

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

---

СЕРИЯ:  
Ядерные константы

ВЫПУСК

2 (33)

1979

НАСТОЯЩИЙ СБОРНИК ИЗДАЕТСЯ ПЕРИОДИЧЕСКИ. В ГОД ВЫХОДИТ 4—5 ВЫПУСКОВ. СБОРНИК ВКЛЮЧАЕТ СТАТЬИ ПО СЛЕДУЮЩЕЙ ТЕМАТИКЕ:

— НЕЙТРОННЫЕ ДАННЫЕ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0,0001 эВ—20 МэВ;

— НЕНЕЙТРОННЫЕ ДАННЫЕ: КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИИ.

В СБОРНИКЕ ПУБЛИКУЮТСЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ, ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ, ОБЗОРНЫЕ, КОМПИЛЯЦИОННЫЕ РАБОТЫ; ОПИСАНИЯ АЛГОРИТМОВ И ПРОГРАММ РАСЧЕТА И ОБРАБОТКИ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ; ВОПРОСЫ ПЛАНИРОВАНИЯ ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА И ДР.

ЕЖЕГОДНЫЙ ТИРАЖ ОПРЕДЕЛЯЕТСЯ ЗАЯВКАМИ, ПОСТУПИВШИМИ ОТ СОВЕТСКИХ И ЗАРУБЕЖНЫХ ОРГАНИЗАЦИЙ В ЦНИИАтоминформ.

## ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: Ядерные константы

Выпуск 2 (33)

Москва 1979

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ  
И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

### СОДЕРЖАНИЕ

Душин В.Н. К теории нейтронно-физического эксперимента _____	3
Лисичкин Ю.В., Довбенко А.Г., <u>Ефименко Б.А.</u> , Новиков А.Г., Смиреникина Л.Д., Тихонова С.И. Учет конечных размеров образца при обработке измерений дважды дифференциальных сечений рассеяния медленных нейтронов _____	12
Тертычный Г.Я., Ядровский Е.Л. Эффекты нарушения чистоты изоспина в реакциях ( $p, n$ ), ( $p, p'$ ), ( $n, n'$ ) _____	24
Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. Об информационной емкости экспериментальной кривой с ошибками _____	31
Ахмедов Г.М., Ставинский В.С. О некоторых особенностях спектра мгновенных нейтронов деления _____	36
Искендеров С.М., Ваньков А.А., Новиков А.Г. Восстановление формы естественной линии в спектрах квазиупругого рассеяния медленных нейтронов водой _____	44
Трофимов Ю.Н. Расчетные характеристики функций возбуждения реакций ( $n, \rho$ ) _____	47
Бычков В.М., Манохин В.Н., Пащенко А.Б., Пляскин В.И. Сечения пороговых реакций ( $n, \rho$ ), ( $n, \alpha$ ), ( $n, 2n$ ). Часть 3. Сечения реакции ( $n, \alpha$ ) в интервале энергий нейтронов от порога до 20 МэВ _____	51
Свирин М.И. Параметр плотности уровней на основе анализа энер- гетических распределений нейтронов в реакции $^{181}\text{Ta}(p, n)$ _____	68
Ловчикова Г.Н., Котельникова Г.В., Сальников О.А., Симаков С.П., Труфанов А.М., Фетисов Н.И. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергиями 5,23; 6,22 и 7,23 МэВ на ниобии _____	71

Гурин В.Н., Поплавко А.М.	
Учет кинетического эффекта в диффузионных расчетах путем коррекции транспортных сечений	76
Гурин В.Н., Поплавко А.М.	
Корреляционные соотношения для критических параметров гомогенных уран-водных систем	78
Библиографический индекс работ научно-технического сбор- ника "Вопросы атомной науки и техники . Серия: Ядерные константы", 1979, вып.2(33) в Международной системе СИИДА	82
Требования к авторским текстам, поступающим для издания в научно-техническом сборнике "Вопросы атомной науки и техники"	85

Главный редактор В.А.КУЗНЕЦОВ

Редакционная коллегия: А.А.Абагян, Б.Г.Дубовский,  
В.Г.Заграфов, Ю.С.Землянин, О.Д.Казачковский, Д.А.Кардашев (ответст-  
венный секретарь), В.Н.Манохин, И.Г.Морозов, В.И.Мостовой, П.Э.Неми-  
ровский, М.Н.Николаев, В.В.Орлов, К.А.Петржак, С.М.Сухоручкин, Л.Н.Уса-  
чев (заместитель главного редактора)

© Центральный научно-исследовательский институт  
информации и технико-экономических исследований  
по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1979

УДК 539.170.01

К ТЕОРИИ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

В.Н. Душин

ON THE THEORY OF THE NEUTRON-PHISICS EXPERIMENT. Questions on obtaining nuclear constant values from experimental data are considered. The method based on considering the problem of determination exact nuclear constant values from differential experiments as inverse radiation transfer problem is suggested. In this case ther is not necessity in taking into account corrections which transponse real experimental conditions to ideal and possibility appears to estimate directly the covariance matrix - the significant part of the system of constants. It becames available using the obtained correlational properties of the nuclear constants to plan the number of differential experiments to increase the accuracy nuclear constants. To solve the inverse radiation transfer problem, which is often incorrect posed, stohastical quasigradient and statistical regularization methods are suggested. As an example the treatment of problems on determination the nuclear constant values from experimental data are given.

Допустимые границы неопределенностей параметров ядерно-физических устройств предъявляют высокие требования к точности и достоверности ядерных данных. Существующие библиотеки ядерных данных не всегда удовлетворяют этим требованиям [1,2]. Проводимые корректировки данных по результатам интегральных экспериментов позволяют повысить точность предсказания параметров до необходимого уровня. Однако наличие погрешностей и приближений расчетной модели и другие причины неадекватности эксперимента и расчета делают задачу корректировки констант внутренне противоречивой, а результаты корректировки всегда до некоторой степени формальными [2,3]. Метод статистического переноса [4,5] позволяет вводить поправки в прогнозируемые параметры, используя данные интегральных экспериментов, и избежать при этом вопросов корректировки ядерно-физических констант (ЯФК). В то же время вопрос об уточнении ЯФК продолжает оставаться открытым, о чем свидетельствуют многочисленные, весьма точные данные различных экспериментальных групп, смещенные относительно друг друга на величины, значительно превышающие предполагаемые ошибки. Это вызвано, как показывает анализ, тем, что при обработке экспериментальных данных с целью извлечения значений ЯФК основную погрешность вносит неопределенность вводимых поправок, которые преобразуют условия эксперимента в идеальные. Повышение точности ЯФК связано с увеличением числа поправок и требует полного рассмотрения процесса получения экспериментальных данных и их связи с определяемыми ЯФК. При этом вовлеченными в рассмотрение оказываются другие ЯФК и физические параметры экспериментальных устройств, неопределенность которых, как правило, ограничивает точность измеряемых ЯФК [6-12]. Кроме введения самих поправок важным моментом при определении значений ЯФК является оценка ковариационной матрицы результата [2,13]. Эта оценка может быть непростой ввиду сложного и не всегда явного характера поправок и способов их учета. Поэтому, следуя данным работы [14], представляется целесообразным описать искажения экспериментальных результатов с единой точки зрения, рассматривая задачу извлечения значений ЯФК как обратную теорию переноса излучения. Такой подход может оказаться полезным при планировании дифференциальных экспериментов по уточнению ЯФК с учетом корреляционных свойств экспериментальных методик [15].

## Постановка задачи

Для большинства экспериментов по измерению ЯФК связь изучаемых ядерно-физических характеристик мишени с экспериментальными данными, получаемыми на выходе регистрирующего устройства, описывается следующей системой уравнений:

$$L_i F^i(x) = S^i(x); \quad (1a)$$

$$S^i(x) = \sum_j \left[ \sum^{j \rightarrow i} (x), F^j(x) \right]; \quad (1б)$$

$$A \left\{ \left[ F^k(x), \Sigma \right] \right\} = \Phi(x). \quad (1в)$$

Здесь (1a) – уравнение переноса излучения типа  $i$  в экспериментальной установке;

(1б) – уравнение, описывающее рождение излучения типа  $i$ ;

уравнение (1в) связывает свойства детектора (оператора  $A$ ) и измеряемое значение ЯФК  $\Sigma(x)$  с показаниями детектора  $\Phi(x)$ . Таким образом, задача точного определения ЯФК из экспериментальных данных сводится к решению системы (1) относительно искомых параметров (так называемая обратная задача теории переноса излучения).

Вид системы уравнений обратной задачи, записанных в символической форме (1), в каждом конкретном случае будет определяться смыслом измеряемой константы и условиями эксперимента. Можно описать эксперимент меньшим числом уравнений, не используя, например, уравнения типа (1б), если источник излучения считается известным, или типа (1в), если пренебречь влиянием характеристик детектора на регистрацию излучения или если измеряемая константа уже включена в какое-либо уравнение системы (1). Однако всегда в системе уравнений обратной задачи будет присутствовать уравнение переноса излучения (нейтронов,  $\gamma$ -квантов, заряженных частиц). Очевидно, полное решение системы (1) требуется в случае плохой геометрии эксперимента или при прецизионном определении ЯФК.

Важно подчеркнуть, что в систему (1) кроме ЯФК, которые определяются в данном эксперименте, входит большое число известных ядерных данных, т.е. определенных в других экспериментах с некоторой (не всегда достаточно хорошо известной) погрешностью. Система (1) делает явной недоопределенность задачи извлечения ЯФК в отдельном эксперименте и показывает необходимость рассмотрения задачи определения ЯФК как задачи планирования некоторой совокупности экспериментов с обязательной оценкой ковариационной матрицы результата [3,13].

Как правило, систему (1) заменяют уравнениями в поправках, более простыми и удобными в решении. Для составления уравнений в поправках обычно требуется решить систему (1) по априорно известным оценкам искомых параметров, но иногда эти уравнения можно записать, не рассматривая исходной системы (1). В качестве примера приведем уравнения [16], возникающие при обработке данных экспериментов по измерению сечения деления изотопов  $^{252}\text{Cf}$  нейтронами делительного спектра:

$$\left. \begin{aligned} \sum_{\chi} &= \alpha \frac{N_{\chi} K_1}{K_{\tau} (I_0 + \delta I)}, \\ I_0 &= (\bar{\nu} N_{\text{Cf}} K_2, \cos^{-1} \vartheta). \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где

Здесь  $\alpha$  – множитель, учитывающий количество и геометрию слоя исследуемого изотопа;

$N_{\chi}$  и  $N_{\text{Cf}}$  – число делений изучаемого изотопа и  $^{252}\text{Cf}$ ;

$\bar{\nu}$  – среднее число нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$ ;

$K_1$  и  $K_2$  – поправки на поглощение в слое и экстраполяцию к нулевой энергии осколков деления;

$K_{\tau}$  – поправка на "мертвое время";

$I_0$  – поток нейтронов через мишень;

$\vartheta$  – угол между нормалью к плоскости мишени и направлением полета нейтрона;

$\delta I$  – поправка, учитывающая рассеяние и поглощение нейтронов в экспериментальной установке.

Задача сводится к вычислению поправок  $\alpha$ ,  $K_1$ ,  $K_2$ ,  $K_T$  и  $\delta I$ . Наибольшую трудность обычно представляет определение величины  $\delta I$  [17]. Выражения (2) являются приближенными, они например, не учитывают возмущения спектрального состава потока нейтронов деления. Для учета этого эффекта, который составляет до 0,1%, необходимо решать систему (1). В случае проведения прецизионных экспериментов уравнения в поправках, получение которых связано с определенными приближениями, не обеспечивают, как правило, необходимой точности, поэтому следует обратиться к системе (1).

Прежде чем рассмотреть методы решения (1), следует отметить некорректность постановки обратной задачи теории переноса излучения. Уравнение переноса запишем в символической форме

$$LF = S. \quad (3)$$

Возмущенное уравнение с оператором  $L^* = L + \delta$ , где  $\delta = \begin{cases} 0, & x \in \bar{\Delta}, \\ \delta, & x \in \Delta. \end{cases}$   
Тогда

$$L^* F^* = S; \quad (4)$$

$$\|L - L^*\|_C = \|\delta\|_C. \quad (5)$$

Используя выражения (3) и (4), можно получить

$$LF - LF^* - \delta F^* = 0,$$

или

$$\|L(F - F^*)\| = \|\delta F^*\|,$$

откуда

$$\|F - F^*\| \leq \|L\|^{-1} \cdot \|\delta\| \cdot \|F^*\|. \quad (6)$$

Рассматривая норму в пространстве  $L_2$ , что согласуется с физическим смыслом задачи, правую часть (6) путем выбора области  $\Delta$  можно сделать сколь угодно малой, тогда как изменение параметров произошло на конечную величину (4). Неравенство (6) можно усилить, если учесть, что регистрируется не поток  $F$ , а некоторый функционал от потока  $(F, P)$ :

$$\|(F, P)\| \leq \|P\| \cdot \|F\|.$$

Следовательно, для уравнения в общем случае не выполняется условие устойчивости [18]. Интегральное уравнение (1в), как известно [18], также представляет собой некорректно поставленную задачу. Таким образом, решение обратной задачи теории переноса требует применения методов регуляризации [18, 19].

