическая погрешность - 3% при $E_n = 10$ кэВ и 1% при $E_n > 30$ кэВ.

VIII. Данные Фрикке, 1970, [17]. Техника времени пролёта на ЛЭУ-45. 2 нсек канал, пролётная база 20 м для $E_n = 10 \pm 10$ кэВ и 230 м для $E_n = 70 \pm 1$ кэВ. 2400л и 4000л жидкостной сцинтилляционный детектор захвата. Нейтронный поток - относительно $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ и $H(n, \alpha)$ при $E_n > 80$ кэВ. Статистическая погрешность $20 \pm 7\%$. Неопределённость абсолютной нормировки (по данным Вансама) 10%.

IX. Данные Минцга и др., 1968 [2]. Техника времени пролёта на Ван-де-Графе, $E_n = 25 \pm 500$ кэВ. Разрешение 7 нсек/метр на пролёте на базе 1,5 м. 8000л жидкостной сцинтилляционный детектор. Неопределённость

измерялся "серым детектором" Пёнитца. Моноэнергетические нейтроны ($\Delta E/E \sim 0,49 + 0,12$). Статистическая точность $4 + 6\%$.

X. Данные Шорина и др., 1974, [18]. Техника времени пролёта на Ван-де-Графе, $E_n = 5 + 80$ кэВ, 25 нсек/метр; база 0.85м. Детектор - 17л жидкостной сцинтилляционный бак с C_6F_6 . Нейтронный поток - относительно сечения $^{10}B(n, \alpha, \gamma)$ реакции. Статистическая точность и неопределённость формы $2,5 + 4\%$.

XI. Данные Кононова и др., 1975, [19]. По сравнению с предыдущим экспериментом, здесь существенно улучшено временное разрешение системы - до 8 нсек/метр, что позволило расширить исследуемый диапазон до $E_n = 380$ кэВ. Однако отношение эффект/фон меньше, чем в первой работе, т.е. условия проведения эксперимента значительно отличались. Это позволяет считать оба эксперимента независимыми. Статистическая точность и неопределённость формы сечения $2,2 + 7\%$.

Оценки среднего сечения захвата золота
при $E_n = 30$ кэВ

В экспериментах I-III измерялись сечения захвата $\bar{\sigma}$ усреднённые по действующему спектру нейтронов $\Phi(E_n)$, т.е.

$$\bar{\sigma} = \frac{\int \sigma(E_n) \cdot \Phi(E_n) \cdot dE_n}{\int \Phi(E_n) \cdot dE_n}$$

В зависимости от ширины спектра (линии) эта величина $\bar{\sigma}$ (как легко показать) может заметно отличаться от величины $\sigma(\bar{E}_n)$, где

$$\bar{E}_n = \frac{\int E_n \cdot \Phi(E_n) \cdot dE_n}{\int \Phi(E_n) \cdot dE_n}$$

В эксперименте III спектр нейтронов вычислен, тогда как в экспериментах I-II действующий спектр (спектр нейтронов из $^7Li(p, n)$ реакции вблизи порога в условиях кинематической коллимации) не приводится. Поэтому мы смоделировали этот спектр треугольным распределением с основанием 30 ± 10 кэВ. Такой простой спектр даёт величину $\bar{\sigma} = 572$ мб для эксперимента Маклина, тогда как расчёты Маклина, проведённые с вычисленным спектром нейтронов из $^7Li(p, n)$ реакции, даёт величину 570 мб при полной ошибке сечения ± 8 коэвр. Используя наше приближение спектра и данные относительных измерений VII, X, XI, мы привели данные Ривса (при $E_n = 22,8$ кэВ), опираясь на вычисленный им спектр фотонейтронного источника, к энергии $E_n = 30$ кэВ. Результаты приведены в табл.2. Они показывают, что величина, полученная Ривсом при $E_n = 22,8$ кэВ, $\bar{\sigma} = 684 \pm 20$ мб прикладывает к среднему сечению при $E_n = 30$ кэВ, равному 579 ± 20 мб.

Таблица 2

Экспер.	$\bar{\sigma}$ (30кэв) мбарн	$\bar{\sigma}$ (22,8кэв) мбарн	$\bar{\sigma}$ Ривса (30кэв) мбарн	
IV	572	658мб	595	} =579± 20 мбарн
VII	595	710мб	573	
X	596	702мб	580	
XI	602	725мб	568	

Усреднение с весом по 4-м экспериментам (I - 593 ± 12 , II - 598 ± 12 , III - 579 ± 20 , IV - 570 ± 8) даёт среднее значение сечения при $E_n = 30$ кэв $581,8$ мбарн со среднеквадратичным отклонением $7,1$ мбарн. Учитывая достигнутую экспериментальную точность (± 8 мбарн), можно считать оценкой среднего сечения захвата золота при энергии $E_n = 30$ кэв величину $\bar{\sigma}_{30} = 582 \pm 8$ мбарн,

вместо оценки Пёнитца - 596 ± 12 мбарн. В пределах ошибок обе оценки согласуются между собой. Используя новую оценку сечения $\bar{\sigma}_{30}$, можно теперь перенормировать эксперименты IV, VII, IX, X, XI и VIII. В последнем точность нормировки $\sim 10\%$, величина среднего сечения $\bar{\sigma}_{30} = 607 \pm 60$ мбарн, так что процедура перенормировки вполне корректна. Величины нормировочных множителей для отдельных экспериментов оказались следующими

IV - 1,021 VII - 0,978 VIII - 0,959
IX - 0,977 X - 0,977 XI - 0,967

Перенормированные данные можно теперь использовать для оценки энергетического хода сечения захвата.

Анализ энергетической зависимости сечения захвата
в области энергии $E_n = 1-100$ кэВ

Анализ сечения захвата проводился в рамках статистической теории реакций, используя одноуровневое приближение Лейна и Линна, позволяющее представить среднее сечение захвата в виде [10]

$$\sigma_{n,\gamma} = \frac{1}{k^2} \sum_{\ell} g \frac{\bar{S}_\gamma e^{i\ell} \bar{S}_{n\ell} P_\ell(E) \bar{F}_\gamma e^{i\ell}}{\bar{S}_\gamma e^{i\ell} + \sum_{\ell'} \frac{S_{n\ell'} P_{\ell'}(E-E_k)}{e^{i\ell'}}} \quad (1)$$

где \bar{S}_γ и $\bar{S}_{n\ell}$ - радиационные и нейтронные силовые функции, $P_\ell(E)$ - энергетический множитель, связанный с проникаемостью барьера, $\bar{F}_\gamma e^{i\ell}$ - фактор поправки на флуктуацию нейтронных шири ($\gamma=1$ или $\gamma=2$). Обозначения те же, что и в предыдущей работе [4]. Основной вклад в сечение захвата при $E_n < 100$ кэВ вносят нейтроны с моментами $\ell=0$ и $\ell=1$, поэтому учитывались волны с $\ell \leq 2$. В расчёте принималась во внимание возможность конкуренции со стороны неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровня $E_s = 77$ кэВ, $I_s = 1/2$. При анализе параметры S_1 , S_2 (Γ_s/\bar{D}) и γ_1 (отличие между \bar{S}_γ и \bar{S}_{γ^1}) варьировались, остальные параметры были фиксированы:

$$\begin{aligned} S_0 &= 2,0 \cdot 10^{-4} & R &= 1,45 \times A^{-1/3} \text{ фм} & (2) \\ S_2 &= 1,0 \cdot 10^{-4} & \sigma^2 &= 20 \text{ (параметр плотности уровней)} \\ \gamma_1 &= 1,0 \end{aligned}$$

Анализ нейтронных резонансов даёт следующие значения параметров [20]:

$$\begin{aligned} S_0 &= (2,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-4} \\ \bar{D} &= 16,2 \pm 0,3 \text{ эВ} \\ \Gamma_\gamma &= 125 \text{ мэВ} (\pm 2) \end{aligned}$$

Величина S_0 , найденная в работе [3] по интервалу 2,6+4,8 кэВ, оказалось равной

$$S_0 = (2,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}.$$

Там же указывается на сильные флуктуации параметра \bar{D} , достигшие 40%.

Поиск параметров осуществлялся минимизацией величины

$$\Delta = (N-3)^{-1} \sum_{i=1}^N \left(\frac{\sigma_i^{\text{эксп}} - \sigma_i^{\text{теор}}}{\delta \sigma_i^{\text{эксп}}} \right)^2 \quad (4)$$

$\sigma_i^{\text{эксп}}$; $\sigma_i^{\text{теор}}$ - экспериментальные и теоретические значения сечения захвата в i -энергетической точке, $\delta \sigma_i^{\text{эксп}}$ - ошибка величины $\sigma_i^{\text{эксп}}$, N - число рассматриваемых точек. Процедура поиска

позволяла находить одновременно 2 параметра \bar{S}_1 и \bar{S}_1^0 . Параметр γ_1 находился интерполяцией результатов по нескольким точкам. В величинах $\delta \epsilon_i$ *эсп.* учитывались только статистическая ошибка и ошибка формы, связанная с различного рода поправками. Ошибка нормировки не учитывалась, что уменьшало корреляцию между отдельными экспериментальными точками. В случае некоррелированных величин величина $(N-3) \cdot \Delta$ подчиняется χ^2 -распределению с $(N-3)$ степенями свободы. Учёт корреляции важен при нахождении ошибок параметров и мало влияет на определение самих параметров. В настоящей работе ошибки параметров для отдельных экспериментов не оцениваются, веса параметров для всех экспериментов считаются одинаковыми. В противном случае можно придать больший вес эксперименту, выполненному с худшей точностью и энергетическим разрешением, поскольку ошибка извлекаемого параметра обусловлена не только статистическим разбросом точек, но и разбросом, связанным с реальной структурой сечения. Предположение равноправия экспериментов существенно упрощает задачу.

Искомые параметры \bar{D} , полученные из величин S_1^0 в предположении $\Gamma \gamma^s = 0,125$ эв, \bar{S}_1 и γ_1 приведены в таблицах 3 и 4 для каждого рассмотренного эксперимента. Случаи $\gamma_1 = 1$ (обычные статистические предположения о величинах S_1^0) и $\gamma_1 = 0,5$ дают представление о точности извлекаемого параметра γ_1 , имеющего сильную корреляцию с величиной S_1 . Величины Δ , в основном, близки к 1, что говорит о статистической природе разброса экспериментальных точек, кроме эксперимента Маклина (IV), несмотря на то, что эти данные были предварительно сглажены и затем усреднены. Исходя из величин Δ нельзя отдать предпочтение какой-то одной теоретической модели ($\psi = 1$ или $\psi = 2$). Единственным критерием здесь является только соответствие с резонансным значением $\bar{D}_{рез}$. Усреднение отдельных модельных параметров даёт следующие результаты:

$$\begin{aligned} \psi = 1 & \quad \bar{D} = 13,38 \pm 0,27 \text{ эв}, S_1 = (0,273 \pm 0,021) \cdot 10^{-4}; \gamma_1 = 0,792 \pm 0,037 \\ \psi = 2 & \quad \bar{D} = 16,64 \pm 0,5 \text{ эв}, S_1 = (0,288 \pm 0,034) \cdot 10^{-4}; \gamma_1 = 0,717 \pm 0,076 \end{aligned} \quad (5)$$

Параметры \bar{D} и S_1 оказываются сильно коррелированными ($\rho_1 = 0,973$, $\rho_2 = 0,96$), что приводит к сильной вытянутости эллипсов среднеквадратичного отклонения, показанных на рис. 2 и 3 для случая 95% доверительного интервала. Хорошо видно, что максимальные ошибки параметров \bar{D} и S_1 (маргинальные среднеквадратичные отклонения) превосходят приводимые ошибки параметров. Сравнение с величиной наблюдаемого расстояния между S -резонансами

Таблица 3

Результаты анализа отдельных экспериментов для случая $\gamma = 1$

Параметр эксперименты	$\gamma = 1, \gamma_i = 1,0$			$\gamma = 1, \gamma_i = 0,5$			$\gamma = 1, \gamma_i$ -оптимальное			
	$\bar{D} \text{ эб}$	$\bar{S}_1 \cdot 10^{-4}$	Δ	$\bar{D} \text{ эб}$	$\bar{S}_1 \cdot 10^{-4}$	Δ	$\bar{D} \text{ эб}$	$\bar{S}_1 \cdot 10^{-4}$	γ_i	Δ
Маклин, IV	14,77	0,43	8,45	13,75	0,26	7,22	14,23	0,320	0,70	6,32
Компе, VII	13,0	0,27	0,729	11,66	0,163	0,808	12,70	0,220	0,88	0,724
Брикке, VIII	14,48	0,455	0,459	13,79	0,287	0,482	14,06	0,343	0,81	4,40
Пенитц, IX	14,88	0,405	1,10	12,75	0,21	0,762	13,52	0,276	0,66	0,66
Юрин, X	12,75	0,23	1,88	12,25	0,175	1,93	12,67	0,216	0,84	1,86
Кононов, XI	13,39	0,294	1,07	12,30	0,188	1,23	13,14	0,260	0,86	1,04
Средние параметры	13,88	0,3475	0,952	12,75	0,214		13,38	0,2725	0,792	0,973
	$\pm 0,39$	$\pm 0,038$		$\pm 0,36$	$\pm 0,020$		$\pm 0,274$	$\pm 0,0211$	$\pm 0,037$	
	$\langle D \rangle$	$\langle S_1 \rangle$	ρ	$\langle D \rangle$	$\langle S_1 \rangle$		$\langle D \rangle$	$\langle S_1 \rangle$	$\langle \gamma_i \rangle$	ρ

Результаты анализа отдельных экспериментов для случая $\gamma = 2$

Таблица 4

Эксперименты	$\gamma = 2, \chi_1 = 1,0$			$\gamma = 2, \chi_1 = 0,5$			$\gamma = 2, \chi_1$ - оптимальное			
	\bar{D} эб	$\bar{S}_1 \cdot 10^4$	Δ	\bar{D} эб	$\bar{S}_1 \cdot 10^4$	Δ	\bar{D} эб	$\bar{S}_1 \cdot 10^4$	χ_1	Δ
Маклин, IV	18,47	0,465	10,22	17,45	0,285	7,19	18,06	0,346	0,665	6,24
Коппе, VII	16,57	0,308	0,793	14,73	0,18	0,823	15,67	0,240	0,78	0,735
Фрикке, VIII	18,65	0,525	0,52	17,56	0,315	0,537	18,20	0,423	0,775	0,485
Ленитц, IX	16,87	0,338	1,43	15,97	0,225	0,77	15,43	0,195	0,375	0,74
Шорин, X	16,18	0,263	1,808	15,53	0,194	1,903	16,02	0,247	0,91	1,790
Кононов, XI	17,01	0,331	1,12	15,38	0,20	1,25	16,47	0,277	0,805	1,026
Средние параметры	17,29 $\pm 0,42$	0,371 $\pm 0,041$	0,988	16,10 $\pm 0,48$		0,233 $\pm 0,022$	16,64 $\pm 0,50$	0,288 $\pm 0,034$	0,717 $\pm 0,076$	0,96
	$\langle \bar{D} \text{ эб} \rangle$	$\langle S_1 \rangle$	ρ	$\langle \bar{D} \text{ эб} \rangle$		$\langle S_1 \rangle$	$\langle \bar{D} \rangle$	$\langle S_1 \rangle$	$\langle \chi_1 \rangle$	ρ

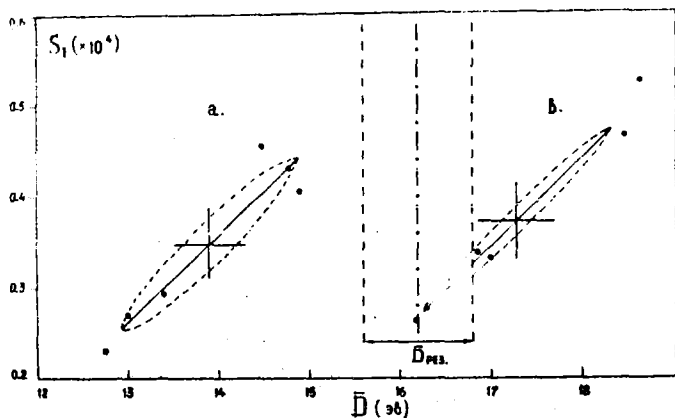


Рис. 2. Сравнение модельных параметров S_1 и \bar{D} - по экспериментальным данным используемых в оценке работ для случаев: а) $\nu = 1$; $\gamma_1 = 1$ и в) $\nu = 2$; $\gamma_1 = 1$ с их резонансными значениями. Крестом обозначены средние значения модельных параметров с их ошибками. Пунктиром показаны эллипсы среднеквадратичного отклонения для 95% доверительного интервала.

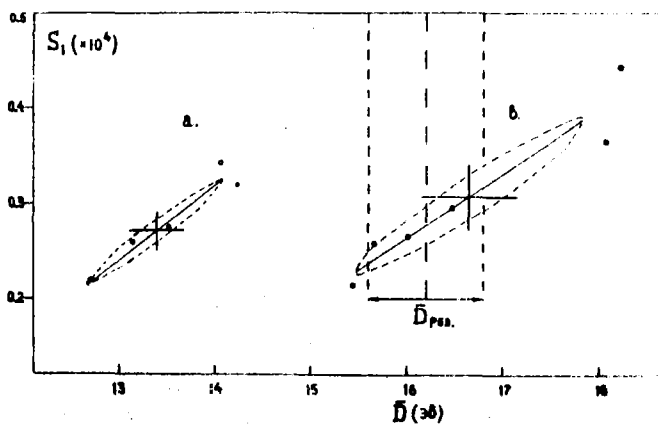


Рис. 3. Сравнение модельных параметров S_1 и \bar{D} по экспериментальным данным используемых в оценке работ для случаев: а) $\nu = 1$; $\delta_1 = 0,792$ и в) $\nu = 2$, $\delta_1 = 0,718$ с их резонансными значениями. Крестом обозначены средние значения модельных параметров с их ошибками. Пунктиром показаны эллипсы среднеквадратичного отклонения для 95% доверительного интервала.

$\bar{D}_{рез}$ показывает, что следует отдать предпочтение модели с $\gamma = 2$, т.е. предположить экспоненциальное распределение нейтронных ширин. Случай $\gamma = 1$ показывает заметное расхождение в параметрах \bar{D} . Отметим так же, что обе модели дают близкие значения других параметров

$$S_1 \approx 0,28 \cdot 10^{-4} \quad \text{и} \quad \gamma_1 \approx 0,75.$$

Отличие γ_1 от 1 может быть связано, либо с большей величиной Γ_{γ^p} по сравнению с Γ_{γ^s} , либо с нарушением статистических предположений о величине $D^{\gamma\pi}$, что для некоторых ядер также отмечалось. Естественно, что для ясного понимания ситуации нужна дополнительная прямая информация о рассматриваемых резонансных параметрах.

"Наилучшие" кривые сечения захвата золота в области

$$E_n = 1 + 100 \text{ кэВ}$$

Теоретические сечения захвата, соответствующие оптимальным резонансным параметрам, приведены в табл. 5 вместе с вычисленными значениями среднего сечения при $E_n = 30$ кэВ. Видно, что в процессе усреднения параметров величины $\langle \sigma_{30} \rangle$ несколько смещаются (в пределах 1,4%), однако для наиболее оптимальных случаев (5) это смещение (от величины принятой нормировки) незначительно ($\sim 0,5\%$). В пользу наиболее оптимального набора параметров (5) говорит и хорошее согласие полученных теоретических кривых с данными Челнокова (VI) и ле-Риголе (V), (рис. 4), которые не учитывались при проведении оценки параметров, поскольку характеризуются независимой нормировкой. Результаты χ^2 -теста приведены в табл. 6. При вычислении величины $\Delta = \chi^2 / (N - 1)$ учитывалась полная ошибка экспериментального сечения. Отметим, что в случае $\gamma = 2$ для данных Челнокова величина $\gamma_1 = 1,0$ является более приемлемой.

$$\Delta = \chi^2 / (N - 1)$$

Таблица 4

	$\gamma = 1$			$\gamma = 2$			$\chi^2 \ 5\% / N - 1$
	$\gamma_1 = 1$	$\gamma_1 = 0,5$	$\gamma_1 = 0,792$	$\gamma_1 = 1,0$	$\gamma_1 = 0,5$	$\gamma_1 = 0,712$	
ле-Риголе $N = 51$	0,638	0,691	0,561	0,678	0,787	0,602	1,418
Челноков $N = 16$	1,219	1,199	1,142	0,745	1,278	1,04	1,666

Таким образом, проведенный анализ показал, что теоретические кривые сечения захвата, вычисленные с набором параметров (5) - $\gamma = 1$, $\gamma_1 = 0,792$ и $\gamma = 2$, $\gamma_1 = 0,717$ - можно считать наилучшими для сравнения кривыми. Расхождение между кривыми

Таблица 5

Оценённые сечения захвата золота $\beta_{n,\gamma}$ (в
барн) в области $E = I + 100kэв$

E кэв	V=1			V=2			
	$\gamma_1 = 1,0$	$\gamma_1 = 0,5$	$\gamma_1 = 0,792$	$\gamma_1 = 0,717$	$\gamma_1 = 1,0$	$\gamma_1 = 0,5$	
1,0	7,466	7,826	7,617	7,904	7,732	8,053	
1,5	5,403	5,671	5,516	5,700	5,575	5,810	
2,0	4,291	4,500	4,377	4,508	4,410	4,594	
2,5	3,585	3,757	3,654	3,753	3,675	3,825	
3,0	3,096	3,240	3,153	3,231	3,166	3,290	
3,5	2,735	2,858	2,783	2,846	2,791	2,897	
4,0	2,457	2,564	2,498	2,550	2,503	2,594	
5,0	2,057	2,139	2,087	2,124	2,090	2,158	
6	1,782	1,846	1,804	1,832	1,807	1,858	
7	1,581	1,631	1,597	1,618	1,600	1,638	
8	1,427	1,466	1,438	1,455	1,442	1,470	
9	1,305	1,336	1,313	1,326	1,318	1,338	
10	1,207	1,231	1,211	1,223	1,217	1,231	1,225
15	0,9034	0,9055	0,8986	0,9042	0,9087	0,9052	0,890
20	0,7456	0,7382	0,7371	0,7412	0,7493	0,7357	0,735
25	0,6478	0,6363	0,6381	0,6419	0,6507	0,6344	0,630
30	0,5806	0,5680	0,5709	0,5748	0,5830	0,5666	0,584
35	0,5312	0,5190	0,5221	0,5262	0,5332	0,5182	0,539
40	0,4930	0,4822	0,4850	0,4893	0,4945	0,4819	0,481
50	0,4375	0,4307	0,4317	0,4365	0,4381	0,4310	0,445
60	0,3986	0,3964	0,3952	0,4001	0,3983	0,3970	0,408
70	0,3696	0,3719	0,3684	0,3733	0,3685	0,3726	0,373
80	0,3366	0,3424	0,3370	0,3414	0,3344	0,3428	0,341
90	0,3140	0,3241	0,3163	0,3199	0,3104	0,3236	0,326
100	0,2969	0,3108	0,3008	0,3038	0,2924	0,3098	0,315
$\bar{\sigma}_{30}$	0,5882	0,5765	0,5788	0,5833	0,5909	0,575	0,582

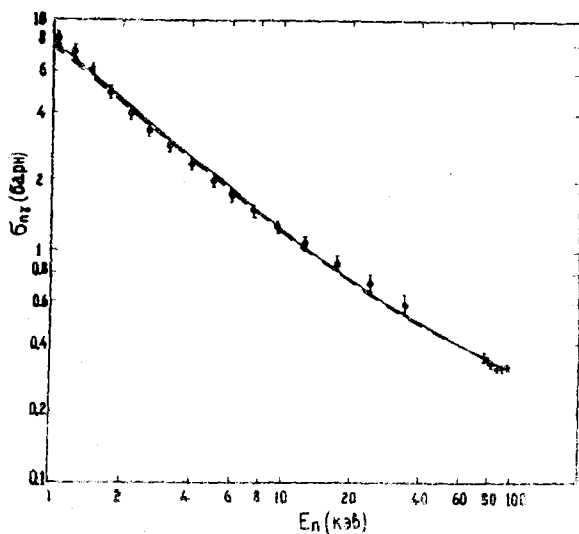


Рис. 4. Сравнение теоретических кривых наилучшего описания экспериментальных данных (— $\nu = 2$; $\gamma_2 = 0,717$; - - - $\nu = 1$; $\gamma_1 = 0,792$) с экспериментальными данными Челнокова [16] и Ле-Риголе [11].

для разных наборов параметров (табл. 5) характеризует точность оцененного сечения, которую можно принять равной 2-3%. В табл. 5 также приведены рекомендованные данные $\frac{BNDF}{V-IV}$ в области энергии $E_n \approx 10$ кэв [21]. В области $E_n > 30$ кэв она превышает нашу оценку на 2-4% и характеризуется средним значением сечения при $E_n = 30$ кэв $\langle \sigma_{30} \rangle = 592$ мбарн, что выше полученной здесь величины на 1,7%.

Недавно была сделана оценка сечения захвата золота с использованием для описания экспериментальных данных дробно-рациональных функций (Паде - приближение) [22]. В середине рассматриваемого интервала энергий расхождение данных обеих оценок не превышает 2-3,4%, лишь на краях интервала (1,5-3 кэв; 90-100 кэв) расхождение достигает 4-7%. Расхождения эти обусловлены процедурой выборки экспериментальных данных для оценки (в частности - появлением новых данных) и их нормировкой. В настоящей работе эта процедура проведена более последовательно.

В заключение следует также отметить, что наши результаты подтверждают целесообразность использования простого многоуровневого приближения Телеля-Вайдениллера в задачах оценки ядерных сечений.

Л и т е р а т у р а

1. Poenitz W.P. Nuclear Data for Reactors. IAEA, 1967, v.1, p.277.
2. Poenitz W.P., Kampe D., Manlove H.P. Journ Nucl.Energ. 1968, 22, 505.
3. Macklin R.Z., Halperin J., Winters R.R. Phys.Rev., 1975, C11, 1270.
4. Толстиков В.А., Шорин В.С. Вопросы атомной науки и техники. "Ядерные константы". Атомиздат, 20, 1976, 2, 61.
5. Gibbons J.H., Macklin R.Z., Miller E.D., Neiler J.H. Phys.Rev., 1961, 122, 182.
6. Kampe D. Nucl.Phys., 1969, A113, 513.
7. Шорин В.С., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. ЯФ, 1974, 20, 1092.
Шорин В.С. Автореферат диссертации ФЭИ, 1974.
8. Hofmann H.M., Richert J., Teresi J.W., Weidenmüller H.A. Ann.Phys. (N.Y.) 1975, 90, 391; 1975, 90, 403.
9. Moldauer A.M. Phys.Rev., 1975, C11, 426.
10. Lane A.M., Lynn J.E. Proc.Phys.Soc. 1957, 70A, 557.
11. C.Le.Rigoleur, Arnaud A., Tasse J. Centre a l'Energie Atomique. Report No CEA-N-1662, 1973 (Neutron Standard Reference Data, Vienna, 1974, p.239, IAEA-P2-246-2(29).
12. Poenitz W.P., J.Nucl.Energy, Parts A/B, 1966, 20, 825.
Ryves T.B., J.Nucl.Energy, 1971, 25, 557.
13. Ryves T.B., Robertson J.C., Antonet E.J. ee J.Nucl. Energy, 1966, 20, 249.
14. Czinn J.R., Steitz M.Z. Nucl.Sci.Eng. 1970, 52, 440.
15. Pröbber G.H. Nucl.Data for Reactors, IAEA, 1967, v.1, 197.
Semler T.T. (NASA-TN-D-5211), 1969.
16. Челюшков Б.Б., Толстиков В.А., Станиславский В.И. и др. Препринт ФЭИ-292, Обнинск, 1971.

17. Fricke M.P., Zopez W.M., Friesenhahn S.J. et al.
Nucl.Data for Reactors, IAEA, 1970.
18. Шорин В.С., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., ЯФ, 1974, 19, 5.
Сб. "Ядерно-физические исследов. в СССР", Атомизд. 1974, 17, 9.
19. Кононов В.Н., Юрлов Б.Д., Полетаев Е.Д. Доклад на 3 всеобщей
ной конференции по нейтронной физике. Киев, 1975.
20. Maghabghab S.P., Garber D.L., BNL-325, 1973, 3^d ed, 1.
21. The Evaluated Neutron Data File, Version IV (ENDF-B/IV) 1974.
22. Винogradов, В.Н., Манухин В.Н., Платонов В.И., Толстиков В.А.
Оценка сечения захвата быстрых нейтронов золота-197.
Доклад на 3-ем киевском совещании по нейтронной физике,
Июль 1975.

ВЛИЯНИЕ ГЕТЕРОГЕННОЙ СТРУКТУРЫ БЫСТРЫХ КРИТСБОРОК
НА ВЕЛИЧИНУ КОЭФФИЦИЕНТОВ РЕАКТИВНОСТИ МАТЕРИАЛОВ

В.А. Дулин

Abstract- АННОТАЦИЯ

SMALL-SAMPLE REACTIVITY WORTH CALCULATIONS IN THE HETEROGENEOUS FAST CRITICAL ASSEMBLIES. A collision probability formulation of integral transport theory is used for small-sample reactivity worth calculations (reactivity coefficients of boron - 10 and graphite) in the heterogeneous fast critical BPS assemblies.

The change in the reactivity coefficients between heterogeneous and homogeneous models of assembly cells is obtained. Are compared with the experiments the calculation of results.

ВЛИЯНИЕ ГЕТЕРОГЕННОЙ СТРУКТУРЫ БЫСТРЫХ КРИТСБОРОК НА ВЕЛИЧИНУ КОЭФФИЦИЕНТОВ РЕАКТИВНОСТИ МАТЕРИАЛОВ. Интегрально-транспортное приближение последовательно использовалось для расчетов малых изменений критичности (коэффициентов реактивности образцов бора-10 и графита) в гетерогенных критсборках БЭС.

Получено изменение коэффициентов реактивности образцов, обусловленное гетерогенной структуре критсборок. Результаты расчетов сравниваются с экспериментом.

I. Опыты по изучению влияния образцов различных материалов, помещаемых в критическую сборку, на величину ее критичности, полезны как с точки зрения изучения сечений взаимодействия этих материалов с нейтронами, так и проверки характеристик самих критсборок (потока нейтронов, сопряженного потока и др.). Малые изменения критичности (собственного значения k кинетического уравнения), как известно, удобно получать по теории возмущений.

В настоящее время имеются программы расчета малых возмущений в P_1 приближении. Для критическихборок, имеющих гетерогенную структуру с размером гетерогенных областей, сравнимых со средним пробегом нейтрона до столкновения (именно таковой является структура критсборок БЭС, ZPR, ZEBRA и др.) необходимо использовать более точные приближения, лучше учитывающие гетерогенность.

Эта работа посвящена последовательному использованию интегрально-дифференциального приближения для расчетов малых изменений критичности в гетерогенных критоборках БЭС.

2. Применяя обозначения, принятые в [1], запишем многогрупповое интегральное уравнение для потока нейтронов в бесконечной среде, имеющей периодическую структуру:

$$\Delta \chi_n \sum_{l \neq n}^G \varphi_n^j = \sum_{m \neq l}^M \sum_{k=1}^G P_{mn}^j \Delta \chi_m \left(\Sigma_{sm}^{k \rightarrow j} + \frac{\chi^k}{k} \nu \Sigma_{fm}^k \right) \varphi_m^k \quad (1)$$

Здесь φ_n^j - поток нейтронов группы j , усредненный по области типа n ; $\Delta \chi_n$ - размер области, Σ_{ln}^j , $\Sigma_{sn}^{k \rightarrow j}$ и Σ_{fn}^j - транспортное сечение, сечение перевода из группы k в группу j (тоже транспортное) и сечение деления в области n ; ν и χ^j - число вторичных нейтронов деления и их групповой спектр; P_{mn}^j - вероятность нейтрону, испущенному в области m в группе j , испытать следующее столкновение в области n ; M - число областей в периодической решетке, G - число энергетических групп.

Уравнение, сопряженное (1) имеет вид

$$\Delta \chi_n \sum_{l \neq n}^j \varphi_n^{*k} = \sum_{m \neq l}^M \sum_{k=1}^G P_{nm}^k \Delta \chi_m \left(\Sigma_{sn}^{j \rightarrow k} + \frac{\chi^k}{k} \nu \Sigma_{fn}^j \right) \varphi_m^{*k} \quad (2)$$

Возмущение собственного значения при изменении макросечений $\delta \Sigma$ (например, из-за внесения образца) в первом приближении, как известно, есть

$$\frac{\delta \lambda}{\lambda} = \frac{1}{\langle \chi | D | \chi \rangle} \sum_{n,j} \left\{ -\varphi_n^j \Delta \chi_n \delta \Sigma_{ln}^j \varphi_n^{*j} + \sum_{m,k} \varphi_n^j \Delta \chi_n \delta [P_{nm}^k (\Sigma_{sn}^{j \rightarrow k} + \frac{\chi^k}{k} \nu \Sigma_{fn}^j)] \varphi_m^{*k} \right\} \quad (3)$$

$$\langle \chi | D | \chi \rangle = \sum_{n,j} \sum_{m,k} \Delta \chi_n \varphi_n^j \nu \Sigma_n^j \nu \Sigma_{fn}^j P_{nm}^k \frac{\chi^k}{k} \varphi_m^{*k}$$

Используя соотношение между сопряженным потоком φ_n^{*j} (ценностью столкновений нейтрона) и ценностью по отношению к асимптотической функции φ_n^{*j} [2]

$$\varphi_n^{+j} = \sum_{m=1}^M P_{nm}^j \varphi_m^{*j}, \quad (4)$$

и очевидное соотношение $\sum_{m=1}^M P_{nm}^j = 1$;

можно записать выражение (3) в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\delta k}{k} = \frac{1}{\text{ЧНД}} & \left[- \sum_{n,j} \Delta \chi_n \varphi_n^j \delta \Sigma_{tn}^j \varphi_n^{+j} + \sum_{n,j} \Delta \chi_n \varphi_n^j \times \right. \\ & \times \left. \sum_k \left(\delta \Sigma_{sn}^{j \rightarrow k} + \frac{\chi^k}{k} \delta \nu \Sigma_{fn}^j \right) \varphi_n^{+k} + \right. \\ & + \sum_{n,j} \Delta \chi_n \varphi_n^j \delta \Sigma_{tn}^j \sum_m P_{nm}^j (\varphi_m^{*j} - \varphi_n^{*j}) + \\ & \left. + \sum_{n,j} \Delta \chi_n \varphi_n^j \sum_{k,m} \left(\Sigma_{sn}^{j \rightarrow k} + \frac{\chi^k}{k} \nu \Sigma_{fn}^j \right) (\delta P_{nm}^k) \varphi_m^{*k} \right] \quad (5) \end{aligned} \right\}$$

Выражение (5) получено в работе [2] и использовалось для расчета величины коэффициента реактивности образца (КРО) конечных размеров. Величина δP_{nm}^k вычислялась в прямом расчете (с образцом $P_{nm}^{R'}$ и без образца P_{nm}^R ; $\delta P_{nm}^k = P_{nm}^{R'} - P_{nm}^R$). Пространственное распределение потоков и ценностей получалось в однородном диффузионном расчете. Таким образом, интегрально-транспортное приближение использовалось здесь для получения зависимости КРО от его размеров. Гетерогенность критсборки при этом не учитывалась.

3. Пусть нас интересует не гетерогенность, связанная с конечным размером образца, а гетерогенность, связанная с конечными размерами областей самой критсборки и влияние ее на величину КРО. Иными словами, необходимо узнать, как будет меняться КРО безконечно больших размеров при изменении состояния окружающей среды при переходе от однородной среды к гетерогенной (без изменения геометрии).

Сделаем предельный переход к гомогенному случаю. Тогда, согласно [1]:

$$\varphi_n^j \rightarrow \varphi_n^j; \quad \varphi_n^{+j} \rightarrow \varphi_n^{+j};$$

$$\sum_n \Delta \chi_n \Sigma_{\Delta n}^j \rightarrow \Sigma_{\Delta}^j; \quad \rho_{nm}^j \rightarrow \rho_{nm}^j \text{ ГОМ} = \frac{\Delta \chi_m \Sigma_{\Delta m}^j}{\Sigma_{\Delta}^j}$$

$$\delta \rho_{nm}^j \text{ ГОМ} = \rho_{nm}^j \text{ ГОМ} \left(\frac{\delta \Sigma_{\Delta m}^j}{\Sigma_{\Delta m}^j} - \frac{\delta \Sigma_{\Delta}^j}{\Sigma_{\Delta}^j} \right); \quad (6)$$

и первые два члена в выражении (5) преобразуются в выражение КРО для гомогенной среды,

$$\text{КРО(ГОМ)} = \frac{1}{\text{ЧНД}} \left\{ - \sum_j \varphi_n^j \delta \Sigma_{\Delta}^j \varphi_n^{+j} + \sum_{j,k} \varphi_n^j \left(\delta \Sigma_{\Delta}^{j-k} + \frac{\chi^k}{k} \delta \varphi_{\Delta}^j \right) \varphi_n^{+k} \right\}; \quad (7)$$

а сумма третьего и четвертого членов с (3+4) в (5) обращается в нуль. Действительно, обозначив

$$\Sigma_n^{j-k} = \Sigma_{sn}^{j-k} + \frac{\chi^k}{k} \varphi_{\Delta n}^j;$$

получим с учетом (4) и (6) для с (3+4)

$$C(3+4) = \sum_{n,j} \Delta \chi_n \varphi_n^j \left[\delta \Sigma_{\Delta n}^j \sum_m \rho_{nm}^j (\varphi_m^{*j} - \varphi_n^{*j}) + \right.$$

$$\left. + \sum_{m,k} \Sigma_n^{j-k} \delta \rho_{nm}^k \varphi_m^k \right] = \sum_{n,j} \Delta \chi_n \varphi_n^j \left[\delta \Sigma_{\Delta n}^j (\varphi_n^{+j} - \varphi_n^{*j}) \right.$$

$$\left. - \sum_k \Sigma_n^{j-k} \left(\frac{\delta \Sigma_{\Delta}^k}{\Sigma_{\Delta}^k} \varphi_n^{+k} - \sum_m \frac{\delta \Sigma_{\Delta m}^k}{\Sigma_{\Delta}^k} \varphi_m^{*k} \right) \right] =$$

$$= \sum_j \varphi_n^j \delta \Sigma_{\Delta}^j \varphi_n^{+j} - \sum_{j,k} \varphi_n^j \frac{\Sigma_n^{j-k}}{\Sigma_{\Delta}^k} \delta \Sigma_{\Delta}^k \varphi_n^{+k} -$$

$$\sum_{n,j} \Delta \chi_n \varphi_n^j \delta \Sigma_{\Delta n}^j \varphi_n^{*j} + \sum_{n,j} \Delta \chi_n \varphi_n^j \Sigma_n^{j-k} \frac{\delta \Sigma_{\Delta m}^k}{\Sigma_{\Delta}^k} \varphi_m^{*k}$$

Произведя замену во втором члене последнего соотношения $j \rightleftharpoons k$, а в четвертом $j \rightleftharpoons k$, $m \rightleftharpoons n$, получим

$$C(3+4) = \sum_j \frac{\delta \Sigma_t^j}{\Sigma_t^j} \varphi^{+j} (\Sigma_t^j \varphi^j - \sum_k \Sigma^{k \rightarrow j} \varphi^k) - \\ - \sum_{n,j} \frac{\delta \Sigma_{tn}^j}{\Sigma_{tn}^j} \varphi_n^{*j} (\Sigma_t^j \varphi^j - \sum_k \Sigma^{k \rightarrow j} \varphi^k) = 0;$$

так как $\Sigma_t^j \varphi^j - \sum_k \Sigma^{k \rightarrow j} \varphi^k = 0$ (это гомогенное уравнение для потока нейтронов).

В целом эффект влияния гетерогенизации среды состоит в изменении величины первых двух членов в (5) за счет отличия φ_n^{*j} и φ_n^{+j} от φ^j и φ^{+j} , и в появлении последних двух членов (специфический гетерогенный эффект - "градиентный" член). Имея решение уравнений (1) и (2) можно вычислить величину КРО для бесконечно-малого возмущения.

При этом

$$\delta \rho_{nm}^k = \frac{d \rho_{nm}^k}{d \Sigma_{tn}^k} \delta \Sigma_{tn}^k,$$

и так как матрица переходов зависит от Σ_{tn}^k , то, зная ее аналитическое выражение, можно получить и производную матрицы по транспортному сечению.

Рассчитаем КРО для двухкомпонентной плоской задачи (топливо-замедлитель). Предположим, что обе области (оба слоя) периодической структуры возмущены. Вероятность переходов между слоями одного типа в этом случае равна

$$P_{nn}^k = \int_0^1 P_{nn}^k(\mu) d\mu = \int_0^1 d\mu \left\{ 1 - \frac{1-e^{-t_n}}{t_n} \left[1 - \frac{(1-e^{-t_n})e^{-t+tn}}{1-e^{-t}} \right] \right\} \quad (8)$$

Здесь

$$t_n = \Delta x_n \Sigma_{tn}^k / \mu; \quad t = \sum_{n=1}^M t_n;$$

μ - косинус угла между направлением движения нейтрона и нормалью к плоским слоям.

$$d\rho_{nn}^k = \int_0^1 d\mu \left\{ \frac{dt_n}{t_n^2(1-e^{-t})} [(1-e^{-t+t_n})(1-e^{-t_n}-t_n e^{-t_n}) + t_n(1-e^{-t_n})e^{t-t}] - \frac{dt}{t_n(e^t-1)^2} (1-e^{-t_n})(e^{t_n}-1)e^t \right\}$$

(9)

где $dt_n = d\Sigma_{tn}^k \Delta\chi_n/\mu$

Если возмущения одинаковы в каждом из слоев, то есть

$$\delta\Sigma_{tn}^k = \delta\Sigma_t^k;$$

то

$$dt_n = d\Sigma_t^k \Delta\chi_n/\mu; dt = d\Sigma_t^k \sum_{n=1}^M \Delta\chi_n/\mu,$$

и выражение для $d\rho_{nn}^k/d\Sigma_t^k$ легко получается из (9).

Вероятность переходов между слоями разного типа P^k дается следующим соотношением

$$\rho_{nm}^k = \int_0^1 d\mu \frac{(1-e^{-tm})(1-e^{-tn})}{t_n(1-e^{-t})}; \quad (10)$$

и величина $d\rho_{nm}^k/d\Sigma_t^k$ получается при тех же предположениях.

Получение возмущения матрицы переходов для других случаев, например, для возмущения отдельных слоев ячейки, не представляет труда.

4. На критсборке БЭС-26 были измерены центральные коэффициенты реактивности образцов и получены экстраполированные на нулевые размеры образцов величины этих КРО. Измерения проводились как при гетерогенной, так и при "гомогенной" структуре критсборок. Гетерогенная ячейка критсборки БЭС-26 состояла из топливного слоя (60% объемных металлического урана 90% обогащения и 40% объемных алюминия) толщиной 0,9 см и слоя замедлителя (50% объемных графита, 25% нержавеющей стали и 25% алюминия) толщиной 12 см. "Гомогенная" структура достигалась 18-ти кратным уменьшением гетерогенности - топливный слой разделялся на 18 слоев и равномерно размешивался со слоем замедлителя.

Подробное описание эксперимента приведено в [3] .

Влияние гетерогенного окружения на КРО рассчитывалось согласно вышеприведенным соотношениям. В таблице I приводятся результаты расчета различных составляющих КРО для углерода и бора-10. В столбце I - составляющая захвата, 2 - замедления, 3 - сумма последних двух членов (5) ("градиентный" член). Сечения в барнах.