### Методы решения

Система уравнений (1) позволяет провести полезную с точки зрения выбора методов решения классификацию обратных задач теории переноса, разделив все задачи по определению ЯФК на два больших класса: линейные и нелинейные. Эта классификация соответствует линейной и нелинейной зависимостям решения уравнения переноса от определяемых ЯФК. В нейтронной физике нелинейными являются задачи определения сечения взаимодействия нейтронов (полное, упругое, захвата и т.п.) и индикатор рассеяния. Задачи измерения спектров нейтронов источника и определения сечений реакций типа  $(n, \chi)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(n, \gamma)$  в экспериментах, когда влиянием измеряемого сечения на перенос нейтронов можно пренебречь, являются линейными. Выделение двух типов задач целесообразно провести в связи с тем, что метод решения нелинейной задачи существенно усложняется зависимостью оператора переноса от неизвестных параметров.

Вследствие того что на практике условия расчета никогда полностью не адекватны условиям эксперимента, а величина  $\Phi(x)$  известна (с определенной погрешностью) лишь в ограниченном числе фазовых точек, решения обратной задачи в обычном смысле может не существовать<sup>х</sup>.

<sup>х</sup> Тот факт, что решение задачи существует, следует из физических соображений работы [14].

Согласно данным работы [18] рассмотрим задачу поиска некоторого обобщенного решения обратной задачи (1). Определим функционал  $\varphi$  на функциях  $\Sigma(x) \in C(0, \infty)$  ( $\Sigma(x)$  - неизвестные параметры):

$$\varphi(\Sigma) = \|\Phi(x) - \Phi^{\text{эксп}}(x)\|^2, \quad (7)$$

где  $\Phi(x)$  - вычисленные показания детектора;  
 $\Phi^{\text{эксп}}(x)$  - экспериментальные показания детектора.

Для физических приложений норма в выражении (7) может быть выбрана произвольным образом, но должна быть согласована с физическим смыслом задачи. Обычно используют норму  $L_2$ , тогда (7) имеет вид

$$\varphi(\Sigma) = \int_D [\Phi(x) - \Phi^{\text{эксп}}(x)]^2 dx,$$

где  $D$  - область определения  $\Phi^{\text{эксп}}(x)$  и  $\Phi(x)$ . Обобщенным решением обратной задачи [18] будем называть функции  $\Sigma'(x)$ , если

$$\varphi(\Sigma') = \inf \left[ \|\Phi(x) - \Phi^{\text{эксп}}(x)\|^2 : \Sigma(x) \in U, x \in D \right], \quad (8)$$

где  $U$  - область определения параметров  $\Sigma(x)$  - задается классом физически допустимых значений и может быть дополнительно ограничена априорной информацией. Поиск решения на выбранном классе функций эквивалентен определенному методу регуляризации [19]. Метод решения (8) до некоторой степени произволен и определяется в основном параметрами используемой ЭВМ и библиотекой подпрограмм. Однако можно рекомендовать метод стохастического квазиградиента [20]. Это вызвано тем, что для решения уравнения переноса в условиях произвольной геометрии эксперимента удобнее применять метод Монте-Карло, статистическая природа результатов которого делает невозможным точное вычисление функции цели и ее градиента, что не влияет на результаты поиска экстремума методом стохастического квазиградиента. В этом методе последовательности случайных точек  $\Sigma^s$ , сходящихся к решению задачи, строятся по формуле

$$\Sigma^{s+1} = \pi_U(\Sigma^s - \rho_s \xi^s), \quad s = 0, 1, \dots$$

Здесь  $\Sigma^0$  - произвольная начальная точка;  
 $\pi_U$  - оператор проектирования на область  $U$ ;  
 $\rho_s$  - величина шага ( $\rho_s > 0$ ,  $\rho_s \rightarrow 0$  при  $s \rightarrow \infty$ ,  $\sum_{s=0}^{\infty} \rho_s = \infty$ );  
 $\xi^s$  - случайный вектор, условное математическое ожидание которого

$$M(\xi^s / \Sigma^0, \Sigma^1, \dots, \Sigma^s) = \alpha_s \hat{\varphi}_s + \theta^s, \quad s = 0, 1, \dots,$$

где  $\alpha_s$  - неотрицательная случайная величина;  
 $\theta^s$  - случайный вектор;  
 $\hat{\varphi}_s$  - вектор обобщенного градиента, т.е. удовлетворяющий для любых  $\Sigma \in U$  неравенству

$$\varphi(\Sigma) - \varphi(\Sigma^s) \geq (\hat{\varphi}_s, \Sigma - \Sigma^s).$$

Вопросы сходимости метода рассматриваются в работах [20]. Для определения момента остановки поиска можно использовать какой-либо статистический критерий, например  $\chi^2$ .

Для линейных задач положение оказывается более простым, так как система (1) благодаря линейной зависимости от искомых параметров может быть сведена к интегральному уравнению, которое после дискретизации имеет вид

$$\sum_j B_{ji} \Sigma_j = \Phi_i. \quad (9)$$

Элементы матрицы  $B$  вычисляются с помощью системы (1) на основе априорной информации. При решении (9) применяют различные численные методы в зависимости от конкретных особенностей задачи и способов ведения дополнительных условий и ограничений на решение [8, 10, 18, 19, 21, 22].

Для определения матрицы ошибок измеряемой ЯФК и ее корреляционных свойств удобно ввести так называемые коэффициенты чувствительности  $S$ , определяемые в линейном случае при нормальном распределении всех случайных величин соотношением

$$\delta \Sigma = \sum_j S_j \delta b_j,$$

где  $\delta \Sigma$  - вариация определяемой ЯФК;

$\sigma_j$  - варьируемые параметры.

Тогда ковариационная матрица

$$\varepsilon = S^T \varepsilon_{\sigma} S,$$

где  $\varepsilon_{\sigma}$  - ковариационная матрица исходных величин, а коэффициент корреляции

$$R = \varepsilon / [D(\sigma_i) (S^T D \sigma S)]^{1/2}.$$

Вычисление коэффициентов  $S$  можно проводить различными способами. При небольшом числе констант  $\sigma_i$ , влияние которых анализируется, удобно использовать конечно-разностную аппроксимацию:

$$S_i = [\Sigma(\sigma_i, F) - \Sigma(\sigma_i', F')] / \Delta \sigma_i,$$

где  $F$  - параметр (например, поток нейтронов), через который  $\Sigma$  зависит неявным образом от констант  $\sigma_i$ . Учитывая неявную зависимость  $\Sigma$  от  $\sigma_i$ , можно записать

$$S_i = \frac{\partial \Sigma}{\partial \sigma_i} + \left( \frac{\partial \Sigma}{\partial F}, \frac{\partial F}{\partial \sigma_i} \right).$$

Предполагается существование всех производных, хотя некоторые из них не могут иметь физического смысла в связи с некорректным характером задачи. Дифференцируя уравнение переноса, можно получить соотношение для вычисления производных  $\frac{\partial F}{\partial \sigma_i}$ :

$$L \frac{\partial F}{\partial \sigma_i} = \left( \frac{\partial S}{\partial \sigma_i} - \frac{\partial L}{\partial \sigma_i} F \right),$$

которое также приходится решать методом Монте-Карло. При этом знакопеременность источника существенно увеличивает вычислительные затраты. Для определения производных  $\frac{\partial F}{\partial \sigma_i}$  можно применить методы Монте-Карло, развитые в работах [23, 24], позволяющие вычислять  $\frac{\partial F}{\partial \sigma_i}$  одновременно с определением потока  $F$ . Удобный способ вычисления коэффициентов  $S$  дает обобщенная теория возмущений [25]. Рассмотрим вариацию  $\delta \Sigma$ :

$$\delta \Sigma = \sum_j \frac{\partial \Sigma}{\partial \sigma_j} \delta \sigma_j + \left( \frac{\partial \Sigma}{\partial F}, \delta F \right).$$

Чтобы определить второе слагаемое, используем уравнение переноса в вариациях

$$L \delta F = \delta S - \delta L F \quad (10)$$

и сопряженное уравнение

$$L^* F^* = \frac{\delta \Sigma}{\delta F}. \quad (11)$$

Из выражений (10) и (11) получаем

$$\left( \delta F, \frac{\delta \Sigma}{\delta F} \right) = (F^*, \delta S) - (F^*, \delta L F),$$

откуда

$$S_j = \frac{\partial \Sigma}{\partial \sigma_j} + \left( F^*, \frac{\partial S}{\partial \sigma_j} \right) - \left( F^*, \frac{\partial L}{\partial \sigma_j} F \right).$$

Вектор  $S$  характеризует качество экспериментальной методики: чем меньше  $S_j$ , тем более корректно спланирован эксперимент по отношению к влиянию  $\sigma_j$  (константы) на результат. При планировании эксперимента предпочтение следует отдавать такой методике, которая минимизирует дисперсию ( $S^T D \sigma S$ ) или является наименее дорогой при заданной погрешности результата и параметров. Принципы методов решения подобных экстремальных задач изложены в работе [15].

#### Примеры постановки обратных задач

Предложенные математическая схема и методы решения обратных задач теории переноса излучения были использованы при составлении пакета прикладных программ TEST для ЭВМ БЭСМ-6 с целью уточненного определения значений ЯФК в экспериментах, проводимых в Радиовом институте им. В.Г. Хлопи-

на (г. Ленинград) и Техническом университете (г. Дрезден). Основой пакета являются подпрограммы решения уравнения переноса нейтронов и  $\gamma$ -квантов в условиях произвольной геометрии эксперимента. В подпрограммах реализованы оценки по пробегу, столкновениям и локальные оценки потока. Используется либо групповое приближение, либо задание сечения по точкам с линейной или дважды логарифмической интерполяцией. Численное решение некорректных интегральных уравнений осуществляется с помощью метода статистической регуляризации. В качестве априорной информации, как правило, используется параметр гладкости. Если априорная оценка параметра отсутствует, решение находят в "слоистом" ансамбле с выбором наиболее вероятного значения параметра гладкости, которому принадлежит решение. При решении двумерных интегральных уравнений для устойчивой работы метода необходимо также кроме задания параметра гладкости предполагать ограниченность решения [21, 22].

Рассмотрим некоторые примеры обратных задач, возникающих при уточненном определении значений  $\Sigma$ .

Определение сечения неупругого рассеяния нейтронов с помощью техники времени пролета

Известно, что основными эффектами, которые необходимо учитывать, являются: ослабление потока и многократное рассеяние нейтронов в образце, угловая и энергетическая зависимости эффективности и разрешающая способность детектора, угловой и энергетический спред пучка источника. При решении обратной задачи все перечисленные эффекты конечной геометрии будут учтены. Если эффективность детектора измеряется экспериментально, можно упростить систему (1) и не вводить уравнения, описывающие процесс регистрации нейтронов:

$$LF(x) = S(x); \quad (12)$$

$$\{[F(x), \varepsilon(x)], R(x)\} = \Phi(x), \quad (13)$$

где  $\varepsilon(x)$  и  $R(x)$  - эффективность и функция разрешения детектора.

В случае необходимости уравнение (12) может описывать перенос нейтронов не только в образце, но и в окружающих образец конструктивных элементах. В связи с тем, что уравнение (12) описывает неупругое рассеяние в образце, искомое сечение можно не вводить в уравнение (13). Так как оператор переноса  $L$  зависит от определяемых констант, задача относится к первому типу (нелинейная). Как правило, угловые размеры используемых детекторов малы, поэтому для решения (12) удобно применять метод локальной оценки потока [26]. Обычно норму функционала (6) в физических приложениях рассматривают в пространстве  $L_2$ . Область  $U$  при поиске решения методом стохастического квазиградиента включает положительные значения сечений рассеяния.

Измерение сечений деления моноэнергетическими нейтронами и нейтронами спектра деления методом сопутствующих частиц и регистрацией осколков деления [16]

В этом случае решение обратной задачи можно упростить, воспользовавшись тем обстоятельством, что перенос заряженных частиц - осколков деления - учитывается с достаточной степенью точности введением коэффициентов на поглощение в слое и экстраполяцией к нулевой энергии осколков [16]. Тогда система (I) записывается следующим образом:

$$LF(x) = S(x);$$

$$S(x) = \bar{v} N_{cf} K_1 F_0(x) K \tau;$$

$$[F_0(x), \Sigma_x(x)] = N_f K_2 - [\Sigma_x(x), F(x) - F_0(x)],$$

где  $F_0(x)$  - спектр нейтронов деления в случае изучения сечения деления, усредненного по делительному спектру, или спектр моноэнергетического источника. Так как количество исследуемого

изотопа обычно мало, можно пренебречь нелинейностью задачи и считать оператор  $L$  полностью определенным. Отметим, что в опытах по прецизионному определению сечения деления обычно реализуются также геометрические условия эксперимента, для которых наиболее эффективна оценка потока, усредненная по пробегу, —  $E_{abc}$  [27].