Таблица I
Составляющие коэффициента реактивности образца
в критборке БЭС-26

К Р О	Захват	Замедление	"Градиентный" член	
В-10	"гом"	- 699,9	5,10	0
	гет	- 839,4	4,54	-0,70
С-12	"гом"	- 0,001	5,52	0
	гет	- 0,001	4,87	-0,06

"Градиентный" член дает заметный вклад в КРО только для углерода.

В таблице 2 сравниваются величины КРО в гетерогенном и гомогенном вариантах, полученные в эксперименте и расчете. Экспериментальные данные из [3] .

Таблица 2
Изменение величины КРО при гетерогенизации критборки
КРО гет/КРО гом

	Эксперимент	Расчет
В-10	1,26 ± 0,05	1,20
С-12	0,88 ± 0,03	0,87

Как видно из таблицы 2 имеется удовлетворительное согласие эксперимента и расчета. Оценка ряда неучтенных эффектов (изменение резонансного самопоглощения в критборке, влияние точности групповых констант на величину расчетного эффекта и др.) на наш взгляд может улучшить согласие для В-10.

В других критборках БЭС не удалось при проведении экспериментов столь хорошо приблизиться к гомогенному случаю [3]. Поэтому эксперимент с минимальной степенью гетерогенности будем называть основным, а с увеличенной гетерогенностью назовем "гетерогенизованным", сохранив название "гомогенный" только для расчета. В

таблице 3 приведены рассчитанные составляющие КРО графита для ряда критсборок БЭС.

Таблица 3

К Р О графита

БЭС	Гомогенный	Основной		Гетерогенизированный	
	замедление	замедление	"градиентный" член	замедление	"градиентный" член
27	5,309			4,952	-0,126
28					
30	1,471	1,440	- 0,106	1,268	-0,090
31	-6,375	-6,344	- 0,009		
33	-2,635	-2,657	0,006	-2,770	0,158

Л и т е р а т у р а

1. Storrer P. and Khairillah A. Nucl.Sci.Eng. 1966,24,153.
2. McGrath P.E., Foell W.K. Nucl.Sci.Eng. 1971,45, 237.
3. Doolin V.A., Kazanskii Yu.A., Mamontov V.P., Sidorov G.A. Analysis of Integral Experiments Performed on Fast Critical Assemblies. Intern.Symp. on Physics of Fast Reactors. Tokyo, Okt.1973,Report A-26.

ВЛИЯНИЕ ГРУППОВОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ НА ВЕЛИЧИНУ КОЭФФИЦИЕНТОВ РЕАКТИВНОСТИ МАТЕРИАЛОВ В БЫСТРЫХ РЕАКТОРАХ

В.А.Дулкин

Abstract - Аннотация

A BROAD GROUP STUDY OF THE REACTIVITY WORTH COEFFICIENTS DISCREPANCY. The bilinear weighted constants has been used in a reactor calculations at comparing reactivity worth coefficients obtained in calculations and experiments. The bilinear weighted absorption and slowingdown cross section differs from those obtained by flux weighting. The numerical estimations were carried out for some fast critical BFS assemblies. It has been shown that the difference of the reactivity worth coefficients, obtained by using these two kinds of constants is of the order of the experimental errors.

ВЛИЯНИЕ ГРУППОВОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ НА ВЕЛИЧИНУ КОЭФФИЦИЕНТОВ РЕАКТИВНОСТИ МАТЕРИАЛОВ В БЫСТРЫХ РЕАКТОРАХ. Для сравнения измеренных коэффициентов реактивности с рассчитанными необходимо проводить расчеты реактора с константами, взвешенными билинейно по потоку и ценности нейтронов. Билинейно взвешенные сечения поглощения и замедления отличаются от взвешенных по потоку. Проведены оценки отличия в ряде быстрых критических сборок БФС. Показано, что отличия в расчетных коэффициентах реактивности сравнимы с ошибками эксперимента.

1. В в е д е н и е

Измеренные и рассчитанные критические параметры быстрых критическихборок и отношения сечений элементов часто используют для проверки точности реакторных констант, используемых при расчетах реакторов.

Использование коэффициентов реактивности различных элементов при таком анализе может существенно дополнить возможности вычисления причин расхождения между экспериментом и расчетом. Это связано как с возможностью использования большого числа элементов, так и с изучением, наряду с потоком нейтронов, так же и функции ценности нейтронов. Важно также, что коэффициенты реактивности делющихся материалов зависят от соотношения сечений захватов и делений нейтронов.

Целью настоящей работы является оценка величины ошибок коэффициентов реактивности, возникающих при использовании в расчетах коэффициентов реактивности групп конечной ширины.

2. Формулы усреднения констант, сохраняющие величину коэффициентов реактивности

Как известно, при расчете коэффициентов реактивности применяется теория возмущений собственного значения $K_{эфф}$, использующая решение однородного кинетического уравнения для потока нейтронов и сопряженного ему уравнения.

Рассмотрим простейший случай кинетического уравнения в β^2 приближении (пространственная и энергетическая переменные разделены).

Уравнение для потока нейтронов и сопряженное уравнение (описывающее функцию ценности по отношению к асимптотической мощности), в этом случае имеют вид:

$$[D(E)\beta^2 + \Sigma_t(E)]\psi(E) = \int_0^\infty \psi(E')\Sigma_s(E'-E)dE' + \frac{\chi(E)}{k} \int_0^\infty \nu\Sigma_f(E')\psi(E')dE' \quad (1)$$

$$[D(E)\beta^2 + \Sigma_t(E)]\psi^+(E) = \int_0^E \psi^+(E')\Sigma_s(E-E')dE' + \frac{\nu\Sigma_f(E)}{k} \int_0^\infty \chi(E')\psi^+(E')dE' \quad (2)$$

Сечения в обоих уравнениях одни и те же. Используем далее обозначения для операторов

$$\begin{aligned} \hat{\mathcal{L}} &= D(E)\beta^2 + \Sigma_t(E) - \int_0^\infty \Sigma_s(E'-E)dE'; \\ \hat{\mathcal{L}}^+ &= D(E)\beta^2 + \Sigma_t(E) - \int_0^E \Sigma_s(E-E')dE'; \\ \hat{\mathcal{M}} &= \chi(E) \int_0^\infty \nu\Sigma_f(E')dE'; \quad \hat{\mathcal{M}}^+ = \nu\Sigma_f(E) \int_0^\infty \chi(E')dE' \end{aligned}$$

Сопряженность уравнений (1) и (2) означает, что выполняются соотношения

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \psi^+(E)\hat{\mathcal{L}}\psi(E)dE &= \int_0^\infty \psi(E)\hat{\mathcal{L}}^+\psi^+(E)dE; \\ \int_0^\infty \psi^+(E)\hat{\mathcal{M}}\psi(E)dE &= \int_0^\infty \psi(E)\hat{\mathcal{M}}^+\psi^+(E)dE \end{aligned} \quad (3)$$

Если изменить, например, сечения

$$\begin{aligned}\Sigma_t'(E) &= \Sigma_t(E) + \delta \Sigma_t(E); \\ \Sigma_s'(E' \rightarrow E) &= \Sigma_s(E' \rightarrow E) + \delta \Sigma_s(E' \rightarrow E),\end{aligned}$$

то, как известно, возмущение собственного значения $\delta k / k$ согласно теории возмущений [1] (в предположении малости возмущений) равно:

$$\begin{aligned}\frac{\delta k}{k} &= \frac{1}{\text{ЦНД}} \left\{ \int_0^\infty \varphi^*(E) \delta \Sigma_t(E) \varphi(E) dE + \right. \\ &+ \left. \int_0^\infty dE \int_E^\infty \delta \Sigma_s(E' \rightarrow E) \varphi(E') [\varphi^*(E) - \varphi^*(E')] dE' \right\} \quad (4)\end{aligned}$$

где ЦНД - общеизвестный знаменатель теории возмущений [1]. Назовем эту величину $\delta k / k$ коэффициентом реактивности.

Допустим, что известны все величины сечений в уравнениях (1) и (2), а также решения их $\varphi(E)$ и $\varphi^*(E)$. Тогда коэффициент реактивности так же легко вычисляется.

Уместно задать вопрос: как должны быть определены многогрупповые константы, чтобы многогрупповой расчет того же реактора дал ту же величину коэффициента реактивности? Нетрудно убедиться, что этому требованию удовлетворяют формулы для групповых констант, выведенные в работе [2]

$$\begin{aligned}D^j &= \frac{1}{\varphi^j \varphi^{*j}} \int_{\Delta E_j} \varphi^*(E) D(E) \varphi(E) dE; \\ \Sigma_t^j &= \frac{1}{\varphi^j \varphi^{*j}} \int_{\Delta E_j} \varphi^*(E) \Sigma_t(E) \varphi(E) dE; \\ \nu \Sigma_f^j &= \frac{1}{\varphi^j} \int_{\Delta E_j} \nu \Sigma_f(E) \varphi(E) dE; \\ \chi^j &= \frac{1}{\varphi^{*j}} \int_{\Delta E_j} \chi(E) \varphi^*(E) dE; \\ \Sigma_s^{i \rightarrow j} &= \frac{1}{\varphi^i \varphi^{*j}} \int_{\Delta E_j} \varphi^*(E) dE \int_{\Delta E_i} \Sigma_s(E' \rightarrow E) \varphi(E') dE',\end{aligned} \quad (5)$$

где величины групповых потоков и сопряженных потоков определены как

$$\varphi^j = \int_{\Delta E_j} \varphi(E) dE;$$

$$\varphi^{+j} = \int_{\Delta E_j} \frac{\varphi^+(E)}{\Delta E_j} dE \quad (5^I)$$

Использование этих правил усреднения констант по группам превращает уравнения (1) и (2) в (1^I) и (2^I) соответственно:

$$(D^j \beta^2 + \Sigma_t^j) \varphi^j = \sum_{i=1}^j \Sigma_s^{i \rightarrow j} \varphi^i + \frac{\chi^j}{k} \sum_{i=1}^N \nu \Sigma_f^i \varphi^i; \quad (1^I)$$

$$(D^j \beta^2 + \Sigma_t^j) \varphi^{+j} = \sum_{i=1}^N \Sigma_s^{j \rightarrow i} \varphi^{+i} + \frac{\nu \Sigma_f^j}{k} \sum_{i=1}^N \chi^i \varphi^{+i} \quad (2^I)$$

Уравнения (1^I) и (2^I) , по-прежнему, являются сопряженными к константы в них одинаковые. Выражение (4) для коэффициента реактивности $\delta k/k$ превращается в (4^I)

$$\frac{\delta k}{k} = \frac{1}{\text{ЧНД}} \left[\sum_{j=1}^N \varphi^j \delta \Sigma_t^j \varphi^j + \sum_{j=1}^N \sum_{i=1}^j \delta \Sigma_s^{i \rightarrow j} \varphi^i (\varphi^{+j} - \varphi^{+i}) \right] \quad (4^I)$$

Решая уравнения (1^I) и (2^I) относительно φ^j и φ^{+j} , мы получим ту же величину k , что и при решении (1) и (2), решения φ^j и φ^{+j} будут удовлетворять условию (5^I) , а коэффициенты реактивности, рассчитанные по (4^I) , совпадут по величине с прежними (расчетными по формуле (4)).

Однако при таком усреднении скорости реакции, то есть величины типа

$$\int_0^\infty \Sigma_x(E) \varphi(E) dE \neq \Sigma_x^j \varphi^j,$$

не сохраняются.

Предположив в формулах (5), что $\varphi^+(E) = \text{const}$, получим усредненные константы по потоку. При расчете с этими константами получается та же величина k , групповые потоки будут удовлетворять условию (5^I) , сохранятся скорости реакций, но величина φ^{+j} условия (5^I) удовлетворять не будет. Из-за этого не сохраняются и величины коэффициентов реактивности.

Точно такой способ усреднения зависящих от энергии микроскопических параметров применит в системе БИАБ [3].

При том же виде, конечно, в формулах (5) $\varphi(E) = \text{const}$, получим

константы, использованные которых в групповых расчетах сохраняют k , групповые $\varphi^{(j)}$ и функционалы вида $\int_0^{\infty} \psi(E) \varphi^{(j)}(E) dE$ (условие (5¹) для $\varphi^{(j)}$ будет выполняться), но их скорости реакций, их коэффициенты реактивности не сохраняются.

Все вышесказанное относится к случаю, когда имеются точные решения уравнений (1) и (2) в рассматриваемом реакторе $\varphi(E)$ и $\varphi^{(j)}(E)$. Так же справедливо это в случае замены малогрупповую систему констант (связанная реакция) в константы многогрупповые (точными).

Если же, как это в большинстве случаев, для целей обработки ядерных данных имеются лишь приближенные зависимости $\varphi(E)$ и $\varphi^{(j)}(E)$ (например, асимптотические), то, как известно [3,4], использование близкого усреднения предпочтительнее с точки зрения уменьшения ошибки расчета как $K_{эфф}$, так и его коэффициентов реактивности.

Рассуждения, приведенные в этом параграфе, являются известными. Впервые на них внимание обратил Е.Кифхабер [5], проведший в работе [8] подробные расчеты с изменением ширины групп на порядок. Однако при этом область резонансной самоэкранировки оказалась не затронутой. В настоящей работе учтены особенности усреднения констант в резонансной области и проведены численные оценки для последних критборок ВЭС.

3. Билинейное усреднение констант в резонансной области

Оценим величину отличия групповых констант при использовании усреднения по потоку и билинейного усреднения (5).

Предположим, что поведение потока и сопряженного потока внутри группы j может быть представлено в виде

$$\varphi(E) = \frac{\Psi(E)}{E \Sigma_t(E)} ; \quad \varphi^{(j)}(E) = \frac{\sqrt{E} \psi(E) + \sum_r(E) \vartheta(E)}{\Sigma_t(E)} ; \quad (6)$$

где $\Psi(E)$ и $\vartheta(E)$ - плавно меняющиеся функции, не имеющие резонансных особенностей. Формулы усреднения (5) являются строгими при условии, что мы имеем точное решение $\varphi(E)$ и $\varphi^{(j)}(E)$ уравнений (1) и (2). Использование выражений (6) является для приближением, присущим системе констант БНАБ [3]. Для анализа резонансных эффектов можно считать, что $\Psi(E)$ и $\vartheta(E)$ не зависят от энергии.

$$\varphi(E) = \frac{\psi^j}{E \Sigma_t(E)} ; \quad \varphi^+(E) = \frac{\sqrt{\Sigma_f(E) + \Sigma_s(E)} \psi^j}{\Sigma_t(E)} ; \quad (6^1)$$

Отметим, что если ψ^j можно считать единицей, то φ^j знать необходимо. Нетрудно убедиться, что

$$\varphi^j = \left[\varphi^{+j} + \sum_{l>j} \Sigma^{j+l} (\varphi^{+l} - \varphi^{+j}) / \Sigma_s^j \right] \left(\sum_{i=1}^N \chi^i \varphi^{+i} \right)^{-1} ;$$

Будем считать, что $\Sigma_s(E' \rightarrow E) = \Sigma_s(E') f(E' \rightarrow E)$;

где $f(E' \rightarrow E)$ — плавная функция аргументов. Из (5) следует, что сечения $\sqrt{\Sigma_f}$ и Σ_s усредняются по потоку, как это принято в системе БНАБ, а полное сечение и коэффициент диффузии $D(E)$ усредняются линейно:

$$\sqrt{\Sigma_f}^j = \left[\int_{\Delta E_j} \frac{\sqrt{\Sigma_f(E)} dE}{E \Sigma_t(E)} \right] / \int_{\Delta E_j} \frac{dE}{E \Sigma_t(E)} ;$$

$$\Sigma_s^j = \left[\int_{\Delta E_j} \frac{\Sigma_s(E) dE}{E \Sigma_t(E)} \right] / \int_{\Delta E_j} \frac{dE}{E \Sigma_t(E)} ;$$

$$\chi^j = \int_{\Delta E_j} \chi(E) dE ;$$

$$\Sigma_t^j = \left\{ \int_{\Delta E_j} \frac{\Sigma_t(E) [\sqrt{\Sigma_f(E) + \Sigma_s(E)} \varphi^j] dE}{\Sigma_t^2(E)} \right\} /$$

$$\left[\int_{\Delta E_j} \frac{dE}{E \Sigma_t(E)} \right] \left\{ \frac{1}{\Delta E_j} \int_{\Delta E_j} \frac{[\sqrt{\Sigma_f(E) + \Sigma_s(E)} \varphi^j] dE}{\Sigma_t(E)} \right\} ;$$

Аналогично вычисляются усредненные возмущения $\delta \sqrt{\Sigma_f}^j$; $\delta \Sigma_s^j$; $\delta \Sigma_t^j$ в формуле (4^I). Если использовать приближение узких резонансов (6^I), то можно убедиться, что полное сечение Σ_t , усредненное линейно и по потоку, совпадает. Действительно, при усреднении по потоку

$$\Sigma_t^j = \left\langle \frac{\Sigma_t(E)}{\Sigma_t(E)} \right\rangle / \left\langle \frac{1}{\Sigma_t(E)} \right\rangle = \frac{1}{\left\langle \frac{1}{\Sigma_t(E)} \right\rangle} ;$$

где $\langle \rangle$ - символ усреднения по группе j .

Блинейное усреднение дает

$$\Sigma_t^j = \left\langle \frac{\Sigma_t(E) [\nu \Sigma_f(E) + \Sigma_s(E) \vartheta^j]}{\Sigma_t^2(E)} \right\rangle /$$

$$\left\langle \frac{1}{\Sigma_t(E)} \right\rangle \left\langle \frac{\nu \Sigma_f(E) + \Sigma_s(E) \vartheta^j}{\Sigma_t(E)} \right\rangle = \frac{1}{\left\langle \frac{1}{\Sigma_t(E)} \right\rangle};$$

Это означает, что для бесконечных сред ($\beta^2 = 0$) групповые потоки и ценности одинаковы независимо от способа усреднения.

Сечения поглощения отдельных элементов надо усреднять отличным от принятого в системе БНАБ образом. Поскольку сопряженный поток является более плавной функцией энергии нейтрона, чем поток нейтронов, то отличие величины сечения поглощения при блинейном усреднении от усреднения только по потоку имеет характер поправки. Вычисление этой поправки может быть проведено аналогично расчету известных коэффициентов резонансной самоэкранировки [3, 7]. Наиболее просто это можно сделать, используя технику подгрупп [8].

Как известно, парциальное сечение поглощения элемента α , содержащегося в критсборке, усредняется по потоку и равно:

$$\sigma_{ad}^j = \frac{\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j \sigma_{adk}}{n_{\alpha} (\sigma_{adk}^j + \sigma_{\alpha k}^j)}}{\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j}{n_{\alpha} (\sigma_{adk}^j + \sigma_{\alpha k}^j)}}$$

Здесь $\sigma_{ad}^j = \sum_{\beta \neq \alpha} \frac{n_{\beta}}{n_{\alpha}} \sigma_{\beta}^j$ - сечение разбавления по всем другим элементам;

$a_{\alpha k}^j$ - доля подгруппы k в интервале ΔE_j , σ_{adk}^j и $\sigma_{\alpha k}^j$ - подгрупповые сечения (поглоще и поглощения), n_{α} - концентрация элемента α . В этом приближении сечения поглощения элемента α равно (блинейное усреднение (5)):

$$\sigma_{\alpha\alpha}^j = \frac{\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j \sigma_{\alpha k}^j (\nu \sigma_{f\alpha k}^j + \sigma_{s\alpha k}^j \nu^j + \sigma_{1\alpha}^j)}{n_{\alpha} (\sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{0\alpha}^j)^2}}{\left[\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j}{n_{\alpha} (\sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{0\alpha}^j)} \right] \left[\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j (\nu \sigma_{f\alpha k}^j + \sigma_{s\alpha k}^j \nu^j + \sigma_{1\alpha}^j)}{\sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{0\alpha}^j} \right]}$$

$$= \frac{\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j \sigma_{s\alpha k}^j}{n_{\alpha} (\sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{0\alpha}^j)}}{\sum_{k \in j} \frac{a_{\alpha k}^j}{n_{\alpha} (\sigma_{\alpha k}^j + \sigma_{0\alpha}^j)}} ; \quad (9)$$

а макроскопическое сечение поглощения равно, как обычно:

$$\Sigma_a^j = \sum_{\alpha=1}^N n_{\alpha} \sigma_{\alpha\alpha}^j ;$$

Здесь

$$\sigma_{1\alpha}^j = \sum_{\beta \neq \alpha} \frac{n_{\beta}}{n_{\alpha}} (\nu \sigma_{f\beta}^j + \sigma_{s\beta}^j \nu^j) ;$$

Отметим несколько особенностей формул усреднения (9) и (10):

а) сечение поглощения делящихся в резонансной области элементов при ближнему усреднении больше, чем при усреднении по потоку, так как функция ценности в области резонанса делящегося элемента имеет максимум, коррелирующий с сечением поглощения (при условии, что $\nu \sigma_{f\alpha}^j > \sigma_{s\alpha}^j + \sigma_{0\alpha}^j$) (см. (6) и (9));

б) сечение поглощения (захвата) неделящегося в резонансной области элемента при ближнему усреднении меньше, так как функция ценности имеет минимум, антикоррелированный с резонансом захвата;

в) при увеличении разбавления отличие усреднений (9) и (10) от (8) уменьшается.

4. Оценка влияния отличия внутригруппового спектра от фермиевского

Как известно, микроконстанты БНАБ усреднены в первых трех группах по спектру деления, а в остальных по фермиевскому спектру (I/E). Поправки к микроконстантам критоборки, учитывающие плавную нерезонансную внутригрупповую форму спектра, нетрудно получить, имея "точные" многогрупповые решения $\varphi(E)$ и $\varphi^+(E)$.

Если, как в нашем случае, этого нет, то поправку можно оценить исходя из рассчитанных 26 групповых решений φ^j и φ^{+j} . Такая оценка для сечения упругого замедления, учитывающая отличие потока на нижней границе группы от среднегруппового, уже используется в расчетных программах. Для нахождения этого отличия применяется параболическая аппроксимация группового спектра [9].

Для правильного расчета коэффициентов реактивности следует пользоваться билансно усредненным сечением упругого замедления, то есть следует учитывать отличие произведения потока на функцию ценности на границе группы от произведения среднегруппового потока и ценности.

Кроме того, в макросечениях должна так же учитываться внутригрупповая форма потока (для Σ_{fj}) и потока и ценности (для Σ_{aj}). Для оценки (практически для всех групп кроме, возможно, сечения деления урана-238 вблизи порога и сечений замедления вблизи натриевого резонанса) можно так же использовать параболическую аппроксимацию.

В настоящей работе поправка в $\sum_{j=238}^j$ ($j=4$) внесена на основе подробной энергетической зависимости $\Sigma_{j238}(E)$ [10] и измеренного (разрешение $\Delta u \approx 0,07$) спектра.

В области натриевого резонанса групповые макросечения поглощения, деления и рассеяния аппроксимировались аналитическими выражениями. Расчеты точных уравнений замедления для φ^j и φ^{+j} проводились с переменным шагом $\Delta u^j = 0,01$ и $0,002$. Усредняя затем аналитические константы в соответствии с адекватной формой БНАБ [3,9] в интервале $\Delta u^j = 0,77$ и проводя с ними численные расчеты φ^j и φ^{+j} были получены оценки точности сечения Σ_{fj} вблизи натриевого резонанса. Все численные расчеты выполнены на ЭЦМ "Искри-2".

5. Поправки к коэффициентам реактивности

В таблице I в качестве примера приведены величины поправок для макросечений поглощения, полученных при использовании билинейного усреднения (9) по сравнению с обычным учетом резонансного самопоглощения по потоку в критсборке БЭС-22 (см. раздел 3).

В таблице 2 приведены оценки поправок для макросечений упругого замедления, деления, захвата и неупругого рассеяния, связанных с учетом внутригруппового спектра (раздел 4) для той же критсборки.

Таблица I

Поправка к макросечению в % (учет резонансного билинейного усреднения в БЭС-22)

Группы ВНАБЭ	$\Delta \Sigma_a^{235}$	$\Delta \Sigma_c^{238}$	$\Delta \Sigma_c^{235}$
10	0	- 0,2	9
11	0,3	- 1	- 1
12	0,7	- 1,5	- 0,2
13	0,3	- 1,5	- 1
14	0,74	- 4,5	- 30
15	1,2	- 9,3	0
16	1,7	- 13	0
17	4,0	- 23	0

Таблица 2

Учет формы внутригруппового потока в замедленном потоке (БЭС-22). Поправка в % к-ти отсчета спектра от фермиевского

Группы ВНАБЭ	$\Delta \Sigma_{sc}^{235}$	$\Delta \Sigma_{sc}^{238}$	$\Delta \Sigma_c^{235}$	$\Delta \Sigma_{sc}^{235}$
4	- 3,7	- 3	3	- 3
5	0,5	- 0,4	2	- 6
6	2,3	- 0,2	0,3	- 4
7	0,9	0,2	0	- 4,5
8	0	- 0,2	- 0,3	0
9	- 0,5	- 0,6	- 0,6	0
10	0,6	- 0,9	- 1,6	0

Продолжение таблицы 2

Группы БНАБ Э	$\Delta \Sigma_{ze}^{j+j+1}$	$\Delta \Sigma_f^j$	$\Delta \Sigma_c^j$	$\Delta \Sigma_{in}^j$
II	2,1	- 1,2	- 1,5	0
I2	3,5	- 2,7	- 2,9	0
I3	3	- 2,3	- 1,6	0
I4	5,2	- 1,4	- 1	0
I5	0,3	- 4	- 2,4	0
I6	-2,5	- 4,3	- 5,5	0
I7	-7,1	- 6,4	- 6	0

Смещения были рассчитаны и для других критсборок БЭС. Изменения отношений центральных коэффициентов реактивности из-за этих смещений были найдены прямыми расчетами в нульмерной геометрии.

В таблице 3 даны результаты измерений и расчетов для отношений центральных коэффициентов реактивности. Коэффициенты реактивности элементов отнесены к коэффициенту реактивности урана-235.

В колонке 0 указана критсборка, в колонке I - элемент. В колонке 2 приведен результат эксперимента. В колонке 3 - результат расчета. Эти результаты взяты из работы [II]. Расчеты гомогенные, P_1 -приближение, 26 групп.

В колонке 4 дано изменение расчета (по модулю) в % с учетом обильнейного резонансного усреднения, в колонке 5 - с учетом оценки внутргруппового спектра нейтронов и ценности.

Таблица 3

Крит- сбор- ка БЭС	Элемент	Эксперимент	Расчет	Изменение в % расчета (по модулю) из-за:	
				обильнейного резонансного усреднения констант	учета внутргруппового спектра и ценности
22	239	1,44±0,02	1,410	+ 0,1	+ 0,4
	10	-1,08±0,03	-0,841	+ 1,5	- 0,5
	23	-0,001±0,0005	-0,004	- 7	+ 2
23	239	1,34 ±0,02	1,300	+ 0,1	+ 0,4
	10	-1,07 ±0,06	-0,792	+ 0,7	- 0,3
26	239	1,38 ±0,02	1,34	+ 0,5	+ 0,4
	10	-3,77 ±0,15	-3,04	+ 0,7	+ 0,2
	12	0,022±0,001	0,0204	+ 1	+ 1,8

Продолжение таблицы 3

Критерий БЭС	Элемент	Эксперимент	Расчет	Изменение в % расчета (по модулю) из-за:	
				ближайшего резонансного усреднения констант	учета внутри группового спектра и ценностей
27	239	$1,52 \pm 0,03$	1,505	+ 0,4	+ 0
	10	$-2,71 \pm 0,11$	-2,25	+ 0,6	- 0,3
	12	$0,027 \pm 0,0006$	0,0250	- 0,1	+ 0,3
28	239	$1,57 \pm 0,02$	1,505	0	+ 0,3
	10	$-0,99 \pm 0,03$	-0,800	+ 0,4	- 0,7
	12	$0,0057 \pm 0,0005$	0,0012	+ 10	- 1,5
30	239	$1,61 \pm 0,02$	1,565	- 0,1	+ 0,8
	10	$-1,05 \pm 0,05$	-0,805	+ 0,4	- 1,7
	12	$0,0101 \pm 0,0004$	0,00534	+ 6	+ 2
	23	$0,0068 \pm 0,0008$	0,00147	+ 9	+ 7
31	239	$1,19 \pm 0,015$	1,135		+ 0,4*
	10	$-0,765 \pm 0,03$	-0,565		0*
	12	$-0,0115 \pm 0,0003$	-0,0142		- 3*
33	239	$1,25 \pm 0,015$	1,205		+ 0,4*
	10	$-0,91 \pm 0,03$	-0,715		- 0,7*
	12	$-0,0055 \pm 0,0006$	-0,00935		- 3,5*

* Суммарная поправка.

Как видно, поправки малы по сравнению с величиной расхождения между экспериментом и расчетом.

Автор пользуется случаем поблагодарить Г.Я.Румянцева за ряд полезных замечаний, В.В.Орлова за внимание к работе, В.Ф.Украинцева за помощь в проведении части численных расчетов.

Л и т е р а т у р а

1. Л.Н.Усачев. Доклад Р/659 на I-ой конференции по использованию атомной энергии. Женева, 1955.
 2. Pitterle T.A., Maynard C.W. Transaction ANS, 1965, v.8, p.205.
 3. Абагян Л.П., Базазянц Н.О. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Атомиздат, 1964.
 4. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. Атомиздат, 1974, с. 228-242.
 5. Kiefhaber E. Nucl.Sci.Eng. 1969, v.38, p.179.
 6. Kiefhaber E. National Jop. Meeting on New Development in Reactor Physics and Shielding. Sept 12-15, 1972, Klamasha Lake, N.I. Conf-720901 Book 2, p.623.
 7. Дреснер Л. Резонансное поглощение в ядерных реакторах. Атомиздат, 1962.
 8. Николаев М.Н., Хохлов В.Ф. Англо-советский семинар "Ядерные константы для расчета реакторов. Дубна 18-22 июня 1968. АСС-68/13.
 9. Базазянц Н.О., Зарицкий С.М., Троянов М.Ф. БИЯД, 1965, Атомиздат, с.247.
 10. John R.Stehn, Goldberg M.D. et al. BNL-325, 1965, suppl. No.2.
- II. Дулин В.А., Казанский Д.А., Мамонтов В.Ф., Сидоров Г.Н. Analysis of Integral Experiments Performed on Fast Critical Assemblies. Internat. Symp. on Physics of Fast Reactors. Tokyo. Okt.1973. Report A-26, part I.

ДЕТАЛЬНЫЙ РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ И ПРОБЛЕМА ПОДГОТОВКИ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ

М.Ф.Воротынцев, А.А.Ваньков, А.И.Воропаев,
В.В.Возяков, В.А.Цивоваров

Abstract - Аннотация

NEUTRON SPECTRUM CALCULATION AND GROUP CROSS-SECTIONS GENERATION. A theoretical ground of CSDM based on a detailed calculation of an effective parameter $\xi(u)$ is given. The method of a detailed neutron spectrum calculation was developed for a broad energy range (1 eV - 10 MeV) taking into account the elastic and inelastic scattering processes rigorously.

The input data are the neutron cross-section libraries of the Nuclear Data Center. The problem of a group constants generation is fairly discussed.

ДЕТАЛЬНЫЙ РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ И ПРОБЛЕМА ПОДГОТОВКИ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ. Дается теоретическое обоснование модели непрерывного замедления, основанной на детальном расчете эффективного параметра замедления $\xi(u)$, с учетом упругого и неупругого рассеяния. Реализован метод расчета спектра в области энергий 1 эв - 10 Мэв исходя из машинных библиотек оцененных ядерных данных ЦЯД. Обсуждается задача подготовки групповых констант.

В в е д е н и е

Настоящая работа посвящена детальному расчету энергетического спектра нейтронов в модели непрерывного замедления. Была исследована модель, основанная на расчете эффективного параметра замедления $\xi(u)$ с учетом упругого и неупругого рассеяния. Эта модель дает возможность рассчитывать энергетические спектры нейтронов в гомогенных смесях различных изотопов в широкой области энергий, характеризующейся как резонансной структурой

сечений, так и наличием неупругого рассеяния. Показано, что в теоретическом отношении модель обеспечивает получение точного решения уравнения замедления. Практическая точность зависит от таких вопросов как выбор квадратуры при вычислении некоторых интегралов, аппроксимация поточечно заданных нейтронных сечений, число итераций при расчете методом последовательных приближений.

Поскольку детальный расчет спектра особенно важен для получения групповых констант зоны реактора, в работе преследуется также цель обсудить основные вопросы подготовки групповых констант исходя из машинных библиотек оцененных ядерных данных. Практически интересно выяснить последствия приближений при получении групповых блокированных сечений реакции и сечений замедления в системе констант БНАБ [1]. В первую очередь, речь идет о приближении постоянства плотности столкновений, приближения, связанном с введением сечения разбавления σ_0 , и, наконец, с расчетом факторов β_j , учитывающих форму внутригруппового спектра усреднения сечений замедления. Такое исследование необходимо для обоснования традиционного группового подхода, и в частности, оптимизированных систем групповых констант, полученных в результате корректировки на основе интегральных данных. Очевидно, эта цель может быть достигнута путем детального расчета спектра нейтронов и сравнения групповых констант, полученных точно и приближенно исходя из одних и тех же ядерных данных. Вместе с тем, наличие экзотических программ детального расчета спектра нейтронов и соответствующих функционалов стимулирует работу физиков по использованию имеющейся в ЦИА информации и созданию новейшей отечественной библиотеки оцененных ядерных данных.

Помимо константной проблемы детальный расчет энергетического спектра нейтронов важен и с других точек зрения, например: сравнение с результатами спектрометрических измерений (по времени пролета, водородным счетчиком и т.д.); развитие теоретических подходов к более общей задаче определения пространственно-энергетических распределений в однородной и неоднородной средах, оценка эффектов гетерогенности; прямой расчет доплеровского коэффициента реактивности. Эти аспекты в данной работе не обсуждаются.

§1 МОДЕЛИ НЕПРЕРЫВНОГО ЗАМЕДЛЕНИЯ

В настоящее время алгоритмы расчета детального энергетического спектра нейтронов основываются на трех подходах. Во-первых, используется групповой метод при числе групп, достигающем нескольких тысяч (мультигрупповой расчет). Сюда относятся алгоритмы, реализованные в известных программах MC^2-1 [1], MC^2-2 [3], $MURKAL$ [4, 5], число групп в которых равно примерно 2000, а также в программах [6, 7], где число групп достигает нескольких сотен. Во-вторых, используются модели непрерывного замедления [8 + 13]; в третьих, точное уравнение замедления можно решать численно [4, 15].

Групповой подход требует создания библиотеки групповых констант, что вызывает необходимость методик и алгоритмов их получения. Кроме того, при возрастании числа групп машинное время растет не пропорционально числу групп, а гораздо быстрее.

Численные методы решения уравнения замедления используются в основном в области ниже порога неупругого рассеяния с целью исследования точности описания резонансных эффектов приближенными методами. Они весьма трудоемки, так как требуют мелкого шага разбиения энергетической шкалы.

Модели непрерывного замедления не требуют, вообще говоря, приготовления библиотек групповых констант, а используют непосредственно файлы сечений, сохраняя тем самым всю первичную информацию о взаимодействии нейтронов с ядрами среды. Кроме того, эти алгоритмы успешно конкурируют с мультигрупповыми и используются в настоящее время в практических расчетах. Так, например, модель предложенная Стейси [9], используется в системе MC^2-2 наряду с мультигрупповой для расчета спектра в резонансной области энергий.

Классические модели непрерывного замедления (МНЗ) нейтронов, основанные на приближениях Ферми, Вигнера и Грининга-Герттеля были разработаны для исследования реакторов на тепловых нейтронах. Приближения Вигнера оказались очень плодотворными также и в теории реакторов на быстрых нейтронах (приближение построено на плотности столкновений) и используется при получении групповых констант в резонансной области энергии.

Существуют две принципиальные трудности, которые не позво-

ляют непосредственно применить классические МНС к расчету энергетического спектра нейтронов в быстрых реакторах. Во-первых, существенно неупругое замедление нейтронов на ядрах промежуточных и тяжелых изотопов. Так как при этом потери энергии велики, то разложение в ряд Тейлора изотопной плотности столкновений с последующим пренебрежением членами выше второго порядка не может привести к успеху. Во-вторых, поведение потока нейтронов вблизи резонансов, в особенности рассеивающих, в смеси ядер различной массы, также не может быть описано традиционной теорией неупругого замедления. Частично проблему разрешил Стейси [9], который удерживал два члена разложения полной плотности столкновений в интегралах упругого рассеяния, включая при этом неупругое рассеяние нейтронов в член источника.

Модель, предложенная Даном и Беккером [10] и развитая в работах [11, 12] характеризуется отказом от тейлоровского разложения. В этой модели предлагается общий способ описания различных резонансных особенностей в смеси изотопов - узких, промежуточных, широких, как рассеивающих, так и поглощающих, а также единый метод описания упругого и неупругого замедления. Хотя в работе [10] модель была сформулирована для описания резонансных особенностей при отсутствии неупругого рассеяния и внешних источников, она легко обобщается на случай, когда имеет место и то, и другое.

Основная идея авторов работы [10] заключается в предположении, что спектр потока нейтронов в среде, состоящей из смеси различных изотопов, может быть описан выражением (I) или (Ia):

$$\varphi(u) = \frac{q(u)}{\xi(u)\Sigma_t(u)} + \frac{S(u)}{\Sigma_t(u)} \quad (I)$$

$$\varphi(u) = \frac{q(u)}{\xi_1(u)\Sigma_S(u) + \eta(u)\Sigma_a(u)} + \frac{S(u)}{\Sigma_t(u)} \quad (Ia)$$

где $\varphi(u)$ - спектр потока нейтронов, $q(u)$ - плотность замедления нейтронов в среде, $S(u)$ - спектр источника, Σ_t , Σ_S , Σ_a - полное сечение, сечение рассеяния и поглощения среды, $\xi(u)$, $\xi_1(u)$, $\eta(u)$ - параметры замедления.

Параметры замедления ξ , ξ_1 , η в выражениях (I) и (Ia) определяются так, чтобы они отражали влияние замедления при упругом и неупругом рассеянии, спектр внешних источников и резонансную структуру сечений.

Если параметр $\xi(u)$ найден каким-либо способом, то используя уравнение баланса нейтронов

$$\frac{d\varphi}{du} = -\Sigma_a(u)\varphi(u) + \beta(u) \quad (2)$$

можно из (1) получить решение для спектра нейтронов:

$$\varphi(u) = \frac{1}{\xi(u)\Sigma_t(u)} \int_{-\infty}^u du' \frac{\Sigma_s(u')}{\Sigma_t(u')} S(u') \exp\left(-\int_{u'}^u \frac{\Sigma_a(u'')}{\xi(u'')\Sigma_t(u'')} du''\right) + \frac{S(u)}{\Sigma_t(u)} \quad (3)$$

Аналогично можно записать решение для спектра при использовании выражения (1а).

Рассмотрим метод построения функции $\beta(u)$ и $f(u)$, предложенный в работе [10]. Вся область энергий делится на две. В верхней области изменение плотности столкновений нейтронов обусловлено в основном распределением внешних источников нейтронов и большими потерями энергии при неупругом рассеянии. Предполагая затем, что поглощение нейтронов в этой области энергии слабо искажает форму плотности столкновений, параметр $\xi(u)$ определяется в предположении $\Sigma_a = 0$. Тогда для плотности столкновений имеем:

$$q(u) = q_0(u) \equiv \int_{-\infty}^u du' S(u') \quad (4)$$

С другой стороны, плотность замедления $q(u)$ по определению:

$$\begin{aligned} q(u) = & \sum_i \int_{u-z_i}^u \left[\Sigma_{a_i}^i(u') \varphi(u') du' \right] w_{a_i}^i(u' \rightarrow u'') du'' + \\ & + \sum_i \int_{-\infty}^u \left[\Sigma_{in}^i(u') \varphi(u') du' \right] w_{in}^i(u' \rightarrow u'') du'' = \\ & \sum_i \int_{u-z_i}^u \Sigma_{ea}^i(u') \varphi(u') K_{ea}^i(u', u) du' + \\ & + \sum_i \int_{-\infty}^u \Sigma_{in}^i(u') \varphi(u') K_{in}^i(u', u) du' \end{aligned} \quad (5)$$

где i - индекс, суммирования по изотопам, входящим в среду, остальные обозначения общепринятые.

Подставляя в выражение (5) формулу (1), записанную в предположении $\Sigma_a=0$ (этот факт ниже отражается значком "0"), получаем уравнение для $\xi_0(u)$, т.е. для параметра замедления $\xi(u)$ в данной среде без учета поглощения.

$$\varphi_0(u) = \sum_i \int_{-\infty}^u du' \left[\frac{\varphi_0(u') \Sigma_{s_i}(u')}{\Sigma_{t_0}(u')} + \frac{S(u') \Sigma_{s_i}(u')}{\Sigma_{t_0}(u')} \right] K_i \quad (6)$$

где $K_i(u', u) = K_{es}^i(u', u) + K_{in}^i(u', u)$

В оставшейся области энергии, где предполагается $\Sigma_a(u)=0$, $S(u)=0$, функция $\xi(u)$ определялась из выражения:

$$\xi(u) = \frac{\sum_i \int_{-\infty}^u \psi(u') \frac{\Sigma_{s_i}(u')}{\Sigma_t(u')} K_i^{nn}(u', u) du'}{\sum_i \int_{-\infty}^u \psi(u') \frac{\Sigma_{s_i}(u')}{\Sigma_t(u')} w_i^*(u', u) du'} \quad (7)$$

где K_i^{nn} - ядра Грелинга - Гертеля для i -го изотопа,

$$w_i^*(u', u) = \begin{cases} \frac{1}{2\xi_i} & u \geq u' \geq u - 2\xi_i \\ 0 & \text{при иных значениях} \end{cases} \quad (8)$$

Плотность столкновений $\psi(u)$ в формуле (7) предполагалась независимой от летаргии.

Таким образом, если исходить из выражения (1) для описания спектра нейтронов, то уравнения (3), (6) и (7) замыкают задачу.

Если использовать в качестве исходного выражения не (1), а (1а), то требуется определить $\xi_i(u)$ и $\gamma(u)$. В работе [10] функция $\xi_i(u)$ отождествлялась с $\xi(u)$. Функция $\gamma(u)$ рассчитывалась исходя из изотопных значений $\gamma_i(u)$:

$$\begin{aligned} \gamma_i(u) &= \int_{-\infty}^u du' R(u', u) \int_u^{\infty} du'' w_i^*(u'', u) \approx \\ &\approx \int_{-\infty}^u du' R(u', u) K_i^{nn}(u', u), \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$R(u', u) = \frac{\varphi_0(u') \xi(u') + S(u')}{\varphi_0(u) / \xi(u)} \quad (10)$$

Единственным доводом в пользу такого определения $\mu(u)$ для авторов работы [I0] послужило то обстоятельство, что выражение (9) сводится к обычному определению Грлинга-Гертцеля при низких энергиях ($\sum_{in}(u) \rightarrow 0$ и $S(u) \rightarrow 0$) в случае постоянных сечений.