Измерение сечения реакций типа  $(n, n'\gamma)$   
с регистрацией  $\gamma$ -квантов полупроводниковыми детекторами

Система (1) принимает вид

$$\begin{aligned} L_n F^n(x) &= S^n(x); \\ S^{\gamma}(x) &= [F^n(x), \Sigma^{n \rightarrow \gamma}(x)]; \\ L_{\gamma} F^{\gamma}(x) &= S^{\gamma}(x); \\ [F^{\gamma}(x), D_{\gamma}] &= \phi(x), \end{aligned}$$

где  $D_{\gamma}$  — функция детектора  $\gamma$ -излучения;  $S^n(x)$  — или известно, или измеряется;  $L_n, L_{\gamma}$  — временные операторы переноса нейтронов и  $\gamma$ -квантов в экспериментальной установке. Если не делать никаких предположений о свойствах функции детектора  $D_{\gamma}$ , приходится решать весьма громоздкую нелинейную систему уравнений. Однако для  $D_{\gamma} \approx \delta(E - E_{\gamma})$ , что справедливо в случае полупроводниковых детекторов, из системы можно исключить уравнение переноса  $\gamma$ -квантов, т.е. решить его только до нерассеянного излучения. Применимость такого приближения связана с тем, что детекторы позволяют легко отделить рассеянное излучение от нерассеянного (имеющего линейчатый спектр). Ошибка разделения оказывается малой вследствие высокого энергетического разрешения детектора и "гладкого" характера зависимости интенсивности рассеянного излучения от энергии. Задачу можно линеаризовать, если предположить, что вариация сечения реакции  $(n, n'\gamma)$  на изучаемом уровне не влияет на перенос нейтронов в образце (оператор  $L_n$ ). Такое предположение оправдано в случаях, если  $\sigma_{(n, n'\gamma)} \ll \sigma_{tot}$  или сечение  $(n, n'\gamma)$  не зависит от энергии падающего нейтрона (или нас не интересует такая зависимость), т.е. при определении нейтронного потока можно пренебречь возмущением энергетического спектра нейтронов, вызванным реакцией  $(n, n'\gamma)$ . Если такие предположения оказываются слишком сильными, можно применить итерационный метод решения. При указанных допущениях задача будет описываться системой

$$L_n F^n(x) = S^n(x);$$

$$\int e^{-\mu(E_{\gamma})\Delta\eta} d\bar{\eta} \int F^n(E_n, \bar{\eta}) \Sigma^{n \rightarrow \gamma}(E_n, E_{\gamma}) dE_n = \phi_{\gamma}.$$

Так как энергетическая структура потока нейтронов может быть весьма сложной (например, для делящихся изотопов доля нейтронов деления составляет обычно около 30%), для решения такой системы может оказаться необходимым применить методы решения с использованием априорной информации.

Измерение спектров нейтронов деления  
с помощью сцинтилляционного  ${}^6\text{LiI}$ -детектора методом времени пролета

Как показывают результаты расчетов и экспериментов, при прецизионном измерении спектров нейтронов деления результаты опытов заметно искажаются даже при наличии 0,5-мм алюминиевой оболочки сцинтиллятора. Нейтроны, рассеянные на воздухе, увеличивают интенсивность низкоэнергетической части спектра. Для получения спектров нейтронов с высокой точностью экспериментальные данные должны быть поправлены на разрешающее время спектрометра. Кроме того, особое внимание необходимо уделять влиянию резонансов элементов, входящих в конструкцию спектрометра. Перечисленные эффекты показывают необходимость решения обратной задачи при спектральных измерениях. Так как обратная задача линейна (изменения спектрального состава источника нейтронов не влияют на регистрацию отдельного нейтрона), допускается возможность сведения ее к интегральному уравнению вида

$$\sum_i K_{it} \varphi_i = \chi_t, \quad (14)$$

где  $\varphi$  - спектр нейтронов деления;  
 $\chi$  - аппаратный спектр.

Ядро уравнения  $k$  получается при решении системы

$$LF(x) = \delta(E - E_i);$$

$$A\left\{F(x), \Sigma_{(n,\alpha)}\right\} = k(E_i, t).$$

Здесь  $L$  - временной оператор переноса;  
 $E_i$  - энергия нейтронов источника ( $i = 1, 2, \dots, m$ );  
 $t$  - время после алгебраизации задачи (дискретная величина);  
 $\Sigma_{(n,\alpha)}$  - сечение процесса регистрации нейтронов, в данном случае реакции  $(n, \alpha)$  на  ${}^6\text{Li}$ ;  
 $A$  - оператор, учитывающий временное разрешение детектора. Как показали расчеты по моделированию сцинтилляционного счетчика, можно не вычислять такие характеристики, как распространение света в сцинтилляторе и световоде, регистрация света ФЭУ, усиление сигнала ФЭУ и электронной схемы регистрации. Все эти преобразования сигнала учитываются введением функции разрешения (оператора  $A$ ), параметры которой определялись по результатам измерений спектра мгновенных  $\gamma$ -квантов. Следует ожидать, что применение методов регуляризации с привлечением физически обоснованной априорной информации для решения интегрального уравнения (14) позволит не только получить устойчивое относительно экспериментальных ошибок решение, но и повысить достоверность результата.

#### Измерение множественности нейтронов

Большие высокоэффективные детекторы нейтронов сделали возможным измерение распределения вероятности множественности нейтронов в таких ядерных процессах, как деление, реакции  $(\gamma, xn)$ ,  $(n, xn')$ . Так как детекторы имеют эффективность меньше 100% и на результаты накладывается фон, для определения истинной множественности исследуемой реакции необходимо решать обратную задачу. При использовании жидкостных сцинтилляторов с кадмием или гадолинием система уравнений обратной задачи имеет вид

$$\left. \begin{aligned} L_n F^n(x) &= S^n(x); \\ S^\delta(x) &= [\Sigma_{n,\gamma}(x), F^n(x)]; \\ L_\gamma F^\delta(x) &= S^\delta(x); \\ A\left\{F^\delta(x), \Sigma_{\gamma,e}(x)\right\} &= \Phi(x), \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

где  $\Sigma_{n,\gamma}$  - сечение поглощения нейтронов в сцинтилляторе (в основном определяется захватом кадмия или гадолиния);

$\Sigma_{\gamma,e}$  - сечение регистрации  $\gamma$ -квантов. Временное окно регистрации и фон можно включить в оператор  $A$ . Так как задача линейна, система (15) допускает представления в виде интегрального уравнения, т.е., учитывая, что множественность дискретна, ее можно представить в виде

$$\sum_{i=j}^{\infty} K_{ij} P_i = Q_j, \quad (16)$$

где  $P_i$  - истинная и  $Q_j$  - аппаратная множественности; элементы  $K_{ij}$  вычисляются с помощью (15) и представляют вероятность события, когда из испущенных  $i$  нейтронов будет зарегистрировано  $j$ . Если учесть, что нейтроны регистрируются независимо, система (16) может быть записана как [11]

$$\sum_{i=j}^{\infty} C_i^j \varepsilon^i (1-\varepsilon)^{j-i} P_i = Q_j, \quad (17)$$

где  $C_i^j$  - биномиальные коэффициенты;

$\epsilon$  - эффективность регистрации отдельного нейтрона, зависящая не только от характеристик детектора, но и от спектра нейтронов, а в случае измерения множественности нейтронов, испускаемых каждым осколком, также от массы и энергии осколка.

Такая зависимость должна учитываться при проведении прецизионных измерений. Решение системы (16) или (17) неустойчиво по отношению к ошибкам правой части [22], причем при  $\epsilon < 0,7$  прямое решение имеет недопустимо большие ошибки и приходится применять методы регуляризации. Используя этот метод, удалось восстановить двумерную множественность нейтронов, испускаемых из осколков деления, при эффективности детекторов до 30%.

#### Список литературы

1. Nuclear Data for Reactors. Proceedings Conference (Helsinki, 1970). Vienna, IAEA, 1970, v. 1, 2.
2. Ваньков А.А., Воропаев А.И., Дрова Л.Н. Анализ реакторно-физического эксперимента. М., Атомиздат, 1977.
3. Усачев Л.Н. Nuclear Data for Reactors. - Proceedings Conference (Paris, 1966). Vienna, IAEA, 1967, v. 1, p. 310.
4. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Ядерные константы, 1972, вып.10, с.3-12.
5. Ваньков А.А. Препринт ФЭИ-361. Обнинск, 1973; Ваньков А.А., Воропаев А.И. Препринт ФЭИ-371. Обнинск, 1973.
6. Турчин В.Ф. Атомная энергия, 1958, т.4, с.244-248; Киппеу W.E. Nucl. Instr. Meth., 1970, v. 83, p. 15.
7. Velkleу D.E. e. a. Nucl. Instr. Meth., 1975, v. 129, p. 231; Полевой В.Б. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1975, вып. 20, с. 176-197.
8. Шорин В.С., Абрамов А.И. Там же, 1976, вып.22, с.67-76.
9. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Под ред. Г.И. Морчука. Новосибирск, Наука, 1976.
10. Ваньков А.А. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1974, вып.16, с.11-19; Ваньков А.А., Воропаев А.И., Тараско П.З. Там же, 1976, вып.21, с.32-48.
11. Mifeneskeг H. Nucl. Instr. Meth., 1970, v. 81, p. 45-48.
12. Дрова Л.Н., Зарицкий С.М., Бушуев А.В. В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). М., ЦНИИатоминформ, 1976, ч.1, с.41-44.
13. Усачев Л.Н. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1975, вып.20, с.3-12.
14. Марчук Г.И. Докл. АН СССР, 1964, т.156, № 3; Марчук Г.И. Космические исследования, 1964, т. 2, № 3.
15. Бобков Ю.Г., Манохин В.Н., Усачев Л.Н. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1977, вып.27, с.3-8.
16. Адамов В.М., Дранчинский Л.В., Кудрявцев Г.Ю. и др. Препринт РИ-52. Ленинград, 1976.
17. Velkleу D.E. e. a. Phys. Rev., 1974, v. 9, p. 2181.
18. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М., Наука, 1974.
19. Иванов В.К., Васин В.В., Танапа В.П. Теория линейных некорректных задач и ее приложения. М., Наука, 1978.
20. Ермольев Ю.М. Методы стохастического программирования. М., Наука, 1976; Гусева О.В. Кибернетика, 1971, № 4, с. 143.
21. Турчин В.Ф., Козлов В.П., Малкевич М.С. Успехи физ. наук, 1970, т. 102, вып. 3, с. 345-386.
22. Dakowaki M., Lazarev Yu.A., Turshin V.F., Tigovtseva L.S. Nucl. Instr. Meth., 1973, v. 113, p. 195-200.
23. Золотухин В.Г., Климанов В.А., Лейпунский О.И. и др. Прохождение излучений через неоднородности в защите. М., Атомиздат, 1968.

24. П л е т н и к о в Е.В., Т р у х а н о в Г.Я. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1974, вып.16, с.106-111.
25. У с а ч е в Л.Н. Атомная энергия, 1963, т.15, вып.6, с.472-481.
26. М и х а й л о в Г.А. Некоторые вопросы теории методов Монте-Карло. Новосибирск, Наука, 1974.
27. С п а н ь е Дж., Г е л б а р д Э. Метод Монте-Карло и задачи переноса нейтронов. М., Атомиздат, 1972.

УДК 539.170.015

УЧЕТ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ ОБРАЗЦА ПРИ ОБРАБОТКЕ ИЗМЕРЕНИЙ  
 ДВАЖДЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

Ю.В.Л и с и ч к и н, А.Г.Д о в б е н к о, Б.А.Е ф и м е н к о, А.Г.Н о в и к о в,  
 Л.Д.С м и р е н к и н а, С.И.Т и х о н о в а

THE PROBLEM OF THE CORRECTION FOR A FINITE SAMPLE DIMENSION IN THE DOUBLE DIFFERENTIAL SCATTERING CROSS-SECTION MEASUREMENTS OF SLOW NEUTRONS IS CONSIDERED. The procedure of experimental results using the set of three computer program: FISC, SCATL and DDS is described. The results of application of procedure mentioned to the double differential cross-section of water measured by DIN-1M spectrometer are given.

Необходимость учета конечных размеров образца при обработке и анализе экспериментов по неупругому рассеянию медленных нейтронов является общепризнанной [1-4]. Обсуждению и разработке методов коррекции результатов измерений на указанный эффект, который зачастую сводится только к учету многократного рассеяния (МКР), посвящено значительное число работ, отраженных в обзоре [2].

Однако при этом надлежащим образом не учитываются следующие факторы: конкретный характер предварительной обработки измерений, результатом которой являются так называемые экспериментально наблюдаемые дважды дифференциальные сечения (далее просто наблюдаемые д.д.с.); различный характер эффектов, обусловленных конечными размерами образца; роль разрешения спектрометра при введении поправок на конечные размеры образца [3,4].

Указанные причины, а также потребности проводимых в ФЭИ на спектрометре ДИН-1М [5] работ по получению д.д.с. рассеяния медленных нейтронов [6-10] приводят к необходимости разработки методов учета влияния конечных размеров образца, свободных от отмеченных недостатков.