В работах [I0, I1] проведено расчетное исследование описанной выше модели. Рассчитывался спектр плотности столкновений в окрестности восьми резонансов ^{238}U в области 180эв+2кэв, исследовались 28,3 кэв резонанс ^{56}Fe и 2,85 кэв резонанс ^{23}Na в смесях изотопов, характерных для быстрых реакторов. Результаты сравнивались с точными расчетами. Получено хорошее совпадение как в локальном описании плотности столкновений, так и в эффективных резонансных интегралах. При этом обнаружено занижение поглощения ядрами ^{238}U , рассчитанного в приближении постоянства плотности столкновений, до 30%. Кроме того, проводился детальный расчет спектра в области 100 эв+10 Мэв для 6 сборок по константам MC^2 (2000 групп) с последующим получением широкогрупповых макроконстант. Отмечается близость к результатам, полученным с помощью программы MC^2 . Несмотря на столь убедительное расчетное подтверждение применимости МНЗ к реакторам на быстрых нейтронах, следует отметить, что само построение этой модели основывается на интуитивных посылах и выливается недостаточно строгим. Поэтому желательно улучшить эту модель в следующих направлениях.

А. Выражения (I) и (Ia), которые лежат в основе описанной выше модели неупругого замедления, представляют собой соотношение между потоком и плотностью замедления нейтронов, выведенное в классических МНЗ Вигнера и Грлинга-Гертцеля, но с изменением физического смысла параметров $\xi(u)$ и $\mu(u)$. Напомним, что в классических МНЗ $\xi(u)$ имеет физический смысл среднелогарифмической потери энергии нейтроном при упругом рассеянии в ядре-мишене, а $\mu(u)$ характеризует второй момент изменения энергии. В данной модели это уже не так, хотя при переходе к пределу высоких и низких энергий (или слабозависимой от энергии) означенные $\xi(u)$ и $\mu(u)$ приближались бы к своим значениям Вигнера и Гертцеля-Горбачева соответственно.

Обоснования соотношения (I) и (Ia), вытекающего из формулы Вигнера, выданы в замедлении нейтронов при взаимодействии с ядрами.

неупругого рассеяний и распределенного внешнего источника, авторы [10] не дают.

Б. При нахождении $\xi(u)$ и $\rho(u)$ авторы [10] разбивали всю область на две подобласти. Такое разбиение, строго говоря, не оправдано по следующим причинам. Во-первых, высокоэнергетическая область характеризуется широкими рассеивающими резонансами легких и средних ядер. В окрестности этих резонансов плотность столкновений испытывает резкие локальные изменения, которые накладываются на общее изменение плотности столкновений, обусловленное внешним источником и неупругим рассеянием. Эти эффекты должны сказываться на групповых значениях сечений реакций, сечений замедления и коэффициентов диффузии.

В то же время в реализации алгоритма при нахождении групповых значений $\xi(u)$ авторы [10] неявно предполагали гладкость сечений и, соответственно, плотности соударений. Во-вторых, резонансная структура сечений тяжелых элементов также простирается довольно высоко за значение энергии, куда еще поступает нейтроны при неупругом рассеянии.

В. В высокоэнергетической области функция $\xi(u)$ рассчитывается в предположении отсутствия поглощения нейтронов. Необходимо обоснование такого предположения, по крайней мере, качественное.

Ниже изложим наш подход к построению модели типа модели Дана и Беккера.

§2 . ОБОСНОВАНИЕ МОДЕЛИ

Рассмотрим уравнение замедления нейтронов в бесконечной однородной среде из N различных изотопов с однородным распределением изотропных источников:

$$\Sigma_t(u)\varphi(u) = \sum_{i=1}^N \int_{u-\tau_i}^u du' \Sigma_{fs}^i(u') \varphi(u') w_{fs}^i(u' \rightarrow u) + \sum_{i=1}^N \int_{u-\tau_i}^u du' \varphi(u') \Sigma_{in}^i(u') w_{in}^i(u' \rightarrow u) + S(u) \quad (II)$$

К уравнению вида (II) кроме случая бесконечной однородной среды сводятся также задачи определения энергетического спектра нейтронов в некоторых весьма важных с практической точки зрения случаях.

Во-первых, это случай однородного реактора без отражателя, рассматриваемого в диффузионном приближении с непрерывной энергетической зависимостью. Полное сечение взаимодействия $\Sigma_t(u)$ в уравнении (II) в этом случае заменяется на $\Sigma_t^* = \beta^2 D(u) + \Sigma_a(u)$ где β^2 - материальный параметр среды реактора, $D(u)$ - коэффициент диффузии нейтронов.

Во-вторых, при расчете многозонных реакторов, опять-таки в диффузионном приближении, часто используют для целей усреднения сечений энергетический спектр основной гармоник в каждой зоне (в иностранной литературе основную гармонику называют "fundamental mode"), который также описывается уравнением вида (II) с заменой $\Sigma_t(u)$ на $\Sigma_t^*(u)$.

В-третьих, в последнее время для получения групповых констант спектр нейтронов рассчитывают в более высоких, чем диффузионное, приближениях с целью учета влияния на спектр анизотропии при рассеянии нейтронов и при их диффузии в среде. Для учета этих эффектов, строго говоря, необходимо решать пространственно-энергетическую задачу в P_L -приближении, что по-видимому, невозможно в настоящее время. Поэтому в практике нашла применение следующая процедура [3, 4]. В уравнении P_L -приближения применяют преобразование Фурье, что приводит к замене дифференциальных операторов на оператор умножения B - параметр преобразования Фурье, и затем параметр B отождествляют с оцененным заранее для каждой зоны реактора материальным параметром, а энергетическое распределение Фурье-трансформант отождествляется с энергетическим распределением сферических гармоник потока нейтронов. Мы не будем обсуждать здесь корректность такой процедуры, а заметим только, что наложение на эту процедуру так называемого транспортного приближения индикатриссы рассеяния сводит вновь задачу определения спектра нейтронов к уравнению вида (II) [16].

В-четвертых, уравнения, описывающие энергетическую зависимость интегрального потока нейтронов в зоне реактора, например в экране, также имеют вид (II), но требуют задания энергетического распределения нейтронов, входящих в эту зону из окружающих ее зон, и некоторого параметра, зависящего от энергии [17].

Таким образом, при определении пространственно-энергетического

распределения нейтронов путем некоторой аппроксимации оператора, действующего на пространственную переменную потока нейтронов, задача может вновь сводиться к решению уравнения типа (II) 18.

Ниже в целях удобства мы будем использовать следующую запись уравнения (II):

$$\sum_t \varphi(u) = \nu_{es} \varphi(u) + \nu_{in} \varphi(u) + S(u) \equiv \nu \varphi(u) + S(u),$$

где

$$\nu_{es} \varphi(u) = \sum_{u'-z_1}^u \int du' \varphi(u') \sum_{e_1}^i(u) w_{e_1}^i(u' \rightarrow u)$$

$$\nu_{in} \varphi(u) = \sum_{i=-\infty}^u \int du' \varphi(u') \sum_{in}^i(u') w_{in}^i(u' \rightarrow u)$$

(12)

Введем плотность замедления нейтронов $q(u)$, обусловленную замедлением как при упругом, так и неупругом рассеянии:

$$q(u) = \sum_{e=1}^N \int_{u-z_1}^u du' \varphi(u') \sum_{e_1}^i(u') w_{e_1}^i(u' \rightarrow u) +$$

$$+ \sum_{i=1}^N \int_{-\infty}^u du' \varphi(u') \sum_{in}^i(u') w_{in}^i(u' \rightarrow u) =$$

$$= \sum_{e=1}^N \int_{u-z_1}^u du' \varphi(u') \sum_{e_1}^i(u') K_{e_1}^i(u', u) +$$

$$+ \sum_{i=1}^N \int_{-\infty}^u du' \varphi(u') \sum_{in}^i(u') K_{in}^i(u', u)$$

$$\equiv K_{es} \varphi(u) + K_{in} \varphi(u) = K \varphi(u)$$

(13)

Переформулируем задачу, определенную уравнением (II), для чего продифференцируем уравнение (13) по логарифму и, используя

известные свойства функции рассеяния $w_{el}^i(u' \rightarrow u)$ и $w_{in}^i(u' \rightarrow u)$, получим:

$$\frac{dq}{du} = \sum_s \varphi(u) - \beta \varphi(u), \quad (14)$$

где $\sum_s \varphi(u) = \sum_i \sum_{el}^i \varphi(u) + \sum_i \sum_{in}^i \varphi(u) = \sum_{el} \varphi(u) + \sum_{in} \varphi(u)$

Из уравнения (11) и (14) вытекает известное уравнение замедления:

$$\frac{dq}{du} = -\sum_a \varphi(u) + \beta(u), \quad (15)$$

которое совместно с уравнением (13) эквивалентно уравнению (11)

Введем параметр замедления $\xi(u)$, который определим следующим образом:

$$\xi(u) \stackrel{\text{def}}{=} \frac{k \varphi(u)}{\beta \varphi(u)} = \frac{q(u)}{\sum_t(u) \varphi(u) - \beta(u)} \quad (16)$$

Очевидно, что определение (16) ведет к следующему соотношению между потоком нейтронов $\varphi(u)$ и плотностью замедления $\xi(u)$:

$$\varphi(u) = \frac{q(u)}{\xi(u) \sum_t(u)} + \frac{\beta(u)}{\sum_t(u)} \quad (17)$$

которые и лежат в основе модели, предложенной Даном и Боккером. Таким образом, подход, основанный на введении параметра $\xi(u)$ согласно определению (16), не требует никакой ссылки на возможный вид соотношений между функциями $q(u)$ и $\varphi(u)$, вытекающих из классических моделей непрерывного замедления.

Введенный согласно определению (16) параметр $\xi(u)$ имеет глубокий физический смысл [19]. Величина

$\xi(u' \rightarrow u) \equiv \frac{1}{\xi(u)} \exp\left[-\int_u^{u'} \frac{du''}{\xi(u'')} \right]$ играет роль макроскопической функции рассеяния для данной среды или иначе плотности вероятности рассеяния нейтрона при столкновении в смеси изотопов с длетаргией u' в окрестность длетаргии u .

Уравнения (15) и (17) приводят к выражениям для плотности замедления $q(u)$ и потока нейтронов $\varphi(u)$:

$$\varphi(u) = \int_{-\infty}^u du' s(u') \frac{\Sigma_3(u')}{\Sigma_{\pm}(u')} \exp\left(-\int_{u'}^u du'' \frac{\Sigma_0(u'')}{\xi(u'')\Sigma_{\pm}(u'')}\right) \quad (18)$$

$$\varphi(u) = \frac{1}{\xi(u)\Sigma_{\pm}(u)} \int_{-\infty}^u du' s(u') \frac{\Sigma_3(u')}{\Sigma_{\pm}(u')} \exp\left(-\int_{u'}^u \frac{du'' \Sigma_0(u'')}{\xi(u'')\Sigma_{\pm}(u'')}\right) + \frac{S(u)}{\Sigma_{\pm}(u)} \quad (19)$$

Однако параметр замедления $\xi(u)$, определяемый отношением плотности замедления $q(u)$ к интегралам столкновений $B\varphi(u)$, содержит зависимость от потока нейтронов $\varphi(u)$. Для того чтобы замкнуть задачу, необходимо ввести итерационную схему:

$$\xi^{(n)}(u) = \frac{k\varphi^{(n-1)}(u)}{B\varphi^{(n-1)}(u)}$$

$$\varphi^{(n)}(u) = \frac{1}{\xi^{(n)}(u)\Sigma_{\pm}(u)} \int_{-\infty}^u du' s(u') \frac{\Sigma_3(u')}{\Sigma_{\pm}(u')} \exp\left(-\int_{u'}^u \frac{du'' \Sigma_0(u'')}{\xi^{(n-1)}(u'')\Sigma_{\pm}(u'')}\right) + \frac{S(u)}{\Sigma_{\pm}(u)} \quad (20)$$

Выбор начального приближения для функции $\varphi(u)$ обсудим ниже. Приступим к обсуждению итерационной схемы (20). Но прежде отметим возможность другой итерационной схемы, для чего запишем исходное уравнение замедления (II) в форме (I2):

$$\Sigma_{\pm}(u)\varphi(u) = B\varphi(u) + S(u)$$

Решение этого уравнения можно получить, используя метод последовательных приближений [20], который приводит к следующей схеме:

$$\Sigma_{\pm}\varphi^{(n)}(u) = B\varphi^{(n-1)}(u) + S(u) \quad (21)$$

Выразим приближение n -м номером (n) для функции $\varphi(u)$:

$$\varphi^{(n)}(u) = \frac{B\varphi^{(n-1)}(u)}{\Sigma_{\pm}(u)} + \frac{S(u)}{\Sigma_{\pm}(u)} \quad (22)$$

Сделаем ряд простых преобразований в выражении (22) с целью получения функции $\varphi^{(n)}(u)$ в терминах параметра $\xi(u)$ и плотности замедления $q(u)$, используя при этом первое из уравнений (20):

$$\begin{aligned} \varphi^{(n)}(u) &= \frac{B\varphi^{(n-1)}(u)}{\Sigma_t(u)} + \frac{S(u)}{\Sigma_t(u)} = \frac{K\varphi^{(n-1)}(u)}{\xi^{(n)}(u)\Sigma_t(u)} + \frac{S(u)}{\Sigma_t(u)} \\ &= \frac{q^{(n-1)}(u)}{\xi^{(n)}(u)\Sigma_t(u)} + \frac{S(u)}{\Sigma_t(u)} \end{aligned} \quad (23)$$

Равение же по схеме (20) в n -ой итерации запишется

$$\varphi^{(n)}(u) = \frac{q^{(n)}(u)}{\xi^{(n)}(u)\Sigma_t(u)} + \frac{S(u)}{\Sigma_t(u)} \quad (24)$$

Сравнивая выражения (23) и (24), мы приходим к выводу, что итерационная схема (20) соответствует методу последовательных приближений решения уравнения типа Вольтерра [20] и при этом в итерации с номером (n) по схеме (20) получается решение более близкое к точному. Кроме того, схема (20) предпочтительнее, чем метод последовательных приближений, так как допускает, по-видимому, более грубые аппроксимации при расчете интегралов $K\varphi$ и $B\varphi$, входящих в определение $\xi(u)$ в виде отношения. Ошибка же в расчете интеграла $B\varphi(u)$ в методе последовательных приближений линейно входит в получаемое значение функции $\varphi(u)$.

Для понимания места, занимаемого методом Дана и Беккера в рассмотренной нами схеме (20), допустим, что в качестве начального приближения к функции $\varphi(u)$ выбран спектр нейтронов $\varphi_0(u)$ в рассматриваемой среде, определенный в пренебрежении поглощением.

Тогда согласно схеме (20):

$$\xi^{(1)}(u) = \frac{K\varphi_0(u)}{B\varphi_0(u)}, \quad \varphi^{(1)}(u) = \frac{q^{(1)}(u)}{\xi^{(1)}(u)\Sigma_t(u)} + \frac{S(u)}{\Sigma_t(u)}$$

Рассмотрим более подробно расчет параметра $\xi^{(1)}(u)$. Так как среда без поглощения, то $K\varphi_0(u) = q_0(u)$, где $q_0(u)$ - плотность замедления нейтронов в отсутствии поглощения. С другой стороны, параметр замедления $\xi^{(1)}(u)$ однозначно связан с функциями $q_0(u)$ и $\varphi_0(u)$ соотношением (17), т.е.

$$\varphi_0(u) = \frac{q_0(u)}{\xi^{(1)}(u) \Sigma_{t_0}(u)} + \frac{S(u)}{\Sigma_{t_0}(u)}, \quad (25)$$

где $\Sigma_{t_0}(u)$ - полное сечение среды в пренебрежении поглощением. Используя один раз выражение (25) для $\varphi_0(u)$ в определении плотности замедления (13), второй раз в определении параметра замедления $\xi(u)$ (16), получаем два уравнения для определения параметра замедления $\xi(u)$:

$$q_0(u) = \sum_i \int du' \left[\frac{q_0(u')}{\xi^{(1)}(u') \Sigma_{t_0}(u')} + \frac{S(u')}{\Sigma_{t_0}(u')} \right] \Sigma_s^i(u') K_i(u', u), \quad (26)$$

$$\xi^{(1)}(u) = \sum_i \int du' \left[\frac{q_0(u')}{\xi^{(1)}(u') \Sigma_{t_0}(u')} + \frac{S(u')}{\Sigma_{t_0}(u')} \right] \Sigma_s^i(u') W_i(u', u), \quad (27)$$

где $K_i(u', u) = K_{es}^i(u', u) + K_{in}^i(u', u)$,

$$W_i(u', u) = W_{us}^i(u', u) + W_{in}^i(u', u)$$

Эквивалентность уравнений (26) и (27) можно показать непосредственно, но это утверждение вытекает из способа их получения. Уравнение (26) использовалось авторами работы [10] для определения параметра $\xi(u)$ в области высоких энергий. Решение уравнения проводилось ими многогрупповым методом, что достаточно для учета изменения плотности столкновений, обусловленного наличием источника и неупругого рассеяния, но явно недостаточно для описания локальных изменений плотности столкновений в окрестности резонансов тяжелых и средних ядер. Как уже отмечалось выше, в области ниже ~ 10 мев в работах Лана и Эггера использовались другие определения $\xi(u)$, которое однозначно определяется (16), если вместо $\varphi(u)$ использовать функцию $\varphi(u)$. Однако, что первоначально хотел обозначить $\xi(u)$ под знаком $\xi(u)$ неясно, можно в этой области энергии использовать либо уравнение (16) при использовании итерационной схемы, либо уравнение (26), (27) при невыявлении одной итерации.

Другим образом, можно сказать вывод, что метод Лана и Эггера

соответствует одной итерации в схеме (20) при выборе в качестве начального приближения к потоку $\varphi(u)$ решения $\varphi_0(u)$ в рассматриваемой среде без учета поглощения.

Следует заметить, что в МНЗ Дана и Беккера спектр нейтронов $\varphi_0(u)$ непосредственно не рассчитывается, но процедура, основанная на нахождении параметра замедления $\xi^0(u)$ как решения уравнения (26), строго соответствует определению этого параметра из выражения (16) при использовании в нем в качестве функции $\varphi(u)$ спектра $\varphi_0(u)$. При этом все результаты расчетов по модели, описанной выше, были получены в однократном расчете, т.е. без применения итераций. Очень хорошее совпадение результатов расчета с точными расчетами можно объяснить, с нашей точки зрения, именно неявным использованием спектра $\varphi_0(u)$. Напомним, что уравнение (26) было использовано в работе [10] только в высокоэнергетической области, в области же ниже 10 кэВ авторы работы [10] получили значение параметра $\xi(u)$ совпадающее с значением, даваемым классическим определением величины ξ , как среднелогарифмической потери энергии при столкновении в смеси изотопов. Но именно это они и должны были получить, так как использовали групповой подход к решению уравнения (26) при ширине групп 0,6-0,7 единиц летаргии. Поэтому они ввели другое определение параметра $\xi(u)$ при исследовании поведения плотности столкновений в окрестности отдельных резонансов.

Перейдем теперь к обсуждению возможности использования в качестве начального энергетического спектра $\varphi_0(u)$ в уравнении (16) или, что то же самое, возможности расчета спектра $\varphi(u)$, основываясь на параметре $\xi(u)$, полученном из решения уравнений (26) или (27).

Идея использования спектра среды без учета поглощения для получения некоторых параметров, характеризующих процесс замедления в реальной среде, была реализована в методе "синтетических" ядер замедления (например, [21]). Были обнаружены при этом как обнадеживающие, так и отрицательные результаты. Дело в том, что корректность использования этой идеи зависит от поставленной цели. Если для описания глобальной структуры спектра достаточно рассчитать эффективные параметры замедления на основе не очень детальной библиотеки взаимодействий (400 групп), то для описания локальных изме-

ний в окрестности резонансов, в особенности рассеивающих и не очень узких, необходимо использовать характерные для них особенности поведения плотности столкновений.

Рассмотрим поведение плотности столкновений. В области высоких энергий в формировании плотности столкновений определяющую роль играют внешние источники нейтронов и процессы упругого и неупругого рассеяния. Поглощение нейтронов здесь мало и приводит лишь к небольшому уменьшению плотности столкновений, накладывающемуся на ее сильноменяющееся "макроскопическое" поведение с резкими локальными всплесками в окрестности рассеивающих резонансов легких и средних ядер. Плотность замедления нейтронов в этой области энергий определяется внешними источниками и также испытывает лишь плавное ослабление, обусловленное поглощением нейтронов. Основное назначение параметра замедления состоит в том, чтобы передать характер изменения с летаргией отношения плотности замедления к величине интегралов рассеяния (упругого и неупругого). Можно ожидать, что небольшое одновременное занижение величины числителя и знаменателя, значения которых велики, слабо скажется на величине их отношения. При этом, при расчете плотности столкновений (или потока нейтронов) по формуле (19) сразу же учитывается ослабление плотности замедления, обусловленное поглощением нейтронов.

В области ниже 50 кэВ плотность столкновений испытывает плавное ослабление за счет поглощения нейтронов и довольно большие всплески в окрестности рассеивающих резонансов ядер средней массы и резонансов ^{238}U . Локальное ослабление плотности столкновений, обусловленное поглощением на каждом отдельном резонансе, существенно меньше локального всплеска, обусловленного резонансным рассеянием, в особенности для резонансов, имеющих достаточно глубокий интерференционный провал в сечении. И здесь параметр $\xi^{(1)}(u)$ должен передать характерные особенности отношения, определяемого формулой (16).

Рассуждения, изложенные выше, основываются в значительной мере на расчетных исследованиях плотности столкновений, проведенных в довольно большом количестве работ, и не являются строгим обоснованием методики расчета параметра $\xi^{(1)}(u)$. Но они способствуют физическому пониманию этого подхода и создают уверенность в принципиальной его правильности. Строгие оценки пределов примени-

мости такого подхода можно, повидимому, получить исходя из переформулировки задачи замедления, данной Корнгольдом [22]. Он пришел к выводу, что плотность столкновений в среде с поглощением равна плотности столкновений в среде без поглощения, направленной на возмущения, вносимые поглощением нейтронов, а последние, как правило, локально малы.

При реализации алгоритма исследовались различные способы расчета из описанных выше. При этом нужно было получить ответ на вопрос о рациональном шаге между расчетными точками по шкале летаргии. При равномерном шаге $\Delta u \approx 10^{-3}$ схема существенно упрощалась, однако возникла опасность потери информации, содержащейся в библиотеках сечений. По этой причине было решено использовать неравномерный шаг, что нашло отражение в программах формирования рабочих массивов. В этом варианте каждый разрешенный резонанс каждого изотопа описывался 10-15 точками. Сечения и отношения сечений как функции летаргии аппроксимировались линейно между этими точками. Вопрос об аппроксимациях и рациональных квадратурах далеко не тривиален. Выводы, изложенные по этому поводу в данной работе, сделаны на основании тестовых расчетов и подлежат уточнению в процессе проводимых авторами дальнейших исследований.

§3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФАЙЛОВ СЕЧЕНИЙ

На пути от составления машинных библиотек сечений до расчета реакторов на их основе возникает множество вопросов, решение которых зависит от поставленных целей и технических возможностей имеющихся в распоряжении ЭВМ. В настоящее время в ряде лабораторий существуют разветвленные системы программ, обеспечивающие большую гибкость использования исходной информации. В качестве примера можно рассмотреть три системы, используемые в США для подготовки групповых констант: $ETOE-2/MC^2-2/SRX$, $MINX/3PHINX$, $AMPX$ [37]. Первая система имеет важное преимущество над двумя другими: в рамках $ETOE-2/MC^2-2/SRX$ расчет детального спектра нейтронов во всем диапазоне энергий выполняется максимально строго. Особенность второй - использование машинной информации об ошибках сечений и попытка получить

ошибку результата, обусловленную неточностью исходных данных. В отличие от первых двух достоинство **АМРХ** (модульная система) заключается в наличии множества программ (в основном для задач физики защиты) и возможности обращения к любому файлу библиотеки без перевода исходных данных в промежуточный формат. В системе **ВТОВ-2/МС²-2/SDX** первый комплекс (**ВТОВ-2**), в частности, предназначен для перевода (или расчета) сечений из данных библиотеки **ENDF/B** в стандартный формат с 440,008 для последующего расчета детального 2000 - группового спектра нейтронов в одном из вариантов V_n -приближения в рамках комплекса программ **МС²-2**. Последний **SDX** комплекс позволяет производить свертку констант в меньшее число групп на основе одномерных диффузионных расчетов реактора. Ниже даются краткие сравнительные характеристики всех трех систем.

Внутригрупповое усреднение при подготовке констант с числом групп 50 - 500

ВТОВ-2/ МС²-2/SDX	2000 групповой V_n -расчет, в области разрешенных резонансов тяжелых ядер - модель непрерывного замедления. Учитывается всегда анизотропия рассеяния.
ВМХ/СРМХ	Подход Бондаренко И.И. (факторы блокировки, сечение разбавления).
АМРХ	Усреднение по заданным аналитическим функциям.

Подготовка композиционно зависящих констант с числом групп 5 - 50

Во всех системах - одномерный диффузионный расчет с числом групп 50-500. Возможен расчет в высоких кинетических приближениях, а также расчет ячейки для учета гетерогенности в рамках теории возмущений (несколько возможностей в системе **ВТОВ-2/МС²-2/SDX**).

Расчеты в области разрешенных резонансов

Библиотека сечений $ENDF/B$ содержит информации о разрешенных резонансах в следующих видах:

1. Параметры одноуровневого Брейт-Вигнеровского формализма.
2. Параметры многоуровневого Брейт-Вигнеровского формализма.
3. Параметры Адлер-Адлеровского формализма.
4. Параметры Рейх-Муровского формализма.
5. Поточечное описание.

ETOE-2/MC²-2/SOX. Использует все виды данных. Групповые сечения рассчитываются с $\Delta U \approx 0,008$. В более крупных группах возможен расчет аналитическим методом \int^* - интегралов (приближение узких резонансов). Возможен более точный кинетический расчет с $\Delta U \approx 0,0002$ (область 1-300 эв). Доплеровское уширение учитывается с помощью ψ, χ функций.

MINX/SPHINX Использует данные в виде I-3,5. Усреднение производится исходя из получаемого кусочно-линейного представления хода сечений с выбором узловых точек по определенным критериям. Доплеровское уширение учитывается методом численного табулирования.

AMPX Использует данные в виде I, 2, 5. Сечения восстанавливаются с расстановкой точек исходя из определенных критериев. Доплеровское уширение учитывается как методом численного табулирования, так и путем расчета ψ, χ функций).

Неразрешенные резонансы

Во всех трех системах используется единообразный подход, основанный на быстром расчете эффективных резонансных интегралов методом Хванга (метод \int^* - интегралов, приближение узких резонансов) [23]. Суть заключается в рациональном преобразовании функции сечений с учетом доплеровского уширения и асимптотических свойств этих функций с последующим применением квадратуры Гаусса-Якоби. Учитываются корреляции уровней одной серии (по теории Дайсона), а также (в системе $ETOE-2/MC^2-2/SOX$) "эффект перекрытия" соответствующих резонансов, важный для расчета доплеровского коэффициента реактивности.

Упомянутые системы дают возможность оперативно проводить расчетные физические исследования в широком классе задач (ядерные и термоядерные реакторы, защита и дозиметрия и т.д.). Очевидно универсализм использования ядерных данных, здесь достигается за счет больших мощностей ЭВМ и развитого математического обеспечения. В условиях ограниченных технических возможностей отдельной лаборатории более разумной является стратегия, заключающаяся в создании "банка программ" по каждой проблеме на базе той или иной библиотеки ядерных данных. На этом пути, вопросы, связанные с использованием ядерных данных, в частности, с подготовкой групповых констант, решаются каждый раз конкретно и, по возможности, оптимальным образом, в зависимости от формулировки задачи и поставленной цели. Ниже обсудим некоторые вопросы в связи с задачей проверки группового подхода, поставленной в ЦЯД.

В настоящее время Центр по ядерным данным (ЦЯД) располагает несколькими зарубежными библиотеками нейтронных сечений, поступившими в ЦЯД в порядке международного обмена. Наиболее полная информация, касающаяся документации библиотек, имеется по библиотеке KEELAK (ФРГ) **Karlsruhe Evaluated Data Katalog**.

Детальное описание и критический обзор использованной экспериментальной и теоретической информации, процедура получения рекомендованных данных с представлением их в табличном и графическом виде содержится в работе [24]. В более поздней работе [25] приводятся таблицы основных нейтронных сечений библиотеки KEELAK с учетом новой информации, оценка сечений для алюминия, часто используемого в сборках для моделирования натрия, в [26]. Результаты оценки ядерных данных для высших изотопов плутония содержатся в [27]. В работе [28] рассматривается состояние библиотеки на июнь 1970 г. Были пересмотрены оценки сечения деления, захвата, зависимости $\chi(E)$ для ^{239}Pu и частично данные для ^{240}Pu . Версия библиотеки KEELAK, 1970г имеется в ЦЯД. Можно отметить, что в ней не нашли отражения новые микрос-

копические данные по сечениям ^{238}U , ^{235}U и отсутствуют данные по осколкам деления.

В настоящее время есть ряд публикаций, в которых описано дальнейшее усовершенствование этой библиотеки. Например, сообщается о переоценке сечений деления, захвата и $\nu(E)$ для ^{235}U [29].

Имеющаяся в ЦЯД версия библиотеки **UKNDL (UK Nuclear Data Library)** датируется 1973 г. Она включает совместную оценку сечений Соверби и др. основных реакторных материалов ^{235}U , ^{238}U и ^{239}Pu [30, 31], которая, по мнению ряда оценщиков и экспериментаторов, на сегодняшний день является лучшей оценкой. Последняя оценка Соверби и др. [32] (1974) сечений указанных изотопов мало отличается от предыдущей [30].

В перечне файлов **UKNDL**, имеющихся в ЦЯД, данные по кислороду и отдельным компонентам стали не полны. Как и в **КЕДАК**, отсутствуют данные по осколкам деления. Недостаточно полно представлена информация об анизотропии упругого рассеяния, а имеющиеся данные имеют вид громоздких массивов $\sigma(\mu, E)$.

Библиотека **ILL(ENDL) (Lawrence Livermore Laboratory Evaluated Nuclear Data Library)**

[33, 34] создавалась в США параллельно с известной библиотекой **ENDF/B**. В настоящее время эта библиотека находится в ЦЯД в стадии освоения и в данной работе не использовалась. Практическое неудобство работы с ней заключается в отсутствии единой сетки для сечений одного и того же изотопа (например, для ^{238}U число точек в $\sigma_t(E)$ равно 1684, для $\sigma_{el}(E)$ - 441, $\sigma_f(E)$ - 25, $\sigma_{nf}(E)$ - 1443, $\sigma_{inj}(E)$ - 43. ($E_{min} = 10^{-5}$ эв, $E_{max} = 20$ Мэв). Представление о степени детализации ядерных данных в библиотеках **КЕДАК** и **UKNDL** дает таблица I.

В **UKNDL** в области разрешенных резонансов ($E_n < 4$ кэв) энергетическая зависимость сечений ^{238}U вычислена с учетом доплер-эффекта при различных температурах. В имеющейся в ЦЯД версии **UKNDL** содержатся ядерные данные только для $T=300^\circ\text{K}$. В **КЕДАК** данные по ^{238}U затабулированы для $T=0^\circ\text{K}$. Большая часть табулированных точек для ^{238}U лежит в области $E_n < 4$ кэв (10 точек на каждый резонанс). Большая часть точек для F_2 находится в области $E_n < 500$ кэв.

Таблица I

Число точек, аппроксимирующих энергетическую зависимость сечений

Изотоп	КЕДАК	UKNDL
^{238}U	4456	3662
^{235}U	3146	2065
^{239}Pu	879	1530
^{240}Pu	150	1424
Fe	1151	-
Na	859	678

Примечание. Энергетический диапазон для КЕДАК 0,001эв-10 Мэв, для UKNDL 0,0001эв-15 Мэв; энергетическое разбиение полного и парциальных сечений для одного изотопа одинаково.

§ 4. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ

В основу программы была положена итерационная схема (20) с детальным расчетом $\xi(U)$. Программа составлена для транслятора TA-1M на ЭВМ-222 ЦАД. Отметим некоторые физические особенности алгоритма:

а) метод позволяет использовать данные о неупругом рассеянии в виде матрицы сечений переходов, либо индивидуальных уровней неупругого возбуждения, а также характеристик испарительной модели ядра при больших энергиях возбуждения. В настоящей работе реализована первая возможность. Использовалась матрица переходов 30×30 из 70-групповой системы констант JAWBI [35] с перенормировкой по сечениям неупругого рассеяния;

б) спектр нейтронов деления задавался выражением:

$$S(u) = \frac{2\sqrt{E}}{\sqrt{\pi} T^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{T}\right)$$

пробные расчеты проводились при значении $T=1,39$ Мэв. в) Ядро уравнения замедления соответствовало изотропному упругому рассеянию в системе центра масс. Данные о среднем косинусе μ использовались при расчете транспортного сечения;

г) в области неразрешенных резонансов тяжелых ядер расчет проводился по усредненным сечениям в том виде, в каком они представлены в библиотеке ядерных данных;

д) утечка нейтронов из реактора учитывалась в N^2 -приближении.

Говоря о физических приближениях (изотропия рассеяния, усреднение в области неразрешенных резонансов тяжелых ядер), следует подчеркнуть, что имеется возможность их устранения, без существенного усложнения алгоритма и увеличения машинного времени. В настоящий момент разработан усовершенствованный вариант алгоритма, в котором ядро уравнения замедления представлено с учетом анизотропии рассеяния. При этом изменены некоторые квадратурные формулы с целью повышения точности расчета. Другое приближение - усреднение сечений в области неразрешенных резонансов без учета блокировки, может быть заменено на более точное. Одна из возможностей - введение мелких групп с формализмом БНАБ (факторы блокировки, сечение разбавления). Таким образом, возникает необходимость в данных по анизотропии рассеяния и по факторам блокировки в области неразрешенных резонансов тяжелых ядер. В имеющихся в нашем распоряжении файлах соответствующая информация недостаточна, и ее придется вводить дополнительно.

В настоящее время имеются две рабочие ленты. Первая сформирована исходя из библиотеки КЕДАК и содержит сечения следующих изотопов: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , Fe , C , Na , O , Al . Вторая содержит сечения ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , Na (из UKNDL), O , Al , C (из КЕДАК), Fe - оценки ЦЯД. Планируется дополнить эту ленту сечениями Ni , Cr - оценками ЦЯД и продуктов деления. Количество энергетических точек составляет ~ 7000 .

Обсудим теперь вопросы аппроксимации сечений и квадратур при вычислении интегралов. Очевидно, эти вопросы тесно связаны с формой представления сечений в файлах и критерием по расстановке узловых точек в рабочих лентах. Авторы руководствовались следующими соображениями. Хотелось бы иметь исходную информацию в файлах в виде поточечно заданных значений с расстановкой точек, обеспечивающих локальное описание резонансов в сечениях с заданной точностью при условии линейной или параболической аппроксимации

(вид требуемой аппроксимации должен быть указан). При численном решении уравнения замедления и расчете различных функционалов от спектра выбор квадратур также должен быть испытан по аналогичному критерию точности, что предполагает дополнительные исследования как теоретические, так и в форме численных тестов.

В работе [36], посвященной численному представлению сечения, приводится следующий результат: для обеспечения точности 1% локального описания полного сечения ^{238}U при $T=293^\circ\text{K}$ с помощью линейной интерполляции в библиотеке $E\text{-NDF}/\text{BIV}$ требуется 7000 неравномерно расставленных точек. Но, что узловая сетка рабочей ленты для точного описания сечения набора элементов должна поддерживать число точек, в несколько раз большее. Для элементов нашей рабочей ленты это число составляло бы 15000. На первом этапе расчетов в действительности оно составляло 7000, поскольку узловая сетка была составлена на основе источников лишь 3-х элементов: ^{235}U , ^{239}Pu в области $10^{-10} - 10^4$ и ^{238}U в остаточной области. В результате информация была практически полностью сохранена для указанных изотопов, тогда как для групповых сечений других источников (^{235}U , ^{241}Pu) допускались максимальные расхождения до 3%. На втором этапе расчетов предполагается следующий обмен форматирования рабочей ленты. Вначале берется максимально плотная сетка путем объединения сеток всех изотопов. Затем производится сжатие сечений производится в области $E_n > 9$ кэВ. Далее производится "разреживание" сетки исходя из критерия локального описания сечений всех изотопов во всех узловых точках с точностью 1% (или чуть 1%) по сравнению со значениями в точках локального описания сечений. В этих условиях ожидается, что число узловых точек рабочей ленты составит 3-6 тыс. Требования к численному описанию сечений элементов ^{238}U по сравнению с другими элементами не предъявляются различны, поскольку точность экспериментальных данных относительно параметров и средних тенденций, а также форматизация таблицы сечений не является более сложной.

С помощью аппроксимации сечения ядрами востро квадратуры при расчете при алгоритма. Как следует из приведенных выше формул, расчет спектра требует вычисления интегралов, в которых отчасти

выражениях которых содержатся сечения и спектр в предыдущей итерации, заданные в точках. В проведенных расчетах была принята линеаризация как сечений, так и функции спектра. Однако дополнительные численные тесты показали, что для произведения функции типа $\Psi(u) \sum g_e(u)$ более высокая точность интегралов достигается при линеаризации самого произведения, а еще лучше — при его представлении полиномом второй степени. Допустимость той или иной квадратуры при заданной расстановке узловых точек может быть проверена лишь повторением тестового расчета с умножением узловых точек в массиве сечений по заданному закону их представления. Такая проверка предполагается на втором этапе расчетов с усовершенствованным алгоритмом.

§5. РЕЗУЛЬТАТЫ

Для отработки методики расчета была выбрана простая модель реактора без отражателя, рассмотренная в работах [IО, II]. Основные параметры ее представлены в табл.2. Эта модель близка по составу к составу активной зоны большого энергетического реактора. Авторы [IО, II] опубликовали результаты своих расчетов, что дало нам возможность провести в некоторых случаях количественное сравнение.

Таблица 2

Основные параметры модели реактора

Материал	Объемная доля	Ядерные концентрации 10^{24} яд/см ³
¹⁶ O	-	0,0144
⁵⁶ Fe	12,6	0,011
²³⁸ U	-	0,00648
²³⁹ Pu	-	0,00072
²³ Na	-	0,0123
Топливо (UO ₂ , PuO ₂)	30,0	-

Материальный параметр
 $\beta_2 = 0,5458 \cdot 10^{-4} \text{ [сек}^{-2}\text{]}$

В таблице 3 представлены результаты расчета спектра (первая рабочая лента), для нескольких итераций, в последней колонке - результаты [10]. Приведенные в таблице групповые потоки полученные из детального расчетного спектра суммированием дифференциальных потоков в указанных интервалах. Можно отметить быструю сходимость - различие групповых потоков третьей и пятой итерации в среднем составляет $\approx 0.5\%$.

Для того, чтобы иметь определенные суждения о работоспособности метода, необходимо убедиться в сходимости не только потоков в укрупненных группах, но в первую очередь дифференциальных потоков в окрестностях резонансов. В этом отношении результаты оказались удовлетворительными. Иллюстрацией такой локальной сходимости может служить зависимость от итераций групповых сечений $\langle \sigma \rangle$ основных элементов смеси при усреднении по расчетному спектру в каждой итерации. В табл.4 приведены подобные данные для ^{238}U и железа.

Интересно сравнить результаты настоящей и других работ, причем показательным является сравнение функции плотности соударений, так как ее флуктуации в окрестностях резонансов (отклонение от вигнеровского приближения) является одной из основных причин различия точных и приближенных коэффициентов блокировки. На рис.1 сравниваются результаты настоящей работы и Платонова [14] (точное решение уравнения замедления) для резонанса ^{238}U при $E_n = 169,6$ эв. Этот резонанс (рассеивающий, сравнительно сильный, с интерференционным провалом) приводит к наибольшей флуктуации плотности соударения. Расчеты проведены для смеси изотопов ^{238}U , O_2 при комнатной температуре. Различие результатов объясняется, во-первых, различием исходных данных в описании $\sigma_t(E)$ для ^{238}U . Во-вторых, оказалось, что линейная аппроксимация как сечения, так и спектра при вычислении интегралов типа $\int \beta(\mu) \varphi(\mu) d\mu$ является неудачной, как отмечалось выше. Это явилось причиной завышения расчетного эффекта непостоянства плотности соударений для резонансов тяжелых ядер, что учтено при усовершенствовании алгоритма.

Рис.2 иллюстрирует отклонение от вигнеровского приближения в районе резонансов железа - здесь точность аппроксимаций, по-видимому, является приемлимой. Сравнение результатов настоящей

Таблица 3

Групповые потоки в зависимости от числа итераций

№ гр.	Границы групп	2 итер.	3 итер.	4 итер.	5 итер.	Расчет в процентах
I	10-3,68 Мэв	2,76	2,79	2,78	2,78	2,7
2	3,68-2,23	11,00	10,91	10,87	10,88	10,5
3	2,23-1,35	15,00	14,06	13,75	13,65	14,5
4	1,35-0,82I	18,58	17,20	16,87	16,60	16,1
5	0,82I-498 кэв	31,52	30,66	30,83	31,03	30,6
6	498-302	35,46	34,45	34,67	34,86	34,5
7	302-183	47,97	47,23	47,53	47,65	43,5
8	183-III	53,57	53,34	53,56	53,61	43,5
9	III-67,4	45,90	45,85	45,96	45,96	40,5
10	67,4-40,9	40,37	40,70	40,75	40,73	33,1
11	40,9-24,8	31,27	31,51	31,53	31,51	27,9
12	24,8-15,0	33,38	33,87	33,88	33,87	27,9
13	15,0-9,12	20,23	20,57	20,57	20,55	19,9
14	9,12-4,31	9,67	9,85	9,84	9,84	11,8
15	4,31-2,61	2,70	2,71	2,71	2,71	2,80
16	2,61-2,04	2,56	2,54	2,54	2,54	3,9
17	2,04-1,23	7,28	7,14	7,15	7,14	8,5
18	1,23-0,961	6,36	6,24	6,25	6,25	7,3
19	0,961-583 эв	4,05	4,15	4,15	4,14	5,1
20	583-275	1,76	1,89	1,88	1,88	2,10
21	275-101	0,366	0,397	0,396	0,396	0,5

Таблица 4

Среднегрупповые сечения упругого рассеяния для железа и ^{238}U
в зависимости от числа итераций при расчете спектра

№ гр	Границы групп	Железо				^{238}U			
		2 итер.	3 итер.	4 итер.	5 итер.	2 итер.	3 итер.	4 итер.	5 итер.
1	10-6,5Мэв	2,07	2,06	2,06	2,06	3,54	3,51	3,51	3,51
2	6,5-4	2,24	2,24	2,24	2,24	4,62	4,63	4,63	4,63
3	4-2,5	2,37	2,37	2,37	2,37	4,71	4,71	4,71	4,71
4	2,5-1,4	2,25	2,25	2,25	2,25	3,92	3,92	3,92	3,92
5	1,4-0,8	2,17	2,18	2,19	2,19	4,38	4,37	4,38	4,38
6	800-400кэв	2,85	2,87	2,87	2,87	5,92	5,91	5,92	5,92
7	400-215	2,68	2,87	2,87	2,87	8,28	8,30	8,30	8,30
8	215-100	3,85	3,40	3,40	3,40	10,4	10,5	10,5	10,5
9	100-46,5	4,84	4,69	4,69	4,64	12,1	12,2	12,2	12,2
10	46,5-21,5	7,19	8,18	8,19	8,19	13,0	13,0	13,0	13,0
11	21,5-10	3,51	3,59	3,59	3,59	13,3	13,3	13,3	13,3
12	10-4,65	12,0	12,6	12,6	12,6	14,3	14,3	14,3	14,3
13	4,65-2,15	5,77	5,53	5,53	5,53	14,0	14,2	14,2	14,2
14	2,15-1,0	7,51	7,71	7,71	7,71	12,0	13,3	13,3	13,3
15	1,0-0,465	9,70	9,78	9,77	9,77	10,7	11,8	11,8	11,8
16	465-215 эв	10,9	10,9	10,9	10,9	13,4	11,7	11,7	11,7
17	215-100	11,3	11,3	11,3	11,3	11,3	16,0	16,0	16,0
18	100-46,5	11,4	11,4	11,4	11,4	4,67	9,34	9,34	9,35

работы Дана и Беккера [10], а также по программе MC^2 (взято из [10]), приведено на рис.3 и свидетельствует о качественном согласии, если учесть различие исходных данных по сечениям. Наконец, общий вид спектра, полученный на основе данных 2-ой рабочей ленты, представлен на рис.4. Резонансная структура спектра, обусловленная разрозненными резонансами сечения ^{238}U , кончается при $E=4$ кэВ, что отвечает форме представления данных для ^{238}U в библиотеке $UKNDL$. Спектр рассчитан с числом энергетических точек ~ 7000 , машинное время $\sim 1,5$ часа (5 итерации).

Исходя из детального спектра и сечений рассчитывались групповые константы. В качестве примера в табл.5 даны значения макроскопических сечений замедления (для модели табл.2) вычисленных "точно" (правый столбец) и по формуле $\xi \Sigma_s / \Delta U$ в приближении постоянства плотности соударений (левый столбец). Их различия характеризуют поправку, которую обычно оценивают в различных предположениях о форме внутригруппового спектра (фактор ϕ_j).

Сечения замедления

Таблица 5

№ гр	Границы энергии	$\frac{\langle \xi \cdot \Sigma_s \rangle}{\Delta U} \text{ см}^{-1}$	$\Sigma_{sc} \text{ см}^{-1}$
4	2,5-1,4 МэВ	0,0112	0,0139
5	1,4-0,8	0,0202	0,0277
6	0,8-0,4	0,0206	0,0261
7	400-215 кэВ	0,0178	0,0190
8	215-100	0,0174	0,0174
9	100-46,5	0,0174	0,0225
10	46,5-21,5	0,0188	0,0171
11	21,5-10	0,0174	0,0146
12	10-4,65	0,0248	0,0210
13	4,65-2,15	0,0493	0,0442
14	2,15-1	0,0186	0,0130
15	1-0,465	0,0180	0,0111
16	465-215 эВ	0,0183	0,0085
17	215-100	0,0187	0,0064
18	100-46,5	0,0187	0,0037
19	46,5-21,5	0,0188	0,0043
20	21,5-10	0,0187	0,0031

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Дано теоретическое обоснование модели непрерывного замедления типа предложенной Даном и Бекером [10]. Показано, что развитие этой модели (введение итерационной схемы решения, устранение приближений в аппроксимациях) обеспечивает предельный переход к точному решению уравнения замедления.
2. Разработаны программы, обеспечивающие подготовку исходных данных и расчет спектра нейтронов исходя из машинной библиотеки оцененных ядерных данных. Показаны работоспособность метода и пути усовершенствования.
3. Сформулирована задача проверки группового подхода, намечены пути ее решения.

Л и т е р а т у р а

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
2. Toppel B.J., Rago, O'Shea D.M. A code to calculate multi-group cross-sections. ANL-7318, 1967.
3. Toppel B.J. Implementation strategy for the MC²-2 code. Applied physics division annual report ANL-7910, 1972, p.p. 429-436.
4. Macdougall J. The use of the 2000 group reactor physics code MURAL in the investigation of special code M in fast reactors. International symposium on physics of fast reactors, Tokyo, 1973. Proc. of a symposium, IAEA, 1973, v.3, p.p.1172-1188.
5. Tone T. Space-dependent neutron spectrum effects in a fast reactor. "J.Nucl.Sci.Techn.", 1975, v.12, No.3, p.p.190-193.
6. The French fast reactor physics program. International symposium on physics of fast reactors, Tokyo, 1973. Proc. of a symposium, IAEA, v.1, p.p.9-36. Auth. Bussac J., Barre J.J., Chaumont J. м.е.а.
7. Fischer E.A. Adjustment of group cross-sections for fast reactor calculations using integral data from critical assemblies. KFK-1879, 1973.
8. Гурин В.Н., Дмитриева В.С., Румянцев Г.Я. Аналитический расчет внутригрупповых среднеобъемных спектров в средах без водорода. Препринт ФЭИ-222, Обнинск, 1970.
Расчет внутригрупповых среднеобъемных спектров замедления нейтронов в водородосодержащем реакторе. Препринт ФЭИ-223, Обнинск, 1970.
9. Stacey W.-M., Jr. Continuous slowing down theory applied to fast reactor assemblies. "Nucl.Sci.Engn." 1970, v.41, No.3, p. 38-393.
10. Dunn P.E., Becker M. Improvements to the neutron slowing down theory for fast reactors. "Nucl.Sci.Engn.", v.47, 1972, No.1, p. 66-82.
11. Dunn P.E., Becker M. The formulation and application of analytical representation of fast reactor flux and importance spectra. "Nucl.Sci.Engn.", 1972, v.47, No.1, p. 83-103.

12. Jamamura J., Jamamoto K., Sekiya T. An analytical approach to fast neutron spectra by the modified Wigner approximation International symposium on physics of fast reactors, Tokyo, 1973. Proc. of a symposium, IAEA, 1973, v.1, p.728-745.
13. Kamei T. Generalized continuous neutron slowing-down theory. "Nucl.Sci.Engn.", 1975, v.57, No.3, p.179-187.
14. Лукьянов А.А., Платонов А.П. Спектры резонансных нейтронов в гомогенных средах. "Атомная энергия", 1975, т. 39, в. 3, с. 213.
15. Adler F.T., Lewis E.E. A Boltzmann integral equation treatment of neutron resonance absorption in reactor lattices. "Nucl.Sci.Engn.", 1968, v.31, No.1, p.117-126.
16. Stacey W.M., Jr. Continuous slowing down theory for anisotropic elastic neutron moderation in the P_N and B_N representation. "Nucl.Sci.Engn.", 1970, v.41, No.3, p.457-461.
17. Perkins S.T. The calculation of neutron spectra in reflected cores and reflectors regions. "Nucl.Sci.Engn.", 1966, v.24, No.3, p.284-290.
18. Jamato K., Kitazoe Y., Seekiya J., Jamamura J. Effective parameter method in space-dependent neutron slowing-down problem. "J.Nucl.Sci.Techn.", 1975, v.12, No.5, p.297-307.
19. Jamamura Y., Kimura H. Moderating parameters for monoenergetic source and a fission source. "Nucl.Sci.Engn.", 1975, v.58, No.1, p.98-103.
20. Ловитт У.В. Линейные интегральные уравнения. М., Гос.издательство техн.-теорет.литературы. 1957, с.23-25.
21. Becker M., Burns E.T. Fast reactor neutron spectrum models and their application to specific materials. "Trans. AHS", 1970, v.13, No.2, p.687-689.
22. Corngold N. Slowing-down of neutrons in infinite homogeneous media. "Proc. Phys. Soc.", 1957, v.A-70, p.793-801.
23. Hwang R.N. Efficient methods for the treatment of resonance cross-sections. "Nucl.Sci.Engn.", 1973, v.52, No.1, p.157.
24. Schmidt G.I. Neutron cross-sections for fast reactors materials. KFK-120(BANDC-E-35U), Karlsruhe, 1966 (part I: evaluation, part II: tables, part III: graphs).

25. Langner I., Schmidt J.J., Woll D. Tables of evaluated neutron cross-sections for fast reactor materials. KFK-750, EUR-3715e, EANDC(E)-88"U", Karlsruhe, 1968.
26. King D.C. AEEW-M-445, 1964.
27. Yiftah S., Schmidt J.J., Caner M. et al. Basic nuclear data for the higher plutonium isotopes. Conference on fast reactor physics, Karlsruhe, 1967. Proc. of a conference, v.1, p.123-149.
28. Status of the Karlsruhe evaluated nuclear data file KEDAK at June 1970. Karlsruhe, KFK-1340, EANDC(E) 136"U", INDC(GER)-15/L, 1971. Auth. Hinkelmann B., Krieg B., Langer I., Schmidt J.J., Woll D.
29. Schatz B. Evaluation of Neutron Data. for ^{235}U above the resolved resonance region for KEDAK, KFK-1629, EANDC(U)51"U", INDC(GER)-17/L, Karlsruhe, 1973.
30. Sowerby W.G., Patrick B.H., Mather D.S. A detailed report on the simultaneous evaluation of the fission cross-sections of ^{235}U , ^{239}Pu and ^{238}U capture cross-section in the energy range 100 eV to 20 MeV. AERE-R7273, INDC(UK)-18/G, Harwell, Berkshire, 1973.
31. Pope A.L. The current edition of the main tape HDL-1 of the UK Nuclear Data Library - March 1973, AEEW-M-1208, Winfrith, 1973.
32. Sowerby M.G., Patrick B.H., Mather D.S. A simultaneous evaluation of the fission cross-sections of ^{235}U , ^{239}Pu and capture cross-sections of ^{238}U in energy range 100 eV to 20 MeV. "Annals of Nuclear Science and Engineering", No.1, 1975, p.409-435.
33. Howerton R.T. The Lawrence Livermore Laboratory Evaluated Nuclear Data Library (ENDL). Translated into the ENDF/B Format UCID-16376, Livermore, California, 1973.
34. Perkins L.T. Howerton R.G. Tabulated experimental data for neutron-induced reactions TID-4500, UC-34, Livermore, California, 1971.
35. Katacuragi S., Ishiguro Y., Takano M. et al. JAERI. Fast reactor group constants system 1195(1970), 1199(1970), Supplement No.1, 1971.

36. Cullen D.E., Ozer O., Weisbin C.R. Tabular cross-section file generation and utilization techniques. Proceedings of a conference on Nuclear cross-sections and Technology, Washington, 1975. National Bureau of Standards, v.1, p.419-421.
37. Greene P.M. A survey of computer Codes which produce Multi-group data from ENDF/B-IV. Nuclear Cross Sections and Technology. Proc. of a Conf. 1975, v.2. p.848.

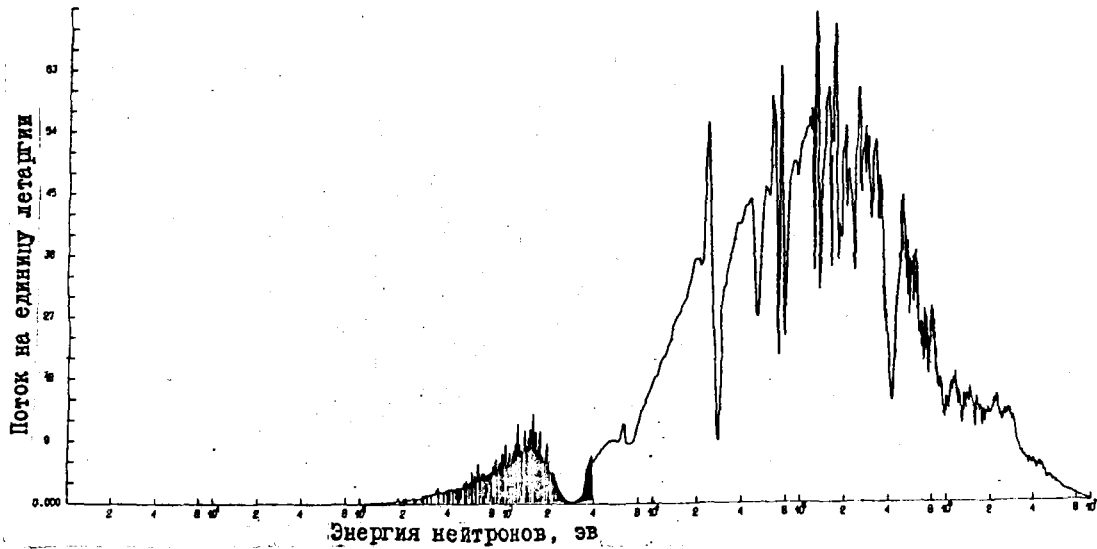


Рис. 1. Плотность столкновений в UO_2 при температуре $300^{\circ}K$ в окрестности резонанса $E=189,6$ эв:
— настоящая работа.
- - - результаты Платонова А.П. [14] .

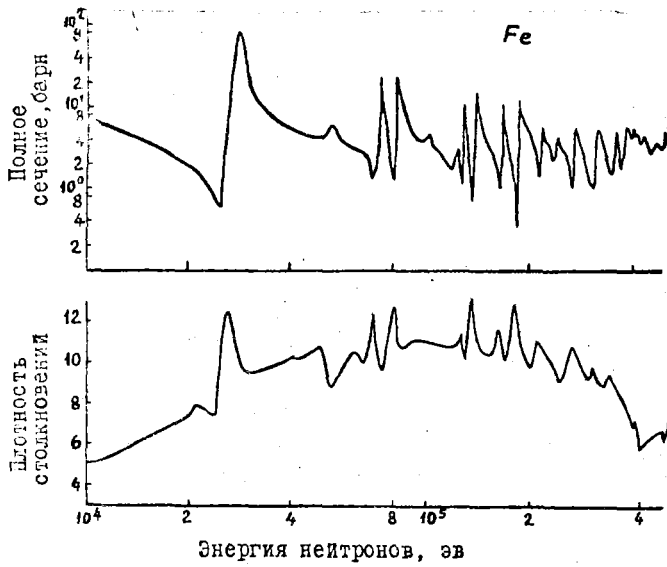
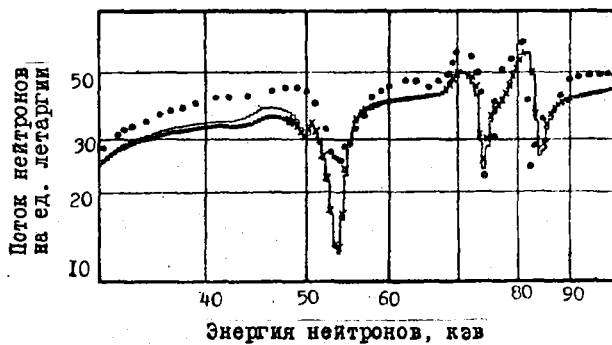
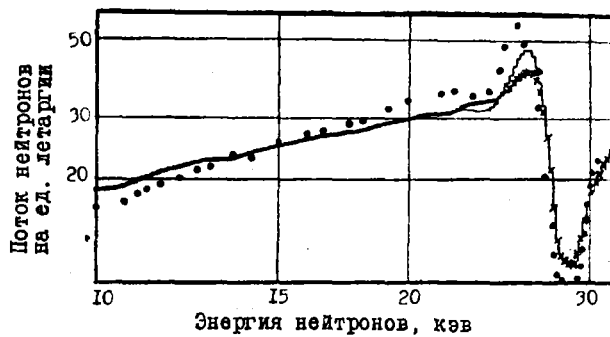


Рис. 2. Плотность нейтронных столкновений в сборке и полное сечение железа.



γ - MC^2 -[10], * - расчет Дана и Беккера [10],
 • - настоящая работа.

Рис. 3. Спектр нейтронов в сборке в районе резонансов.

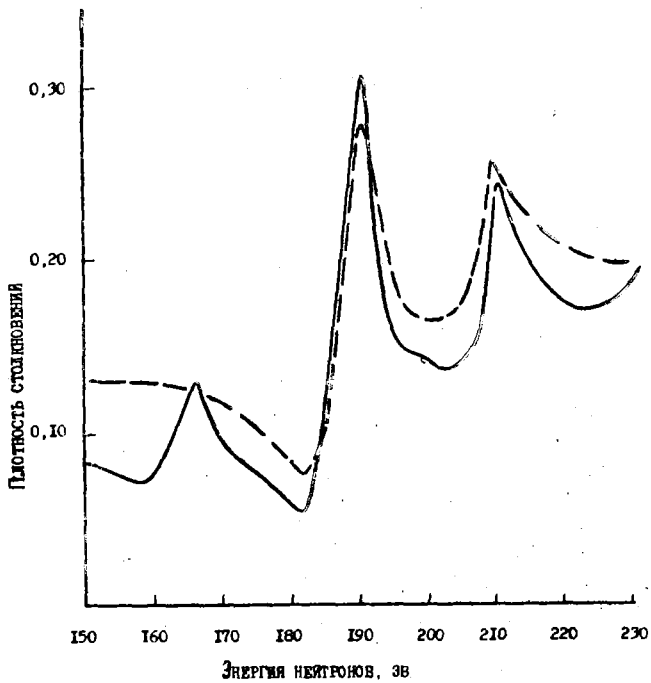


Рис. 4. Спектр нейтронов в сборке.

РЕАЛИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА РАСЧЕТА СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ БИБЛИОТЕК ОЦЕНЕННЫХ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ

В.В.Поляков, В.А.Шиваров

Abstract - Аннотация

THE REALIZATION OF NEUTRON SPECTRUM CALCULATION ALGORITHM ON THE BASIS EVALUATED NUCLEAR DATA LIBRARIES. The program system of preparation of numerical massives from evaluated nuclear data libraries and the detailed energy neutron spectrum calculation program are described. The energy region is 10^{-10} eV. The continuous neutron slowing-down model was used as a model program. Some peculiarities of work with files in the problem of neutron spectrum calculation are discussed.

РЕАЛИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА РАСЧЕТА СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ БИБЛИОТЕК ОЦЕНЕННЫХ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ. Дано описание комплекса программ подготовки численных массивов из библиотек оцененных ядерных данных и детального расчета энергетического спектра нейтронов в размокающих средах в области энергий 10^{-10} эв с применением модели непрерывного замедления. Обсуждаются некоторые особенности работы с файлами в задачах расчета спектра нейтронов и подготовки групповых констант.

В в е д е н и е

В данной работе нет необходимости доказывать важность созданных программ детального расчета спектра нейтронов в средах, также как и обосновывать алгоритм - это сделано в работе /1/, в настоящем сборнике. Задача реализации предложенного алгоритма интересна, кроме того, с точки зрения выявления возможностей ЭВМ средней мощности 2-го поколения (М-222), имеющей ограниченные ресурсы оперативной памяти - 1 куб - и медленно действующий и недостаточно надежный носитель информации во внешнем - магнитные ленты. Неадекватность проявляется при работе с большими массивами чисел (порядка $1 \cdot 10^6$ и более), вовлеченных в какой-либо расчет. Именно такой задачей является детальный

Расчет спектра нейтронов с применением машинных библиотек оценен- ных сечений. Центр по ядерным данным (г. Обнинск, ФЭИ) распола- гает несколькими машинными библиотеками, записанными в символич- еском виде на магнитных лентах (МЛ). Это КЕДАК (ФРГ) /2/, UKNDL (Англия) /3/, ENDL /4/, ENDF/B-IV - частично (USA) и др. Отечественная библиотека в формате "СОКРАТОР" находится в стадии заполнения. Общая черта всех библиотек - наличие служебной инфор- мации, не участвующей непосредственно в расчетах и чередование аргумента и функции (например, E и σ) в массивах. Поэтому для проведения расчетов по основным программам СПЕКТР и ФУНКЦИОНАЛ необходимо иметь сформированные рабочие массивы сечений на отдель- ной МЛ. Формирование отдельной ленты имеет принципиальное значе- ние потому, что собственно время расчетов по основным программам примерно на порядок меньше времени формирования числового материа- ла (массивы ИНТ, ФАЙЛ-1, ФАЙЛ-2, см. рис. 1).

Заметим, что энергетическая сетка от файла к файлу не остается постоянной, а иногда не постоянна и внутри файла, изменяясь от сечения к сечению. Здесь и далее под файлом мы будем понимать часть библиотеки, относящуюся к конкретному изотопу.

Детальный расчет спектра в широкой области энергий (10 эв - 10 Мэв) на основе библиотек ядерных данных осуществлен в СССР впервые.

2. Описание комплекса программ

Блок-схема комплекса программ изображена на рис. 1. Кратко рас- смотрим каждую из программ.

Программа извлечения и преобразования /5/ осуществляет поиск заданных сечений какого-либо файла библиотеки, отсеивает служеб- ную информацию, переводит числа в машинное представление и запи- сывает отдельно массивы сечений и энергий на новую МЛ. Программа типа описанной в работе /5/ легко обобщается для любой библиотеки в символическом представлении. Программа АРГУМЕНТ формирует единый массив энергий (E), используя энергетические сетки всех участвую- щих в расчете файлов. Принцип выбора куски энергетической сетки

наиболее густое разбиение. Например, при формировании рабочей ленты на основе UKNDL участок 10-100 эв был взят из файла $U - 235$, а участок 100-1000 эв - из $U - 238$. В синтезированной массиве E вписываются значения групповых границ в некотором разбиении (БНАБ, JAFERI и др.), далее вычисляется массив летаргии ΔU .

Программа INT интерполирует сечения изотопов композиции в унифицированном разбиении массива E. Предусмотрено использование различных законов аппроксимации хода сечений между узлами. Интерполированные сечения $\sigma_t, \sigma_{el}, \sigma_{ng}, \sigma_{tot in}, \sigma_f$ записываются на МД массивами по ≈ 500 чисел. Время работы программы ~ 3 мин на одно сечение при 7000 энергетических узлов в массиве E.

Если в исходной библиотеке нет какого-либо сечения, то его можно восстановить по балансу в унифицированном разбиении с помощью программы СУММА.

Программа ФАИЛ-I формирует I-ый рабочий массив в виде:

$$\dots E_i [\Delta U_{i-1}, \sigma_{tot i}^{(i)}, \sigma_{el i}^{(i)}, \sigma_{ng i}^{(i)}, \sigma_{tot in i}^{(i)}, \sigma_{f i}^{(i)}, \dots \\ \sigma_{tot i}^{(k)}, \sigma_{el i}^{(k)}, \sigma_{ng i}^{(k)}, \sigma_{tot in i}^{(k)}, \sigma_{f i}^{(k)}, \dots] E_{i+1} [\dots] \dots$$

где i - текущий номер значения энергии,

k - номер изотопа композиции.

Эта форма массива вытекает из рассмотрения алгоритма расчета спектра нейтронов, изложенного подробно в /1/ и кратко - в данной статье при разборе программы СПЕКТР.

Формирование массива ФАИЛ-I организовано через магистральный барабан (МБ), используется полностью та его часть, которая не эксплуатируется математическим обеспечением. По мере накопления на МБ массивов из N чисел производится их перекачка на МД. Число N зависит от числа изотопов в композиции и определяется выражением (1):

$$N = \left\lceil \text{entier} \left(\frac{N_{\text{изот}}}{2 + 5id + 4(p-id)} \right) \right\rceil \times (2 + 5id + 4(p-id)) \quad (1)$$

где $N_{\text{инт}}$ - длина записи на МЛ после программы ИНТ,
 P - число изотопов в композиции,
 id - число делящихся изотопов в композиции.

При работе программы СПЕКТР выбранная форма массива ФАЙЛ-1 позволяет экономить время, которое ушло бы на многочисленные перемотки библиотечной МЛ для поиска информации. Для композиции из 12 изотопов число $N \leq 500$. При увеличении числа изотопов его следует пропорционально уменьшить. Время работы программы пропорционально числу изотопов, при 12 изотопах время равно 8 часам. Оно расходуется на большое количество обращений к МЛ, их перемотку при поиске и на обращения к МБ, число обращений к МБ достигает нескольких сотен тысяч.

Программа ФАЙЛ-2 формирует 2-ой рабочий массив из сечений упругого и неупругого рассеяния изотопов композиции. Форма массива аналогична форме массива ФАЙЛ-1, но $N = 1000$. Массив ФАЙЛ-2 используется в расчетах спектра в приближениях высшего порядка.

Программа ФРАГМЕНТ предназначена для дополнения уже сформированного массива ФАЙЛ-1 сечениями какого-либо отсутствующего изотопа. Время работы программы на один изотоп при 12 изотопной композиции ~ 30 мин.

Блок-схема программы СПЕКТР приведена на рис. 2. Левая ветвь соответствует итерационной схеме (2), полученной при решении уравнения замедления методом последовательных приближений [6]:

$$\sum_{\text{tot}} \varphi^{(n)}(u) = B \varphi^{(n-1)}(u) + S(u) \quad (2)$$

где n - номер итерации, остальные обозначения общеприняты.

Правая ветвь блок-схемы соответствует итерационной схеме

$$\varphi^{(n)}(u) = \frac{K \varphi^{(n-1)}(u)}{B \varphi^{(n-1)}(u)} \quad (3 \text{ а})$$

$$\varphi^{(n)}(u) = \frac{1}{\sum_{\text{tot}} \Sigma_{\text{tot}}(u)} \int_{-\infty}^u du' B(u') \frac{\Sigma_s(u')}{\sum_{\text{tot}} \Sigma_{\text{tot}}(u')} \exp\left(-\int_{u'}^u \frac{\Sigma_a(u'')}{\sum_{\text{tot}} \Sigma_{\text{tot}}(u'')} du''\right) \quad (3 \text{ б})$$

отсюда

$$\varphi^{(n)}(u) = \frac{q^{(n)}(u)}{\xi^{(n)}(u) \Sigma_{tot}} + \frac{S(u)}{\Sigma_{tot}(u)}, \quad (3 \text{ в})$$

которая получена в предположении (более подробно см. /1/), что поток нейтронов можно представить в виде

$$\varphi(u) = \frac{q(u)}{\xi(u) \Sigma_{tot}(u)} + \frac{S(u)}{\Sigma_{tot}(u)}, \quad (4)$$

где $q(u)$ - плотность замедления нейтронов,
 $\xi(u)$ - параметр замедления нейтронов.

Реализованы оба алгоритма. Расчеты спектра двумя путями примерно равноценны по затратам времени, но результаты по программе СПЕКТР-КСИ были нужны для сравнения с результатами Дана и Беккера /7,8/.

Функционально программа состоит из 3-х блоков. В первом производится расчет спектра нейтронов по выражению (3 б). Начальные значения $\xi^0(u)$, необходимые в 1-ой итерации, либо вводятся с перфокарт - в случае, если $\xi(u)$ есть групповые значения для изотопов, либо считываются с МЛ - если $\xi(u)$ являются детальным ходом для композиции, как результат предыдущего расчета (или специального) по нашей программе, то-есть предусмотрена возможность прервать итерационный процесс на любой итерации и записав полученные $\xi^0(u)$ на МЛ, возобновить расчет в дальнейшем. КСИ сборки находится из выражения

$$\xi = \frac{\sum_{i=1}^N \xi_i \Sigma_s^i}{\sum_{i=1}^N \Sigma_s^i}, \quad (5)$$

где i - номер изотопа композиции,
 Σ_s^i - полное макроскопическое сечение рассеяния изотопа i .
 Если начальных значений $\xi^0(u)$ нет, то в качестве нулевого приближения для потока принимается

$$\varphi^{(0)}(u) = \frac{q^{(0)}(u)}{\Sigma_{tot}(u)}, \quad (6)$$

где

$$q^0(u) = \int_0^u s(u) du, \quad s(u) - \text{спектр деления.}$$

Кроме $\varphi(u)$ в первом блоке считаются $\varphi(u)$ - групповые, $q(u)$, $F(u) = \varphi(u) \Sigma_{tot}$ (плотность столкновений), Σ_{tot} и Σ_{abs} сборки. Результаты выводятся на МЛ и печать.

Групповые потоки используются для контроля сходимости в итерации с номером "n". Работу первого блока обеспечивает блок 2 и 3. Во втором считаются интегралы упругого рассеяния $K_{es}^i \varphi(u)$, $B_{es}^i \varphi(u)$, необходимые для получения $f(u)$. Рассеяние полагается изотропным, точные ядра рассеяния заменяются по приближению Грюлянга-Герцеля /9/. В третьем блоке считаются интегралы неупругого рассеяния $K_{in}^i \varphi(u)$, $B_{in}^i \varphi(u)$, оцениваемые с помощью матриц неупругого рассеяния. После вычисления интегралов определяется КСИ:

$$\xi(u) = \frac{K_{es} \varphi(u) + K_{in} \varphi(u)}{B_{es} \varphi(u) + B_{in} \varphi(u)} \quad (7)$$

КСИ заносится на МБ или МЛ и считывается при работе I-го блока программы. Отличие программы СПЕКТР по алгоритму (2) состоит в том, что во 2 и 3 блоках считаются только $B_{es}^i \varphi(u)$, $B_{in}^i \varphi(u)$ соответственно, а спектр потока нейтронов в первом блоке определяется из выражения

$$\varphi(u) = \frac{B_{es} \varphi(u) + B_{in} \varphi(u)}{\Sigma_{tot}(u)} \quad (8)$$

Время расчета одной итерации по программе СПЕКТР ≈ 30 мин при пятизотонной композиции и 7000 энергетических точек. Практически 3-я и 4-я итерации совпадают.

Программа ГРАФИК /10/ составлена на основе комплекса программ АЛГРАФ /11/ и используется для контроля входных данных и получаемых результатов.

Программа ФУНКЦИОНАЛ вычисляет различные функционалы от спектра нейтронов. Например, групповые и средние сечения и их отношения. Предусмотрена возможность вычислять функционалы по детальному спектру, спектру Ферми и с весом $1/\Sigma_{tot}$.

3. Отладка программы и некоторые особенности расчетов с привлечением байтов

Мониторинг файлов из библиотек оцененных ядерных данных порождает ряд особенностей при отладке и эксплуатации программы, что связано с большим объемом числового материала. Так для ТЭ-ли компьютерной среды и 7000 энергетических узлов на МЛ должно храниться около $1,6 \cdot 10^6$ чисел (по 300 000 после программы ПИТ и ФАЙН-1, плюс удвоение из-за необходимости дублировать МЛ, чтобы гарантировать расчет от надежности читаемости МЛ). Наличие большого числового материала требует качественного хранения, дублирования, составления каталогов МЛ, периодической проверки сохранности информации. Это решается набором сервисных программ, поскольку транслятор ТЭ-М не специализирован для информативных задач, что требует значительного затрат дополнительного времени. Увеличение массивов на МЛ, как основном носителе информации во внешней памяти ЭВМ, накладывает временные ограничения на программы, так как переводы МЛ во время счета как правило "ожидают" дублирующую копию. Например, для полного протеста 30 млн. необходимого при работе программы СИСТЕР, около 2/3 уходит на переводы МЛ. Обширность переводов особенно значительна во время отладки программы и требует много времени, потому что созданы массивы чисел и при этом нельзя заменить малых массивов - теряется возможность проведения базового распределения оперативной и внешней памяти ЭВМ, что далеко непрактично в условиях нехватки памяти всех ресурсов машины. Примерно уравновешивают возросшие данные и получаемые ресурсы в том числе, предотвращают сложность и требуют много времени из-за их избыточности. Однако для лучшей контроля разумности результатов вычислений применяются оценочные программы сверки в различных направлениях (ДУВИКОБАИ и др.). Большой объем числовых данных влияет на выбор алгоритма расчета в пути для предотвращения в программе. Программы решают задачу оптимального выбора пути расчета на ЭВМ, выбирая наиболее эффективный в плане производительности, если известны конкретные числовые операции и МЛ в ЭВМ.

Составленные программы применялись для расчетов спектра нейтронов в нескольких композициях на основе библиотек KEDAK, UKNDL и отечественного файла для железа. Полученные результаты обсуждаются в работе /1/. Здесь важно отметить, что доказана возможность практических расчетов детального спектра в широком диапазоне энергий на основе файлов в условиях ЭВМ средней мощности, то есть I куб МОЗУ и МЛ во внешней памяти. Рабочие времена программы являются приемлемыми уже сейчас, но их сокращение желательнее, особенно для практических задач. Одним из путей сокращения времени расчета может оказаться предложение Дана и Беккера /7,8/ и др. авторов использовать изотопные значения $\bar{\chi}(u)$, полученные для нескольких типичных композиций, в расчетах широкого круга сборок.

В заключение авторы выражают благодарность М.Ф.Воротынцеву за плодотворные обсуждения, без которых эта работа была бы невозможной.

Л и т е р а т у р а

1. Ваньков А.А., Воротынцев М.Ф., Воробьев А.И., Возяков В.В., Пивоваров В.А. Детальный расчет энергетического спектра нейтронов и проблема подготовки групповых констант. "Ядерные константы", Атомиздат, 1976, в. 21, с. 147.
2. Hinkelmann B., Krieg B., Langer I. et al. Status of the Karlsruhe evaluated nuclear data file KEDAK at June 1976. Karlsruhe, KFK-1340, EANDC(E) 136 "U", INDC(GER)-15/L, 1976.
3. Pope A.L. The current edition of the main tape NDL-1 of the UK Nuclear Data Library-march 1973, AEREW-M1208, Winfrith, 1973.
4. Howerton R.I. The Lawrence Livermore Laboratory Evaluated Nuclear Data Library (ENNDL). Translated into the ENDF/B Format, UCED-16376, Livermore, California, 1973.
5. Возяков В.В., Кузнецов Н.Б., Сургутанов В.В. Программа поиска и извлечения информации из библиотек оцененных ядерных данных в формате ENDF. Сборник аннотаций "Ядерно-физические исследования в СССР", 1976, в. 20, с. 36.

6. Ловитт И.В. Линейные интегральные уравнения. Москва, гос.изд. техн.-теорет. литературы, 1957, с.23-25.
7. Dunn F.E., Becker M. Improvements to the neutron slowing down theory for fast reactor. Nucl.Sci. and Eng.1972, 47, No.1. p.66-82.
8. Dunn F.E., Becker M. The formulation and application of analytical representation of fast reactor flux and importance spectra. Nucl.Sci. and Eng.,1972, v.47, No.1, p. 83-103.
9. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. Москва, Атомиздат, 1974, с.160-165.
10. Возяков В.В., Кузнецов Н.Е. Комплекс программ подготовки экспериментальных ядерных данных к оценке (КЦД). Сборник аннотаций "Ядерно-физические исследования в СССР", 1975, в.20, с.37.
11. Блохин А.И., Кузнецов Н.Е., Паньков В.М. и др. АЛГРАФ: Комплекс программ для представления информации на графопостроителе. Сборник аннотаций "Ядерно-физические исследования в СССР", 1975, в.20, с.38.

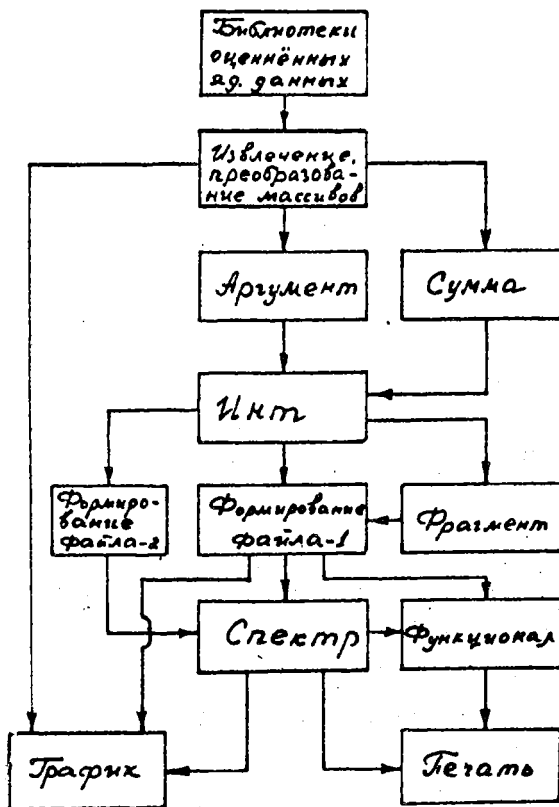


Рис. 1. Блок-схема комплекса программ.

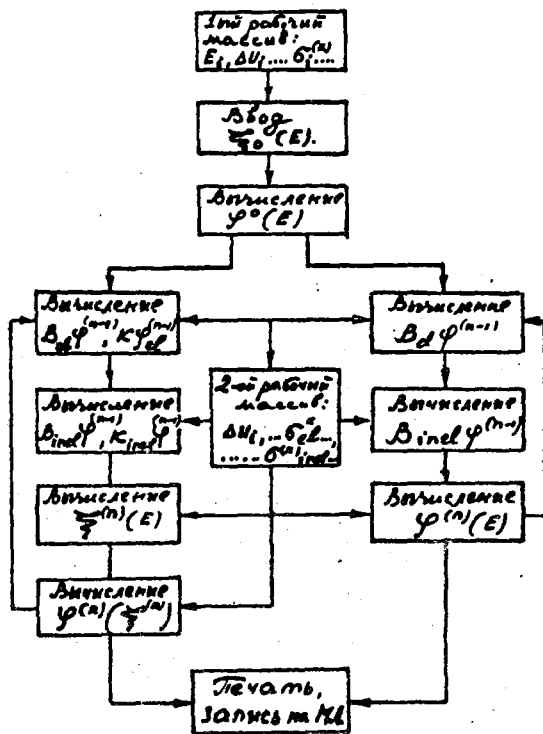


Рис. 2. Блок-схема программы СПЕКТР.

УТОЧНЕНИЕ РАСЧЕТА ВЫГОРАНИЯ И НАКОПЛЕНИЯ ГОРЮЧЕГО
ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ФИЗИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ НА РЕАКТОРЕ

БН-350

(Метод статистического переноса)

А.А.Ваньков, А.И.Воропаев, В.В.Орлов, Л.В.Точный

Abstract - Аннотация

PRECISING THE CALCULATIONAL RESULTS ON BURNING UP AND BREEDING WITH USE OF THE FISCAL MEASUREMENTS OF THE REACTOR BN-350 (STATISTICAL TRANSFERENCE METHOD). A role of typical measurements (initial critical mass, reactivity time dependence ets) on power reactors to precise the design burn up and breeding parameters is shown. The statistical approach is considered. Some illustrations for the reactor BN-350 at the begining of life are presented.

УТОЧНЕНИЕ РАСЧЕТА ВЫГОРАНИЯ И НАКОПЛЕНИЯ ГОРЮЧЕГО ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ФИЗИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ НА РЕАКТОРЕ БН-350. (Метод статистического переноса). В работе показана роль типичных физических измерений (начальной критической загрузки, изменения реактивности во времени и др.) на энергетическом реакторе для уточнения проектных значений выгорания и накопления ядерного горючего. Задача рассматривается в рамках статистического подхода. Приведены некоторые результаты для реактора БН-350 на начальном этапе его работы.

I. Статистический подход "переноса" в анализе экспериментальных результатов

Нас интересуют величины F , прямо не измеряемые (количество выгоревшего урана-235, накопившегося плутония-239 и т.п.), тогда как измеряются некоторые другие величины M (отношения средних сечений, изменение реактивности реактора за счет выгорания и накопления, эффективности органов регулирования и др.). Проблема заключается в том, чтобы по результатам измерений M уточнить F , то-есть найти новые значения F^* (по сравнению с проектным расчетом) и, что не менее важно, найти доверительные интервалы. Очевидно, результат уточнения зависит от связи через константы (корреляции) F и M , поэтому первая задача анализа как раз и заключается в оценке коэффициентов корреляции F и M . Кроме того, ре-

результат уточнения, очевидно, должен зависеть от точности измерений M . Интуитивно понятно, что наибольшее уточнение F произойдет при условии максимальных (по модулю) коэффициентов корреляции F и M и малых погрешностей измерения M (по сравнению с погрешностью исходного расчета M). Такой подход к анализу эксперимента будем называть подходом статистического переноса (информации), в отличие от известного подхода корректировки констант. Оба подхода в последнее время развивались в Физико-энергетическом институте и были доведены до стадии практического использования (теоретическое обоснование, написание машинных программ, оценка экспериментов) [1-10].

Отсылая за подробностями к указанной литературе, приведем лишь основные формулы "переноса". Обозначим:

δM - относительное расхождение эксперимента и расчета;
 $\sigma_{F,M}^2$ - дисперсии (квадраты ошибок) произвольных реакторных величин F , M . Обозначения дисперсий эксперимента и расчета будут различаться символами "эк" и "р", соответственно;

$R(F,M)$ - коэффициент корреляции двух величин F и M ;

α_M^F - коэффициент "переноса", определяемый формулой

$$\delta F = \alpha_M^F \delta M \quad (1)$$

Если определен коэффициент корреляции $R(F, M)$ (с помощью статистической процедуры), то

$$\alpha_M^F = \frac{R(F, M)}{\left(\frac{\sigma_{M, \text{экп}}}{\sigma_M^p}\right)^2} \frac{\sigma_F^p}{\sigma_M^p} \quad (2)$$

Результат уточнения F при выполнении эксперимента M описывается формулами

$$F^* = F(1 + \delta F) = F(1 + \alpha_M^F \delta M) \quad (3)$$

$$\sigma_{F^*} = \sigma_F \sqrt{1 - \frac{R(F, M)^2}{1 + \left(\frac{\sigma_{M, \text{экп}}}{\sigma_M^p}\right)^2}} \quad (4)$$

F^* и σ_{F^*} - уточненное значение и ошибка величины F после учета эксперимента M .

Отметим, что таким образом может быть учтено любое количество

экспериментов, но суть дела заключается в выборе наиболее информативных из них (по отношению к F).

2. Уточняемые и измеряемые величины

Уточняемыми величинами F являются:

ΠK - плутониевый коэффициент;

ΠK^a - плутониевый коэффициент активной зоны;

M_9 - количество накопившегося плутония-239 в реакторе;

$M_9^{a, \text{э}}$ - количество накопившегося плутония-239 в активной зоне (э) или экране (а);

M_5^a - количество выгоревшего ^{235}U в активной зоне.

Выгорание и накопление определяется к моменту выработки реактором интеграла мощности $\bar{w}t$.

По определению:

$$\Pi K = \frac{M_9}{M_5^a} \quad (5)$$

$$\Pi K^{a, \text{э}} = \frac{M_9^{a, \text{э}}}{M_5^a} \quad (5 \text{ а})$$

Для качественного понимания константной взаимосвязи рассматриваемых величин полезными могут оказаться приближенные формулы*:

$$M_9 = \Pi K \cdot C \bar{w}t (1 + \alpha_5^a) = C \bar{w}t (\nu_5 - 1 - \alpha_5^a) \quad (6)$$

$$M_5^a = C \bar{w}t (1 + \alpha_5^a) \quad (6 \text{ а})$$

$$C \bar{w}t = \kappa_5^a \beta_{f,5}^a \bar{\varphi}t^a \quad (7)$$

Для уточнения указанных выше параметров F рассмотрим следующие измеренные на реакторе величины:

$R_{\text{крит}}$ - критический радиус зоны обогащения;

$\beta = \beta_{c,5}^a / \beta_{f,5}^a$ - отношение среднего нейтронного сечения захвата ^{238}U к сечению деления ^{235}U в центре активной зоны;

* Здесь и ниже используются обозначения: $\bar{\varphi}t^a$ - интеграл потока нейтронов в активной зоне; $\alpha, \nu, \beta_c, \beta_f, \beta_{\text{инс}}$ - общепринятые обозначения ядерных констант (символы "а", "э" означают усреднение по спектру активной зоны или экрана, индексы 5, 8, 9 относятся к изотопам ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , "оск", "zg" означает "оскользя деления", "неравновесная сталь"); κ - полное количество ядер источника в зоне; $T(\bar{w})$ - изменение реактивности реактора; ξ - эффективность системы компенсации реактивности.

К измеряемым относится также независимая величина \overline{wt} (интеграл мощности).