В данной работе обосновываются метод учета конечных размеров образца и соответствующая процедура коррекции наблюдаемых д.д.с. Последняя осуществляется с помощью программ FISC, DDS и SCATL, написанных на языке ФОРТРАН-1У для ЭВМ БЭСМ-6.

1. Определение наблюдаемых д.д.с. при предварительной обработке результатов измерений

Измерения д.д.с. фактически являются косвенными. Связь результатов, получаемых непосредственно в эксперименте, с истинными д.д.с. оказывается весьма сложной [4], поэтому обработку и анализ полученных данных проводят в несколько этапов. На первом этапе (предварительная обра-

ботка) получают наблюдаемые д.д.с. Конкретный вид связи наблюдаемого д.д.с. с истинным определяется теми соотношениями, которые использовались при получении наблюдаемых д.д.с. на этапе предварительной обработки.

В настоящее время нет общепринятой процедуры этой обработки и определение наблюдаемых д.д.с. проводится на основе различных приближений [1,11], что необходимо учитывать на следующих этапах обработки и анализа экспериментальных данных. Важнейшими методическими эффектами, которыми при получении наблюдаемых д.д.с. обычно пренебрегают (или учитывают крайне приближенно), являются конечные разрешающая способность спектрометра и размеры образца. Эти эффекты не являются независимыми, поэтому при учете конечных размеров образца следует принимать во внимание и роль разрешения. Однако вначале следует рассмотреть влияние конечных размеров на результаты измерений д.д.с., предполагая разрешение спектрометра бесконечно хорошим.

Рассмотрим спектрометры по времени пролета типа ДН-1М. Исходной информацией при предварительной обработке результатов служит массив значений числа импульсов, накопленных в каналах временного спектрометра.

После вычитания фона, а также введения поправок на просчеты, эффективность детектора, пропускание нейтронотода и т.п. (несущественных в рассматриваемом аспекте) можно переходить к определению наблюдаемого д.д.с.

### Бесконечно тонкий образец

В этом случае для связи истинного д.д.с. с непосредственными результатами измерений используются наиболее простые соотношения:

$$J_n^{ko}(E_0, \theta) = C_{ko}(E_0, \theta) \left[ v_0 \Sigma_0(E_0 \rightarrow E_n, \theta) + v_k \Sigma_k(E_0 \rightarrow E_n, \theta) \right] \Delta E_n; \quad (1)$$

$$J_n^k(E_0, \theta) = C_k(E_0, \theta) v_k \Sigma_k(E_0 \rightarrow E_n, \theta) \Delta E_n, \quad (2)$$

где  $J_n^{ko}(E_0, \theta)$  - исправленное на указанные выше эффекты число импульсов, поступивших от детектора, соответствующего углу  $\theta$ , зарегистрированное в канале анализатора  $n$  при измерении на образце с контейнером;  
 $J_n^k(E_0, \theta)$  - то же при измерении на контейнере;  
 $C_{ko}(E_0, \theta)$  - независимая от номера канала величина, определяемая абсолютным потоком падающих на образец нейтронов начальной энергии  $E_0$ , временем измерения и эффективным телесным углом детектора при измерении на образце с контейнером;  
 $C_k(E_0, \theta)$  - то же при измерении на контейнере;  
 $v_0$  - объем образца, заполненный исследуемым материалом;  
 $v_k$  - то же, но для контейнера;  
 $\Sigma_0(E_0 \rightarrow E_n, \theta)$  - макроскопическое д.д.с. исследуемого материала образца при рассеянии нейтрона с начальной энергией  $E_0$  в конечную энергию  $E_n$  на угол  $\theta$ ;  
 $\Sigma_k(E_0 \rightarrow E_n, \theta)$  - то же, но для материала контейнера;  
 $\Delta E_n$  - интервал энергии, соответствующий ширине канала анализатора  $\tau_n$ .

Из соотношений (1) и (2) определяются д.д.с. исследуемого материала:

$$\Sigma_{б.т.о}(E_0 \rightarrow E_n, \theta) = \frac{J_n^{ko}(E_0, \theta) - J_n^k(E_0, \theta) \left[ C_{ko}(E_0, \theta) / C_k(E_0, \theta) \right]}{C_{ko}(E_0, \theta) v_0 \Delta E_n}, \quad (3)$$

где  $\Sigma_{б.т.о}$  - наблюдаемое д.д.с., определенное в предположении бесконечно тонкого образца.

### Образец конечных размеров

Учет конечных размеров образца приводит к другому выражению для связи истинных д.д.с. с непосредственными результатами измерений:

$$J_n^{k0}(E_0, \theta) = C_{k0}(E_0, \theta) \left[ \Sigma_0(E_0 \rightarrow E_n, \theta) v_0 A_{k0}^0(E_0 \rightarrow E_n, \theta) + \right. \\ \left. + \Sigma_k(E_0 \rightarrow E_n, \theta) v_k A_{k0}^k(E_0 \rightarrow E_n, \theta) + R_{k0}^{MKP}(E_0, E_n, \Sigma_0, \Sigma_k, \theta) \right] \Delta E_n; \quad (4)$$

$$J_n^k(E_0, \theta) = C_k(E_0, \theta) \left[ \Sigma_k(E_0 \rightarrow E_n, \theta) v_k A_k^k(E_0 \rightarrow E_n, \theta) + R_k^{MKP}(E_0, E_n, \theta, \Sigma_k) \right] \Delta E_n, \quad (5)$$

где

$$A_{k0}^0(E_0 \rightarrow E_n, \theta) = \frac{1}{v_0} \int_{v_0} d\vec{z} \exp \left[ -\Sigma_t^k(E_0) \alpha^k(\vec{z}) - \Sigma_t^0(E_0) \alpha^0(\vec{z}) \right] \times \\ \times \exp \left[ -\Sigma_t^k(E_n) \beta^k(\vec{z}, \theta) - \Sigma_t^0(E_n) \beta^0(\vec{z}, \theta) \right] \quad (6)$$

есть коэффициент ослабления потока однократно рассеянных (ОКР) нейтронов из-за конечных размеров образца при измерении на образце с контейнером. В выражение (6) введены следующие обозначения:

$\Sigma_t^0(E)$  - полное макроскопическое сечение взаимодействия с исследуемым материалом образца при энергии  $E$ ;

$\Sigma_t^k(E)$  - то же, но для материала контейнера;

$\alpha^k(\vec{z})$  - расстояние, проходимое падающим на образец нейтроном в материале контейнера при рассеянии в точке  $\vec{z}$  образца;

$\beta^k(\vec{z}, \theta)$  - расстояние, проходимое нейтроном в материале контейнера после рассеяния в точке  $\vec{z}$  образца на угол  $\theta$ ;

$\alpha^0(\vec{z})$  и  $\beta^0(\vec{z}, \theta)$  - аналогичные расстояния для исследуемого материала образца.

$A_{k0}^k(E_0 \rightarrow E_n, \theta)$  и  $A_k^k(E_0 \rightarrow E_n, \theta)$  в (4) и (5) - величины, аналогичные  $A_{k0}^0(E_0 \rightarrow E_n, \theta)$ , но определенные для материала контейнера при измерении на образце с контейнером и на контейнере соответственно.

$R_{k0}^{MKP}(E_0, E_n, \Sigma_0, \Sigma_k, \theta)$  в (4) символически обозначает вклад в регистрируемый поток нейтронов, испытавших в образце (при измерении на образце с контейнером) более одного акта рассеяния. Вклад зависит от сечений полных и д.д.с. исследуемого материала образца и контейнера, что символически отражено аргументами  $\Sigma_0, \Sigma_k$ . Причем в выражение для  $R_{k0}^{MKP}$  входят сечения, определенные во всей области изменения динамических переменных ( $E'_0, E', \theta'$ ), а не только в области, где проводятся данные измерения.

$R_k^{MKP}(E_0, E, \theta, \Sigma_k)$  в (5) - величина, аналогичная  $R_{k0}^{MKP}$ , но при измерении на контейнере.

Выражения (4) и (5) показывают, что влияние конечных размеров образца на результаты измерений делится на два эффекта: ослабление регистрируемого потока ОКР-нейтронов, усиление регистрируемого потока из-за вклада МКР-нейтронов.

Ослабление потока ОКР-нейтронов. Как следует из выражений (1), (2), (4)-(6), коэффициент ослабления  $A(E_0, E, \theta)$  равен отношению потока ОКР-нейтронов от образца реальных размеров к потоку от бесконечно тонкого образца с одинаковым количеством ядер. Величина коэффициента ослабления, его энергетическая и угловая зависимости определяются полным макроскопическим сечением взаимодействия материала образца и его геометрией. Расчетные оценки, выполненные по программе FISC, показывают, что:

- коэффициенты ослабления оказываются максимальными для образцов цилиндрической формы;
- энергетическая зависимость коэффициентов ослабления невелика и существенна только в области весьма малых энергий, где полное сечение взаимодействия воды быстро возрастает;
- угловая анизотропия для цилиндрических образцов весьма мала и практического значения не имеет.

Два последних вывода могут быть проиллюстрированы, если выражение (6) для коэффициента ослабления (ради простоты рассматривается цилиндрический образец без контейнера) представить в виде

$$A(E_0, E, \theta) = \frac{1}{v_0} \int d\nu_0 \left\langle \left\{ \exp \left[ -\Sigma_t(E_0) \alpha(\vec{z}) \right] - 1 \right\} \left\{ \exp \left[ -\Sigma_t(E) \beta(\vec{z}, \theta) \right] - 1 \right\} + \right. \\ \left. + \exp \left[ -\Sigma_t(E_0) \alpha(\vec{z}) \right] + \exp \left[ -\Sigma_t(E) \beta(\vec{z}, \theta) \right] - 1 \right\rangle = \alpha(E_0) + \alpha(E, \theta) + \Delta \alpha(E_0, E, \theta); \quad (7)$$

$$\alpha(E_0) = \frac{1}{v_0} \int d\nu_0 \exp \left[ -\Sigma_t(E_0) \alpha(\vec{z}) \right]; \quad (8)$$

$$\alpha(E, \theta) = \frac{1}{v_0} \int d\tau_0 \exp[-\Sigma_t(E)\delta(\vec{z}, \theta)]; \quad (9)$$

$$\Delta\alpha(E_0, E, \theta) = \frac{1}{v_0} \int d\tau_0 \left\{ \exp[-\Sigma_t(E_0)\alpha(\vec{z})] - 1 \right\} \left\{ \exp[-\Sigma_t(E)\delta(\vec{z}, \theta)] - 1 \right\}. \quad (10)$$

В связи с симметрией ослабления по углу для цилиндрического сплошного образца  $\alpha(E, \theta) = \alpha(E) = \frac{1}{v_0} \int d\tau_0 \exp[-\Sigma_t(E)\alpha(\vec{z})]$ . В свою очередь для  $\alpha(E)$  можно получить выражение

$$\alpha(E) = \frac{I_1[2\Sigma_t(E)R] - L_1[2\Sigma_t(E)R]}{\Sigma_t(E)R}, \quad (11)$$

где [12]

$$I_1(z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\left(\frac{z}{2}\right)^{2k+1}}{k!(k+1)!}; \quad (12)$$

$$L_1(z) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\left(\frac{z}{2}\right)^{2(m+1)}}{\Gamma\left(m+\frac{3}{2}\right)\Gamma\left(m+\frac{5}{2}\right)}; \quad (13)$$

$\Gamma(n)$  - гамма-функция;

$R$  - радиус цилиндра.

Для образца с достаточно высоким пропусканием ( $\Sigma_t R \ll 1$ ) член  $\Delta\alpha$ , ответственный за угловую анизотропию коэффициента ослабления, является величиной второго порядка малости, поэтому

$$A_0(E_0, E, \theta) \approx \alpha(E_0) + \alpha(E) - 1, \quad (14)$$

причем ошибка этого выражения по порядку величины равна

$$[\alpha(E_0) - 1][\alpha(E) - 1].$$

В случае сплошного цилиндра пропускание, используемое обычно для интегральной характеристики влияния размеров образца,

$$\tau z(E) = 1 + \frac{\pi}{2} \left\{ L_1[2\Sigma_t(E)R] - I_1[2\Sigma_t(E)R] \right\}. \quad (15)$$

Отсюда можно получить другое приближенное выражение для оценки коэффициента ослабления:

$$A_0(E_0, E, \theta) \approx \frac{1 - \tau z(E_0)}{\frac{\pi}{2} \Sigma_t(E_0)R} + \frac{1 - \tau z(E)}{\frac{\pi}{2} \Sigma_t(E)R} - 1. \quad (16)$$

Ограничиваясь при  $\Sigma_t(E)R \ll 1$  небольшим числом членов в суммах (12) и (13), получим

$$\tau z(E) \approx 1 - \frac{\pi}{2} \left\{ \Sigma_t(E)R - \frac{8}{3\pi} [\Sigma_t(E)R]^2 + \frac{1}{2} [\Sigma_t(E)R]^3 - \dots \right\}; \quad (17)$$

$$\alpha(E) \approx 1 - \frac{8}{3\pi} [\Sigma_t(E)R] + \frac{1}{2} [\Sigma_t(E)R]^2 - \dots; \quad (18)$$

$$A_0(E_0, E, \theta) \approx 1 - \frac{8}{3\pi} [\Sigma_t(E_0) + \Sigma_t(E)]R + \frac{1}{2} \left\{ [\Sigma_t(E_0) + \Sigma_t(E)]^2 R^2 \right\} - \dots. \quad (19)$$

Расчеты коэффициентов ослабления, выполненные по приближенной формуле (19), практически совпадают с аналогичными результатами, полученными по программе FISC.

Влияние многократного рассеяния нейтронов. Как следует из выражений (4) и (5), при  $R_{ko}^{MKP}$  и  $R_k^{MKP}$ , равных нулю, влияние конечных размеров образца сводится только к ослаблению потока ОКР-нейтронов. В этом случае легко определить д.д.с. из (4), (5):

$$\Sigma_0(E_0 \rightarrow E_n, \theta) = \left[ J_n^{k0}(E_0, \theta) - J_n^k(E_0, \theta) \frac{C_{k0}(E_0, \theta) A_{k0}^k(E_0, E_n, \theta)}{C_k(E_0, \theta) A_k^k(E_0, E_n, \theta)} \right] \frac{1}{C_{k0}(E_0, \theta) v_0 A_{k0}^0(E_0, E_n, \theta)}. \quad (20)$$

Выражение (20) совпадает с формулой (3) для бесконечно тонкого образца, если  $A_{k0}^k = A_k^k = 1$ . Так как в реальном эксперименте в общем случае вкладом МКР-нейтронов пренебречь нельзя, необходимо иметь в виду, что при обработке измерений по формуле (3) или (20) получаем не истинное, а наблюдаемое д.д.с. При этом связь между ними будет определяться видом использованного выражения. При обработке по формуле для бесконечно тонкого образца имеем

$$\begin{aligned} \tilde{\Sigma}_{\delta.t.0}(E_0 \rightarrow E_n, \theta) &= A_{k0}^0(E_0 \rightarrow E_n, \theta) \Sigma_0(E_0 \rightarrow E_n, \theta) + \\ &+ \frac{v_k}{v_0} \left[ A_{k0}^k(E_0, E_n, \theta) - A_k^k(E_0, E_n, \theta) \right] \Sigma_k(E_0 \rightarrow E_n, \theta) + (R_{k0}^{МКР} - R_k^{МКР}) / v_0. \end{aligned} \quad (21)$$

При обработке по формуле (20)

$$\tilde{\Sigma}_0(E_0 \rightarrow E_n, \theta) = \Sigma_0(E_0 \rightarrow E_n, \theta) + \Delta \Sigma_0^{МКР}(E_0 \rightarrow E_n, \theta), \quad (22)$$

где

$$\Delta \Sigma_0^{МКР}(E_0 \rightarrow E_n, \theta) = \left[ R_{k0}^{МКР} - \frac{A_{k0}^k(E_0, E_n, \theta)}{A_k^k(E_0 \rightarrow E_n, \theta)} R_k^{МКР} \right] \frac{1}{v_0 A_{k0}^0(E_0, E_n, \theta)}. \quad (23)$$

Из (21)-(23) видно, что в случае обработки экспериментальных результатов по формуле для бесконечно тонкого образца влияние конечных размеров приводит к связи истинного и наблюдаемого д.д.с. более сложной, чем в (20), и некорректному вычитанию МКР-нейтронов контейнера. Таким образом, влияние вклада многократного рассеяния на наблюдаемое д.д.с. будет зависеть от соотношений, по которым определено наблюдаемое д.д.с.

Расчетные оценки вклада МКР-нейтронов в наблюдаемое д.д.с. (23), выполненные в настоящей работе (рис.1), позволяют сделать

общий вывод о слабой зависимости абсолютной величины эффекта МКР от угла рассеяния. Энергетическая зависимость вклада МКР также обычно не содержит особенностей, характерных для истинного д.д.с. Все это является следствием того обстоятельства, что МКР определяется соответствующими многомерными интегралами от д.д.с.

Однако на относительный вклад МКР-нейтронов значительно влияют абсолютная величина истинного д.д.с. и его угловая и энергетическая зависимости. Как следует из выражения (22), относительный вклад МКР-нейтронов в наблюдаемое д.д.с. наиболее значителен там, где истинное д.д.с. мало. В частности, это можно наблюдать в областях, где истинное д.д.с. обладает ярко выраженными особенностями. Как показывают расчеты (рис.2), оптимальной формой образца с точки зрения вклада МКР является сплошной цилиндр.

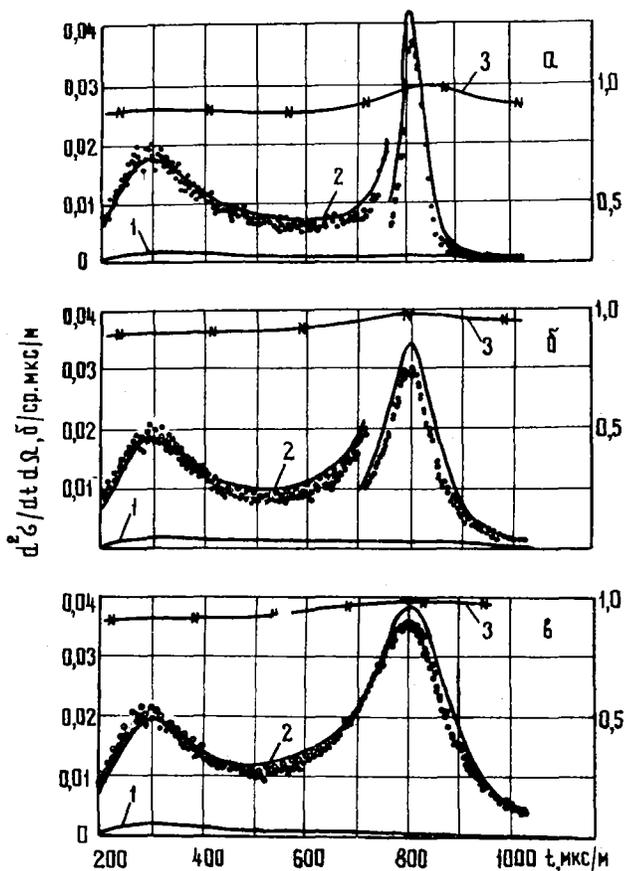
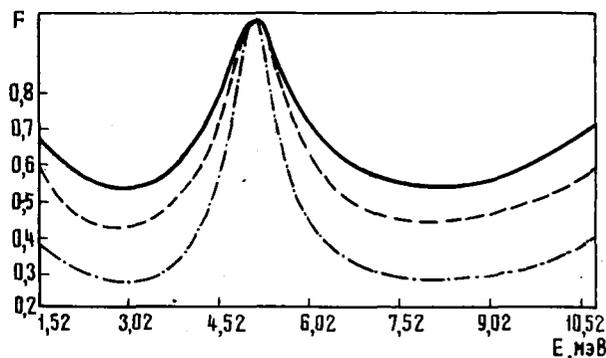


Рис.1. Абсолютные д.д.с. (о - экспериментальные, • - экспериментальные, исправленные на эффект МКР) рассеяния воды при температуре 500 К и начальной энергии нейтронов 8 мэВ для трех углов рассеяния: 12° (а), 25° (б), 37° (в): 1 - абсолютный вклад МКР; 2 - расчетные д.д.с.; 3 - поправочный множитель

Рис.2. Поправочные множители для образцов различных геометрий:

— сплошной цилиндр; --- цилиндрическое кольцо; - - - - - пластина



## 2. Метод введения поправки на влияние конечных размеров образца

Как следует из раздела 1, для учета влияния конечных размеров образца на наблюдаемые д.д.с. необходимо знать коэффициент ослабления и вклад МКР-нейтронов в конкретных условиях данного эксперимента. Расчет коэффициентов ослабления не представляет больших трудностей, так как для их нахождения требуется знать лишь геометрию образца и полное сечение взаимодействия нейтронов с его материалом.

Определение же вклада МКР расчетным путем приводит к принципиальному затруднению [3]. Чтобы решить кинетическое уравнение для МКР-нейтронов, необходимо иметь д.д.с. исследуемого материала в широкой области изменения передач энергии и импульса, а именно измерение д.д.с. и является целью эксперимента. Однако, когда речь идет об оценке эффектов МКР, можно воспользоваться расчетным д.д.с., полученным на основе той или иной динамической модели данного рассеивателя. Это оправдано тем, что вклад МКР выражается через соответствующие многократные интегралы от д.д.с. и для расчета МКР требуется существенно меньшая точность динамической модели, чем для расчета д.д.с. Учитывая конкретные условия эксперимента, можно получить расчетным путем модельные величины (22) и (23) и из их сравнения извлечь эффект МКР. Это можно сделать двумя способами: вычитанием из наблюдаемого д.д.с. модельного вклада МКР, умножением наблюдаемого д.д.с. на отношение модельных истинного и наблюдаемого д.д.с.

Поскольку вычитание поправки может быть проведено только на уровне абсолютных значений, первый способ невозможно использовать для коррекции измерений, которые не отнормированы абсолютно. В то же время именно такой способ введения поправки наименее зависим от неточностей динамической модели, так как в выражение для абсолютной поправки модельное истинное д.д.с. непосредственно не входит.

Способ исправления данных умножением более чувствителен к модели, поскольку поправочный множитель в числителе и знаменателе содержит модельное истинное д.д.с. Однако он не требует обязательного проведения абсолютных измерений д.д.с. и может применяться к относительным измерениям. Впервые оба указанных способа коррекции экспериментальных данных были предложены и опробованы в работе [3], основанной на использовании программы MUSE, решающей кинетическое уравнение для МКР-нейтронов в случае плоского образца численным интегрированием. Однако как в упомянутой работе, так и в большинстве публикаций, последовавших за ней, для учета вклада МКР использовался метод умножения, причем полностью игнорировалось влияние разрешения на экспериментальные результаты. Очевидно, метод умножения, чувствительный не только к динамической модели, но и к эффектам разрешения, в этом случае будет давать максимальную ошибку именно там, где точная поправка на МКР наиболее необходима (в области сильных особенностей д.д.с.).

В работе [4] описана наиболее точная процедура расчета эффектов МКР и разрешения методом Монте-Карло для образцов плоской и цилиндрической геометрий. Однако авторы делают попытку коррекции экспериментальных данных одновременно на эффекты МКР и разрешения. Используя метод умножения, они рассчитывают отношение модельного д.д.с., не усредненного по функции разрешения, к модельному наблюдаемому, вычисленному с учетом МКР и разрешения. Умножая наблюдаемые д.д.с. на вычисленный подобным образом поправочный множитель, авторы [4] считают, что исправляют экспе-

риментальные данные сразу на оба эффекта. В результате делается вывод об очень сильном влиянии конечных размеров образца даже при пропуски 95% и нецелесообразности коррекции экспериментальных данных на эффект МКР из-за большой чувствительности поправок к использованной динамической модели. Такое смешивание принципиально разных эффектов (МКР и разрешения) может привести (и приводит) к дополнительным ошибкам, поскольку задача коррекции экспериментальных данных на эффект разрешения должна решаться специальными методами.

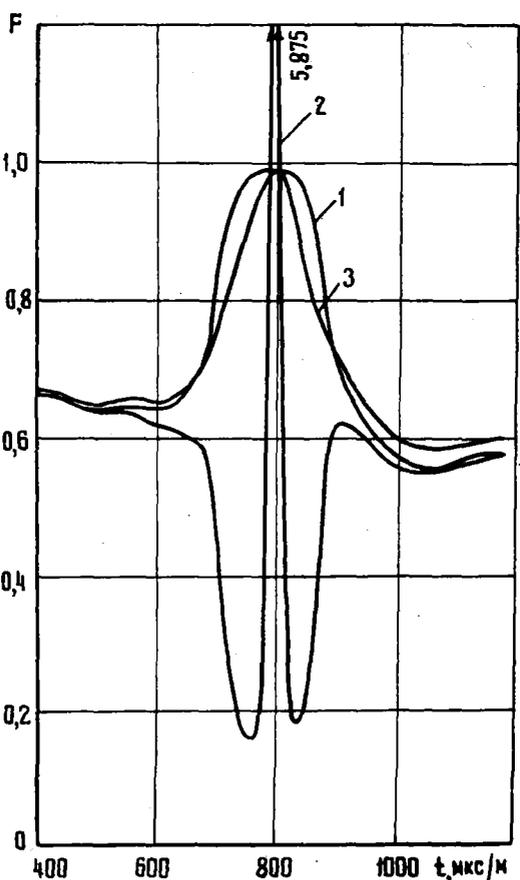
Некорректность вычисления поправочного множителя использованным в работе [4] способом можно проиллюстрировать рис.3, где приведены поправочные множители, рассчитанные по программе FISC для образца воды при комнатной температуре двумя способами:

- вычислялось отношение истинного д.д.с., не усредненного по функции разрешения прибора, к наблюдаемому, рассчитанному с учетом МКР и разрешения;
- вычислялось аналогичное отношение, но истинное д.д.с. усреднялось по функции разрешения прибора.