3. Расчет чувствительности реакторных величин к изменению групповых констант

Для нахождения корреляций между различными величинами необходимо знать их чувствительности к изменению исходных данных реакторного расчета (в первую очередь групповых констант). Чувствительности различных средних сечений в зонах определялись в прямых многократных расчетах реактора БН-350 в начальном состоянии по двумерной синтетической программе КИТ с варьированием исходных данных^{жж}. Условие критичности учитывалось членом, списывающим компенсирующую вариацию радиуса активной зоны большого обогащения.

Вычисления чувствительностей для T и S производились в приближении, смысл которого поясним, обратившись к уравнению нейтронного баланса. Для простоты это уравнение запишем в одногрупповом виде, опустив члены, учитывающие деление ^{238}U , поглощение нейтронов в конструкционных материалах и утечку.

$$\xi_5^a n_5^a \approx \beta_{c,8}^a n_8^a + \beta_{c,8}^3 n_8^3 \frac{\varphi^3}{\varphi^a}, \quad (8)$$

где $\xi_5 = (\nu - 1)\beta_f - \beta_c$,

φ - интегральные потоки в зонах.

Рассмотрим малое изменение состояния реактора, вызванное выгоранием топлива и появлением ^{239}Pu . Малость изменения означает возможность пренебречь в уравнении баланса влиянием спектральных изменений по сравнению с влиянием изменения изотопного состава. Будем полагать, что компенсация реактивности осуществляется изменением концентрации ^{235}U в центральной области активной зоны (в конечном "столбе" - для двумерной модели). Тогда варьирование уравнения баланса (8) приводит к уравнению:

$$m_5^k = \frac{0.174(1 + \alpha_5^2)}{\xi_5^k \frac{\varphi_5^k}{\varphi^a}} \left[\xi_5^a + \beta_{c,сск}^a - \pi k^a \xi_9^a - \pi k^3 \xi_9^3 \frac{\varphi^3}{\varphi^a} \right] \quad (9)$$

^{жж} Вид вспомогательных расчетов был проведен в рамках одномерного комплекса М-20 под руководством И.П.Маркелова.

Здесь m_5^k - изменение реактивности реактора, выраженное в абсолютном изменении количества ядер ^{235}U в объеме регулирующей области "к" (соответствует определенному погружению топливных конденсаторов).

$\frac{\varphi_k}{\varphi_a}$ - отношение интегральных потоков в зонах "к" и "а". Величина m_5^k , пересчитанная к единицам ($\% \frac{\Delta K_{эфф}}{K_{эфф}}$), является аналогом Т, удобным для вычисления коэффициентов чувствительности. Для вычисления коэффициентов чувствительности \mathcal{S} также использовалось представление для \mathcal{S} , полученное варьированием уравнения нейтронного баланса. Аналогом \mathcal{S} является величина $\frac{\delta n_5^k}{n_5^k} / \frac{\Delta \nu_5}{\nu_5}$ (абсолютное компенсирующее изменение количества ядер ^{235}U в объеме "к", отнесенное к единичному относительному изменению $K_{эфф}$). В соответствии с интерпретацией квазикритического уравнения полагается равенство $\Delta \nu / \nu = \Delta K_{эфф} / K_{эфф}$.

В нашей упрощенной схеме легко получить:

$$\frac{\delta n_5^k}{n_5^k} \frac{\Delta \nu_5}{\nu_5} = n_5^a \frac{\sigma_{f,5}^a \nu_5}{\xi_5^k \varphi^k / \varphi_a} \quad (10)$$

Таким образом, приближенность вычисления чувствительностей Т и \mathcal{S} заключалась в модели "неподвижного регулирующего органа", заполненного ядрами ^{235}U с варьруемой концентрацией. Формулы теории возмущений не использовались.

4. Константы расчета, их погрешность и погрешность реакторных величин

Для расчета корреляций и погрешностей реакторных величин, помимо коэффициентов чувствительности, нужно знать погрешности констант в общем случае, ковариационную матрицу констант. В таблице I перечислены одnogрупповые константы и их погрешности. Наряду с ядерными выделена "технологическая" константа σ_{wt} . Принятые нами погрешности (доверительный интервал 68%) ядерных констант относятся ко всему энергетическому диапазону и практически совпадают с оценками, приведенными в [9]. Более детальный анализ константных погрешностей проводился в [7], на результаты которых в целом опирается использование здесь оценки. В таблицах 2,3 представлены данные, касающиеся погрешностей расчета реакторных величин (до учета и после учета измерения критического радиуса с точностью 1%), а также компоненты их исходных дисперсий. Из таблиц видна доминирующая роль

погрешностей $\sigma_{c,5}$ в ПК; $\sigma_{c,8}$ в ПК^a, M_9 , S , β , $c\bar{w}t$ в M_9 , M_5 . В величине T различные источники погрешностей распределены более равномерно. Обращает на себя внимание резкое уменьшение погрешности S после учета критичности, что связано с зависимостью

$$S \sim \frac{1}{R^2_{крит.}}$$

Таблица 1

Погрешности констант (%)

	$\sigma_{c,5,9}$	$\sigma_{c,8}$	$\sigma_{c,5,9}$	$\nu_{5,9}$	ν_8	$\sigma_{0,8}$	$\sigma_{0,окр,ss}$	$\sigma_{инт,8,ss}$	$c\bar{w}t$
%	5	7	15	I	I,5	10	30	15	6

Таблица 2

Погрешности расчета функционалов

F	П о г р е ш н о с т ь (%)	
	до учета критичности	после учета критичности
ПК	7,9	7,4
ПК ^a	11,4	9,2
M_9^a	12,5 (II)	9,6 (7,7)
M_9	7,9 (5,2)	7,8 (5,2)
M_5	6,8 (3,7)	6,7 (3,4)
β	15	6,5
T	13 (II,7)	11,8 (10,3)
S	31	4,2

В скобках указаны погрешности функционалов в предположении точного знания $c\bar{w}t$.

Таблица 3

Относительные вклады (%) погрешностей констант в дисперсию функционалов (до учета критического эксперимента)

F	$\sigma_{c,5,8}$	$\sigma_{c,5}$	$\sigma_{c,9}$	$\sigma_{0,9}$	$\nu_{5,8,9}$	$\sigma_{c,8}$	$\sigma_{0,окр,ss}$	$\sigma_{инт,8,ss}$	$c\bar{w}t$
ПК	9	58	I	I	7	10	2	14	-
ПК ^a	11	8	I	I	I	77	1	4	-
M_9^a	15	1	I	I	I	60	1	3	22
M_9	3	12	I	I	7	8	2	13	55
M_5	3	25	I	I	I	1	1	1	72
β	20	1	I	I	I	80	1	1	-
T	11	8	8	I	I	32	17	2	20
S	28	7	I	I	2	44	6	13	-

Матрица ошибок эксперимента (%)² Таблица 4

$R_{крит.}$	1^2	0	0	0
S	0	7^2	39	0
T	0	39	7^2	0
B	0	0	0	3^2

Таблица 5

Коэффициенты "переноса" при учете четырех экспериментов и погрешности предсказания F (при диагональной матрице ошибок констант)

F	Погрешность до учета экспер. (%)	α_M^F				Погрешность после учета экспер. (%)
		$R_{крит.}$	S	T	B	
ПК	7,9	-0,70	0,25	-0,12	0,64	4,1
ПК ^a	11,4	-0,21	0,16	-0,14	0,99	4,1
М _С ^a	12,5	-0,09	-0,05	0,16	1,10	7,2
М _С	7,9	-0,58	0,04	0,18	0,75	6,6
М _Б ^a	6,8	0,12	-0,21	0,30	0,11	6,1

Таблица 6

Коэффициенты "переноса" при учете четырех экспериментов и погрешности предсказания F (с учетом корреляций констант)

F	Погрешность до учета экспер. (%)	α_M^F				Погрешность после учета экспер. (%)
		$R_{крит.}$	S	T	B	
ПК	7,9	-0,66	0,24	-0,15	0,59	3,9
ПК ^a	11,4	-0,18	0,15	-0,16	0,96	4,0
М _С ^a	12,5	-0,14	-0,04	0,18	1,13	6,5
М _С	7,8	-0,62	0,05	0,19	0,76	6,0
М _Б ^a	6,9	0,04	-0,19	0,34	0,17	5,1

5. Результаты

Результаты оценки величин β , β^a , M_3^a , M_9 , M_5^a реактора БН-350 на основе измерений β и T на этом же реакторе в виде графиков представлены на рис. 1, 2. (Зависимость погрешностей предсказания и коэффициентов переноса от точности измерений). В этих результатах учтено измерение (с точностью 1%) критического радиуса $R_{крит}$ активной зоны большого обогащения. Расчетно-экспериментальное расхождение для $R_{крит}$ мало по сравнению с ошибкой измерения [11], так что смещения предсказуемых величин, обусловленные только учетом $R_{крит}$, близки к нулю.

Для величин M_3 , M_3^a , M_5^a , зависящих от параметра cwt , представлены два типа графиков: сплошные кривые соответствуют расчетам с нулевой погрешностью cwt , пунктирные - с погрешностью 6%. Горизонтальными линиями на графиках β_F (β_m) отмечены уровни погрешности предсказания с учетом только $R_{крит}$ (см. таблицу 2).

В таблице 4 приведены примерные дисперсии (матрица ошибок) измерений $R_{крит}$, β , T , S реактора БН-350. В настоящее время проводится обработка экспериментальных данных для β , T , и S после которой можно будет судить о расхождениях эксперимента и расчета и найти уточненные значения параметров выгорания и накопления горючего реактора БН-350. В данной работе получены точность предсказания этих параметров и коэффициенты "переноса" на основе измерения четырех величин с указанной в таблице 4 точностью. Следует отметить, что измерения T и S не являются независимыми из-за погрешности параметра $\lambda_{эфф} \pm 6\%$ [12] (эффективной доли запаздывающих нейтронов), знание которого необходимо в использованных экспериментальных методиках определения реактивностей, между T и S имеется корреляция $\sim 80\%$. Этот факт был учтен в проведенном статистическом анализе. Формула "переноса" имеет вид:

$$\delta F^j = a_{R_{крит}}^{Fj} \delta R_{крит} + a_{\beta}^{Fj} \delta \beta + a_T^{Fj} \delta T + a_S^{Fj} \delta S \quad (II)$$

Таблица 5 получена для случая диагональной матрицы ошибок констант (см. таблицу 1). Таблица 6 получена с учетом корреляций между ядерными данными: 80% для $\beta_{c,5}$ и $\beta_{c,9}$ (из-за общности методик измерения α), 90% для $\beta_{f,5}$ и $\beta_{f,9}$ (из-за измерений отношения $\beta_{f,5}/\beta_{f,9}$), 100% для ν различных делящихся изотопов (из-за общей нормировки на значение ν (^{252}Cf)). Данная модель константных корреляций является несколько лучшим приближением по сравнению с

вариантом диагональной матрицы ошибок. Сравнение таблиц 5 и 6 позволяет судить об устойчивости полученных результатов к исходным статистическим посылкам.

Как видно из таблиц, точность предсказания ПК, PK^a , M_G^a в результате учета перечисленных в таблице 4 величин улучшилась примерно в 2 раза. В меньшей степени уточнились параметры M_G , M_G^a (в силу существенного влияния погрешности 6% величины $c\bar{w}t$).

Как видно из таблиц 5 и 6, для величин PK^a и M_G^a наибольшими по модулю являются коэффициенты α_{β}^F . Это говорит о сильной зависимости смещений PK^a и M_G^a от расчетно-экспериментального расхождения для β , что следует иметь в виду при рассмотрении полученных результатов. Напротив, измерение δ сравнительно мало сказывается на результатах данного анализа, поскольку точность δ после учета критичности (см. таблицу 2) уже оказывается лучше точности измерения. С другой стороны, надо отдавать себе отчет и в том, что измерения реактивности типа Т и δ с точностью лучше 5% не дают существенно новой информации из-за наличия такого же уровня погрешности расчетно-теоретической модели. Мы полагаем, что влияние этой модельной погрешности на результаты анализа в условиях приведенной в таблице 4 точности измерений еще не велико.

Авторы выражают благодарность М.Ф.Троянову, В.И.Матвееву и Ю.А.Казанскому за обсуждение работы.

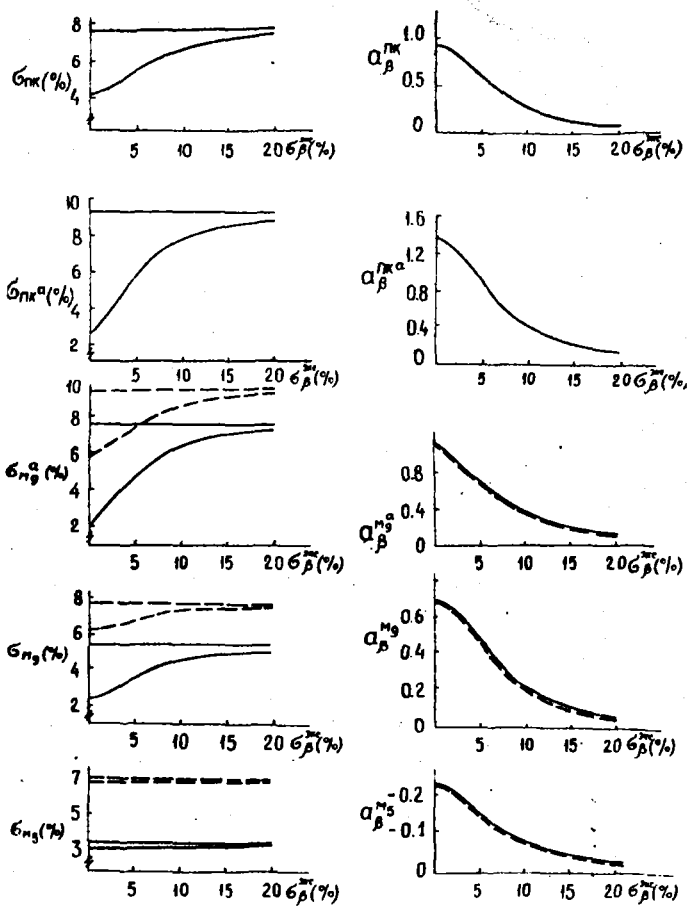


Рис. 1. Точность реакторных параметров и коэффициент переноса α_{β}^P в зависимости от точности измерения β :
 — без учета погрешности CWt ;
 - - с учетом погрешности CWt .

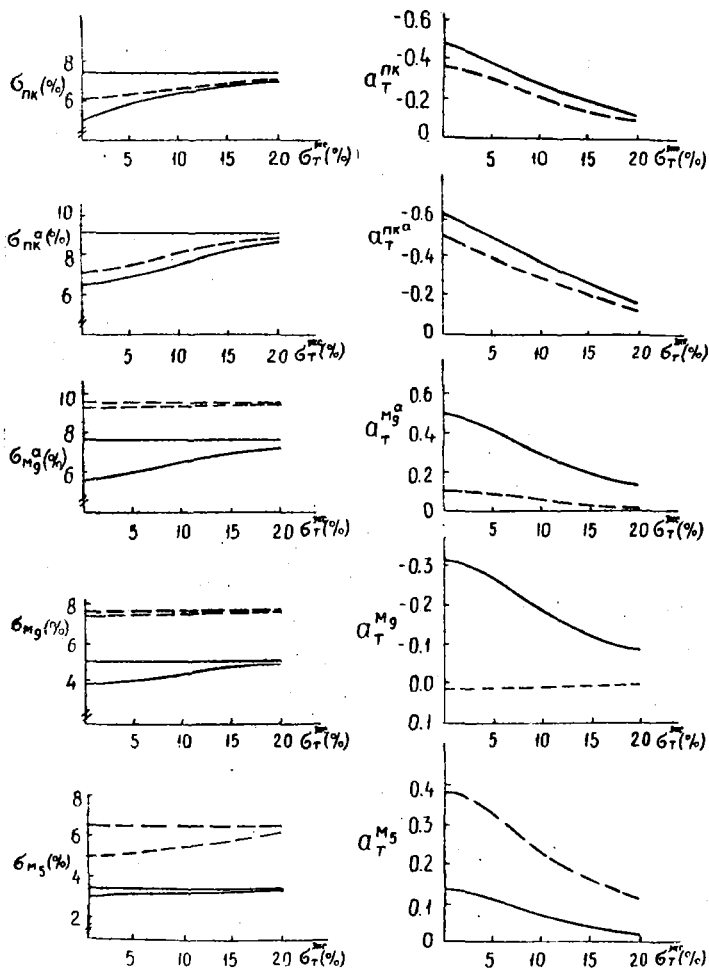


Рис. 2. Точность реакторных параметров и коэффициент переноса α_M^P в зависимости от точности измерения T :

— без учета погрешности \overline{cwt} ,
 - - с учетом погрешности \overline{cwt} .

Л и т е р а т у р а

1. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. О совокупном использовании результатов интегральных и дифференциальных измерений. Доклад на 1-ом Всесоюзном совещании по нейтронной физике. Киев, 1971. Материалы совещания, ч.2, с.139.
2. Зарцкий С.М., Троянов М.Ф. Зависимость расчетных характеристик быстрых реакторов от изменений констант. Доклад на советско-бельгийско-голландском симпозиуме по физике быстрых реакторов. Мелекес, февраль, 1970.
3. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Математическая теория эксперимента и обобщенная теория возмущений - эффективный путь к исследованию физики реакторов. "Ядерные константы". Атомиздат, 1972, в.10, с.3.
4. Усачев Л.Н., Манохин В.Н., Бобков Ю.Г. Точность ядерных данных и ее влияние на разработку ядерных реакторов. Proc. of a conference "Nuclear data in science and technology", IAEA, Vienna, 1973, v.1, p.129.
5. Ваньков А.А. Анализ интегральных данных с целью предсказания реакторных характеристик. Препринт ФЭИ-361, Обнинск, 1973.
6. Ваньков А.А., Воропаев А.И. Что дает интегральный опыт в физике быстрых реакторов. Препринт ФЭИ-371, Обнинск, 1973.
7. Ваньков А.А., Воропаев А.И. Оценка константной погрешности реакторных функционалов. Препринт ФЭИ-443, Обнинск, 1973.
8. Ваньков А.А., Воропаев А.И. Уточнение констант и функционалов в результате эксперимента на сборках БЭС. Препринт ФЭИ-444, Обнинск, 1973.
9. Ваньков А.А., Воропаев А.И., Орлов В.В. О корреляции параметров критичности и воспроизводства. Препринт ФЭИ-518, Обнинск, 1974.
10. Антонова Л.В. и др. Уточнение ядерных данных на основе анализа интегральных экспериментов. Доклад на советско-индийском семинаре по физике быстрых реакторов. 1972, декабрь.
11. Орлов В.В., Померанцев Г.Б., Юрченко Д.С. и др. Исследование физических характеристик реактора БН-350. Доклад на международной конференции по физике быстрых реакторов. Токио, 1973. т.1, с.240.
12. Ramehandran S., Birney K.R. Impact of the new delayed neutron data. Conf. - 720901, 1972, v.2, p.660.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ДОППЛЕР-
ЭФФЕКТА В РЕАКТОРЕ SEFOR

Г.М.Шакин

Abstract - Аннотация

AN ANALYSIS OF THE EXPERIMENTS ON MEASUREMENT OF THE DOPPLER EFFECT IN THE SEFOR REACTOR. The paper presents the results of the Doppler effect measured on the first charge of the SEFOR reactor. The calculations were carried out using the methods, programs and constants presently applied in fast power reactor designs. The comparison of the calculated Doppler constants values with the measured value is made. The results of comparison characterize the accuracy of calculations of the temperature and power effects of reactivity in high-power fast reactors.

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ДОППЛЕР-ЭФФЕКТА В РЕАКТОРЕ SEFOR . В работе изложены результаты расчетных исследований Допплер-эффекта, измеренного на первой загрузке реактора SEFOR . Расчеты проводились с использованием методов, программ и констант, применяющихся в настоящее время при проектировании быстрых энергетических реакторов. Проводится сравнение расчетных величин доплеровской постоянной с экспериментальной. Результаты сравнения характеризуют точность расчета температурного и мощностного эффектов реактивности в больших быстрых реакторах.

В в е д е н и е

Реактор SEFOR был спроектирован и построен для изучения Допплер-эффекта и температурных обратных связей по реактивности для активной зоны, имеющей спектр нейтронов близкий к спектру разрабатываемого промышленного реактора на быстрых нейтронах LMFBR . Топливом для реактора служит опеченная смесь $\text{UO}_2 + \text{PuO}_2$ с обогащением по плутонию 19%. Общий объем активной зоны

реактора составляет 526 литров, мощность 20 Мвт. Спектр нейтронов близкий к спектру энергетического реактора, формировался за счет введения в активную зону интенсивного замедлителя нейтронов - окиси бериллия, а также за счет достаточно большого количества натрия и конструктивных материалов.

Исследования на реакторе проводились в два этапа. Вначале изучался изотермический температурный коэффициент и различные температурные обратные связи по реактивности. На втором этапе изучался Допплер-эффект при подъеме мощности до 20 Мвт. В результате анализа этих измерений были составлены тестовые варианты (Benchmark) для обсчета оцененного макроэксперимента. Результаты обсчета такого оцененного эксперимента могут быть привлечены наряду с другими экспериментами (на критсборках) в систему подгонки микроконстант для расчета быстрых энергетических реакторов.

Ниже приведены результаты экспериментов на реакторе BEFOR , краткое описание самого реактора, его расчетных моделей и результаты обсчета этих экспериментов, полученные по различным системам констант и расчетным комплексам.

I. Эксперименты на реакторе

I.1. Краткое описание реактора

Активная зона реактора BEFOR собрана из шестигранных кассет с размером под ключ 8,001 см, в каждую из которых загружается шесть топливных стержней и один стержень из окиси бериллия. Топливо в виде спеченной смеси $UO_2 + PuO_2$, таблетками диаметром 2,223 см и высотой 1,58 см собрано в стальных трубках диаметром 2,261 x 0,102 см [1]. Диаметр бериллиевых таблеток 1,974 см.

Топливные стержни разделены в аксиальном направлении на 2 части размером равным 5,08 см. Внутри оболочки столб топлива сжат пружинами для того, чтобы свести к минимуму аксиальное расширение топлива при разогреве на мощности. Для этой же цели топливные таблетки имеют вогнутую шлифовку на торцах. Все эти конструктивные мероприятия позволили свести к минимуму недоплеровскую компоненту мощностного эффекта за счет аксиального расширения топлива.

Для снижения неопределенности в радиальном расширении реактора, кассеты и топливные стержни загружаются в активную зону так, что они плотно касаются друг друга. Таким образом в радиальном направлении расширение реактора однозначно определяется коэффициентом линейного расширения стали.

Регулирование реактора осуществляется двояким способом:

а) тонкая регулировка и аварийная защита осуществляется с помощью подвижного никелевого экрана, расположенного за баком реактора и разделенного на 10 сегментов, каждый из которых имел независимый механический привод;

б) избыток реактивности на полный Допплер-эффект компенсировался борными стержнями, которые загружались в активную зону равномерно по всему объему.

Для контроля температуры топлива в процессе эксперимента были изготовлены специальные топливные стержни, в которые были введены вольфрам-ренийевые термодатчики. Подробно измерения температуры топлива описаны в работе [2].

Расход теплоносителя (натрия) через реактор организован таким образом, что подогрев теплоносителя на полной мощности в каждой зоне дросселирования составлял 67°C . Кроме того расход натрия изменялся в процессе подъема на мощность таким образом, что средняя температура теплоносителя на любом уровне мощности оставалась постоянной на уровне 677°K . Это было сделано также с целью снижения недоплеровской компоненты мощностного эффекта от натриевой составляющей.

2.1. Измерения на реакторе

Эксперименты на реакторе, оцененные результаты которых в дальнейшем легли в основу тестового варианта, были проведены при загрузке в зону 756 стержней, из них 108 бериллиевых, 12 борных и 636 топливных.

На первом этапе был измерен изотермический температурный эффект реактивности [3], то есть эффект реактивности возникающей при равномерном разогреве реактора за счет внешних источников тепла. Измерения проводились в интервале температур $448+675^{\circ}\text{K}$. Результаты эксперимента приведены на рис. 1.

В изотермическом температурном коэффициенте реактивности вклад от доплеровской составляющей относительно невелик $-36+43\%$ в зависимости от температуры (см. табл.8). Тем не менее измерение этого эффекта и расчетный анализ его составляющих представляет интерес с точки зрения проверки методик, используемых для расчета аналогичного эффекта для проектируемых энергетических реакторов. Следует отметить, что при анализе составляющей от аксиального расширения реактора у автора возникли определенные трудности, свя-

ванные недостаточной информацией обо всех тонкостях сложной конструкции топливного элемента. Эта конструкция, описанная выше, существенно отличается от конструкции ТВЭМ энергетического реактора и требует создания специальных методик для расчета составляющей изотермического эффекта от аксиального расширения. Поскольку вклад этой составляющей относительно невелик и неопределенность в ее величине не превышает самой величины, то автор решил при расчете этой составляющей остаться в рамках методик применяемых в проектных расчетах.

На втором этапе изучался эффект реактивности от разогрева реактора при выходе на мощность до 20 Мвт [2]. Как уже говорилось выше, конструктивными мероприятиями и методикой проведения эксперимента недоплеровские составляющие эффекта были сведены к минимуму и практически весь мощностной эффект ($\geq 95\%$), определялся Допплер-эффектом [3,4]. Таким образом в этом эксперименте удалось получить температурную зависимость Допплер-эффекта в широком диапазоне температуры (от 677°K до 1365°K – средней температуры топлива по объему активной зоны) для спектра нейтронов близкого к спектру энергетического реактора на быстрых нейтронах со смешанным уран-плутониевым топливом. В результате эксперимента было получено, что доплеровская постоянная составляет $T \frac{\partial k}{\partial T} = -0,0080 \pm 0,001$ [3,4]. Неопределенность в экспериментальной величине доплеровской постоянной $\pm 0,001$ включает в себя неопределенность недоплеровских компонент, температуры топлива и ее распределений по объему активной зоны [4]. Экспериментальная зависимость Допплер-эффекта от мощности приведена на рис. 2.

2. Расчетные модели, методы и константы

2.1. Расчетные модели

В работе [4] представлены расчетные модели тестовых вариантов которые были составлены на основе анализа проектных и экспериментальных данных [1]. Расчетные модели в трех геометриях (сфера, плоскость и двумерный цилиндр) позволяют рассчитать доплеровскую постоянную и оценить погрешности ее расчета. Сравнение оцененной экспериментальной величины доплеровской постоянной [4] с расчетом может быть использовано при подгонке обаланированных микроконстант.

В настоящей работе тестовые варианты (расчетные схемы и составы элементов по зонам) в трех геометриях из работы 4 без изменений приведены на рис. 3,4,5 и в таблицах I,2,3. Автором проводились расчеты доплеровской постоянной только в одномерной геометрии - сфера, плоскость и одномерный цилиндр. Сферический вариант полностью соответствовал тестовому. В плоском варианте радиальный лапласиан был взят независимым от энергии, поскольку в используемых расчетных программах не предусмотрено задание лапласиана зависящего от энергии. Усреднение лапласиана было сделано по предварительно рассчитанному спектру. Цилиндрический вариант был составлен на основе двумерного варианта из работы [4] следующим образом:

а) осевой зазор удален, таким образом высота расчетного цилиндра равна высоте активной части топлива - 86 см;

б) был рассчитан аксиально симметричный реактор по малогрупповой программе [5] для определения торцевых лапласианов;

в) число зон по радиусу было ограничено никелевым отражателем.

Расчетная схема и состав цилиндрического варианта приведены на рис. 6 и в таблице 4.

2.2. Расчетные комплексы и константы

В настоящей работе расчеты проводились по двум расчетным комплексам соответствующими каталогами микроконстант:

- расчетный комплекс М-26 6 с каталогом констант БНАБ [7], в котором откорректированы константы урана-235, урана-238 и плутония-239 [8];

- расчетный комплекс АРАМАКО [9] со своим каталогом микроконстант.

Наиболее существенные различия между этими двумя расчетными комплексами с их каталогами, с точки зрения расчета Доплер-эффекта, заключаются в следующем:

а) в решении спектральной задачи. В комплексе М-26 спектральная задача решается с помощью параболической аппроксимации внутрigrуппового спектра [6]. В комплексе АРАМАКО эта задача решается с помощью "мультигруппового спектра" [9], что приводит к заметному увеличению доли нейтронов резонансной области спектра (0,215 + 21,5 кэВ) дающих основной вклад в Доплер-эффект [10]

б) некоторое различие в самих микроконстантах: в частности в доплеровском уширении сечения поглощения урана-238 и его температурной зависимости, (см. табл. 5).

Использованное в расчетах энергетическое разбиение констант аналогично константам использованным зарубежными авторами для анализа измерений Допплер-эффекта как на реакторе SEFOR, так и на сборках ZPR-III-47, FSA-V и FSA-VI . [1,11].

2.3. Методики и результаты расчетов

Обсчет экспериментов на реакторе SEFOR можно разделить на два этапа:

- а) расчет и сравнение с экспериментом доплеровской постоянной $T \frac{dK}{dT}$ с учетом необходимых поправок;
- б) определение суммарного изотермического температурного эффекта и полного мощностного эффекта и их сравнение с измерениями на реакторе.

Ниже кратко описываются методики и результаты расчетов по этим двум этапам.

2.3.1. Определение доплеровской постоянной

Изотермическая доплеровская постоянная, в соответствии с рекомендацией Benchmark [4] для реактора SEFOR может быть определена следующим образом:

$$T \frac{dK}{dT} = \frac{\delta K_D}{\ln T_2/T_1} = \frac{\delta K_D}{0,2006} \quad (I)$$

где T_1 - средняя температура топлива при нулевой мощности, равная 677°K. T_2 - средняя температура топлива при мощности 20 Мвт, равная 1365°K; δK_D - изменение эффективного коэффициента размножения при равномерном разогреве реактора от T_1 до T_2 .

В этом соотношении δK_D может быть определено как из прямых расчетов $K_{эфф}$ по одному из тестовых вариантов, так и по теории возмущений. Расчеты по теории возмущений проводились для варианта в цилиндрической геометрии с поправкой осевого распределения потоков и ценностей взятой из плоского тестового варианта.

Определение δK_D по теории возмущений проводилось по формуле

$$\delta K_D = \frac{1}{\text{ЧНД}} \int \sum_{k=1}^{26} \Phi_k \cdot \Phi_k^+(\vec{z}) \cdot \delta \Sigma_c^k \cdot d\vec{z} \quad (2)$$

где Φ_k и Φ_k^+ - поток и ценность нейтронов k -ой группы, соответственно; ЦИД - интегральная ценность нейтронов деления; $\delta\Sigma_c^k = \delta\bar{\sigma}_c \rho_{k,238}$ доплеровское уширение сечений захвата урана-238 в расчетном интервале температур.

Величина δK_D , полученная по теории возмущений, существенно зависит от того, при какой температуре рассчитаны исходные потоки и ценности. На рис. 7 приведена температурная зависимость δK_D , рассчитанная по теории возмущений на разных потоках и ценностях. На этом же рисунке приведена зависимость δK_D полученная для цилиндрического варианта из прямых расчетов по $K_{эфф}$.

В соответствии с Benchmark расчеты δK_D и $T \delta K / \delta T$ требуют введения поправок на отличие расчетной модели от истинного реактора [4]:

1. Резонансная гетерогенность, которая обуславливает поправку в сечении разбавления при переходе от гомогенного размешивания топлива к гетерогенному.
2. Гетерогенность кассеты, обусловленная наличием в центре кассеты стержня из BeO.
3. Гетерогенность В-10, обусловленная тем, что 12 стержней из B_4C в расчете размешаны по всему объему активной зоны.
4. Эффект расширения реактора.
5. Эффект регулирования, обусловленный тем, что деформируется распределение потоков и ценностей нейтронов из-за перемещений регулирующих сегментов никелевого отражателя.
6. Нецилиндричность активной зоны.
7. Ошибки диффузионной теории.

Величины перечисленных поправок приведены в таблице 6.

Доплеровская постоянная, рассчитанная по различным тестовым вариантам разными методами, с учетом поправок перечисленных выше, приведены в таблице 7.

Наилучшее согласие между экспериментальной и расчетной величиной равно ($P/\Delta = 1,0$) дает теория возмущений с использованием расчетного комплекса АРАМАКО с соответствующим каталогом. Следует отметить, что и зарубежные авторы [I, II] при анализе доплеровских экспериментов на реакторе SEFOR рассчитывали Доплер-эффект по теории возмущений с введением соответствующих поправок и получали согласие с экспериментом 1,0. Однако по мнению тех же авторов в проектах быстрых энергетических реакторов необходимо закладывать неопределенность в Доплер-эффекте $\pm 10\%$ [II].

2.3.2. Определение изотермического температурного и мощностного эффектов реактивности

При изменении температуры в реакторе, кроме Доплер-эффекта, возникают эффекты реактивности обусловленные и другими процессами, а именно:

- а) изменением плотности теплоносителя,
- б) изменением геометрии реактора.

Суммарный изотермический температурный эффект возникает при равномерном разогреве реактора от внешних источников тепла, причем для реактора SEFOR вклад от каждого из перечисленных выше процессов примерно эквивалентен (см. таблицу 8).

Вклад натриевой составляющей определялся по теории возмущений с поправкой на изменение факторов самоэкранирования резонансных сечений.

Вклад от изменения геометрических характеристик, в отличие от зарубежных авторов, был рассчитан по формулам теории подобия, основанной на теории возмущений первого порядка [12]. В расчетах использовались оба комплекса. Суммарный изотермический температурный коэффициент и его компоненты представлены в таблице 8. Расчетная и экспериментальная зависимость изотермического температурного эффекта от разогрева приведена на рис. 1.

2.3.2.2. Мощностной эффект реактивности

Мощностной эффект определяется теми же самыми процессами, что и изотермический температурный эффект. Отличие возникает из-за неравномерного поля температуры при подъеме мощности. В реакторе SEFOR температурные условия были выбраны таким образом, чтобы недоплеровские составляющие мощностного эффекта давали минимальный вклад. Средняя температура теплоносителя поддерживалась на уровне 677°K. Таким образом практически весь мощностной эффект ($\geq 95\%$) был обусловлен Доплер-эффектом [4].

Полный Доплер-эффект при разогреве реактора с подъемом мощности равен:

$$\Delta K_D = \int_{T_0}^{T_H} \int_V \beta_D(\vec{z}, T) dT d\vec{z} \quad (3)$$

где $\rho_D(\vec{z}, T)$ - доплеровский коэффициент для единичного объема $d\vec{z}$ при температуре T .

В расчетах интегрирование по объему было заменено суммированием по 128 блокам, на которые реактор был разбит в z, z - геометрии. Распределение доплеровской постоянной по отдельным блокам было сделано в соответствии с распределением весовой функции Доплер-эффекта по z и z координатам, соответственно. Весовая функция:

$$D(z) = \frac{\sum_{k=1}^{26} \delta G_c^k \cdot \phi_k \cdot \phi_k^+(z)}{\int_R 2\pi z dz \cdot \sum_{k=1}^{26} \delta G_c^k \cdot \phi_k \cdot \phi_k^+(z)} \quad (4)$$

$$D(z) = \frac{\sum_{k=1}^{26} \delta G_c^k \cdot \phi_k \cdot \phi_k^+(z)}{\int_z \sum_{k=1}^{26} \delta G_c^k \cdot \phi_k \cdot \phi_k^+(z) dz} \quad (5)$$

была найдена из одномерных расчетов реактора в соответствующей геометрии по теории возмущений. На рис. 8 и 9 представлены эти весовые функции рассчитанные по комплексу АРАМАКО. На этих же рисунках, для сравнения, приведены весовые функции Доплер-эффекта, рассчитанные американскими авторами работы [1].

Распределение средней по радиусу ТВЭЛ температуры топлива было рассчитано в соответствии с распределением тепловыделения по радиусу и высоте реактора. Для расчета Доплер-эффекта температуры также были усреднены по объемам отдельных расчетных блоков в z, z геометрии. Таким образом, выражение (3) может быть заменено соотношением:

$$\Delta K_D = \sum_{i=1}^n \Gamma_D^i \cdot \rho_n \frac{T_i}{677} \quad (6)$$

где Γ_D^i - доплеровская постоянная для i -ой расчетной зоны, найденная в соответствии с весовой функцией Доплер-эффекта с нормировкой на полную доплеровскую постоянную; T_i - средняя температура топлива в i - зоне; n - число блоков реактора в z, z геометрии.

На рис. 5 представлена расчетная и экспериментальная зависимость Доплер-эффекта от уровня мощности в реакторе. Величина Доплер-эффекта получена при различной нормировке функции Γ_D^i .

Кроме того было проведено исследование влияния различных неопределенностей на полную величину Доплер-эффекта. Влияние микроконстант, а также методов расчета потоков и ценностей нейтронов

на величину доплеровской постоянной рассмотрено в предыдущем разделе. Ниже рассмотрена лишь неопределенность температуры топлива, которая существенным образом влияет на величину полного Доплер-эффекта. Неопределенность температуры топлива возникает по нескольким причинам:

- а) из-за ошибки в определении удельного тепловыделения;
- б) из-за существенной неопределенности в коэффициенте теплоотдачи в контактном слое между топливом и оболочкой;
- в) из-за неопределенности в теплопроводности топлива и ее зависимости от температуры.

Ошибка в величине удельного тепловыделения может быть вызвана незнанием точного изотопного состава топлива, отличием содержания топлива в активной зоне от истинной загрузки реактора или неправильным описанием распределения тепловыделения по объему активной зоны.

Для реактора SEFOR в настоящей работе изотопный состав топлива взят из работ [1,4], в которых он рассчитан исходя из экспериментальной загрузки, известной с достаточно высокой точностью.

Распределение энерговыделения по объему активной зоны описывается расчетом с точностью не хуже 2%, что дает ошибку в средней температуре топлива не больше 5°C.

Неопределенность в коэффициенте теплоотдачи в контактном слое между топливом и оболочкой достигает в настоящее время значительной величины. Так при анализе температурного поля в реакторе SEFOR авторы работы [1] принимали разброс в этом коэффициенте от $1000 \text{ BTU/hr ft}^2 \text{ } ^\circ\text{F}$ ($0,568 \text{ вт/см}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$) до $4000 \text{ BTU/hr ft}^2 \text{ } ^\circ\text{F}$ ($2,26 \text{ вт/см}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$). По оценкам авторов этой работы такой разброс в теплоотдаче контактного слоя приводит к разбросу в средней температуре топлива для максимально напряженной точки в $\sim 200^\circ$. В настоящей работе для анализа температурного поля было принято, что теплопроводность в контактном слое может колебаться в интервале $0,5 + 1,0 \text{ вт/см}^2$. Такой разброс в теплоотдаче контактного слоя приводит к разбросу в средней температуре топлива 90° в максимально напряженной точке. В свою очередь эта неопределенность в температуре приводит к неопределенности в полном Доплер-эффекте $\pm 4\%$.

Перепад температуры по радиусу топливного брикета рассчитывается с помощью температурной зависимости функции $\lambda(T) \cdot \Delta T$, где $\lambda(T)$ - теплопроводность топлива, зависящая от температуры. В работе [1] для анализа было принято, что величина этого интеграла зави

разогрева на полную мощность может отличаться от принятой на $\pm 10\%$. Эта неопределенность приводит к разбросу температуры центра максимально напряженного топливного брикета в $\pm 260^\circ$, а для средней температуры этого же брикета в $\pm 130^\circ$.

Температурная зависимость функции $\lambda(T) \cdot \Delta T$, принятая в работе [1] и, например, в проектных расчетах реактора БН-350 несколько отличны. В настоящей работе проведена оценка разброса в температуре центра и средней температуре топливного брикета в зависимости от используемой температурной зависимости $\lambda(T) \cdot \Delta T$ — из работы [1] и принятой в проектных расчетах реактора БН-350. Эта оценка показала, что разброс в средней температуре топливного брикета достигает по объему активной зоны 180° , что приводит к неопределенности в полном Допплер-эффекте до $\pm 9\%$.

Поскольку неопределенность в расчете температуры топлива статистически независимы, то суммарная ошибка в Допплер-эффекте из-за этой причины может быть взята среднеквадратичная величина. Таким образом погрешность Допплер-эффекта из-за температуры топлива составляет $\pm 10\%$.

З а к л ю ч е н и е

Оценивая результаты сравнений расчетной и экспериментальной величин доплеровской постоянной, изотермического температурного и мощностного эффектов для реактора SEFOR можно сделать следующие выводы:

1. Изотермический температурный эффект определяется с точностью не хуже $\pm 5\%$.
2. Мощностной эффект может быть рассчитан с учетом всех неопределенностей с точностью не хуже $\pm 15\%$.
3. Наилучшее согласие с экспериментом дают расчеты доплеровской постоянной по теории возмущений с корректным учетом необходимых поправок, причем комплекс АРАМАКО дает более близкое к эксперименту значение.

Эти выводы полностью согласуются с выводами, сделанными при анализе температурного и мощностного эффектов, измеренных на реакторе БН-350. [10] .

В заключении автор приносит искреннюю благодарность М.Ф.Троякову, В.И.Матвееву и А.И.Воропаеву за полезные обсуждения данной работы, а Э.М.Шариной и В.А.Кондрашиной за огромную помощь в проведении расчетов.

Л и т е р а т у р а

1. Meyer R.A. et al. Design and Analysis of SEFOR Core 1. GEAP-13598 June 1970.
2. Noble L.D. et al. SEFOR Core 1. Test Results to 20 MW GEAP-13702 March 1971.
3. Noble L.D. et al. Results of SEFOR Zero Power Experiments. GEAP-13588. March 1970.
4. Fast Reactor Benchmark BNL-19302 (ENDF-202), November 1974.
5. Хромов В.В. и др. Комплекс программ для оптимизационных исследований быстрых реакторов. Сб. МИФИ "Физика ядерных реакторов". Атомиздат, 1968, вып. I.
6. Николаевский Ш.С. и др. Методы и программы расчета реакторов на быстрых нейтронах. Труды советско-бельгийско-голландского симпозиума по физике быстрых реакторов. Доклад Д-3, Москва, ЦНИИАтоминформ, 1970, т. I.
7. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. Атомиздат, 1964.
8. Орлов В.В. и др. Экспериментально-расчетные исследования физики органов регулирования реактора БН-350 на сборке БЭС-22. Препринт ФЭИ-306, Обнинск, 1972.
9. Хохлов В.Ф. и др. Комплекс программ АРАМАКО. Сборник "Ядерные константы", Москва, ЦНИИАтоминформ, 1972, в. 8.
10. Орлов В.В. и др. Сравнение расчета основных физических характеристик реактора БН-350 с результатами измерений Лондон, 1974.
11. Matsuno Y. et al. Analysis of Doppler experiments International Symposium on Physics of Fast Reactors. Tokyo, 1973.
12. Орлов В.В. и др. Kernenergie 12 Jahrgang Heft No. 4, 1969, s. 112-124.