Из рис.3 видно, что эффект разрешения, сглаживающий особенности истинного д.д.с., во втором случае дает более плавную кривую и не обнаруживает резких колебаний по величине. Причем указанные колебания поправочного множителя обусловлены именно эффектом разрешения, а не эффектом МКР.

Таким образом, корректный метод введения поправки на влияние конечных размеров образца должен быть основан на следующих положениях:

- предварительную обработку экспериментальных результатов необходимо проводить по формуле (20), включающей точный учет коэффициентов ослабления ОКР-нейтронов для обоих измерений: на образце с контейнером и на контейнере;
- поправка на МКР, вычисленная на основе динамической модели, в методах вычитания и умножения должна быть получена с учетом эффектов разрешения;
- в целях сведения к минимуму влияния принятой в расчете динамической модели рассеивателя желательно проводить абсолютные измерения д.д.с. и использовать метод вычитания.



Для реализации описанного метода был разработан комплекс из трех программ на ЭВМ БЭСМ-5: FISC, SCATL, DDS. Программа FISC вычисляет коэффициенты ослабления ОКР и поправку на МКР, используя в качестве исходной информации закон рассеяния, рассчитанный программой SCATL на основе динамической модели рассеивателя. Программа DDS служит для расчета модельного д.д.с., усредненного по функции разрешения прибора.

Рис.3. Поправочные множители на эффект многократного рассеяния ( $E_0=8$  мэВ,  $\theta=120^\circ$ ), рассчитанные методами:  
1 - настоящей работы; 2 - [4]; 3 - [3]

### 3. Расчет эффектов конечных размеров образца

Программа FISC предназначена для коррекции наблюдаемых д.д.с. на влияние конечных размеров образца, а также для сравнения их с наблюдаемыми д.д.с., вычисленными на основе принятой динамической модели рассеивателя.

Геометрический блок программы позволяет работать с образцами четырех геометрий: пластина бесконечных размеров, прямоугольный параллелепипед, сплошной цилиндр конечной высоты и набор коаксиальных цилиндрических слоев конечной высоты, содержащих различные рассеивающие материалы.

Исходными данными в программе FISC являются законы рассеяния материалов контейнера и образца, а также наблюдаемые д.д.с.

Алгоритм программы FISC предусматривает возможность ввода и хранения не всей матрицы закона рассеяния, а лишь некоторой ее части (например, матрицы неупругого или многофононного рассеяния). Упругая, квазиупругая и однофононная некогерентная части закона рассеяния могут быть рассчитаны непосредственно в самой программе (см. следующий раздел).

В процессе работы программа FISC рассчитывает и выдает на печать следующие результаты: модельные д.д.с., усредненные по функции разрешения прибора на основе различных приближений (с учетом эффекта МКР и без него); коэффициенты ослабления ОКР-нейтронов; модельный поправочный множитель для коррекции экспериментальных данных на эффект МКР; модельный абсолютный вклад МКР-нейтронов; наблюдаемые д.д.с., поправленные на эффект МКР методом умножения, а также методом вычитания.

Расчет коэффициентов ослабления и вклада МКР-нейтронов ведется методом Монте-Карло. Алгоритм расчета разработан на основе анализа и с учетом основных особенностей программ DISCUS [11] и MSC [4], хотя в целом существенно отличается от алгоритмов как той, так и другой программы. Моделирование истории нейтрона, полностью копирующее реальный процесс, является особенно неэффективным для образцов, размеры которых малы по сравнению с длиной свободного пробега [13]. Именно такой случай соответствует решаемой задаче. Поэтому в программе FISC каждая случайная траектория превращается в полезную введением компенсирующих множителей при вычислении статистического веса нейтрона.

Один и тот же набор случайных историй используется для накопления статистики от столкновения любой кратности и для оценки вклада в каждое наблюдаемое направление рассеяния и каждую точку конечной энергии нейтрона. Следовательно, результаты расчета для разных энергий и направлений (детекторов), а также для интенсивностей рассеяния разной кратности не являются статистически независимыми. Длина свободного пробега от точки  $(n-1)$ -го столкновения до точки  $n$ -го столкновения разыгрывается в соответствии с распределением

$$p(E_n, \vec{\Omega}_n, \vec{z}_n, \ell) = \Sigma_t(\vec{z}_{n-1} + \ell \vec{\Omega}_{n-1}, E_{n-1}) \frac{\exp \left[ - \int_0^\ell \Sigma_t(\vec{z}_{n-1} + \ell' \vec{\Omega}_{n-1}, E_{n-1}) d\ell' \right]}{1 - \exp \left[ - \int_0^{\alpha(\vec{z}_{n-1}, \vec{\Omega}_{n-1})} \Sigma_t(\vec{z}_{n-1} + \ell' \vec{\Omega}_{n-1}, E_{n-1}) d\ell' \right]}, \quad (24)$$

где  $E_n$  - энергия нейтрона после  $n$ -го столкновения;

$\vec{\Omega}_n$  - направляющий вектор нейтрона после  $n$ -го столкновения;

$\vec{z}_n$  - радиус-вектор, определяющий точку  $n$ -го столкновения;

$\Sigma_t(\vec{z}, E)$  - полное макроскопическое сечение взаимодействия нейтрона с энергией  $E$  со средой в точке  $\vec{z}$ ;

$\alpha(\vec{z}_n, \vec{\Omega}_n)$  - расстояние от точки  $\vec{z}_n$  до внешней поверхности образца по направлению  $\vec{\Omega}_n$ .

Энергия неупруго рассеянного нейтрона разыгрывается равномерно на интервале  $E_{min} \leq E_n \leq E_{max}$ , где предельные значения  $E_{min}$  и  $E_{max}$  зависят от  $E_{n-1}$  и определяются из условия

$$\int_{E_{min}}^{E_{max}} \Sigma_s(\vec{z}_n, E_{n-1} \rightarrow E_n) dE_n \approx \int_0^\infty \Sigma_s(\vec{z}_n, E_{n-1} \rightarrow E_n) dE_n = \Sigma_s(\vec{z}_n, E_{n-1}), \quad (25)$$

где  $\Sigma_s(\vec{z}_n, E_{n-1} \rightarrow E_n)$  - дифференциальное макроскопическое (по энергии) сечение рассеяния в точке  $\vec{z}_n$ .

Возможность удовлетворения условия (25) вытекает из того факта, что  $\Sigma_s(\vec{z}_n, E_{n-1} \rightarrow E_n)$  практически отлична от нуля в ограниченной области  $E_n$ , так как стремится к нулю при  $E_n \rightarrow 0$  и  $E_n \rightarrow \infty$ . Косинус угла рассеянного нейтрона также разгравивается равномерно на интервале  $(-1, 1)$ .

В соответствии с описанной схемой розыгрыша статистический вес нейтрона в образце  $W_n$  после  $n$ -го акта взаимодействия (когда он был неупругим рассеянием) выражается через статистический вес нейтрона после  $(n-1)$ -го акта взаимодействия следующим образом:

$$W_n = W_{n-1} \left\{ 1 - \exp \left[ - \int_0^1 \frac{a(\vec{z}_{n-1}, \vec{\Omega}_{n-1})}{\Sigma_t(\vec{z}_{n-1} + \ell' \vec{\Omega}_{n-1}, E_{n-1})} d\ell' \right] \right\} \times \frac{\Sigma_s(\vec{z}_n, E_{n-1} \rightarrow E_n, \vec{\Omega}_{n-1}, \vec{\Omega}_n)}{\Sigma_t(\vec{z}_n, E_{n-1})} (E_{max} - E_{min}) 4\pi. \quad (26)$$

При этом статистический вес нейтрона для вклада в детектор  $W_n^g$  от  $n$ -го акта рассеяния равен:

$$W_n^g = W_{n-1} \left\{ 1 - \exp \left[ - \int_0^1 \frac{a(\vec{z}_{n-1}, \vec{\Omega}_{n-1})}{\Sigma_t(\vec{z}_{n-1} + \ell' \vec{\Omega}_{n-1}, E_{n-1})} d\ell' \right] \right\} \times \frac{\Sigma_s(\vec{z}_n, E_{n-1} \rightarrow E_g, \vec{\Omega}_{n-1}, \vec{\Omega}_g)}{\Sigma_t(\vec{z}_n, E_{n-1})} \exp \left[ - \int_0^1 \frac{a(\vec{z}_{n-1}, \vec{\Omega}_{n-1})}{\Sigma_t(\vec{z}_n + \ell' \vec{\Omega}_g, E_g)} d\ell' \right]. \quad (27)$$

Использование равномерного розыгрыша энергии и косинуса угла рассеянного нейтрона несколько увеличивает дисперсию оценки при одном и том же числе историй по сравнению с использованием истинных функций распределения разыгрываемых величин. Однако этот метод существенно упрощает программу, уменьшает машинное время, необходимое на одну историю, не требует предварительного вычисления дополнительных к закону рассеяния массивов.

Сопоставляя выражение для коэффициентов ослабления (6) с (34) при  $n=1$ , получим, что статистический вес нейтрона  $W_\alpha$ , соответствующий коэффициенту ослабления ОКР-нейтронов, равен:

$$W_\alpha = W_0 \left\{ 1 - \exp \left[ - \int_0^1 \frac{a(\vec{z}_0, \vec{\Omega}_0)}{\Sigma_t(\vec{z}_0 + \ell' \vec{\Omega}_0)} d\ell' \right] \right\} \frac{\exp \left[ - \int_0^1 \frac{a(\vec{z}, \vec{\Omega}_g)}{\Sigma_t(\vec{z}_1 + \ell' \vec{\Omega}_g, E_g)} d\ell' \right]}{\Sigma_t(\vec{z}_0, E_0)}, \quad (28)$$

где  $W_0$  - начальный вес падающего на образец нейтрона;  
 $\vec{z}_0 = \vec{z}_{\text{вх}}$  - случайная точка входа нейтрона в образец;  
 $\vec{\Omega}_0$  - направляющий вектор скорости падающего на образец нейтрона.

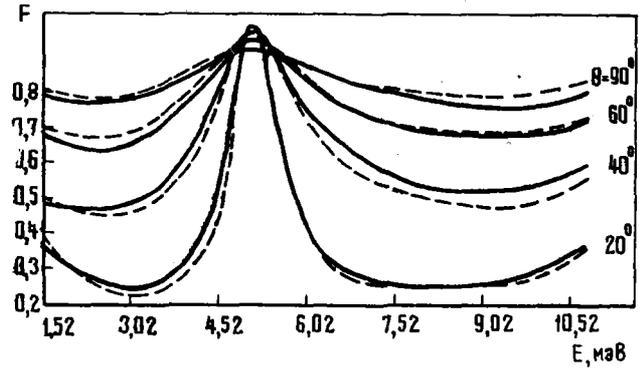
Учитывая применяемую схему моделирования случайной траектории, найдем оценку коэффициента ослабления:

$$A(E_0, E, \vec{\Omega}_0, \vec{\Omega}_g) \approx \frac{1}{N_1} \frac{S}{v} \sum_i W_\alpha^i, \quad (29)$$

где  $N_1$  - число историй для расчета вклада ОКР;  
 $v$  - объем образца;  
 $S$  - эффективная площадь образца, на которую падают нейтроны.

Результаты расчета поправочного множителя для плоского образца с квазиупругим рассеянием, выполненного по программе FISC, были сравнены с аналогичным расчетом по программе DISCUS [11] (рис.4). Сравнение показало близость обоих расчетов. Некоторые расхождения связаны, по-видимому, с недостаточностью статистики (в работе [11] 1000 историй) и различием генераторов псевдослучайных чисел.

Рис.4. Поправочные множители, полученные по программам FISC (—) и DISCUS (---)



#### 4. Расчет модельного закона рассеяния и модельного д.д.с., усредненного по функции разрешения

Программа SCATL предназначена для подготовки исходной информации, необходимой программе FISC. Она позволяет вычислять закон рассеяния практически для всех материалов, для которых применимо некогерентное приближение.

Программа SCATL вычисляет несимметризованный закон рассеяния материала как сумму трех частей: упругого (или квазиупругого), однофононного, многофононного рассеяний. В зависимости от исходных признаков могут быть рассчитаны полная матрица закона рассеяния, ее отдельные части или суммы отдельных частей. В необходимых случаях расчет упругого и однофононного (или только упругого) вкладов переводится непосредственно в программу FISC, что дает возможность благодаря большей гладкости многофононной части закона рассеяния по сравнению с упругой (квазиупругой) и однофононной составляющими сократить объем необходимых входных данных, получая их в промежуточных точках интерполяцией. Так как время интерполирования зачастую сравнимо с временем прямого расчета упругой (квазиупругой) и однофононной частей, имеет смысл проводить вычисления последних непосредственно в программе FISC. В наиболее общем варианте расчета упругое рассеяние рассматривается как квазиупругое. Задается форма квазиупругого пика - лоренциан или гауссиан. Полуширина пика при этом рассчитывается по формуле

$$\Delta E = \sqrt{\left\langle \left\{ 1 - \exp[-q\gamma(\infty)] / (1 + q\mathcal{D}\tau_0) \right\} / \tau_0 + q\mathcal{D}_0 \right\rangle^2 + \delta_R^2}, \quad (30)$$

где  $q = \frac{\hbar\omega}{\mu}$  - отношение изменения импульса нейтрона  $\hbar\omega$  к массе рассеивающего атома  $\mu$  (в единицах массы нейтрона);

$\gamma(\infty)$  - асимптотическое значение дисперсии автокорреляционной функции при  $t \rightarrow \infty$  вследствие колебательных движений;

$\mathcal{D}$  - коэффициент непрерывной самодиффузии ( $\mathcal{D}_0$  - то же, но для центра колебаний);

$\tau_0$  - время "жизни" в колебательном состоянии;

$\delta_R$  - полуширина функции разрешения.

Как видно из выражения (30), с помощью вариации параметров  $\gamma(\infty)$ ,  $\mathcal{D}$ ,  $\mathcal{D}_0$ ,  $\tau_0$  квазиупругое рассеяние можно рассчитать по различным динамическим моделям диффузии в жидкости или твердом теле:

- модели непрерывной диффузии без учета правильной асимптотики временной автокорреляционной функции на бесконечности [14];
- модели непрерывной диффузии с учетом правильной асимптотики временной автокорреляционной функции [15];
- модели Сингви - Шоландера в квазикристаллическом пределе [16];
- модели Оскотского [17].

Вклад однофононного некогерентного рассеяния рассчитывается по обычной формуле [18]

$$S_{IF}(\omega, \omega) = q \exp[-q\gamma(\infty)] \frac{g(|\epsilon|)}{\epsilon [\exp(\epsilon/T) - 1]}, \quad (31)$$

где  $g(|\epsilon|)$  - обобщенный спектр частот колебаний атомов данного сорта в замедлителе.

Многофононный вклад рассчитывается непосредственным интегрированием корреляционной функции по времени (из которой вычтены члены, соответствующие упругому и однофононному рассеяниям):

$$S^{mf}(\alpha, \varepsilon) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} dt' \left\langle \exp \left\{ -q [n(\infty) - p(t)] - \frac{\varepsilon}{2T} \right\} - [1 + q p(t)] \exp \left[ -q n(\infty) - \frac{\varepsilon}{2T} \right] \right\rangle \exp \left( -\frac{\delta^2 T^2}{2} \right) \cos \varepsilon t dt'; \quad (32)$$

$$p(t) = \int_0^{\infty} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} g(\varepsilon) \frac{\cos \varepsilon t}{\operatorname{sh} \frac{\varepsilon}{2T}}. \quad (33)$$

Член  $\exp \left( -\frac{\delta^2 T^2}{2} \right)$  учитывает усреднение многофононной части закона рассеяния по функции разрешения, которая, как предполагается, имеет гауссовскую форму [19]. Алгоритм расчета при непосредственном интегрировании по времени в основном аналогичен алгоритму, используемому в программе ПРАССИВ [19]. Программа SCATL предусматривает также вычисление всего или только неупругого закона рассеяния непосредственным интегрированием по времени автокорреляционной функции на основе использования для последней моделей Эгелстаффа [20] и Турчина [18]. Модельное д.д.с., усредненное по функции разрешения прибора, вычисляется в программе DDS. При этом многофононный вклад рассчитывается с использованием формулы (32), а квазиупругая и однофононная составляющие усредняются по функции разрешения произвольной формы численным интегрированием.

#### 5. Коррекция абсолютных измерений д.д.с. воды на влияние конечных размеров образца

Описанный выше метод коррекции экспериментальных данных на эффекты конечных размеров образца применен к анализу измерений д.д.с. воды при температуре 500 К и начальной энергии 8 мэВ. Методика измерений д.д.с. воды на спектрометре ДИН-1М, процесс обработки экспериментальных данных и полученные результаты описаны ранее [7]. Поскольку коэффициенты ослабления ОКР-нейтронов введены на стадии предварительной обработки экспериментальных результатов, задача сводилась к нахождению поправки на МКР. Закон рассеяния рассчитывался в некогерентном приближении по программе SCATL как сумма квазиупругой и неупругой частей. Квазиупругая часть вычислялась по модели Оскотского (с параметрами  $\mathcal{Q}_0 = 11,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\tau_0 = 0,85 \cdot 10^{-12} \text{ с}$  [21]).

Неупругая часть закона рассеяния рассчитывалась в некогерентном гауссовском приближении методом интегрирования по времени с использованием для обобщенного спектра частот модели Эша [22]. Д.д.с., необходимые для сравнения с экспериментом, рассчитывались по программе DDS. При этом вклад квазиупругого рассеяния усреднялся по функции разрешения реальной формы, полученной по измерениям на ванадии. Неупругая часть д.д.с. усреднялась при интегрировании по времени методом, используемым в программе ПРАССИВ. Дисперсия функции разрешения в неупругой области находилась по формуле

$$\delta^2 = \left( \sqrt{\mathcal{Q}_1^2 + \mathcal{Q}_2 E^3 + \mathcal{Q}_3 E^2 + \mathcal{Q}_4 E^{X_R}} \right)^2, \quad (34)$$

где значения параметров  $\mathcal{Q}_1, \mathcal{Q}_2, \mathcal{Q}_3, \mathcal{Q}_4, X_R$  находились с учетом характеристик спектрометра ДИН-1М и реактора ИБР-30 [23].

По программе FISC были вычислены коэффициенты ослабления ОКР и величины, характеризующие МКР: абсолютный вклад двукратно рассеянных нейтронов<sup>X</sup> и соответствующий поправочный множитель. Д.д.с., полученные непосредственно из эксперимента и откорректированные на эффект МКР, показаны на рис.1. Здесь же приведены абсолютный вклад МКР-нейтронов, поправочный множитель и построены д.д.с., усредненные по функции разрешения, вычисленные по программе DDS на основе принятой динамической модели.

Приведенные результаты показывают, что эффект МКР в данном случае невелик. Это является следствием:

- сравнительно высокого пропускания образца (пропускание по воде для нейтронов с энергией 8 мэВ составляет около 87%);

<sup>X</sup> В связи с тем, что эффект МКР оказался незначительным, учет более высоких порядков рассеяния не проводился.

- цилиндрической формы образца, которая, как было показано выше, является оптимальной;  
- сравнительно плавного энергетического хода д.д.с., что связано с высокой температурой, при которой находился образец воды.

Угловая анизотропия абсолютного вклада МКР в диапазоны углов, представленных на рис.1, практически несущественна и лежит в пределах точности расчета. Относительный вклад МКР в наблюдаемое д.д.с. также почти не зависит от угла, поскольку само неупругое д.д.с. в данном диапазоне углов меняется слабо. В области максимума квазиупругого пика вклад МКР можно считать пренебрежимым. Исправленные нашим методом д.д.с. совпадают с расчетом, выполненным по модели, лучше, чем наблюдаемые. Это свидетельствует о корректности использованного метода введения поправки на МКР. Поскольку сравнение расчета и эксперимента проведено на уровне д.д.с. фактически адекватным образом, имеющиеся расхождения между модельными и экспериментальными кривыми следует отнести в основном за счет несовершенства модели.

#### Выводы

1. Результаты настоящей работы показывают необходимость корректного подхода к учету влияния конечных размеров образца в измерениях д.д.с. рассеяния медленных нейтронов, в частности, необходимость проведения предварительной обработки д.д.с. с учетом коэффициентов ослабления ОКР-нейтронов в материале образца и контейнера и конкретного анализа роли разрешения при введении поправок на МКР.

2. Эффект ослабления ОКР-нейтронов, как правило, более сильно влияет на результаты измерений, чем дополнительный вклад МКР-нейтронов. В некоторых случаях эффектом МКР можно пренебречь, но ослабление ОКР-нейтронов необходимо учитывать практически всегда.

3. Анализ образцов различной геометрии показывает, что оптимальной формой образца для многоуглового спектрометра является сплошной цилиндр, обеспечивающий наименьшие абсолютную величину и анизотропию коэффициентов ослабления ОКР и вклада МКР, а также являющийся оптимальным с точки зрения влияния конечных размеров образца на дисперсию функции разрешения.

4. Предложенный и опробованный в работе метод коррекции экспериментальных данных на влияние конечных размеров образца, реализованный в комплексе программ FISC, SCATL и DDS, устраняет некоторые недостатки ранее описанных методов. Кроме того, этот комплекс фактически позволяет проводить процесс адекватного сравнения расчета с экспериментом на уровне наблюдаемых д.д.с.

#### Список литературы

1. Спектры медленных нейтронов. М., Атомиздат, 1971.
2. Sears V. *Advances in Phys.*, 1975, v. 21, p.1.
3. Slagge E. *Nucl. Sci. and Engng*, 1969, v. 36, p.105.
4. Bischoff F., Yeater M.L., Moore W.E. *Nucl. Sci. and Engng*, 1972, v. 48, p. 266.
5. Лифоров В.Г., Новиков А.Г., Нозик В.З. и др. Препринт ФЭИ-129, 1968.
6. Новиков А.Г., Лисицкий Ю.В., Лифоров В.Г., Парфенов В.А. Дважды дифференциальные сечения рассеяния медленных нейтронов водой при высоких температурах. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). М., ЦНИИатоминформ, 1976, ч.2, с.71-78.
7. Глазков Ю.Ю., Лисицкий Ю.В., Парфенов В.А. Неупругое рассеяние медленных нейтронов бериллием. - Там же, с.79-84.
8. Лисицкий Ю.В., Парфенов В.А. Методика оценки дважды дифференциальных сечений рассеяния медленных нейтронов для реакторных замедлителей. - Там же, с.85-89.
9. Лисицкий Ю.В., Парфенов В.А., Глазков Ю.Ю. и др. Исследование рассеяния медленных нейтронов реакторными материалами. - Там же, с.105-111.
10. Парфенов В.А., Моисеев В.И. Прямые измерения многократного рассеяния медленных нейтронов. - Там же, с.123-128.
11. Johnson M. Reprint AERE-R7682, 1974.

12. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., Наука, 1971.
13. Ермаков С.М. Метод Монте-Карло и смежные вопросы. М., Наука, 1971.
14. Vineyard G. Phys. Rev., 1958, v.110, p.999.
15. Турчин В.Ф. Inelastic Neutron Scattering in Solids and Liquids.-Proceedings of Symposium IAEA. Vienna, 1961, p. 259.
16. Singwi R., Sjolander A. Phys. Rev., 1960, v.119, p.863.
17. Оскотский В.С. Физика твердого тела, 1963, т.5, с.1082.
18. Турчин В.Ф. Медленные нейтроны. М., Атомиздат, 1963.
19. Турчин В.Ф. Атомная энергия, 1965, т.19, с.428.
20. Egelstaff P., Schofield P. Nucl. Sci. and Engng, 1962, v.12, p.260.
21. Новиков А.Г., Искендеров С.М. Атомная энергия, 1977, т.42, с.498.
22. Eisch L., Yeater M.L., Moore W.E., Seeshann K.W. Nucl.Sci. and Engng, 1971, v. 46, p. 223.
23. Голиков В.В., Козлов Ж.А., Кулькин Л.К. и др. Препринт ОИЯИ 3-5736. Дубна, 1971.

УДК 539.172.12+539.172.4

ЭФФЕКТЫ НАРУШЕНИЯ ЧИСТОТЫ ИЗОСПИНА В РЕАКЦИЯХ (p,n), (p,p'), (n,n')

Г.Я.Тертычный, Е.Л.Ядровский

EFFECT OF ISOSPIN IMPURITY IN (p, n) (p, p'), (n, n') REACTIONS. In the framework of the shell-model the analysis of the isospin impurity was performed for the reactions (p,n), (p, p'), (n, n'). The direct and compound processes were considered. The isospin mixing parameters of the firsts IAR,  $\mu$ , were found to be remarkably less than the experimental values, received for the higher excitation energies. This difference may be connected with a different isospin mixing mechanism for the high and low energy and with an inaccurate extraction of these values from the experiment.

В настоящее время имеются данные [1-4] о существовании сильных эффектов изоспина в реакциях при энергиях возбуждения составного ядра 20 МэВ и выше. Наличие таких эффектов впервые было отмечено в работах [5-7], посвященных проверке гипотезы Н.Бора о независимости распада составного ядра от способа его образования. В работе [7] было показано, что даже при частичном нарушении чистоты изоспина вклад изобар-аналоговых состояний (ИАС) в среднее сечение реакции (p, p') увеличивает его в 2-4 раза. При точном сохранении изоспина это увеличение может быть в 1,5-2 раза больше. Такие эксперименты позволяют определить параметр смешивания  $\mu$  ИАС с состояниями другого изоспина:

$$\Psi_{>}(\mu) = \sqrt{1-\mu} \Psi_{>} + \sqrt{\mu} \Psi_{<},$$

где  $\Psi_{>}$  и  $\Psi_{<}$  - состояния ядра с изоспином  $T_{>}$  и  $T_{<}$  соответственно.