Таблица 6

SEFO Doppler Benchmark

Поправки на отличие расчетной модели от истинного
реактора

	$\Delta(T \frac{\partial k}{\partial T})$	$\frac{\Delta K}{K}$
а. Резонансная гетерогенность	-0,00050	+0,00247
б. Гетерогенность кассеты	-0,00009	+0,00111
в. Гетерогенность В-10	-0,00014	+0,00096
г. Рассирение реактора	+0,00012	-0,00470
д. Эффект регулирования	~0,0	-0,00519
е. Нецилиндричность акт.зоны	~0,0	-0,00300
Полная поправка к результату по транспортному приближению	-0,00061	-0,00835
ж. Ошибка диффузионной теории	-0,00004	+0,00686
Полная поправка к результату по диффузионному приближению	-0,00065	-0,00149

Таблица 7

Допплеровская постоянная, рассчитанная различными методами

Комплекс	Геометрия расчетного варианта	Способ расчета	При изменении T	Допплеровская постоянная
			от 677°K до 1365°K $\Delta k/k$	
M-26	Сфера	по $K_{эфф}$	0,00367	0,00588
	Плоскость	по $K_{эфф}$	0,0033	0,00525
	Цилиндр	по $K_{эфф}$	0,00303	0,00495
		по спектр. теории T=677°K	0,00474	0,00741
		возмущенный спектр T=1365°K	0,00445	0,007
АРАМАКО	Сфера	по $K_{эфф}$	0,00467	0,00732
	Плоскость	по $K_{эфф}$	0,00433	0,00683
	Цилиндр	по $K_{эфф}$	0,00397	0,0063
		по спектр. теории T=677°K	0,0054	0,0083
		возмущенный спектр при T=1365°K	0,0050	0,0078

* С поправками из таблицы 6.

Таблица 8

Изотермический температурный коэффициент реактивности

С о с т а в л я ю щ и е	$\phi/^\circ\text{C}$	
	комплекс-М-26	комплекс АРА-МАКО
Радиальное расширение	- 0,305	- 0,311
Аксиальное расширение	- 0,180	- 0,185
Расширение натрия	- 0,205	- 0,20
Допплер-эффект	T=478 ^o K	- 0,483 ^ж
	T=643 ^o K	- 0,359
Суммарный коэф- фициент	T=478 ^o K	- 1,173
	T=643 ^o K	- 1,049
Экспериментальная величина [3]	T=478 ^o K	- 1,205
	T=643 ^o K	- 1,025

$$I \quad \phi = 3,21 \cdot 10^{-5} \quad \Delta \kappa / \kappa$$

$$\begin{aligned} \text{ж} \quad \text{Допплеровская постоянная} & \quad T \frac{\partial \kappa}{\partial T} = - 0,00741 \\ \text{жж} \quad \text{Допплеровская постоянная} & \quad T \frac{\partial \kappa}{\partial T} = - 0,0083 \end{aligned}$$

Таблица 1

SEFOR Doppler Benchmark

Составы зон сферического варианта ($I/\text{см}^3 \times 10^{24}$)

Материал	Зона 1	Зона 2	Зона 3	Зона 4
Fe	1,3574-2*	1,3886-2	5,8932-3	7,8587-3
Cr	3,9574-3	3,9511-3	2,8913-3	2,4623-3
Ni	2,0292-3	2,3580-3	3,0178-2	1,3315-3
Na	1,6615-2	6,8099-3	5,4493-3	1,3070-3
Be	-	3,6011-3	1,8327-5	-
O	-	2,0991-2	1,2597-4	-
Mo	-	1,1999-4	1,5605-5	-
B-10	-	6,1100-5	-	5,7684-3
B-11	-	2,4600-4	-	2,3100-2
U-235	-	1,5374-5	1,1724-7	-
U-238	-	6,9808-5	5,3438-5	-
Pu-239	-	1,5901-3	-	-
Pu-240	-	1,4355-4	-	-
Al	-	7,6770-5	-	7,2200-3
C	-	-	2,2330-3	6,5800-3

* а.бвгд-п = а.бвгд $\times 10^{-n}$

SEFOR Doppler Benchmark

Таблица 2

Радиальные лепласианы для плоского
расчета

Интервал ΔU	B^2 (зоны 3,4,5,6)	B^2 (зоны 1,8)	B^2 (зоны 2,7)
0 - 2	2,3-3*	1,2-3	1,4-3
2 - 4	1,8-3	1,2-3	1,4-3
4 - 6,5	1,7-3	1,2-3	1,4-3
6,5 - 9,0	1,3-3	1,2-3	1,4-3
9,0 - 1,0	-1,2-3	1,2-3	1,4-3
10-	-3,5-3	1,2-3	1,4-3

* а.б-п = а. б $\times 10^{-n}$

Составы зон для плоского одномерного и двумерного вариантов
($I/\text{см}^3 \times 10^{24}$)

Номер зоны материал	1	2	3	4	5	6	7	8
Fe	1,0894-2 [*]	7,0745-3	1,8373-2	1,4172-2	1,2837-2	1,4151-2	1,3567-2	1,7529-2
Cr	3,1760-3	2,0624-3	5,3564-3	4,4759-3	3,6373-3	4,0151-3	3,8493-3	5,1711-3
Ni	1,6285-3	1,0575-3	2,7465-3	2,3799-3	3,9552-2	2,3604-2	2,2629-3	3,6597-3
Na	1,6615-2	1,6615-2	1,6615-2	1,6900-2	6,9576-3	6,8099-3	6,8099-3	6,8099-3
Be	-	-	-	-	2,3175-4	2,6840-3	3,7769-3	3,7769-3
O	-	-	-	-	1,8660-3	2,0700-2	2,1795-2	1,0742-2
Mo	-	-	-	-	1,2014-4	1,2436-4	1,1915-4	1,1916-4
B-10	-	-	-	-	-	6,1110-5	6,1110-5	6,1110-5
B-11	-	-	-	-	-	2,4600-4	2,4600-4	2,4600-4
U-235	-	-	-	-	1,7800-6	1,5850-5	1,5850-5	7,4820-6
U-238	-	-	-	-	8,1126-4	7,1970-3	7,1970-3	3,3938-3
Pu-239	-	-	-	-	-	1,6895-3	1,6895-3	-
Pu-240	-	-	-	-	-	1,5220-4	1,5220-4	-
C	-	-	-	-	-	7,6770-5	7,6770-5	7,6770-5
Al	-	-	-	-	-	-	-	-

* а.бвгд-н = а.бвгд $\times 10^{-n}$

Продолжение таблицы 3

Номер серии материал	9	10	11	12	13	14	15
Be	1,3748-2	1,8825-2	1,7345-2	9,4740-3	2,0489-3	9,0930-3	7,0523-3
Cl	3,9047-3	5,9192-3	5,3140-3	2,7620-3	5,9730-4	2,6590-3	2,2274-3
Br	3,8953-2	3,1419-3	3,8328-3	1,4160-3	6,2400-2	8,3240-3	1,1843-3
Na	6,8702-3	1,3526-2	1,4842-2	-	-	-	-
Rg	3,2470-4	-	-	-	-	-	-
C	1,9589-3	-	-	-	-	-	-
Co	1,1797-4	1,2872-4	-	-	-	-	-
B-10	-	-	-	-	-	-	6,8040-3
B-11	-	-	-	-	-	-	2,7216-2
J-235	1,7800-6	-	-	-	-	-	-
U-238	8,1126-4	-	-	-	-	-	-
Pu-239	-	-	-	-	-	-	-
Pu-240	-	-	-	-	-	-	-
C	-	-	-	-	-	-	8,5149-3
Al	-	-	-	1,1790-2	2,1303-2	-	7,5555-3

Таблица 4

Состав зон цилиндрического варианта ($1/\text{см}^3 \times 10^{24}$)

Номер зоны материал	1	2	3	4
Fe	1,8373-2*	1,3567-2	1,7345-2	2,0489-3
Cr	5,3564-3	3,8493-3	5,3140-3	5,9730-4
Ni	2,7465-3	2,2629-3	3,8328-3	6,2400-2
Na	1,6615-2	6,8099-3	1,4842-2	-
Be	-	3,7769-3	-	-
O	-	2,1795-2	-	-
Mo	-	1,1915-4	-	-
B-10	-	6,1110-5	-	-
B-11	-	2,4600-4	-	-
U-235	-	1,5850-5	-	-
U-238	-	7,1970-3	-	-
Pu-239	-	1,6895-3	-	-
Pu-240	-	1,5220-4	-	-
C	-	7,6770-5	-	-
Al	-	-	-	2,1303-3

Торцевые лапласианы для цилиндрического варианта

Номер зоны	1	2	3	4
$B^2_{\text{тор}}$	6,90-4	6,90-4	5,5-4	4,9-4

* а.бвгд-п = а.бвгд $\times 10^{-п}$

Таблица 5
 Допплеровское измерение сечения захвата урана-238,
 рассчитанное разными способами

№ № групп	Табличные* значе- ния [8]		Комплекс АРАМАКО ^{ЖЖ}		Комплекс М-26 ^{ЖЖ}	
	300 ± 900°К	300 ± 2100°К	300 ± 900°К	300 ± 2100°К	300 ± 900°К	300 ± 2100°К
8	0,00045	0,00054	0,0002	0,0003	0,0002	0,0005
9	0,001144	0,001508	0,0007	0,0011	0,0008	0,0015
10	0,004275	0,00585	0,0036	0,0062	0,0031	0,0061
11	0,01616	0,02442	0,012	0,0218	0,0125	0,0249
12	0,03168	0,05283	0,0271	0,0512	0,027	0,0539
13	0,06175	0,1027	0,064	0,123	0,0514	0,1028
14	0,160	0,293	0,155	0,306	0,1464	0,2928
15	0,2655	0,5085	0,290	0,565	0,2533	0,5067
16	0,3496	0,6808	0,227	0,462	0,3418	0,6837
17	0,42	0,96	0,487	1,023	0,4786	0,9572
18	0,3944	0,8874	0,364	0,737	0,4414	0,8829
19	0,2072	0,7000	0,294	0,667	0,3521	0,7042
20	0,5893	1,4276	0,573	1,192	0,7207	1,4413
21	1,1418	3,114	1,14	2,47	1,5667	3,1339

* В работе [8] представлены вновь рассчитанные факторы самоэкранирования и их температурная зависимость, отличающаяся от известных по константам БНАБ [7]; в данной таблице Δb_c получены с помощью графической интерполяции табличных значений Δf_c из работы [8].

ЖЖ Δb_c получены с помощью ЭВМ в процессе подготовки микроконстант для расчета $K_{эфф}$.

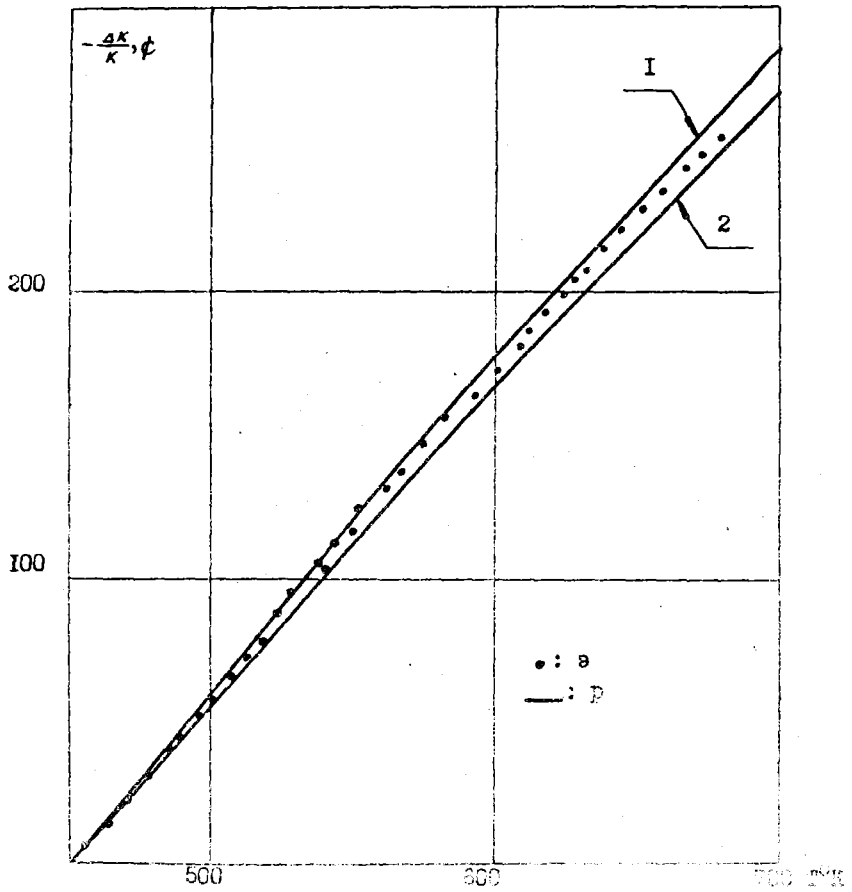


Рис. 1. Зависимость отношения изменения сопротивления к сопротивлению от расстояния.

1 — тип I (длина кабеля 2100 км) — типовой сенсор;
 2 — тип I (длина кабеля 2100 км) — типовой сенсор;
 — тип I (длина кабеля 2100 км) — типовой сенсор.

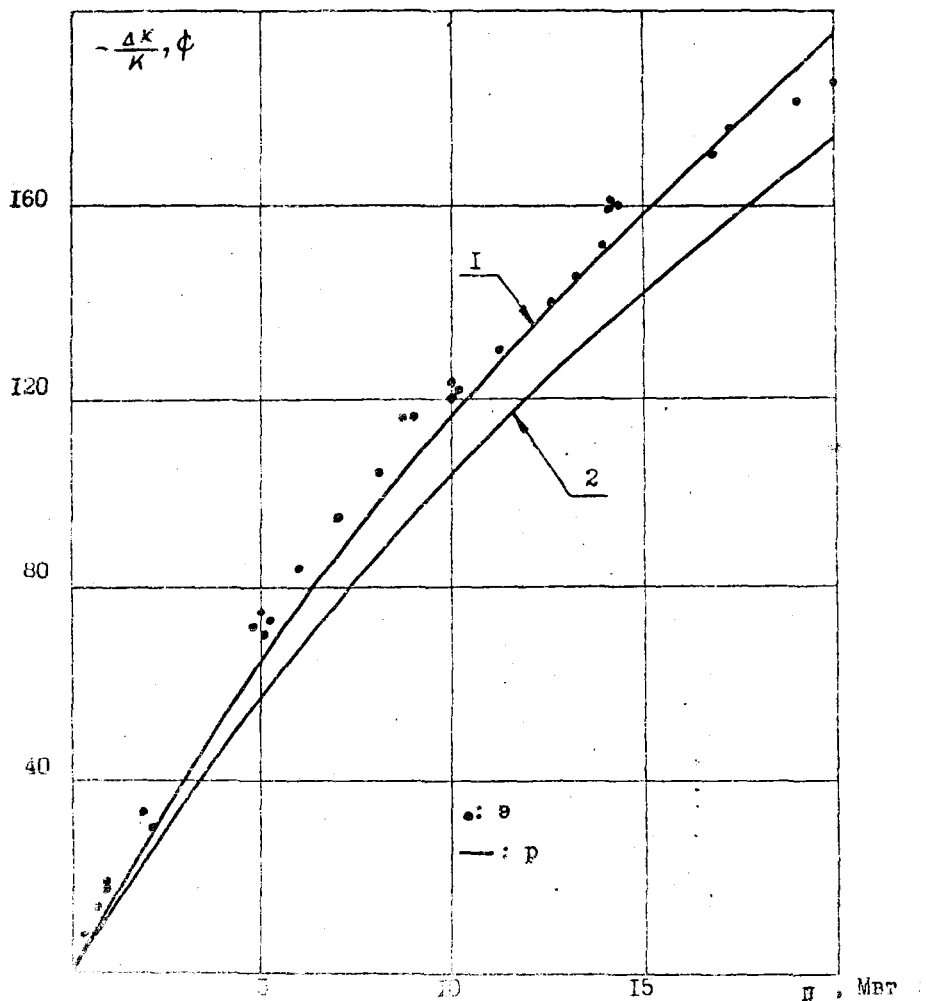


Рис. 8. Мономер-эффент и зависимость от мощности в реакторе ЭВРО-1

1 — $\Gamma \frac{dK}{dK} = 0,0060$ (режим по мощности, ЭВРО-1)
 2 — $\Gamma \frac{dK}{dK} = 0,0041$ (режим по температуре М-20)

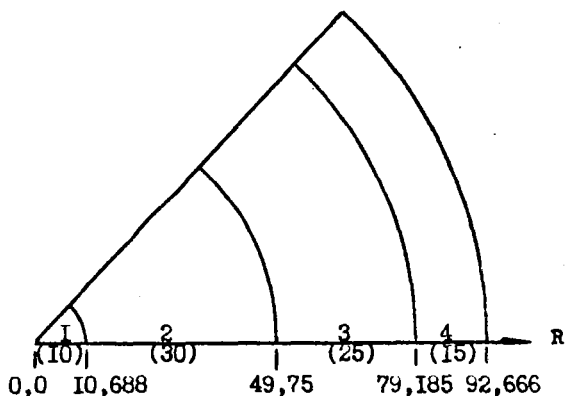


Рис. 3. Сферическая модель. Размер в см (в скобках число расчетных узлов).

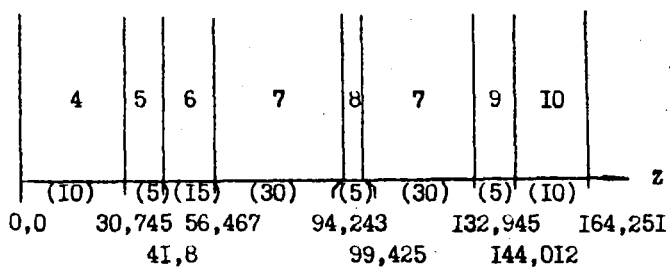


Рис. 4. Аксиальная одномерная модель. Размер в см.

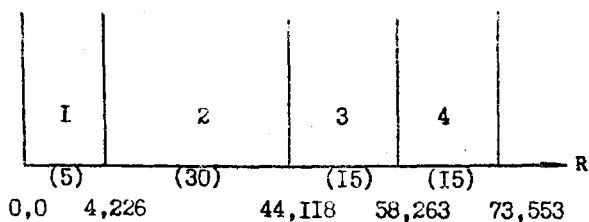


Рис. 5. Цилиндрическая одномерная модель. Размер в см.

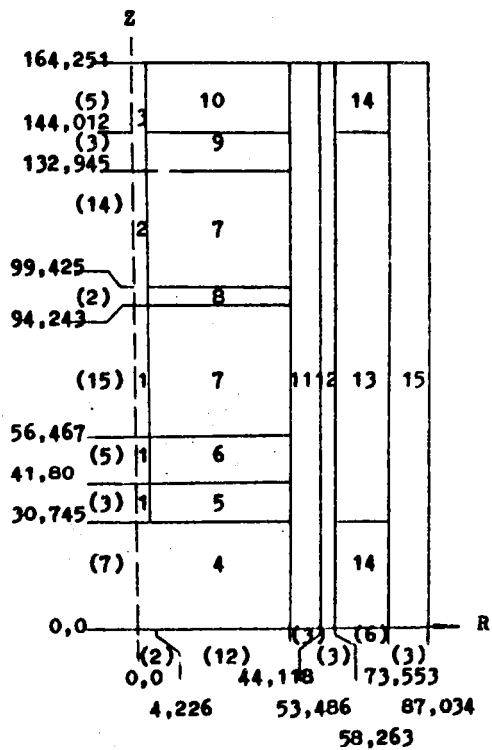


Рис. 6. Двумерная модель. Размер в см.

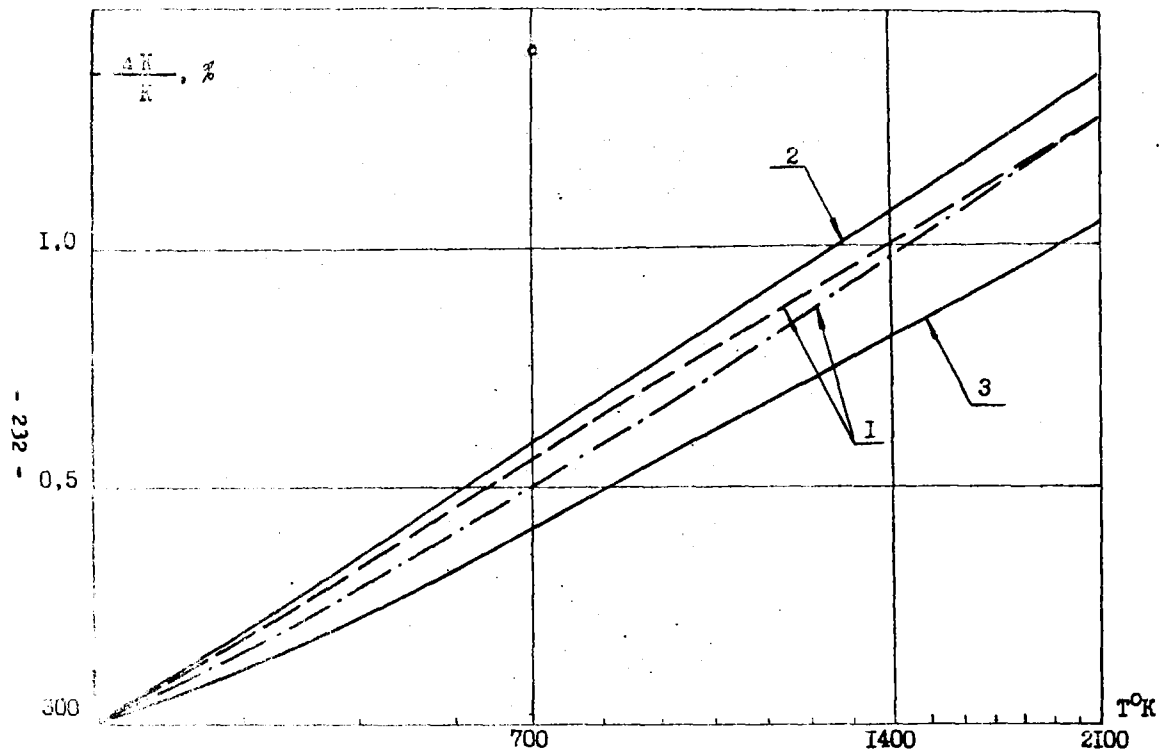


Рис. 7. Доплер-эффект, рассчитанный в комплексе Арамако (— табличные значения Δb_c ; - - - Δb_c подготовленные ЭВМ с каталога Арамако). 1 - т.в. спектр потоков и ценностей при $T = 1360^\circ\text{K}$; 2 - т.в. спектр потоков и ценностей при $T = 677^\circ\text{K}$; 3 - расчет по $K_{\text{эфф}}$

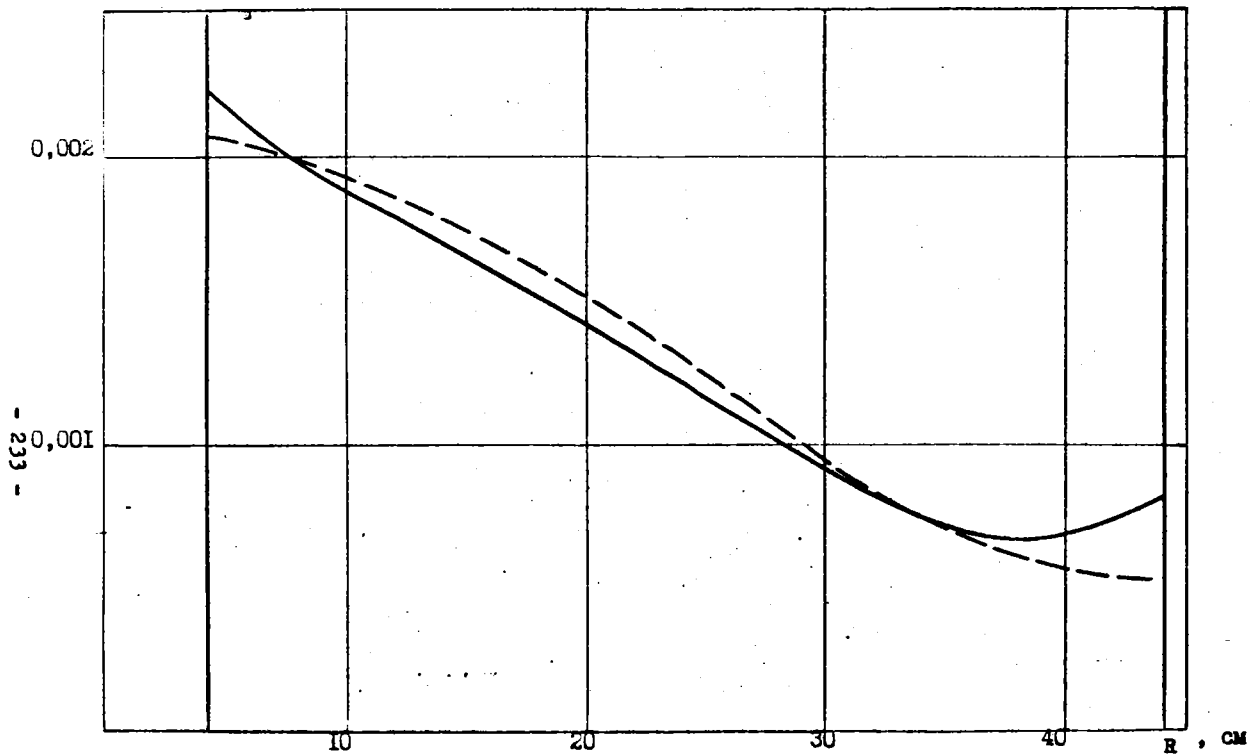


Рис. 8. Распределение весовой функции Допплер-эффекта по радиусу реактора:
 — расчет по комплексу Арамако; — из работы [1].

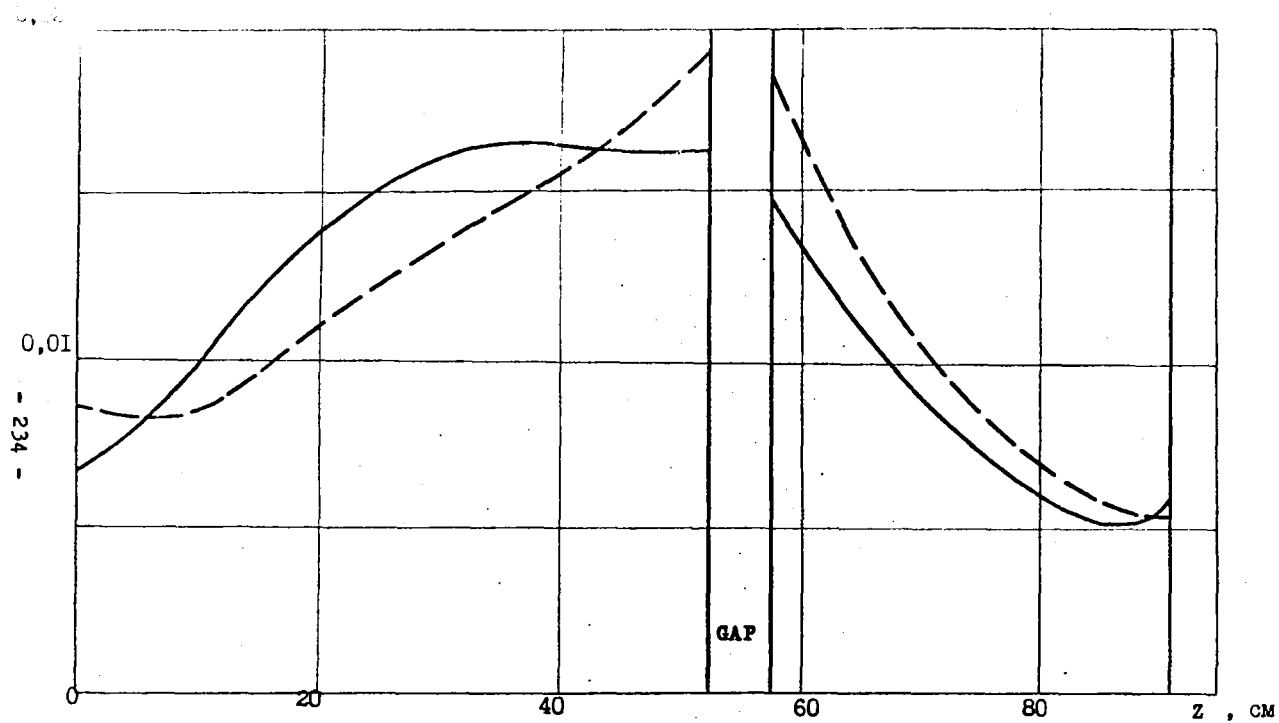


Рис. 9. Распределение весовой функции Допплер-эффекта по высоте реактора:
 ————— расчет по комплексу Арамако; - - - - - из работы [1].

КОРРЕКТИРОВКА НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ
ГОМОГЕННЫХ ПЛУТОНИЙ-ВОДНЫХ СИСТЕМ

Ю.Ю.Васильев, В.Н.Гурин

Abstract - Аннотация

ADJUSTMENT OF NEUTRON PHYSICS PARAMETERS FOR HOMOGENEOUS PLUTONIUM-WATER SYSTEMS. The purpose of this work is to develop the data on material bucklings, extrapolation distances, infinite multiplication factors for Pu (metal) - water mixtures and $\text{Pu}(\text{NO}_3)_4$ solutions with isotopic ^{240}Pu contents of $\leq 20\%$. These parameters are determined using few-group constants set describing results of S_N -calculations by means of the least squares method.

КОРРЕКТИРОВКА НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ГОМОГЕННЫХ ПЛУТОНИЙ-ВОДНЫХ СИСТЕМ. В работе получены данные по материальным параметрам, длинам экстраполяции и коэффициентам размножения бесконечной среды для Pu (металл) - H_2O смесей и растворов $\text{Pu}(\text{NO}_3)_4$ при изотопном содержании Pu^{240} не более 20%. Указанные параметры определяются по набору малогрупповых констант, наилучшим образом, в смысле метода наименьших квадратов, описывающему результаты расчетов в S_N - приближении.

Оценка критических размеров систем простой геометрической формы часто выполняется с помощью преобразования по лапласиану - простой процедуры, для успешного применения которой необходимо знание материального параметра и длины экстраполяции. [1]. Попытки получить надежные значения материальных параметров и длин экстраполяции для однородных уран-водных систем либо чисто расчетным, либо чисто экспериментальным путем, как правило, не приводили к успеху [2]. В работах [3], [4] предложена и апробирована методика определения нейтронно-физических параметров реактора, в соответствии с которой материальные параметры и длины экстраполяции для однородных уран-водных и плутоний(239)-водных систем рассчитываются по подогнанной с помощью метода наименьших квадратов системе трехгрупповых макроскопических констант, наилучшим образом описывающей результаты однозонных критических экспериментов для данной реакторной композиции. Этот метод, основанный на идеях работы [5], позволяет оценить погрешности предсказания материального параметра и длины экстраполяции в зависимости от точности критических экспериментов и исходных макроконстант.

В настоящей работе анализируются однородные смеси плутония ($Pu^{239} + Pu^{240}$) с водой при весовом содержании плутония-240, равном 5; 10; 15 и 20% в диапазоне концентраций плутония от 15 г/л до 19600 г/л. Кроме того, исследуются водные растворы нитрата плутония при содержании плутония-240, равном 0 и 5% и содержании свободной азотной кислоты $H^+=0; 3; 6$ г-моль HNO_3 /литр.

В качестве опорных значений критических радиусов сфер без отражателя для механической смеси плутония ($Pu^{239} + Pu^{240}$) с водой используются данные работ [6] и [7], представляющие собой результаты расчетов в S_N -приближении с системой констант, удовлетворительно описывающей критические эксперименты на системах рассматриваемого типа. При этом, для системы $Pu^{239} + H_2O$ использованы несколько более консервативные данные работы [6]; критические радиусы для механической смеси $Pu^{239} + Pu^{240} + H_2O$ получены на основании данных работы [6], измененных на эффект присутствия плутония-240 в соответствии с рекомендациями работы [7].

Критические радиусы сфер без отражателя для водных растворов $\text{Pu}(\text{NO}_3)_4$ (содержание плутония-240 составляет 0 и 5%; $\text{H}^+ = 0$; 3; 6) взяты из работы [8]. Ошибка в значениях $K_{\text{эфф}}$, соответствующих данным критическим радиусам, полагается равной 0,1%. Расчет $K_{\text{эфф}}$ производится в трехгрупповом диффузионном приближении, причем утечка учитывается с помощью лапласиана с длиной экстраполяции, зависящей от номера группы.

Алгоритм корректировки групповых макроскопических констант Σ_x основан на предположении существования линейной связи между вариацией некоего реакторного параметра (здесь, $K_{\text{эфф}}$) и вариациями $\Delta \Sigma_x$ групповых макроконстант. В этом случае задача корректировки сводится к нахождению поправок к сечениям $f_x = \Delta \Sigma_x / \Sigma_x$, которые минимизируют функционал:

$$\sum_x f_x^2 / \delta^2 \Sigma_x + (1 - K(1 + \sum_x \Sigma_x S_x))^2 / K^2 / \delta^2 K = \min, \quad (1)$$

где: $\Sigma_x, \delta \Sigma_x$ - исходный набор макроконстант типа x и их среднеквадратичные ошибки, соответственно;

$K, \delta K$ - значение $K_{\text{эфф}}$, полученное по исходному набору макроконстант, и ошибка его предсказания, соответственно;

S_x - коэффициент чувствительности $K_{\text{эфф}}$ по отношению к Σ_x .

Дифференцированием выражения (1) по f_x получаем систему линейных алгебраических уравнений, теория решения которых позволяет определить f_x , среднеквадратичные ошибки макроконстант нового набора Σ'_x :

$$\delta \Sigma'_x = \sqrt{C_{xx}^{-1}}, \quad (2)$$

а также дисперсию любого реакторного параметра Π , выражаемого через набор Σ'_x :

$$\delta \Pi = \sqrt{Z_x C_{xy}^{-1} Z_y}, \quad (3)$$

где: C_{xy}^{-1} - матрица, обратная матрице C_{xy} при неизвестных f_x ;

Z_x - коэффициент чувствительности параметра Π по отношению к Σ_x .

Трехгрупповое разбиение области замедления и диффузии нейт-

ровов, методика подготовки исходных значений макроконстант описаны в ранее опубликованных работах [3] и [4]. Ошибки в значениях Σ_x были, в основном, по аналогии с оценками работ [3] и [4], за исключением ошибок в значениях Σ_{a1} , $\nu\Sigma_{f1}$, Σ_{a2} , которые откорректированы с учетом неопределенностей в значениях ядерных данных R_U^{239} , предложенных в работе [9]. В итоге, ошибки в значениях исходных макроконстант приняты следующими:

$$\delta\nu\Sigma_{f2} = \delta D_1 = 5\%; \quad \delta\nu\Sigma_{f1} = \delta\Sigma_{a3} = 3\%; \quad \delta D_2 = 2\%; \quad \delta D_3 = 15\% -$$

для всех исследованных в работе композиций;

$$\delta\nu\Sigma_{f1} = \delta\Sigma_{a2} = 5\%; \quad \delta\Sigma_{a1} = 20\% - \text{ для } R_U^{239}(\text{NO}_3)_4 + \text{H}_2\text{O} + \text{HNO}_3$$

($\text{H}^+ = 0; 3; 6$);

$$\delta\nu\Sigma_{f1} = \delta\Sigma_{a1} = 10\%; \quad \delta\Sigma_{a2} = 5\% - \text{ для } R_U^{239}(\text{NO}_3)_4 + \text{H}_2\text{O} + \text{HNO}_3$$

(95% R_U^{239} ; 5% R_U^{240} при $\text{H}^+ = 0; 3; 6$);

$$\delta\nu\Sigma_{f1} = \delta\Sigma_{a1} = 10\% - \text{ для систем } R_U + \text{H}_2\text{O} \quad (R_U^{240} - 5; 10; 15; 20\%);$$

$\delta\Sigma_{a2} = 9; 13; 16; 20\%$ при весовом содержании R_U^{240} в плутонии, равном 5; 10; 15; 20%, соответственно, в системах $R_U + \text{H}_2\text{O}$.

Сечения упругого замедления Σ_{12} и Σ_{23} предполагались известными точно.

Материальный параметр, длина экстраполяции, коэффициент размножения бесконечной среды и ошибки их предсказания определены по формулам, приведенным в работах [3] и [4]. Полученные значения этих величин, а также исходные значения критических радиусов сфер без отражателя представлены графически на рисунках I и II.

Авторы признательны Б.Г.Дубовскому за постоянный интерес к работе, а также Л.К.Кисиль за помощь в проведении численных расчетов.

Л и т е р а т у р а

1. Дубовский Б.Г. и др. Критические параметры систем с делющимися веществами и ядерная безопасность. Справочник. М., Атомиздат, 1966, с.95.
2. Гуин Р. и др. Экспериментальные и теоретические исследования критических ансамблей без отражателя, содержащих водные растворы U^{235} . Труды II международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Избранные доклады иностранных ученых. М., Изд-во ГИИАЗ, 1958, с.77-94.
3. Васильев Ю.Ю. и др. Уточнение нейтронно-физических параметров водных растворов солей уранилфторида и уранилнитрата в процессе обогащения по данным критических экспериментов. "Атомная энергия", 1974, т.36, вып.2, с.136.
4. Васильев Ю.Ю. и др. Уточнение нейтронно-физических параметров гомогенных смесей плутония-239 с водой и водных растворов нитрата плутония-239. В сб. "Вопросы атомной науки и техники". Серия "Ядерные константы", М., ЦНИИАтоминформ, 1974, вып.13, с.134-139.
5. Rowlands I.L., McDougall I.D. Proc. BNES Int. Conf. Physics of Fast Reactor Operation and Design. London, 1969, p. 180.
6. Wallis P.M. Computational Survey of Homogeneous Water-Moderated Systems. Los Alamos, 1964, LA-3166-MS. UC-46, Criticality Studies, TID-4500 (34th Ed.).
7. Hansen L.E. et al. Critical Parameters of Plutonium Systems. Nucl. Appl., 1969, vol. 6, p. 381-390.
8. Riney C.R. Theoretical Analysis of Homogeneous Plutonium Critical Experiments. Nucl. Sci. and Eng., 1968, vol. 31, No. 1, p. 32.
9. Groebler P. et al. Implications of Nuclear Data Uncertainties to Reactor Design. Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Reactors. IAEA, Helsinki, 1970, vol. 1, p. 17-32.

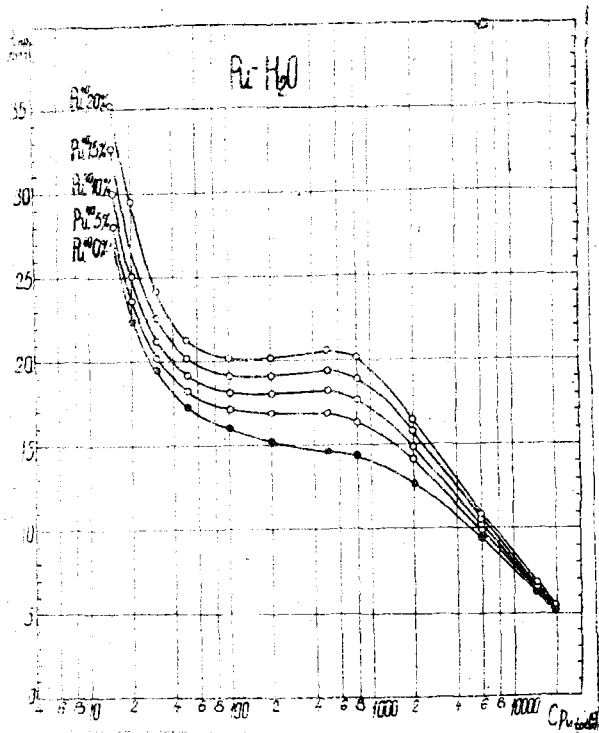


Рис. 1. Зависимость критического радиуса сфер без отражателя от концентрации плутония в смеси ($Pu + H_2O$) при различных содержаниях $Pu-240$.

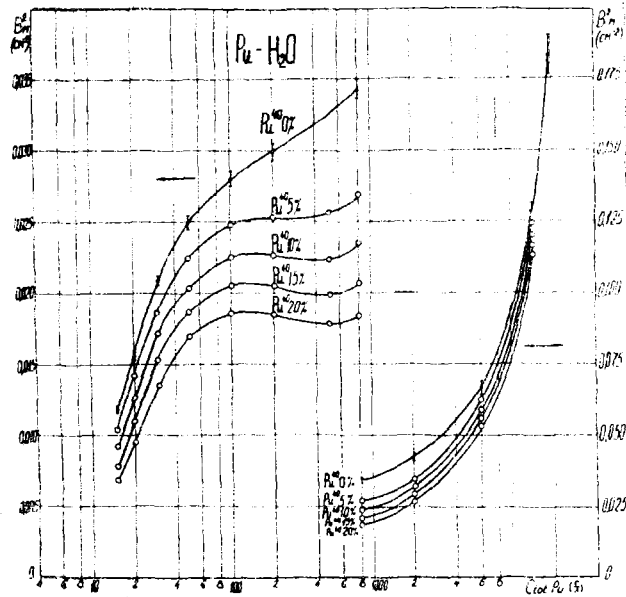


Рис. 2. Зависимость материального параметра системы ($Pu + H_2O$) от концентрации плутония при различных содержаниях $Pu-240$.

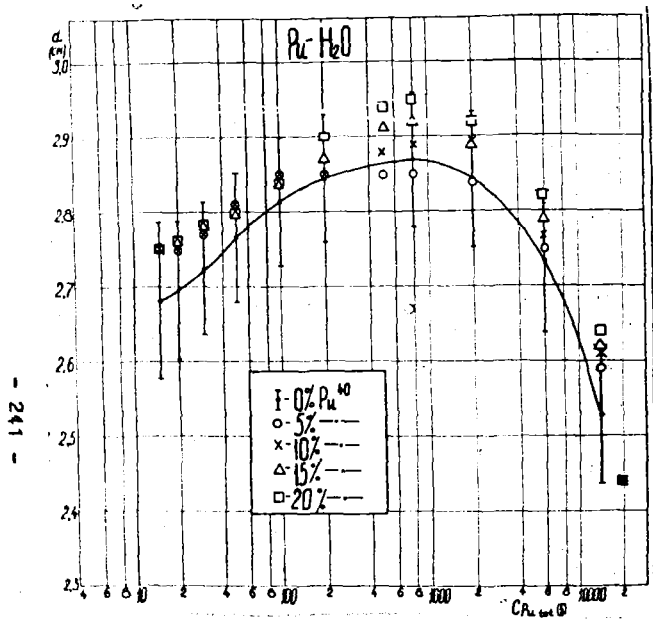


Рис. 3. Зависимость длины экстраполяции системы (Pu+H₂O) от концентрации плутония при различных содержаниях Pu-240.

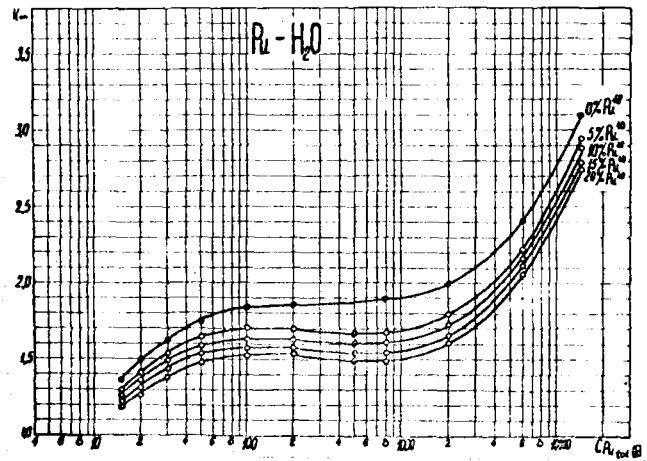


Рис. 4. Зависимость K_∞ систем (Pu+H₂O) от концентрации плутония при различных содержаниях Pu-240.

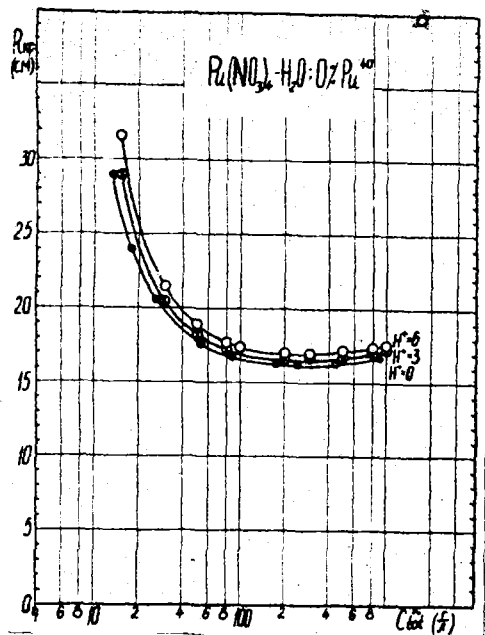


Рис. 5. Зависимость критического радиуса сфер без отражателя от концентрации плутония в растворе $\text{Pu}^{239}(\text{NO}_3)_4 + \text{H}_2\text{O}$ при различных содержаниях азотной кислоты.

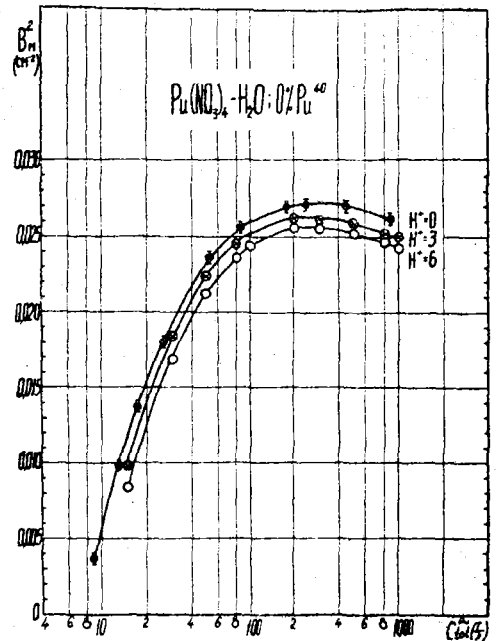


Рис. 6. Зависимость материального параметра раствора $\text{Pu}^{239}(\text{NO}_3)_4 + \text{H}_2\text{O}$ от концентрации плутония при различных содержаниях азотной кислоты.

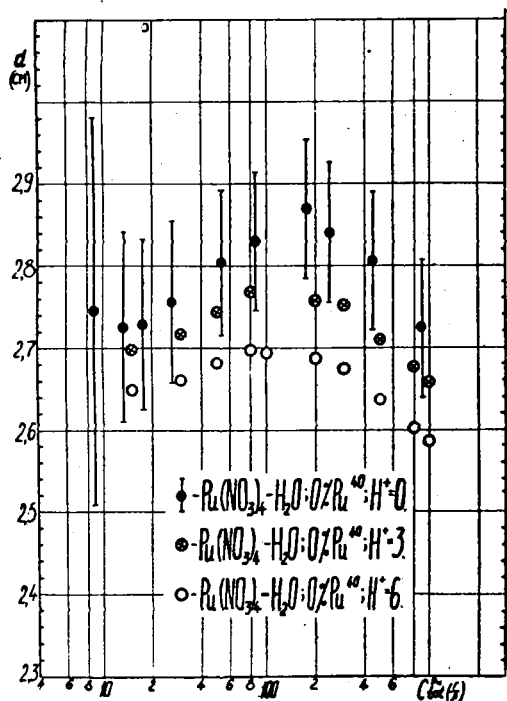


Рис. 7. Зависимость длины экстраполяции раствора $\text{Pu}^{239}(\text{NO}_3)_4 + \text{H}_2\text{O}$ от концентрации плутония при различных содержаниях азотной кислоты.

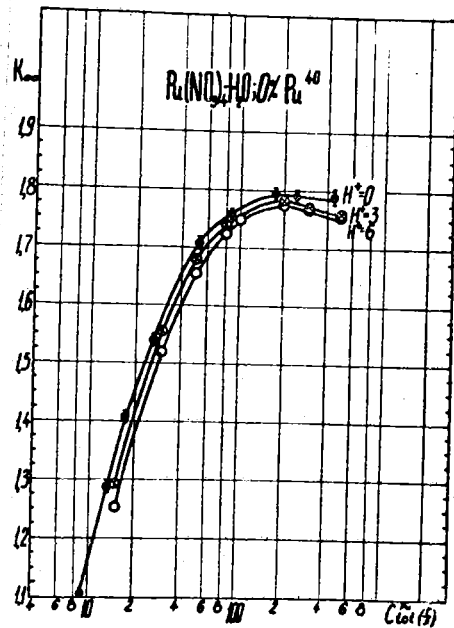


Рис. 8. Зависимость K_{∞} раствора $\text{Pu}^{239}(\text{NO}_3)_4 + \text{H}_2\text{O}$ от концентрации плутония при различных содержаниях азотной кислоты.

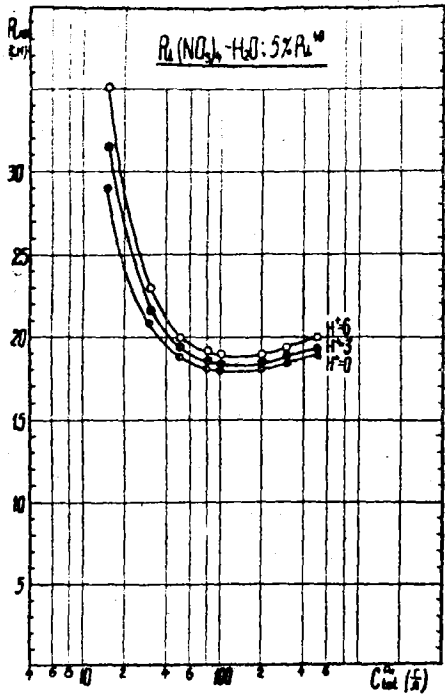


Рис. 9. Зависимость критического радиуса сфер без отражателя от концентрации плутония в растворе (95% Pu^{239} + 5% Pu^{240})(NO_3)₄ + H_2O при различных содержаниях азотной кислоты.

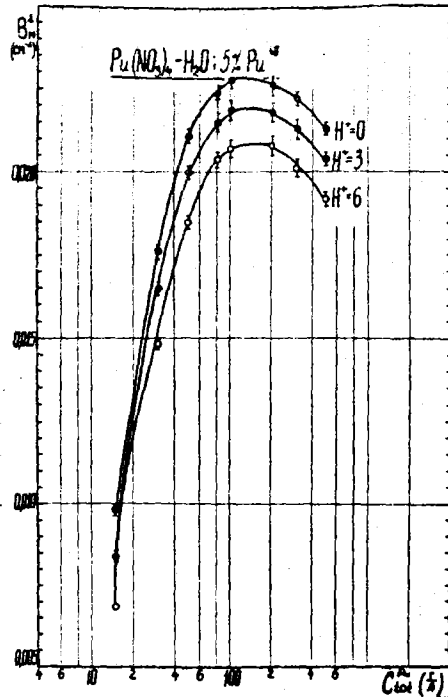


Рис. 10. Зависимость материального параметра раствора (95% Pu^{239} + 5% Pu^{240})(NO_3)₄ + H_2O от концентрации плутония при различных содержаниях азотной кислоты.

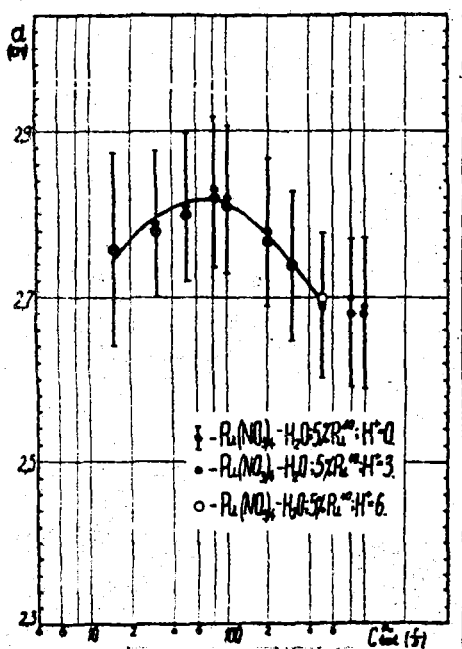


Рис. 11. Зависимость длины экстраполяции раствора $(95\% \text{Pu}^{239} + 5\% \text{Pu}^{240})(\text{NO}_3)_4 + \text{H}_2\text{O}$ от концентрации плутония при различных содержаниях азотной кислоты.

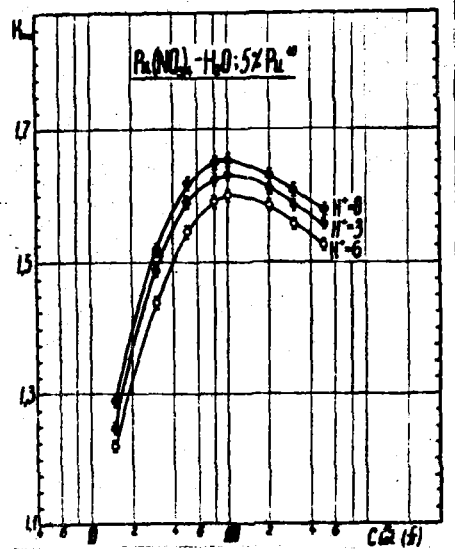


Рис. 12. Зависимость K_{∞} раствора $(95\% \text{Pu}^{239} + 5\% \text{Pu}^{240})(\text{NO}_3)_4 + \text{H}_2\text{O}$ от концентрации плутония при различных содержаниях азотной кислоты.

РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА ЗАВИСИМОСТИ КРИТИЧЕСКОЙ МАССЫ
ДВУОКИСИ УРАНА ВЫСОКОГО ОБОГАЩЕНИЯ ОТ ПЛОТНОСТИ

А.А.Блисковка, В.Н.Гурин

Abstract - Аннотация

ESTIMATION OF DEPENDENCE OF HIGH ENRICHMENT URANIUM DIOXIDE ON DENSITY. Critical mass for fully water-reflected sphere of high enrichment uranium dioxide as a function of uranium dioxide density is computed. The Monte-Carlo code with the 25-group constants set is used. Preliminary investigations of accuracy of this set were performed by analysis of enriched uranium experiments.

РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА ЗАВИСИМОСТИ КРИТИЧЕСКОЙ МАССЫ ДВУОКИСИ УРАНА ВЫСОКОГО ОБОГАЩЕНИЯ ОТ ПЛОТНОСТИ. Рассчитывается критическая масса двуокиси высокообогащенного урана в зависимости от плотности двуокиси урана для сфер с полным водяным отражателем. Используется программа метода Монте-Карло с 25 - групповой системой констант. Были выполнены предварительные исследования в отношении точности этой системы констант с помощью анализа экспериментов с обогащенным ураном.

В настоящее время накоплен значительный экспериментальный материал по критическим параметрам гомогенных уран-водных систем [1,2]. Недостаток экспериментальных данных ощущается лишь в отдельных областях изменения таких параметров как обогащение, отношение ядер водорода к ядрам урана, плотность соединения. Так, например, отсутствуют экспериментальные данные по критическим параметрам сухой двуокиси урана при различных плотностях и обогащениях. Целью данной работы является разработка подхода к оценке критической массы двуокиси урана высокообогащения при различной её плотности для реактора в форме сферы с водяным отражателем. Предлагаемый подход основывается на расчете $K_{эфф}$ реактора методом Монте-Карло с модифицированной системой констант [3]. Точность этой системы констант определяется предварительно из анализа критических экспериментов на реакторных системах рассматриваемого типа (металлический уран, уран с замедлителем, водяной отражатель). Система констант [3] модифицируется таким образом, что данные этой системы используются для расчета макроскопических констант только для первых 24-х групп. 25-я группа ($0+0,465\text{эв}$) считается тепловой, причем макроскопические константы этой группы подготавливаются по программе [4], учитывающей пространственную термализацию нейтронов. Необходимость в такой модификации связана с тем, что расчеты по 26-групповой системе констант [3] не могут корректно учесть термализацию нейтронов, т.к. верхняя граница тепловой группы в этой системе констант расположена весьма низко ($0,215\text{эв}$).

Погрешность модифицированной 25-групповой системы констант оценивается с помощью анализа критических экспериментов в сферической геометрии с ураном высокого обогащения и водяным замедлителем. С этой целью используются также и резуль-

таты расчетных оценок критических размеров реакторов в области малых отношений ядер замедлителя и топлива. Рассмотрены системы без отражателя и с водяным отражателем толщиной 20 см (см. таблицу I)*. Погрешность в значении $K_{эфф}$, приведенная в таблице I, есть относительное среднеквадратичное отклонение, вычисляемое в процессе расчета по методу Монте-Карло [5]. $K_{эфф}$ вычислялось с применением оценки по плотности столкновений.

Минимальное число историй розыгрыша нейтронов равно 30000. Как видно из результатов расчетов, представленных в таблице I, максимальная погрешность в $K_{эфф}$ (константная погрешность) не превышает 1,8%.

В таблице II (вторая строка) приводятся результаты расчета критической массы урана-235 для сферического реактора из двуокиси урана с полным водяным отражателем при различной плотности двуокиси урана (обогащение по урану-235 равно 93,5%). Зависимость критической массы M от плотности γ описывается выражением вида [1]:

$$M = M_0 \left(\frac{\gamma_0}{\gamma} \right)^m \quad (I)$$

где M , M_0 - критическая масса урана-235 при плотности материала активной зоны, равной, соответственно, γ и γ_0 ;
 m - некоторый постоянный коэффициент.

Значения критической массы, полученные в данной работе, в пределах ошибок метода удовлетворяют выражению (I) с коэффициентом $m = 1,6$, полученным по методу наименьших квадратов. В таблице II (третья строка) приводятся значения критической массы, рассчитанные в соответствии с выражением (I) при $m = 1,6$.

*) Расчетные данные в таблице I получены авторами совместно со Свиридовым В.И.

Таблица I

Результаты расчета $K_{эфф}$ критических сфер (метод Монте-Карло, 25 групп)

Делющийся материал, плотность γ (г/см ³)	Обогащение по урану-235 (%)	Концентрация урана-235 (г/см ³)	Отношение ядер водорода и урана-235	Отражатель, плотность γ (г/см ³)	Критический радиус (см)	$K_{эфф}(\pm 6)$	Литература
1. Уран металлический, $\gamma = 18,75$	93,8	17,6	0	-	8,71 ^{а)}	1,005($\pm 0,0^266$)	[1]
2. Уран металлический, $\gamma = 18,8$	93,5	17,6	0	20см H ₂ O, $\gamma = 1$	6,69 ^{а)}	0,991($\pm 0,0^265$)	[1]
3. Смесь урана ($\gamma = 18,8$) и H ₂ O ($\gamma = 1$)	93,5	2,27	10	-	15,16 ^{б)}	1,016($\pm 0,0^29$)	[6]
4. Смесь урана ($\gamma = 18,8$) и H ₂ O ($\gamma = 1$)	93,5	2,27	10	20см H ₂ O, $\gamma = 1$	11,24 ^{б)}	1,012($\pm 0,0^29$)	[6]
5. Раствор уранилфторида	93,4	0,5376	44,3	-	15,4 ^{а)}	0,982($\pm 0,01$)	[2]
6. Раствор уранилфторида	93,4	0,5376	44,3	20см H ₂ O, $\gamma = 1$	11,46 ^{а)}	1,006($\pm 0,0^299$)	[2]

а) эксперимент; б) расчетная оценка: s_x - приближение (система констант Hansen-Roach .)

Таблица 2.

Критическая масса урана-235 для сферы из двуоксида урана, различной плотности с водяным отражателем. Обогащение 93,5%. Расчет по методу Монте-Карло, 25 групп

ρ_{UO_2} (г/см ³)	I	3	6	10,85
M (кг. 235)	1935 \pm 93 ^{б)}	313 \pm 15 ^{б)}	100 \pm 5 ^{б)}	43 \pm 2,6 ^{б)}
M ^{а)} (кг. 235)	1840	317	104	40,4

а) Критическая масса, рассчитанная в соответствии с выражением (I) при $m = 1,6$;

б) Ошибка в критической массе вычислена через отклонение в $K_{эфф}$, равное δ .

В таблице 2 указана ошибка в критической массе, обусловленная среднеквадратичным отклонением в расчете $K_{эфф}$ по методу Монте-Карло. Сюда не включена ошибка, обусловленная погрешностью системы констант. В нашем случае максимальная величина константной погрешности в 1,5 - 2 раза превышает погрешность метода, которая приводится в таблице 2.

Л и т е р а т у р а

1. Дубовский Б.Г. и др. Критические параметры систем с делящимися веществами и ядерная безопасность (справочник). М., Атомиздат, 1966, с. 16-18.
2. *Reactor Physics Constants*, ANL-5800. Second Edition. Argonne National Laboratory, USAEC, 1963, p.182.
3. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
4. Марчук Г.И., Турчин В.Ф., В.В.Смелов, Илясова Г.А. Методы расчета спектра медленных нейтронов. "Атомная энергия", 1962, т.13, в.6, с.534-546.
5. Николайшвили Ш.С., Золотухин В.Г., Маркелов И.П., Блнсковка А.А. Методы и программы расчета реакторов на быстрых нейтронах. В сб.: "Труды трехстороннего советско-бельгийско-голландского симпозиума по некоторым проблемам физики быстрых реакторов". Москва, ГК ИАЭ, 1970, Д-3, т.1.
6. Wallis F.H. *Computational Survey of Homogeneous Water-Moderated Systems*. Los Alamos, 1964, LA-3166-MS. US-46, *Criticality Studies*, TID-4500(34th Ed.).

СУММИРОВАНИЕ КВАДРАТОВ ВКЛАДОВ КАК
ОЦЕНКА ДИСПЕРСИИ РАСЧЕТА МЕТОДОМ
МОНТЕ-КАРЛО

Д.А.Усиков

Abstract - Аннотация

SQUARE CONTRIBUTIONS SUMMATION AS THE EVALUATIONS CALCULATION VARIANCE OF THE MONTE-CARLO METHOD. An amount of displacement (shift) in the evaluation of variance using a square contributions summation method in the Monte Carlo calculations has been studied. It has been shown that for calculations of standard common-type heterogeneous reactors and cells the displacement in the K_{eff} variance evaluation is not large and in the local functionals (such as zone and group fluxes) there is practically no displacement at all.

СУММИРОВАНИЕ КВАДРАТОВ ВКЛАДОВ КАК ОЦЕНКА ДИСПЕРСИИ РАСЧЕТА МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО. Исследуется величина смещения в оценке дисперсии при использовании способа суммирования квадратов вкладов в расчетах Монте-Карло. Показывается, что для расчетов обычных гетерогенных реакторов и ячеек смещение в оценке дисперсии $K_{эфф}$ невелико, а в локальных функционалах (типа потока в зоне и группе) смещение практически не происходит.

В комплексе АРМОНТ [I], предназначенном для нейтронно-физического расчета реакторов и ячеек методом Монте-Карло, наряду со значением функционалов определяется также доверительный интервал в одно стандартное отклонение для статистических ошибок этих значений. С целью упрощения алгоритма в модулях № 32 и № 38 комплекса АРМОНТ подсчет статистических ошибок расчета производится иначе, чем обычное "средний квадрат минус квадрат среднего". А именно, одновременно с занесением в накопительный счетчик некоторого очередного вклада X_i в функционал, в другой накопительный счетчик добавляется квадрат вклада X_i^2 . Тогда, если по окончании счета $I = \sum_{i=1}^N X_i$ - оценка функционала, то дисперсией этой оценки считается $\sigma_I^2 = \sum_{i=1}^N X_i^2$. Программа печатает $\sigma = \sqrt{\sigma_I^2}$.

В настоящей работе на некоторых моделях исследуется вопрос о смещениях в оценке дисперсии при использовании указанного выше способа суммирования квадратов вкладов. Показывается, что при расчетах интегральных функционалов (типа $K_{эфф}$) в обычных гетерогенных реакторах и ячейках, особенно при определении потоков в отдельных ячейках фазового пространства (группа, зона), метод дает вполне приемлемую оценку дисперсии расчета.

Эвристические соображения, которые приводят к оценке дисперсии, как суммы квадратов вкладов, следующие:

I. Оцениваемый функционал I есть сумма элементарных вкладов X_i :

$$I = \sum_{i=1}^N X_i \quad (I)$$

Пусть $P(x)$ - плотность распределения случайной величины X_i .
 $\bar{x} = \int x P(x) dx$ - среднее значение, $\sigma_x^2 = \int (x - \bar{x})^2 P(x) dx$ - дисперсия.
 Допустим также, что число вкладов N в оценку функционала

I случайно и распределено с вероятностью P_N , причем:

$$\bar{N} = \sum_{N=1}^{\infty} N P_N ;$$

$$\sigma_N^2 = \sum_{N=1}^{\infty} (N - \bar{N})^2 P_N$$

2. Предположим, что $\sigma_N^2 = \bar{N}$. Это предположение представляется естественным, так как обычно число слагаемых в (I) велико и распределено по Пуассону.

3. Предположим, что случайные величины X_i и N не коррелируют, то есть:

$$P(X, N) = P(X) P_N$$

4. Предположим, что последовательность случайных величин не коррелирована, то есть:

$$P(X_1, X_2, \dots, X_N) = P(X_1) P(X_2) \dots P(X_N)$$

Это предположение наиболее ограничительно. На самом деле, существует корреляция не только среди вкладов на протяжении одной истории частицы от рождения до гибели, но и между вкладами соседних поколений [2].

5. Предположим, что все частные распределения $P(X_i)$ равны между собой.

6. Без ограничения общности предположим, что $\bar{X} = 0$.

В этих предположениях среднее значение (I) есть:

$$\bar{I} = \sum_{N=1}^{\infty} P_N \int \prod_{i=1}^N (dx_i P(X_i)) \sum_{i=1}^N X_i = \bar{X} \sum_{N=1}^{\infty} N P_N = \bar{X} \bar{N} = 0.$$

Дисперсия (I) равна:

$$\sigma_I^2 = \sum_{N=1}^{\infty} P_N \int \prod_{i=1}^N (dx_i P(X_i)) \left(\sum_{i=1}^N X_i \right)^2 =$$

$$= \sum_{N=1}^{\infty} P_N \int \prod_{i=1}^N (dx_i P(X_i)) \sum_{i=1}^N X_i^2 = \bar{N} \sigma_X^2.$$

Оценку \bar{N} примем равной N - числу вкладов в функционал в данном расчете. Оценку σ_X^2 проводим по формуле:

$$\sigma_X^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i^2.$$

Окончательно получаем оценку дисперсии рассчитываемого функционала:

$$\sigma_I^2 = \sum_{i=1}^N X_i^2 \quad (2)$$

Эта же формула (2), как нетрудно проверить, получается и при отсутствии предположения 6, которое было сделано, чтобы не загромождать выкладки.

Переходим к анализу оценки (2). Как известно [3-5], дисперсия основной оценки в методе Монте-Карло может быть записана в виде:

$$\sigma_I^2 = 2(\psi\psi^*, \rho) - (\psi, \rho^2) - I^2, \quad (3)$$

где $I = (\psi, \rho)$,

ψ - плотность столкновений

$$\psi(x) = \int K(x' \rightarrow x) \psi(x') dx' + S(x). \quad (4)$$

$K(x' \rightarrow x)$ - ядро перехода

$S(x)$ - источник

ψ^* - плотность ценности по отношению к функционалу

$$\psi^*(x) = \int K(x \rightarrow x') \psi^*(x') dx' + \rho(x). \quad (5)$$

Оценку дисперсии, задаваемую формулой (2), будем обозначать

$\tilde{\sigma}_I^2$. Как нетрудно показать:

$$\tilde{\sigma}_I^2 = (\psi, \rho^2). \quad (6)$$

Таким образом, для анализа оценки (2) следует сравнивать формулы (3) и (6).

I. В качестве первого свойства оценки (2) покажем, что в случае, когда $\rho(x)$ отлична от нуля лишь в малой области фазового пространства, оценка (2) стремится к полной оценке (3). Примерами такого рода функционалов может служить поток или

плотность соударений, определяемые в отдельной энергетической группе и зоне. Рассмотрим предельный случай $\mathcal{P}(x) = \delta(x)$:

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_I^2 &= 2\psi\psi^+ - \psi\delta - \psi^2; \\ \tilde{\sigma}_I^2 &= \psi\delta; \\ \frac{\tilde{\sigma}_I^2}{\tilde{\sigma}_I^2} &= \frac{2\psi^+ - \psi}{\delta} - 1. \end{aligned} \quad (7)$$

Ряд Неймана для уравнения (5) есть

$$\psi^+ = \sum_{i=0}^{\infty} K^{(i)} \delta, \quad (8)$$

где $K^{(i)} \delta = \int K(x_i \rightarrow x_{i-1}) dx_{i-1} \dots \int K(x_i \rightarrow x_0) \delta(x_0) dx_0$
 $K^{(0)} \delta = \delta$.

Подставляя (8) в (7), находим:

$$\frac{\tilde{\sigma}_I^2}{\tilde{\sigma}_I^2} = \frac{2(\delta + K\delta + \dots) - \psi}{\delta} - 1 = 1.$$

Нетрудно понять полученный результат. Действительно, в случае сингулярной $\mathcal{P}(x)$, частица относительно редко посещает область-носитель $\mathcal{P}(x)$ фазового пространства. Поэтому теряется корреляция между отдельными вкладами в функционал, и, как следствие, все высказанные выше эвристические предпосылки хорошо выполняются.

2. Рассмотрим теперь другой крайний случай - $\mathcal{P}(x)$ постоянна во всей области фазового пространства. Следует ожидать, что это наиболее неблагоприятный случай для выполнимости оценки (2). В качестве модели выберем однородную односкоростную среду.

Пусть ρ - вероятность захвата. Предположим, что $\mathcal{P} = \rho$, $S = 1$.

Решая уравнения (4), (5), находим:

$$\psi = \frac{1}{\rho}; \quad \psi^+ = 1; \quad I = (\psi, \mathcal{P}) = 1. \quad (9)$$

Подставляя (9) в (3) и (6), находим:

$$\tilde{\sigma}_I^2 = 1 - \rho; \quad \tilde{\sigma}_I^2 = \rho; \quad \frac{\tilde{\sigma}_I^2}{\tilde{\sigma}_I^2} = \frac{1 - \rho}{\rho}. \quad (10)$$

Оценка дисперсии (2) занижает дисперсию в $\frac{1-p}{p}$ раз. Если $\frac{1}{p} \ll 16$, то это занижение составит коэффициент 4 в одной сигме ($\delta = \sqrt{\delta_I^2}$).

Отметим попутно дисперсии δ_I^2 и $\tilde{\delta}_I^2$ при расчетах возмущений методом Монте-Карло [6]. Предположим, что гомогенная односкоростная среда, в которой организовано блуждание (невозмущенная среда), имеет вероятность захвата p , а полное сечение - Σ . Возмущенная среда имеет полное сечение $\Sigma(1+\alpha)$, при той же вероятности захвата p . Тогда:

$$\Delta I = (\Psi, p) - (\Psi, p) = 0.$$

(Штрихами отмечена плотность соударений в возмущенной среде).

$$\frac{\delta_{\Delta I}^2}{\alpha} = \frac{2-p}{p(1+\alpha)^2 - \alpha^2},$$

$$\frac{\tilde{\delta}_{\Delta I}^2}{\alpha} = \frac{p}{p(1+\alpha)^2 - \alpha^2},$$

$$\frac{\delta_{\Delta I}^2}{\tilde{\delta}_{\Delta I}^2} = \frac{2-p}{p}.$$

При оценке возмущений наблюдается та же ситуация со смещением оценки дисперсии, что и в рассмотренном выше случае прямого расчета функционала числа захватов.

3. Промежуточное положение между двумя рассмотренными крайними случаями занимает случай, когда носитель $\mathcal{S}(x)$ лежит в части фазового пространства. Именно такая ситуация наблюдается в реальных реакторно-физических расчетах. Горючее сосредоточено в блоке и отделено от конструктивных материалов, теплоносителя и отражателя. Кроме того, деление ядер горючего происходит лишь при определенных значениях энергии налетающих нейтронов.

Функционал $K_{\text{эфф}} = (\psi, \frac{\partial \Sigma_1}{\partial \psi})$, таким образом, имеет носитель, отличный от нуля, лишь в некоторой области фазового пространства.

Для качественного анализа смещения оценки дисперсии (2) имеет смысл ограничиться рассмотрением зависимости от энергии, так как пространственная гетерогенность решается более громоздко. Рассмотрим упрощенную модель термализации нейтронов в однородной среде. Пусть $M(E)$ - спектр Максвелла. $S(E)$ - источник нейтронов. p - вероятность захвата (не зависящая от энергии). Нормировка:

$$\int M(E) dE = 1; \quad \int S(E) dE = 1.$$

Прямое и сопряженное уравнения имеют вид:

$$\psi(E) = \int_0^{\infty} (1-p) M(E) \psi(E') dE' + S(E); \quad (II)$$

$$\psi^*(E) = \int_0^{\infty} (1-p) M(E') \psi^*(E') dE' + \rho(E). \quad (I2)$$

Решения (II) и (I2) имеют вид:

$$\psi = \frac{1-p}{p} M + S; \quad (I3)$$

$$\psi^* = \frac{1-p}{p} c + \rho, \quad (I4)$$

где $c = \int_0^{\infty} M(E) S(E) dE$.

Согласно (3) и (6), получаем:

$$\hat{\sigma}_T^2 = \left(\frac{1-p}{p} c\right)^2 + \frac{1-p}{p} c + f - d^2;$$

$$\hat{\sigma}_T^2 = \frac{1-p}{p} c + f,$$

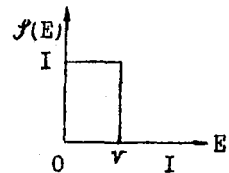
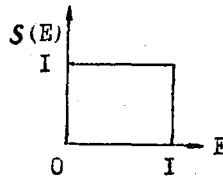
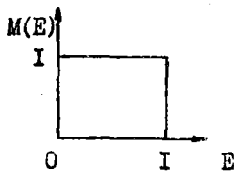
где

$$d = \int_0^{\infty} S(E) \rho(E) dE;$$

$$c = \int_0^{\infty} \rho^2(E) M(E) dE;$$

$$f = \int_0^{\infty} \rho^2(E) S(E) dE.$$

Выберем следующий вид функций M, S, ρ :



Получаем $\psi = \frac{1}{\rho}$ ($0 \leq E \leq I$);

$$\psi^* = \frac{1-\rho}{\rho} V + J(E);$$

$$c = d = e = f = V;$$

$$I = \frac{V}{\rho};$$

$$\tilde{\sigma}_I^2 = \frac{V^2}{\rho^2} (1-2\rho) + \frac{V}{\rho};$$

$$\tilde{\sigma}_I^2 = \frac{V}{\rho};$$

$$\frac{\tilde{\sigma}_I^2}{\tilde{\sigma}_I^2} = \frac{V}{\rho} (1-2\rho) + 1;$$

(15)

В зависимости от величины V получаем рассмотренные выше крайние случаи:

1. $V=0$, $\frac{\tilde{\sigma}_I^2}{\tilde{\sigma}_I^2} = 1$.

2. $V=I$, $\frac{\tilde{\sigma}_I^2}{\tilde{\sigma}_I^2} = \frac{1-\rho}{\rho}$.

Пример. $\frac{1}{\rho} = 16$, $\frac{1}{V} = 10$, $\frac{\tilde{\sigma}_I^2}{\tilde{\sigma}_I^2} \approx \frac{23}{9}$. Отклонение в одну сигму по оценке (2) завышается в $\frac{5}{3}$ раза.

В заключение приведем отношение оценок дисперсии $\frac{\tilde{\sigma}_I^2}{\tilde{\sigma}_I^2}$ для $K_{эф}$ натурального реактора. Расчет проводился по двум программам: по модулю № 32 комплекса АРИОНГ и по программе А.Д. Франк-Каменецкого. В последней дисперсии вычисляются точно,

как "средний квадрат минус квадрат среднего". Получено соотношение $\sqrt{\frac{\tilde{\sigma}_I^2}{\tilde{\sigma}_I^2}} = 1,4$.

В рассчитанном реакторе $\rho \approx 1/100$. Каждый нейтрон, влетающий при тепловой энергии в зону горючего, захватывается. Это обстоятельство, применительно к формуле (15) можно интерпретировать, как $\frac{\sqrt{r}}{\rho} \approx 1$. Подставляя это значение в (15), получаем результат ($\sim\sqrt{2}$), хорошо согласующийся с экспериментально наблюдавшимся.

Л и т е р а т у р а

1. Коробейников В.В. и др. Комплекс программ для расчета гетерогенных ячеек методом Монте-Карло. "Ядерные константы", М., ЦНИИАтоминформ, 1975, 18.
2. Майоров Л.В., Франк-Каменецкий А.Д. Сравнительная эффективность различных оценок в методе Монте-Карло. Препринт ИАЭ, М., 1969.
3. Ермаков С.М., Золотухин В.Г. Применение метода Монте-Карло для расчета защиты от ядерных излучений. В кн.: Вопросы физики защиты реакторов. М., Атомиздат, 1963, 171-182.
4. Ермаков С.М., Метод Монте-Карло и смежные вопросы. М., "Наука", 1971.
5. Михайлов Г.А. Некоторые вопросы теории методов Монте-Карло. Новосибирск. "Наука", 1974.
6. Усиков Д.А. К вопросу о дисперсии оценки возмущений методом Монте-Карло. Препринт ФЭИ-656, Обнинск, 1976.
7. Франк-Каменецкий А.Д. Программы многогруппового расчета реакторов и ячеек методом Монте-Карло. Препринт ИАЭ-2148, М., 1971.

**УГРА-ПРОГРАММА РАСЧЕТА УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ
НЕЙТРОНОВ В МНОГОУРОВНЕВОМ ОДНОКАНАЛЬНОМ
ПРИБЛИЖЕНИИ**

Н.О.Базаянц, А.С.Забродская, М.Н.Николаев

Abstract - Аннотация

UGRA-THE PROGRAM OF NEUTRON ANGULAR DISTRIBUTION CALCULATION IN THE MULTILEVEL SINGLE-CHANNEL APPROXIMATION. The "UGRA" program is described carrying out the calculation of the energy dependence of the cross-section moments for neutron elastic scattering on nuclei in the multilevel single-channel approximation. The program is written in the ALGOL-60 language, translated by the TA-IM translator and is recommended for the evaluation of corresponding nuclear and physical information. The results of the test calculation are presented.

УГРА - ПРОГРАММА РАСЧЕТА УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ НЕЙТРОНОВ В МНОГОУРОВНЕВОМ ОДНОКАНАЛЬНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ. Описана программа УГРА, осуществляющая расчет энергетической зависимости моментов сечения упругого рассеяния нейтронов на ядрах в многоуровневом одноканальном приближении. Программа написана на языке АЛГОЛ-60, оттранслирована транслятором ТА-ИМ и рекомендуется для оценки соответствующей ядерно-физической информации. Приведены результаты тестового расчета.

ВВЕДЕНИЕ

Значительный вклад в упругое рассеяние нейтронов легкими ядрами обусловлен резонансами, образуемыми нейтронами с ненулевым орбитальным моментом. В окрестности этих резонансов характер угловых распределений испытывает резкие изменения. Поэтому угловые распределения, усредненные по энергетическим группам с весом спектра гармоник нейтронного потока, могут заметно отличаться от результата простого усреднения, когда не учитывается эффект резонансной самоэкранировки сечения рассеяния.

Так, например, согласно оценке, выполненной в работе [6], эффективный логарифмический декремент энергии, ξ , и транспортное сечение кислорода в группе $0,4 \div 0,8$ МэВ в случае двуокиси урана отличается от результатов простого усреднения соответственно на 7% и 21%. Такие изменения необходимо учитывать при выполнении точных расчетов.

Известно, что прецизионные расчеты с целью проверки точности ядерных данных должны выполняться с учетом детальной энергетической зависимости нейтронных сечений (200-300 групп вместо обычных 4-18-26). В частности, это необходимо, когда к описанию самоэкранировки резонансов нельзя применять приближение узких резонансов, например, если в среде содержатся изотопы, потеря энергии на которых при упругом рассеянии оказывается сравнимой или много меньшей эффективной ширины резонанса. При этом также необходим учет быстрого изменения индикатрисы рассеяния в пределах резонанса.

Таким образом, при подготовке исходных данных для детальных мультигрупповых расчетов в качестве исходной информации необходимо располагать детальными энергетическими зависимостями моментов угловых распределений, оцененных на основе совокупности имеющейся ядерно-физической информации.

Программа, описываемая в настоящей работе, может быть использована при решении этой задачи. Она позволяет рассчитывать энергетическую зависимость угловых моментов сечения упругого рассеяния нейтронов на основе параметров разрешенных резонансов в рамках одноканального многоуровневого приближения. Программа рассчитана на использование её при оценке соответствующих данных для легких ядер в той области энергий, где возможно лишь упругое рассеяние и радиационный захват нейтронов. Предполага-

ется, что последний можно рассматривать как многоканальный процесс, так что эффекты межрезонансной интерференции в разных каналах взаимно погашаются.

При расчете сечений в той области энергий, где имеют место (n, α) или (n, β) - реакции или возбуждение одного-двух уровней неупругого рассеяния, необходим учет межрезонансной интерференции в нескольких каналах. В этом случае настоящая программа пригодна для описания зависимости сечений лишь в окрестностях изолированных резонансов.

Программа УГРА предназначена для оценки данных по угловым распределениям упруго рассеянных нейтронов. Поэтому в ней не предусматривается автоматическая расстановка расчетных точек по энергетической оси, как это обычно делается в программах расчета групповых сечений в резонансной области [7]. Для целей оценки такая расстановка точек может оказаться не оптимальной, так как обеспечивая минимум ошибки интегрирования, она может "обойти" те области, где имеются интересующие нас экспериментальные данные.

2. Расчетные формулы

Выражение для дифференциальных сечений взаимодействия неполяризованной частицы с ядром в общем случае было получено Блаттом и Баденхарном [5]. Оно может быть записано в виде [1]:

$$G(\theta, E) = \frac{1}{4\pi} \sum_{k=0}^{\infty} B_k^{\alpha'}(E) \cdot P_k(\cos \theta) \quad \text{где} \quad (1)$$

$$B_k^{\alpha'}(E) = \frac{4\pi\tilde{\lambda}^2}{8(2I+1)} \sum_{(S S' j_m l_m l'_m l'_l)} (-1)^{S-S'} \cdot Z(l_m j_m l'_m j'_m / S L) \cdot Z(l'_m j'_m l'_l j'_l / S' L) \cdot$$

$$\times \left[\left(S_{n S l_m, \alpha' S' l'_m} - S_{n S l_m, \alpha' S' l'_m}^M \right) \cdot \left(S_{n S l_l, \alpha' S' l'_l} - S_{n S l_l, \alpha' S' l'_l}^D \right) \right] \quad (2)$$

Формулы (1 и 2) могут быть использованы для расчета сечения упругого рассеяния нейтронов в многоуровневом многоканальном приближении. В этом случае μ и ν — две независимые системы уровней составного ядра, каждая из которых характеризуется значением полного момента J и четности $\pi = (-1)^l$:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}, \quad \vec{S} = \vec{I} \pm 1/2,$$

\vec{S} — спин канала реакции;

\vec{L} — относительный орбитальный угловой момент нейтрона;

\vec{I} — спин ядра-мишени.

При упругом рассеянии нейтронов на четно-четных ядрах*

$l_m = l'_m$ и $l_\nu = l'_\nu$; в этом случае не изменяется квантовое состояние остаточного ядра и природа вылетающей частицы ($n = n'$), а формула (2) запишется следующим образом:

$$B_L(E) = \frac{4\pi \hbar^2}{8(2I+1)} \sum_{\mu, \nu} Z^2 (l_m J_m l_\nu J_\nu / S'L) \times \operatorname{Re} [(1-S^{\mu\nu})(1-S^{\nu\mu})^*] \quad (3)$$

Здесь, как и выше, $Z^2 (l_m J_m l_\nu J_\nu / S'L)$ коэффициенты векторного сложения [3,5]

$S^{\mu\nu}$ и $S^{\nu\mu}$ — элементы матрицы столкновений, которые в многоуровневом, одноканальном приближении могут быть записаны [1] следующим образом:

$$S^{\mu\mu}(E) = e^{-2i\varphi_{l_m}} \frac{X_{l_m} + i}{X_{l_m} - i};$$

$$S^{\nu\nu}(E) = e^{2i\varphi_{l_\nu}} \frac{X_{l_\nu} - i}{X_{l_\nu} + i}. \quad (4)$$

Для описания энергетической зависимости фаз потенциального рассеяния φ_{l_m} , φ_{l_ν} существуют рекуррентные формулы, предложенные в книге Л. Лейна и Р. Томаса [4]; применив их к дифференциальному рассеянию нейтронов на непроницаемой сфере радиуса α , получим:

$$P_0 = \varphi_0 = k\alpha; \quad (5)$$

$$S_0 = 0; \quad l_0 = l;$$

*) О возможности применения приведенных ниже формул в других случаях см. § 4.

$$p_e = \frac{(k \cdot \alpha)^2 \cdot p_{e-1}}{(b_e - S_{e-1})^2 + p_{e-1}^2} ;$$

$$S_e = \frac{(k \cdot \alpha)^2 \cdot (b_e - S_{e-1})}{(b_e - S_{e-1})^2 + p_{e-1}^2} - b_e ; \quad (5)$$

$$y_e = y_{e-1} - \arctg \left[\frac{p_{e-1}}{(b_e - S_{e-1})} \right] ;$$

α - задается, исходя из ядерно-физических свойств ядра;

p_e - проникаемость;

S_e - сдвиг фазы, являющийся функцией состояния;

$$k = 0,2196 \cdot A / (A + 1) \times \sqrt{E \text{ (МэВ)}} \text{ Ферми}^{-1},$$

здесь E - энергия нейтронов в лабораторной системе координат,

A - отношение масс исследуемого ядра к массе нейтрона.

В многоуровневом приближении

$$x_D = \frac{2}{\sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda n}}{E_{\lambda(n)} - E - i \Gamma_{\lambda\gamma} / 2}} , \quad (6)$$

где суммирование ведется по всем уровням λ системы ν .

В одноуровневом приближении этой величине соответствует:

$$x = \frac{2(E_{\lambda} - E - i \Gamma_{\lambda\gamma} / 2)}{\Gamma_{\lambda n}}$$

$\Gamma_{\lambda n}$ и $\Gamma_{\lambda\gamma}$ - нейтронная и гамма-ширины для резонанса с энергией E_{λ} , соответственно.

Для удобства программирования величина x_D была представлена в виде комплексного числа:

$$x_D = a_D - i b_D , \quad \text{где} \quad (7)$$

$$a_D = \frac{\sum_{\lambda} \frac{p_{\lambda}}{p_{\lambda}^2 + q_{\lambda}^2}}{\left[\sum_{\lambda} \frac{p_{\lambda}}{p_{\lambda}^2 + q_{\lambda}^2} \right]^2 + \left[\sum_{\lambda} \frac{q_{\lambda}}{p_{\lambda}^2 + q_{\lambda}^2} \right]^2} ; \quad (8)$$

$$b_D = \frac{\sum_{\lambda} \frac{q_{\lambda}}{p_{\lambda}^2 + q_{\lambda}^2}}{\left[\sum_{\lambda} \frac{p_{\lambda}}{p_{\lambda}^2 + q_{\lambda}^2} \right]^2 + \left[\sum_{\lambda} \frac{q_{\lambda}}{p_{\lambda}^2 + q_{\lambda}^2} \right]^2} ; \quad (9)$$

$$p_\lambda = \frac{E_\lambda - E}{\hbar \omega_\lambda / 2} ; \quad q_\lambda = \frac{\hbar \omega_\lambda}{\hbar \omega_\lambda} . \quad (10)$$

В результате элементы матрицы столкновений (4) приобретает вид :

$$S^{JM} = e^{-2i\varphi_{\theta M}} \left(1 + 2 \frac{\alpha_M i + \beta_M - 1}{\alpha_M^2 + (\beta_M + 1)^2} \right) , \quad (11)$$

$$S^{J^*} = e^{2i\varphi_{\theta J^*}} \left(1 - 2 \frac{\alpha_{J^*} i + \beta_{J^*} + 1}{\alpha_{J^*}^2 + (\beta_{J^*} + 1)^2} \right) .$$

Запишем формулу (3) в виде суммы потенциальной , резонансной и интерференционной составляющих коэффициентов $B_\lambda(E)$:

$$B_\lambda(E) = B_\lambda^{pot}(E) + B_\lambda^{res}(E) + B_\lambda^{int}(E) . \quad (12)$$

Соотношения для этих составляющих получаются после выполнения всех действий , указанных в (3) , а также использования выражений коэффициентов Z через коэффициенты Клебша-Жордана , справедливых , когда фазы потенциального рассеяния не зависят от S и J :

$$1) \sum_{l_1, l_2} Z^2(l_1, J, l_2, J / SL) = \sum_{l_1=1}^{\infty} \sum_{l_2=|L-l_1|}^{L+l_1} (2l_1+1)(2l_2+1)(l_1, 0, l_2, 0 / L, 0)^2 \quad (13)$$

$$2) \sum_{l_m, l} Z^2(l_m, J_m, l, J_m / SL) = \sum_{l_m=1}^{\infty} \sum_{l=|L-l_m|}^{L+l_m} (2l_m+1)(l_m, 0, l, 0 / L, 0)^2 \quad (14)$$

В обозначениях , принятых выше , составляющие коэффициентов $B_\lambda(E)$ имеют вид :

$$B_\lambda^{pot}(E) = 4\pi A^2 \sum_{l_1=0}^{\infty} \sum_{l_2=|L-l_1|}^{L+l_1} (2l_1+1)(2l_2+1)(l_1, 0, l_2, 0 / L, 0)^2 \sin^2 \varphi_{l_1} \sin^2 \varphi_{l_2} \cos(\varphi_{l_2} - \varphi_{l_1}) ; \quad (15)$$

Формула (15) описывает моменты сечения потенциального рассеяния в принятом нами приближении - когда фазы потенциального рассеяния не зависят от величины полного момента J и спина канала S .

$$B_n^{res}(E) = \frac{2\pi A^2}{(2I+1)} \sum_{\mu=1}^N \sum_{\nu=1}^M Z^2 (\ell_\mu J_\mu \ell_\nu J_\nu / S L) \times \quad (16)$$

$$\times \frac{[(\alpha_\mu \alpha_\nu + (\ell_\mu + 1)(\ell_\nu + 1)) \cos 2(\varphi_{\ell_\nu} - \varphi_{\ell_\mu}) + [\alpha_\mu (\ell_\nu + 1) - \alpha_\nu (\ell_\mu + 1)] \sin 2(\varphi_\nu - \varphi_\mu)]}{[\alpha_\mu^2 + (\ell_\mu + 1)^2] \cdot [\alpha_\nu^2 + (\ell_\nu + 1)^2]}$$

$$B_n^{int}(E) = \frac{4\pi A^2}{(2I+1)} \sum_{\mu=1}^N \sum_{\ell=|L-\ell_\mu|}^{L+\ell_\mu} (2\ell_\mu + 1)(2J_\mu + 1)(\ell_\mu 0 \ell 0 / L 0)^2 \times \quad (17)$$

$$\times \frac{[(\ell_\mu + 1) \sin(\varphi_\ell - 2\varphi_{\ell_\mu}) - \alpha_\mu \cos(2\varphi_{\ell_\mu} - \varphi_\ell)] \cdot \sin \varphi_\ell}{[\alpha_\mu^2 + (\ell_\mu + 1)^2]}$$

3. Описание программы УГРА

Программа УГРА (угловые распределения) дает возможность осуществить описанный выше алгоритм для расчета энергетической зависимости моментов сечения упругого рассеяния нейтронов на легких ядрах.

Используемые в программе коэффициенты $Z^2(\ell_\mu J_\mu \ell_\nu J_\nu / S L)$ и $(\ell_\mu 0 \ell 0 / L 0)^2$ рассчитываются с помощью процедуры КВЕКС (коэффициенты векторного сложения).

Описание, определение и свойства этих коэффициентов а также правила, которые необходимо учитывать при их расчете, приведены в работе [3]. Ниже даны только основные расчетные формулы и некоторые комментарии к ним:

$$Z(abcd; ef) = i^{f-a-c} \times [(2a+1)(2b+1)(2c+1)(2d+1)]^{1/2} \times \quad (18)$$

$$\times W(abcd; ef)(a 0 c 0 / f 0);$$

$$W(abcd; ef) = \Delta(acf) \cdot \Delta(abe) \cdot \Delta(cde) \cdot \Delta(bdf) \cdot W(abcd; ef), \quad (19)$$

$$\text{где } \Delta(acf) = \left[\frac{(a+c-f)!(c+f-a)!(f+a-c)!}{(a+c+f+1)!} \right]^{1/2} \quad (20)$$

$$\omega(abcd; ef) = \sum_{zt} \frac{(-1)^{\alpha+\beta+\gamma+\delta+zt} (zt+1)!}{(zt-\alpha-\beta-e)!(zt-\gamma-\delta-e)!(zt-\alpha-\gamma-f)!(zt-\beta-\delta-f)!} \times \frac{1}{(\alpha+\beta+\gamma+\delta-zt)!(\alpha+\delta+\gamma+f-zt)!(\beta+\gamma+\delta+f-zt)!} \quad (21)$$

Здесь zt принимает лишь такие целые значения, которые не приводят к отрицательным аргументам факториалов,

$$(\alpha 0 c 0 / f 0) = (-1)^{\alpha+f} \cdot (2f+1)^{1/2} \cdot \Delta(\alpha c f) \times \frac{g!}{(g-\alpha)!(g-\gamma)!(\gamma-f)!} \quad (22)$$

Каждая из следующих троек чисел: (α, γ, f) , (α, β, e) , (γ, δ, e) , (β, δ, f) дает в сумме целое число. Если $\alpha+\gamma+f$ нечетное число, то $(\alpha 0 c 0 / f 0) = 0$. Если $\alpha+\gamma+f = 2g$ (то-есть четное число), то множитель $i^{f-\alpha-\gamma}$ в выражении для z будет иметь знак плюс $(i^{2(g-\alpha)-f})^{g-\alpha}$, если $(g-\alpha)$ четное, и знак минус, если $(g-\alpha)$ нечетное число.

В процедуре КВЕКС обозначения по возможности выбраны совпадающими с теми, которые использованы в приведенных выше формулах:

z	для	$z(abcd; ef)$
w	для	$w(abcd; ef)$
Ω	для	$\omega(abcd; ef)$
KB	для	$(\alpha 0 c 0 / f 0)$

Формальным параметрам процедуры $\alpha, \beta, \gamma, \delta, e, f$ соответствуют фактические параметры $\ell_m, J_m, \ell_p, J_p, S, L$, определяемые в программе УРА.

Моменты сечения потенциального рассеяния (в программе - POT) рассчитываются с учетом шести гармоник ($0 \leq \ell_i \leq 5$). Как следует из компиляции [2], в резонансной области энергий для легких ядер этого достаточно. Программа УРА позволяет проводить расчеты проникаемостей в приближении более общем, чем приближение рассеяния на непроницаемой сфере, в котором получены формулы (5). Именно, для каждого орбитального момента ℓ может

быть использован свой радиус a_0 . Величины k_0 рассчитываются затем с помощью рекуррентных формул (5) с использованием вместо a радиуса a_0 . Получаемые в результате расчета величины $k_0(a_0)$ ($l < l_0$) являются лишь промежуточными результатами. В расчетах же используются проницаемости $k_0(a_0)$ для всех $l < l_0$.

Для выделения резонансов, относящихся к первой системе уровней, в шагах по $G1$ ($J_M = G1 - 1/2$) и l_M (в программе *el*) из всех заданных резонансов выбираются те, которые имеют одно и то же значение суммы $(G1 + l_M)$. Для этой (первой) системы уровней определяется массив энергий нейтронных и радиационных ширин, после чего рассчитывается вклад, вносимый в сечение за счет интерференции резонансного и потенциального рассеяния (в программе *-INT*). Угловые моменты, которые допускаются правилами отбора и дают ненулевой вклад в сечение, отбираются с помощью процедуры КВЕКС. Вторая система уровней, то-есть уровни, которые могут интерферировать с резонансами первой системы, определяется путем выделения из общего числа оставшихся - таких резонансов, l_0 и J_0 , которых, дают ненулевое значение коэффициентов Z^2 с l_M и J_M первой системы уровней. Этот отбор осуществляется также с помощью процедуры КВЕКС. При этом учитывается, что матрица коэффициентов Z^2 симметрична. При расчете четных моментов сечения рассеяния в программе из общей схемы расчета выпадают те случаи, когда для некоторой пары значений l_M и J_M имеется только одна система уровней. В этих случаях межрезонансная интерференция происходит только внутри этой системы уровней, а в расчет угловых моментов резонансной части сечения (*RES*) дает вклад только диагональные члены матрицы Z^2 .

Суммарные угловые моменты ($SIG = POT + INT + RES$) затем переводятся из системы координат центра энергии в лабораторную систему координат с помощью матрицы коэффициентов на работ [2].

Для отладки программы были использованы параметры семи резонансов ядра ^{16}O , помещенные в таблице I. В качестве примера приведены также три таблицы (2,3,4), которые отражают структуру соответствующих таблиц коэффициентов $Z^2(l_M, J_M, l_0, J_0/S_1)$ для

моментов 0, I и 2. Эти таблицы служили тестом при отладке логики процедуры КВЭВЭ. Закрашенные квадратики таблиц соответствуют таким значениям (ν_r, ν_l) и (ν_r, ν_l) , которые дают ненулевое $X^2(\nu_r, \nu_l, \nu_r, \nu_l)$. Рядом с таблицами перечислены все возможные сочетания заданных параметров резонансов, относящихся к первой и ко второй системам уровней, интерферирующих между собой. Все эти сочетания пронумерованы, соответствующий номер строки также в таблицах и показывает очередность расчета указанных систем уровней в программе при расчете данного теста. Из таблиц видно, что в расчете участвует только половина матриц (при $\nu_r > 0$), то есть каждое сочетание систем уровней просчитывается в программе один раз. Значения коэффициентов $X^2(\nu_r, \nu_l, \nu_r, \nu_l)$ не помещены в приведенных таблицах (2, 3, 4), чтобы не перегружать текст. Текст программы УГР может быть получен у авторов настоящей работы.

Таблица 1.1

Резонансные параметры ядра ^{18}O ,
используемые при отладке программы

№ стр.	ν_r (МэВ)	ν_l	ν_r	ν_l (МэВ)	ν_r	Номер системы уровней при $\nu_r > 0$
1	0,442	$3/2^+$	1	0,046	0	1
2	1,000	$3/2^+$	2	0,100	0	2
3	1,377	$3/2^+$	1	0,042	0	3
4	1,660	$5/2^+$	3	0,007	0	4
5	1,840	$3/2^+$	2	0,008	0	5
6	1,970	$1/2^+$	1	0,030	0	6
7	2,350	$1/2^+$	0	0,120	0	7

Структура матрицы коэффициентов

$$L^2 (l_M, J_M, l_V, J_V \dots; 1/2, 0) \quad L = 0; \quad S = 1/2$$

G = J _M = 1/2	J _M	J _V	1/2	3/2	5/2	7/2	9/2
		0	1	2	3	4	5
1	1/2	0					
		1					
2	3/2	1					
		2					
3	5/2	2					
		3					
4	7/2	3					
		4					
5	9/2	4					
		5					

Одна система уровней

l_M	J_M	E_{λ_M} (МеВ)	
1) 0	1/2 ⁺	2,36	
2) 1	1/2 ⁻	1,91	
3) 1	3/2 ⁻	0,442	1,312
4) 2	3/2 ⁺	1,000	1,840
5) 3	5/2 ⁻	1,66	

Структура матрицы коэффициентов

$$\chi^2(\ell_m, \mathcal{J}_m, \ell_j, \mathcal{J}_j; 1/2, 1) \quad L = 1; \quad S = 1/2$$

$G =$ $\mathcal{J}_m + 1/2$	\mathcal{J}_m	ℓ_j ℓ_m	\mathcal{J}_j	1/2	3/2	5/2	7/2	9/2
			0	1	2	2	3	4
1	1/2	0						
		1	1					
2	3/2	1	2					
		2		3	4			
3	5/2	2			5			
		3						
4	7/2	3						
		4						
5	9/2	4						
		5						

Две системы уровней ($L = 1$ и $S = 1/2$).

Первая система уровней

ℓ_m	\mathcal{J}_m	$E_{\lambda, \mu}$ (МэВ)
1) 1	1/2 ⁻	1,91
2) 1	3/2 ⁻	0,442 1,312
3) 2	3/2 ⁺	1,000 1,84
4) 2	3/2 ⁺	1,000 1,84
5) 3	5/2 ⁺	1,66

Вторая система уровней

ℓ_j	\mathcal{J}_j	$E_{\lambda, \mu}$ (МэВ)
0	1/2 ⁺	2,35
0	1/2 ⁺	2,35
1	1/2 ⁻	1,91
1	3/2 ⁻	0,442 1,312
2	3/2 ⁺	1,000 1,840

Структура матрицы коэффициентов

$$\chi^2(\ell_M, J_M, \ell, J, 1/2, 2) \quad L = 2; S = 1/2$$

G = $J_M + 1/2$	J_M	J, ℓ	I/2		3/2		5/2		7/2		9/2	
		ℓ_M	0	1	1	2	2	3	3	4	4	5
1	1/2	0										
		1										
2	3/2	1		1, 2								
		2	3		4							
3	5/2	2										
		3		5, 6			7					
4	7/2	3										
		4										
5	9/2	4										
		5										

Две системы уровней ($L = 2$ и $S = 1/2$).

Первая система уровней

ℓ_M	J_M	E_{λ_M} (МэВ)	J, ℓ	E_{λ} (МэВ)
1) 1	$3/2^-$	0,442	1, 312	1, 312
2) 1	$3/2^-$	0,442	1, 312	
3) 2	$3/2^+$	1,000	1, 840	
4) 2	$3/2^+$	1,000	1, 840	
5) 3	$5/2^-$	1,660		
6) 3	$5/2^-$	1,660		
3) 3	$5/2^-$	1,660		

Вторая система уровней

ℓ	J	E_{λ} (МэВ)
1	$1/2^-$	1,91
-	-	-
0	$1/2^+$	2,35
-	-	-
1	$1/2^-$	1,91
1	$3/2^-$	0,442 1,312
-	-	-

4. О применении одноканальной
формулы для описания угловых распределений
нейтронов, рассеянных на ядрах с ненулевым спином

Для описания угловых распределений нейтронов, рассеянных на ядрах с ненулевым спином одноканальная формула (3), строго говоря, неприменима: в этом случае необходимо пользоваться общей формулой (2). Согласно этой формуле сложные состояния составного ядра, рассматриваемые как суперпозиция состояний μ и ν (по волновым функциям которых производится разложение волновой функции ядра), могут быть образованы путем поглощения ядром-мишенью нейтрона, орбитальный момент которого по отношению к состоянию μ равен l_μ , а по отношению к состоянию ν - l_ν . Процесс образования составного ядра должен быть также охарактеризован спином канала S . Штрихованные величины l'_μ , l'_ν и S' соответствуют процессу распада составного ядра по каналу, ведущему к образованию ядра-продукта в основном состоянии (поскольку мы рассматриваем только упругое рассеяние).

В случае четно-четных ядер, очевидно, $S' = S = 1/2$, и суммирование по S отпадает. Для ядер с ненулевым спином ядра-мишени спин канала может принимать два значения ($S = I \pm 1/2$) и, если $l_\mu \neq 0$ и $l_\nu \neq 0$, то, вообще говоря, при обоих значениях S может быть образовано составное ядро с данным спином J .

$$\vec{J}_\mu = \vec{S} + \vec{l}_\mu ; \quad \vec{J}_\nu = \vec{S} + \vec{l}_\nu \quad (23)$$

То же самое имеет место и при распаде составного ядра:

$$\vec{J}'_\mu = \vec{S}' + \vec{l}'_\mu ; \quad \vec{J}'_\nu = \vec{S}' + \vec{l}'_\nu \quad (24)$$

Как видно из соотношений (23) и (24), в случае $S > 1/2$ ($I \neq 0$) они могут выполняться при нескольких возможных значениях l_μ , l_ν и, соответственно l'_μ , l'_ν , из которых затем отбираются допустимые значения с помощью

закона сохранения четности:

$$(-1)^{\ell_M} = (-1)^{\ell'_M} = \pi_M \cdot \pi_0 ; \quad (-1)^{\ell_Y} = (-1)^{\ell'_Y} = \pi_Y \cdot \pi_0 , \quad (25)$$

где π_0 - четность основного состояния ядра-мишени. Таким образом, для ядер с ненулевым спином ядра-мишени равенства $\ell'_M = \ell_M ; \ell'_Y = \ell_Y$ не выполняются. Указанные обстоятельства ведут к резкому увеличению числа членов в сумме по каналам реакций и, главное, к необходимости знания характеризующих эти каналы ширин. В случае четно-четных ядер каждый уровень может быть охарактеризован лишь одной нейтронной шириной Γ_{nM} , соответствующей единственно возможному спину канала $S = 1/2$ и единственно возможному при заданных J_M и π_M значению ℓ_M . Для ядер с ненулевым спином точное описание угловых распределений требует знание амплитуд нейтронных ширин каждого из каналов, по которому может образоваться или распасться состояние $J_M : \gamma_{nS\ell_M} (\Gamma_{nS\ell_M} = \gamma_{nS\ell_M}^2 \cdot V_{\ell_M})$.

Поскольку информация о нейтронных ширинах, как правило, получается путем анализа данных по полным сечениям в окрестности каждого резонанса, известные нам нейтронные ширины нечетных ядер представляют собой суммы по каналам:

$$\Gamma_{nM} = \sum_S \sum_{\ell_M} \Gamma_{nS\ell_M} \quad (26)$$

Благодаря правилам отбора по четности значения ℓ_M в сумме (26) отличаются на 2. Поэтому, если рассматривается область не слишком высоких энергий, основной вклад в сумму дадут члены с минимальным значением ℓ_M , допустимым при данном спине канала S . Например, при возбуждении уровня ядра ^{15}N с $E_M = 1116$ КэВ $J_M^{\pi_M} = 3/2^-$ в реакции нейтронов с ^{14}N ($J^{\pi_0} = 1^+$).

$$\begin{aligned} \Gamma_{nM} &= \Gamma_{n\ 1/2,1} + \Gamma_{n\ 3/2,1} + \Gamma_{n\ 3/2,3} \approx \\ &\approx \Gamma_{n\ 1/2,1} + \Gamma_{n\ 3/2,1}. \end{aligned} \quad (27)$$

Пренебрежение вкладом f - волны в возбуждение уровней, которые могут возбуждаться ρ - волной, как и пренебрежение вкладом α - волны в возбуждение S' - резонансов, в области разрешенных резонансов даже легких ядер, как правило, несущественно сказывается на результатах, если речь идет о расчете сечений или низких угловых моментов. В то же время вклад f - волны в величину $B_3(E)$ в окрестности упомянутого резонанса азота будет определяющим; так что пренебрежение $\Gamma_n 3/2, 3$ не позволит правильно рассчитывать эту величину (точно так же, как пренебрежение α - волной при расчете резонанса с $\gamma^\pi = 3/2^+$ не позволит точно описать $B_1(E)$, и $B_2(E)$ в окрестности такого резонанса). Следует однако отметить, что вследствие относительно малости проникаемостей P_2 и P_3 в области низких энергий (при 1 МэВ $P_1 / P_3 \sim 10^4$ равно $\sim 10^3$) пренебрегаемые вклады в высокие угловые моменты также будут малы.

Поэтому при первоначальной оценке вполне допустим учет в сумме (2) лишь вклада волн с минимальным орбитальным моментом.

Сложнее обстоит дело с учетом вклада каналов с различным сечением S' . Незнание составляющих $\Gamma_n S'_1$ и $\Gamma_n S'_2$, образующих суммарную нейтронную ширину, которую считаем соответствующей минимально допустимому значению ℓ не позволяет правильно рассчитать интерференционные члены в формуле (2). Для системы уровней с данными γ^π ширины $\Gamma_n S'_1$ и $\Gamma_n S'_2$ представляют собой случайные числа, расположенные по χ^2 - распределению с одной степенью свободы вокруг одинаковых средних значений

$$\langle \Gamma_n S'_1 \rangle = \langle \Gamma_n S'_2 \rangle = \frac{1}{2} \langle \Gamma_n \rangle;$$

$$\rho(\Gamma_n S'_1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \langle \Gamma_n S'_1 \rangle} = \frac{1}{\sqrt{\Gamma_n S'_1}} \cdot e^{-\Gamma_n S'_1 / 2 \langle \Gamma_n S'_1 \rangle} \quad (28)$$

Таким образом, при фиксированной полной нейтронной ширине Γ_n плотность вероятности данного значения $\Gamma_n S'_1$ равна

$$\begin{aligned}
 & p(\Gamma_{nS_1} | (\Gamma_{nS_1} + \Gamma_{nS_2} = \Gamma_n)) = \\
 & = \frac{p(\Gamma_{nS_1}) \cdot p(\Gamma_{nS_2} = \Gamma_n - \Gamma_{nS_1})}{p(\Gamma_{nS_1} + \Gamma_{nS_2} = \Gamma_n)} = \frac{1}{\pi \bar{\Gamma}_n^2 \sqrt{\Gamma_{nS_1}(\Gamma_n - \Gamma_{nS_1})}} \quad (29)
 \end{aligned}$$

$$\text{Отсюда } \bar{\Gamma}_{nS_1} = \Gamma_n / 2; \quad \overline{\Gamma_{nS_1}^2} - \bar{\Gamma}_{nS_1}^2 = \Gamma_n^2 / 8 = \bar{\Gamma}_{nS_1}^2 / 4.$$

Таким образом, несмотря на то, что распределение возможных значений Γ_{nS_1} при фиксированной сумме $\Gamma_{nS_1} + \Gamma_{nS_2}$ имеет интегрируемые полюса при $\Gamma_{nS_1} = 0$ и $\Gamma_{nS_1} = \Gamma_n$, дисперсия Γ_{nS_1} сравнительно невелика (для распределения Портера-Томаса $\overline{\Gamma_{nS_1}^2} - \bar{\Gamma}_{nS_1}^2 = 2\bar{\Gamma}_{nS_1}^2$). Поэтому при отсутствии информации о величинах Γ_{nS_1} и Γ_{nS_2} можно приближенно положить $\Gamma_{nS_1} = \Gamma_{nS_2} = \Gamma_n / 2$.

При сделанных предположениях ($\Gamma_{nS_1} = \Gamma_{nS_2} = \Gamma_{nS} = \frac{1}{2} \Gamma_n$) расчет энергетической зависимости угловых моментов в окрестности изолированных резонансов ядер с ненулевым спином можно производить в одноканальном приближении, реализованном в программе УГРА. Резонансный член $B_k^{res}(E)$ в этом случае будет иметь вид:

$$\begin{aligned}
 B_k^{res}(E) = & \frac{2\pi \tilde{\lambda}^2}{(2I+1)} \sum_{S=I-1/2}^{I+1/2} \sum_{M=-I}^I \sum_{\nu=1}^M z(\Gamma_{nS} \Gamma_{\nu} l_{\nu} j_{\nu} / S k) \cdot z(\Gamma_{nS} \Gamma_{\nu} l_{\nu} j_{\nu} / S k) \cdot \\
 & \times A(M, \nu) \cdot \cos(\varphi_{\Gamma M} - \varphi_{\Gamma M'}) \cdot \cos(\varphi_{\nu \nu} - \varphi_{\nu \nu}') \quad (30)
 \end{aligned}$$

если через $A(M, \nu)$ обозначить дробь, входящую в формулу (16). $B_k^{pot}(E)$ и $B_k^{int}(E)$ в этом случае останутся без изменения.

Определение Γ_{nS_1} и Γ_{nS_2} ($= \frac{1}{2} \Gamma_n$) при $l_{min} \neq 0$ и $I \neq 0$ в программе УГРА производится автоматически.

При наличии экспериментальных данных о детальной энергетической зависимости B_k сравнение их с результатами расчетов в сделанных приближениях может дать информацию, достаточную для определения всех необходимых каналových ширин. В этом случае уточненный расчет B_k следует производить с помощью многоканального варианта программы УГРА. Этот вариант программы пока не написан в связи с отсутствием необходимой информации по большинству нечетных ядер, детальная оценка угловых распределений на которых представляет интерес с точки зрения практики расчетов реакторов и защиты.

5. Инструкции по использованию

Ввод исходных данных

Первый ввод

- 1) II - спин ядра-мишени
- 2) E - минимальная энергия нейтрона в Мэв (а также идентификатор текущей энергии).
- 3) $E1, E2, E3, E4, E5$ - верхние границы энергетических интервалов, в каждом, из которых может быть рассчитано сечение с шагом, соответственно.
- 4) $d1, d2, d3, d4, d5$ - если значение $EK=I$ и $E1 < E2 < E3 < E4 < E5$.
- 5) NB - полное число резонансов
- 6) $A [0 : 5]$ - массив радиусов a_r .
- 7) LLM - максимальное число обсчитываемых моментов сечения ($LLM \leq 5$).
- 8) $GMAX$ - максимальное значение величины $J_m + 1/2$.
- 9) EK - при расчете моментов сечения в заданных интервалах $EK = I$; при расчете сечения в точках, заданных массивом $EM [I : EK]$, $EK = I$.

Второй ввод

- 1) AT - атомный вес изотопа.
- 2) $MNU [I : abs(NB)]$ - массив значений сумм $\nu_m + J_m + 1/2$, определяющей номер системы уровней.
- 3) $EO [I : abs(NB)]$ - массив энергий резонансов в Мэв.
- 4) $GAM [I : abs(NB)]$ - массив нейтронных ширин (Γ_n) в Мэв.
- 5) $GAG [I : abs(NB)]$ - массив радиационных ширин (Γ_γ) в Мэв.
- 6) $LZ [I : abs(NB)]$ - массив орбитальных моментов ℓ_m .
- 7) $JI [I : abs(NB)]$ - массив значений величины J_m .
- 8) $EM [I : EK]$ - массив заданных значений энергий, при которых должны быть рассчитаны моменты сечения (если $EK = I$ расчет осуществляется в заданных интервалах (см. выше)).

Порядок выдачи результатов расчета

- 1) AT - атомный вес изотопа.
- 2) NB - полное число резонансов.
- 3) Для каждой энергетической точки выводятся значение энергии и массив угловых моментов Bl [$I : a_{bl}(NB)$] (если $NB > 0$) и Bl [$I : a_{bl}(NB.)$] / Bl [0] (если $NB < 0$).
Затем выводятся исходные данные.
- 4) EO - массив энергий резонансов в МэВ.
- 5) GAX - массив нейтронных ширин Γ_{xn} в МэВ.
- 6) GAG - массив радиационных ширин Γ_{γ} в МэВ.
- 7) Lx - массив орбитальных моментов ℓ_m .
- 8) Ji - массив значений спина составного ядра J_m .

В таблице 5 помещен образец выдачи результатов, полученных с помощью программы УГРА при расчете семи резонансов ядра $^{16}_8O$ по данным, указанным в таблице I.

Как видно из рис.2, где приведен расчет трех угловых моментов кислорода в области энергий от ~ 0 до 3 МэВ, согласие результатов расчета с экспериментальными данными вполне удовлетворительное.

Таблица 5

Образец выдачи результатов расчета
угловых моментов по программе УПРА

A=16

NB=7

Угловые моменты

B [L] (при NB > 0) или B [L] / B [0] (при NB < 0 и L > 0)

B	0	1	2	3	4	5
1.0000	8.1388	0.5012	14.9272	2.3200	0.1656	0.0014
1.2500	2.9194	-0.3206	2.7675	-0.4511	-0.0913	-0.0057
1.5000	2.0460	0.1789	0.9110	0.0653	0.0189	0.0017
1.7500	1.7757	0.0620	0.3834	0.0651	-0.0179	0.0022
2.0000	1.5646	0.0073	0.4754	-0.0953	-0.0221	0.0014
2.2500	1.1835	-0.4007	0.4884	-0.1201	-0.0237	0.0015
2.5000	1.0089	0.5000	0.0752	-0.2663	-0.0389	0.0013

Исходные данные

EO	GAN	GAG	LZ	JZ
2.3500	0.1200	0.00010	0	1/2
1.9100	0.0300	0.00010	1	1/2
0.4420	0.0460	0.00010	1	3/2
1.3120	0.0420	0.00010	1	3/2
1.0000	0.1000	0.00010	2	3/2
1.8400	0.0080	0.00010	2	3/2
1.6600	0.0070	0.00010	3	5/2

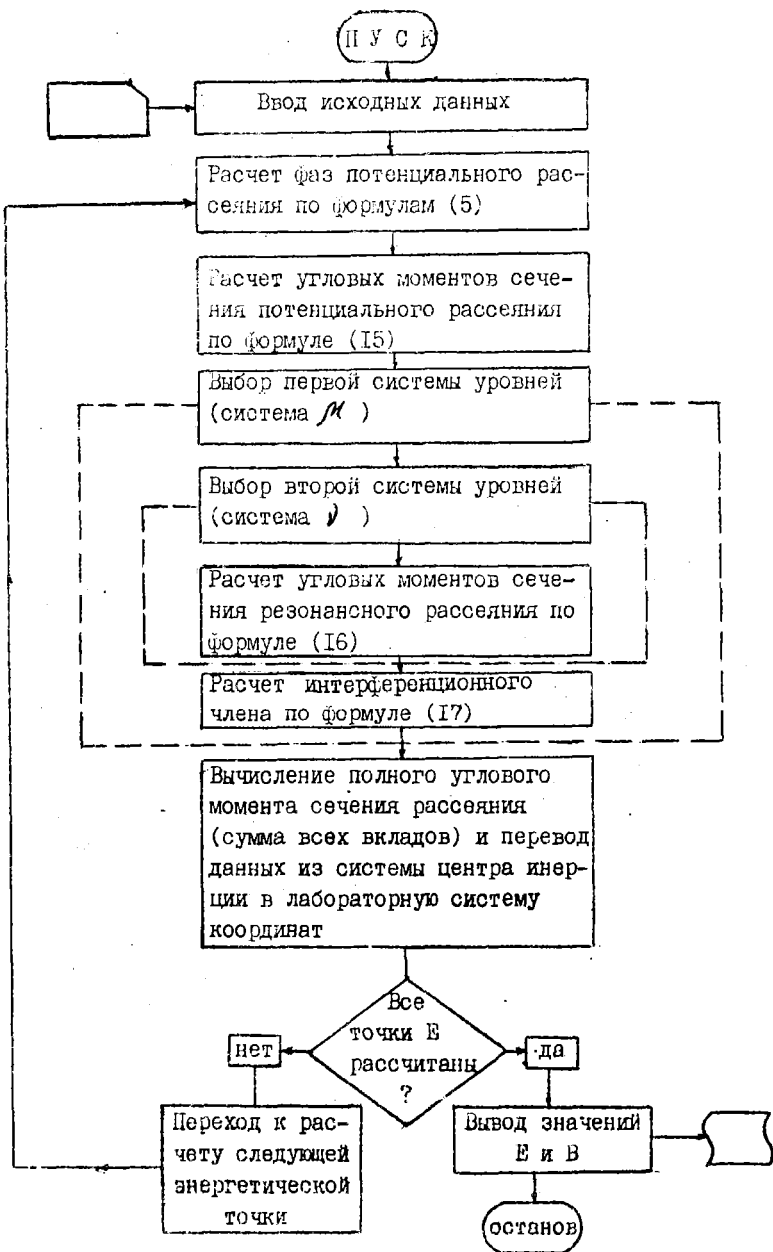


Рис. 1. Блок-схема программы УГРА.

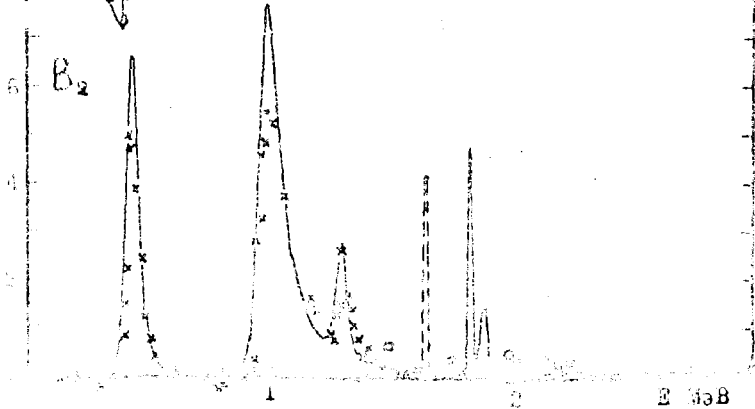
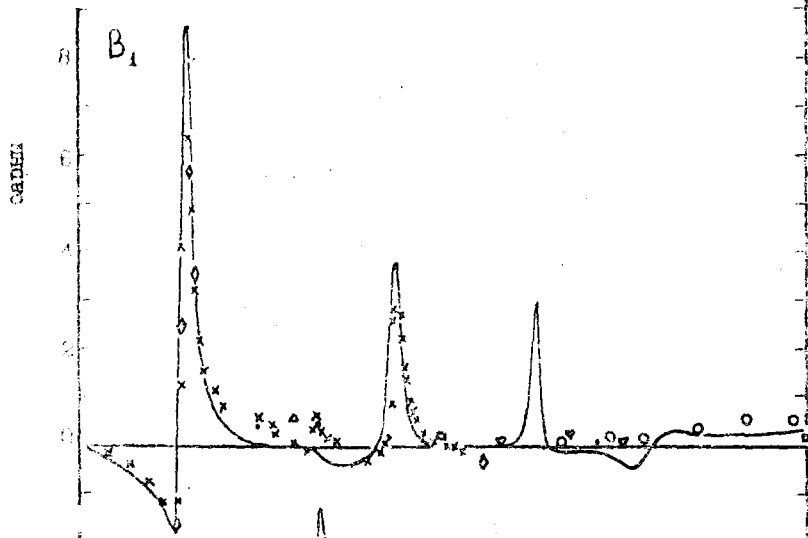
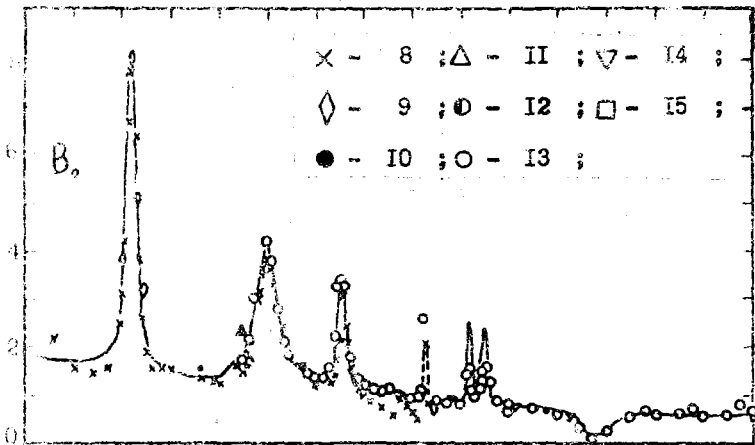


Рис. 1. Зависимость сдвига от энергии рассеяния (сдвиги в градусах - по оси ординат)

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Лукьянов А.А., Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М., Атомиздат, 1974.
2. Николаев М.И., Базаянц Н.О., Анизотропия упругого рассеяния нейтронов. М., Атомиздат, 1972.
3. Балдин А.И., Гольдинский В.И., Максименко В.М., Розентам М.И., Кинематика ядерных реакций, М., Атомиздат, 1968.
4. Лейтн М. и Томас Р., Теория ядерных реакций при низких энергиях. Перевод с английского под редак. Аграновича В.М., М., Изд-во иностранной литературы, 1960.
5. Blatt J.H., Biedenharn L.C., *Nucl. Mod. Phys.*, **24**, 258 (1952).
6. Абагян Л.П., Базаянц Н.О., Бояларенко В.Е., Гусейнов А.Г., Лукьянов А.А., Маханов У.М., Мелецьев В.И., Николаев М.И., Орлов В.В., Работнов Н.С., Суворов А.П., Усачев Л.М., Фоминин В.В., Влияние резонансной структуры сечений на распространение и замедление нейтронов в средах с резонансными ядрами на делющихся элементах. *Абстракт*, **25/R/307** (Русск. Сов. Союз, 1964).
7. Абагян Л.П., Николаев М.И., Синица В.В., сб. "Ядерные константы", вып. 9, стр. 145, Атомиздат, 1972.
8. Lane R.C. et al., *Amer. Phys.*, **12**, 135 (1961).
9. Okazaki A., *Phys. Rev.*, **99**, 75 (1955).
10. Fowler J.L., Serber R.G., *Phys. Rev.*, **109**, 69 (1958).
11. Ловачкова Г.И., *Атомная энергия*, **13**, 60 (1962).
12. Hanzlmeier W., Haber P., *Nucl. Phys. Acta*, **22**, 351 (1962).
13. Cierjacks S. et al., ЦРК ЮОСО, ВАНДЕРС-III'70", June 1966.
14. Martin J.L., Zuckler M.H., *ENI-400*, т. 1, 1962.
15. Phillips D.D., *ENI-400*, т. 1, 1962.

1. А.И.Блохин, А.В.Игнатьев, В.П.Платонов и др. Влияние коллективных эффектов в плотности уровней на энергетическую зависимость сечений радиационного захвата быстрых нейтронов.....	3
2. Ю.Н.Шубин. Статистический анализ нейтронных сечений на фильтрованных пучках.....	15
3. В.Н.Виноградов, Е.В.Гай, Н.С.Работнов. Об "отрицательных" уровнях в резонансном анализе.....	21
4. А.А.Ваньков, А.И.Воропаев, М.З.Тараско. Байесовский подход к обработке экспериментальных данных. (реализация алгоритма).....	32
5. В.И.Пляскин, В.И.Трыкова. Анализ спектров нейтронов неупруго рассеянных на ядрах с начальными энергиями 7,9,14 Мэв.....	49
6. Н.В.Корнилов, В.И.Пляскин, О.А.Сальников и др. О спектре нейтронов эмиссии из урана-238.....	58
7. Ю.Г.Остапенко, Г.Н.Смирнякин, А.С.Солдатов и др. Выход реакции (γ, f) ^{235}U , ^{238}U и ^{238}Pu глубоко под порогом.....	65
8. Е.С.Матусевич, С.С.Прохоров. Гамма-излучение при бомбардировке толстых мишеней протонами и альфа-частицами средней энергии.....	73
9. В.А.Толстикова, В.С.Шорин. Оценка сечения радиационного захвата нейтронов для золота в области 1-100 кэв.....	106
10. В.А.Дулин. Влияние гетерогенной структуры быстрых критсборок на величину коэффициентов реактивности материалов.....	126
11. В.А.Дулин. Влияние группового приближения на величину коэффициентов реактивности материалов в быстрых реакторах.....	134
12. М.Ф.Воротынецов, А.А.Ваньков, А.И.Воропаев и др. Детальный расчет энергетического спектра нейтронов и проблема подготовки групповых констант....	147

13. В.В.Возяков, В.А.Пивоваров. Реализация алгоритма расчета спектра нейтронов на основе библиотек оцененных ядерных данных.....	185
14. А.А.Ваньков, А.И.Воропаев, В.В.Орлов и др. Уточнение расчета выгорания и накопления горючего по результатам физических измерений на реакторе БН-350. (Метод статистического переноса).....	196
15. Г.М.Шакин. Анализ экспериментов по измерению Допплер-эффекта в реакторе <i>SEFOR</i>	208
16. Ю.Ю.Васильев, В.Н.Гурин. Корректировка нейтронно-физических параметров гомогенных плутоний-водных систем....	235
17. А.А.Блыскавка, В.Н.Гурин. Расчетная оценка зависимости критической массы двуоксида урана высокого обогащения от плотности.....	246
18. Д.А.Усиков. Суммирование квадратов вкладов как оценка дисперсии расчета методом Монте-Карло.....	252
19. Н.О.Базезяцц, А.С.Забродская, М.Н.Николаев. УПРА-программа расчета угловых распределений нейтронов в многоуровневом одноканальном приближении.....	261

Библиографический индекс работ сборника в международной
системе СИИДА

ISOTOPE	QUANTITY	INSTITUTE	MIN ENERGY	MAX (EV)	REFERENCE	DATE	FIRST AUTHOR, COMMENTS
Gd-158	LDL	FEI	7		YK 21 3	76	BLØKHIN+.D,WG,WG/D,TBL
Er-170	LDL	FEI	7		YK 21 3	76	BLØKHIN+.D,WG,WG/D,TBL
Th-232	LDL	FEI	7		YK 21 3	76	BLØKHIN+.D,WG,WG/D,TBL
U-238	LDL	FEI	7		YK 21 3	76	BLØKHIN+.D,WG,WG/D,TBL
Gd-159	NG	FEI	7		YK 21 3	76	BLØKHIN+.SIG(NEUT-E),GRAPH
Er-171	NG	FEI	7		YK 21 3	76	BLØKHIN+.SIG(NEUT-E),GRAPH
Th-233	NG	FEI	7		YK 21 3	76	BLØKHIN+.SIG(NEUT-E),GRAPH
U-239	NG	FEI	7		YK 21 3	76	BLØKHIN+.SIG(NEUT-E),GRAPH
Fe-56	STP	FEI	6		YK 21 I5	76	SHUBIN.CALCULATION
Fe-56	LDL	FEI	6		YK 21 I5	76	SHUBIN.CALCULATION
C-12	DIN	FEI	7.0 ⁶	1.4 ⁷	YK 21 49	76	PLJASKIN+.ANAL SPEC OF INEL SCAT NS
U-238	DIN	FEI	4.0 ⁶	1.4 ⁷	YK 21 58	76	KØRNILØV+.NEUT SPEC FROM U-238
U-235	GF	FEI	5.0 ⁶	7.0 ⁶	YK 21 65	76	ØSTAPENKØ+.Y(E),GRAPH
U-238	GF	FEI	5.0 ⁶	7.0 ⁶	YK 21 65	76	ØSTAPENKØ+.Y(E),GRAPH
Pu-239	GF	FEI	5.0 ⁶	7.0 ⁶	YK 21 65	76	ØSTAPENKØ+.Y(E),GRAPH
Au-197	NG	FEI	1.0 ³	1.0 ⁵	YK 21 I06	76	TØLSTIKØV+.SIG(NEUT-E)

В О П Р О С Ы
А Т О М Н О Й Н А У К И И Т Е Х Н И К И

серия:

ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Выпуск 21

ТГ-02469 от 1.10.76. Объем 12 уч. изд. л. Тираж 350 экз.

Цена 1 руб. 20 коп. *Ассис 657*

Отпечатано на ротепринте ФЭИ, о к т я б р ь, 1976 г.



Цена 1 руб. 20 коп.