В качестве другого независимого метода определения параметра смешивания на основе эксперимента рассматривается возбуждение аналоговых и антианалоговых состояний в реакции прямой перезарядки протонов [8]. Используя реалистические предположения о механизме перезарядки (борновское приближение и средний изовекторный потенциал), возбуждение антианалоговых состояний можно представить только при условии нарушения их чистоты изоспина. Параметр смешивания определяется сравнением сечений возбуждения аналоговых и антианалоговых состояний в этой реакции.

В работе [9] проведены расчеты параметров смешивания ИАС с состояниями другого изоспина. В этой работе кроме известных механизмов смешивания с антианалоговыми  $\psi_{\tilde{A}}$  [10] и коллективными монополярными  $\psi_M$  [11] состояниями рассмотрено смешивание ИАС с неколлективными монополярными состояниями  $\psi_{\tilde{M}}$  :

$$\psi_{\tilde{M}}(\mu) = (1 - \mu_{\tilde{A}} - \mu_{\tilde{M}} - \mu_M)^{1/2} \psi_A + \mu_{\tilde{A}}^{1/2} \psi_{\tilde{A}} + \mu_{\tilde{M}}^{1/2} \psi_{\tilde{M}} + \mu_M^{1/2} \psi_M . \quad (1)$$

При оценке энергии высоковозбужденных одночастичных уровней в работе [9] использованы уровни гармонического осциллятора. В данной работе приведены результаты аналогичных расчетов, где все уровни определены для потенциала Саксона-Вудса. Изменение энергий высоковозбужденных уровней сказалось в заметном уменьшении параметров смешивания в средних и тяжелых ядрах. Это смешивание обусловлено в основном монополярными состояниями. Результаты расчета сравниваются с экспериментальными значениями  $\mu$  и  $\mu_{\tilde{A}}$ .

### Средние сечения реакций (p,n), (p,p') и (n,n')

Общие вопросы учета изоспина в расчетах средних сечений изучены в работах [1-4]. Основные результаты этих исследований состоят в следующем:

1. Протоны в отличие от нейтронов и  $\alpha$ -частиц в предположении точного изоспина способны возбуждать два типа состояний:  $T_{>} = T_0 + 1/2$  и  $T_{<} = T_0 - 1/2$ , где  $T_0$  - изоспин ядра-мишени. Сечение образования составного ядра имеет вид

$$\sigma_R / \pi k^2 = T_P = \frac{1}{2T_0+1} \bar{T}_P^> + \frac{2T_0}{2T_0+1} \bar{T}_P^< , \quad (2)$$

где коэффициенты проницаемости связаны с соответствующими элементами S - матрицы:  $\bar{T}_P^> = 1 - |S^>|^2$  и  $\bar{T}_P^< = 1 - |S^<|^2$ . Далее используются общепринятые обозначения коэффициентов проницаемости:  $T_P^> = [1 / (2T_0 + 1)] \bar{T}_P^>$  и  $T_P^< = [2T_0 / (2T_0 + 1)] \bar{T}_P^<$ . Входящие сюда изоспиновые коэффициенты Клебша-Гордана показаны в табл.1, где кроме протонных каналов приведены данные для нейтронов и  $\alpha$ -частиц.

Таблица 1

Величины изоспиновых коэффициентов Клебша-Гордана и пороги распада ядерных состояний  $T_{>}$  и  $T_{<}$

Составное ядро ( $T, T_z$ )	Канал	Остаточное ядро ( $T', T'_z$ )	Коэффициент Клебша-Гордана $\langle T', T'_z   t, t_z   T, T_z \rangle^2$	Порог распада
$T_{<} = T_z = T_0 - 1/2$	Протон	$T_0, T_0$	$2T_0 / (2T_0 + 1)$	$\epsilon_p$
	Нейтрон	$T_0 - 1, T_0 - 1$	1	$\epsilon_n$
	"	$T_0, T_0 - 1$	$1 / (2T_0 + 1)$	$E_{CD} + \epsilon_p$
	$\alpha$ -частица	$T_0 - 1/2, T_0 - 1/2$	1	$\epsilon_\alpha$
$T_{>} = T_z + 1 = T_0 + 1/2$	Протон	$T_0, T_0$	$1 / (2T_0 + 1)$	$\epsilon_p$
	"	$T_0 + 1, T_0$	$(2T_0 + 1) / (2T_0 + 3)$	$E_{CD} + \epsilon_n$
	Нейтрон	$T_0, T_0 - 1$	$2T_0 / (2T_0 + 1)$	$E_{CD} + \epsilon_p$
	$\alpha$ -частица	$T_0 + 1/2$	1	$E_{CD} + \epsilon$

2. В приближении точного изоспина формула Хаузера-Фешбаха для сечения реакции ( $N, N'$ ) имеет вид [1]

$$\sigma_{NN'} = \sum_J g_J T_N^< \frac{T_{N'}^<}{\sum T_{N''}^<} + \sum_J g_J T_N^> \frac{T_{N'}^>}{\sum T_{N''}^>} , \quad (3)$$

где индекс  $N$  включает все квантовые числа каналов и суммирование в знаменателях ведется по открытым каналам (см. табл.1). Оценки показывают, что

$$\frac{\sigma^>(p, n)}{\sigma^>(p, p')} \sim 2T_0 \frac{\exp[-(E_{CD} - E_{CB})/\Theta]}{1 + E_{CB}/\Theta} \ll 1, \quad (4)$$

где  $E_{CD}$  - энергия кулоновского смещения ИАС;  
 $E_{CB}$  - энергия кулоновского барьера;  
 $\Theta$  - ядерная температура.

Согласно соотношению (4) сечение реакции перезарядки через составное ядро является пренебрежимо малым. Поскольку  $|S_{pn}|^2 \ll |S_{pp}|^2$  и  $|S^>|^2 \approx |S^<|^2$ ,  $T_p^> = (2T_0)^{-1} T_p^<$ .

3. Анализ эриксоновских флюктуаций показывает, что вследствие влияния изоспина наблюдается заметное различие когерентных ширин, измеренных для рассеяния протонов и  $\alpha$ -частиц [2].

4. Эффекты смешивания состояний  $T_>$  и  $T_<$  вследствие существования общих каналов распада (внешнее смешивание), важные для изолированных изобар-аналоговых резонансов (ИАР), практически пропадают для более высоких энергий возбуждения, когда открыто много каналов распада ИАС [4].

5. При высоких энергиях остаются эффекты внутреннего смешивания ИАС с состояниями другого изоспина кулоновским оператором, приводящие к снятию запрета на нейтронный канал распада ИАС, искажению протонных каналов и появлению ширины размытия ИАС по состояниям другого изоспина. Последовательный учет этих эффектов для расчетов средних сечений выполнен в работе [7], исходя из данных которой можно переопределить формулу Хаузера-Фешбаха с учетом возможного смешивания состояний ядра по изоспину. Тогда ширина в протонном канале

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_p^>(\mu) &= (1-\mu)\Gamma_p^> + \mu\Gamma_p^<; \\ \Gamma_p^<(\mu) &= \left(1 - \mu \frac{\rho_>}{\rho_<}\right)\Gamma_p^< + \mu \frac{\rho_>}{\rho_<} \Gamma_p^>, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где  $\rho_>$  и  $\rho_<$  - плотность уровней состояний  $T_>$  и  $T_<$  соответственно. Полная ширина состояний составного ядра

$$\left. \begin{aligned} \Gamma^>(\mu) &= (1-\mu)\Gamma^> + \mu\Gamma^<; \\ \Gamma^<(\mu) &= \left(1 - \mu \frac{\rho_>}{\rho_<}\right)\Gamma^< + \mu \frac{\rho_>}{\rho_<} \Gamma^>. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Ширина в нейтронном канале

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_n^>(\mu) &= \mu\Gamma_n^<; \\ \Gamma_n^<(\mu) &= \left(1 - \mu \frac{\rho_>}{\rho_<}\right)\Gamma_n^<. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Коэффициенты проницаемости в протонном канале

$$\left. \begin{aligned} T_p^<(\mu) &= \left(1 - \mu \frac{\rho_>}{\rho_<}\right)T_p^< + \mu T_p^>; \\ T_p^>(\mu) &= (1-\mu)T_p^> + \mu \frac{\rho_>}{\rho_<} T_p^<. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Коэффициенты проницаемости в нейтронном канале

$$\left. \begin{aligned} T_n^>(\mu) &= \mu \frac{\rho_>}{\rho_<} T_n^<; \\ T_n^<(\mu) &= \left(1 - \mu \frac{\rho_>}{\rho_<}\right)T_n^<. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

С учетом нарушения чистоты изоспина среднее сечение рассеяния протонов определяется следующим выражением:

$$\begin{aligned} \sigma_{p,p'}(\mu) = & \sum_J g_J \left[ T_p^> (1-\mu) + \mu \frac{\rho_>}{\rho_<} T_p^< \right] \frac{(1-\mu)\Gamma_{p'}^> + \mu\Gamma_{p'}^<}{(1-\mu)\Gamma^> + \mu\Gamma^<} + \\ & + \sum_J g_J \left[ \left(1 - \mu \frac{\rho_>}{\rho_<}\right) T_p^< + \mu T_p^> \right] \frac{\left(1 - \mu \frac{\rho_>}{\rho_<}\right) \Gamma_{p'}^< + \mu \frac{\rho_>}{\rho_<} \Gamma_{p'}^>}{\left(1 - \mu \frac{\rho_>}{\rho_<}\right) \Gamma^< + \mu \frac{\rho_>}{\rho_<} \Gamma^>} \end{aligned} \quad (10)$$

Аналогично для реакции  $(p, n)$

$$\begin{aligned} \sigma_{p,n}(\mu) = & \sum_J g_J \left[ (1-\mu) T_p^> + \mu \frac{\rho_>}{\rho_<} T_p^< \right] \frac{\mu \Gamma_n^<}{(1-\mu)\Gamma^> + \mu\Gamma^<} + \\ & + \sum_J g_J \left[ \left(1 - \mu \frac{\rho_>}{\rho_<}\right) T_p^< + \mu T_p^> \right] \frac{\left(1 - \mu \frac{\rho_>}{\rho_<}\right) \Gamma_n^<}{\left(1 - \mu \frac{\rho_>}{\rho_<}\right) \Gamma^< + \mu \frac{\rho_>}{\rho_<} \Gamma^>} \end{aligned} \quad (11)$$

и для рассеянных нейтронов

$$\begin{aligned} \sigma_{n,n'}(\mu) = & \sum_J g_J \left( \mu \frac{\rho_>}{\rho_<} \right) T_n^< \frac{\mu \Gamma_{n'}^<}{(1-\mu)\Gamma^> + \mu\Gamma^<} + \\ & + \sum_J g_J \left(1 - \mu \frac{\rho_>}{\rho_<}\right) T_n^< \frac{\left(1 - \mu \frac{\rho_>}{\rho_<}\right) \Gamma_{n'}^<}{\left(1 - \mu \frac{\rho_>}{\rho_<}\right) \Gamma^< + \mu \frac{\rho_>}{\rho_<} \Gamma^>} \end{aligned} \quad (12)$$

Используя реалистические приближения  $\Gamma_n^< \approx \Gamma^<$ ,  $T_p^> = (1/2T_0) T_p^<$ ,  $\rho_>/\rho_< = \exp(-E_c/\theta) \ll 1$  и учитывая, что параметры смешивания, определенные на основе эксперимента, не являются слишком малыми, выражения (10)-(12) можно упростить:

$$\sigma_{p,p'}(\mu) \approx (1-\mu) \sigma_{p,p'}(0) = (1-\mu) \left[ \sigma_{p,p'}^>(0) + \sigma_{p,p'}^<(0) \right]; \quad (10a)$$

$$\sigma_{p,n}(\mu) \approx \frac{2T_0+1}{2T_0} \sigma_{p,n}(0) = \frac{2T_0+1}{2T_0} \sigma_{p,n}^<(0); \quad (11a)$$

$$\sigma_{n,n'}(\mu) \approx \left(1 + \mu \frac{\rho_>}{\rho_<}\right) \sigma_{n,n'}(0) = \left(1 + \mu \frac{\rho_>}{\rho_<}\right) \sigma_{n,n'}^<(0). \quad (12a)$$

Согласно соотношениям (10a)-(12a) смешивание по изоспину увеличивает сечения реакций  $(p, n)$  и  $(n, n')$  на фактор  $(2T_0 + 1) / 2 T_0$  и  $(1 + \mu \frac{\rho_>}{\rho_<})$  соответственно и уменьшает сечение рассеяния протонов на фактор  $(1 - \mu)$ . В той области энергий и ядер, где справедливы предположения, принятые при получении соотношений (10a)-(12a), смешивание по изоспину не может приводить к изменению характера спектров и угловых распределений нейтронов и протонов рассмотренных реакций.

**Сечение реакции перезарядки**

**с возбуждением аналоговых и антианалоговых состояний**

В общем случае сечение перезарядки определяется выражением

$$\frac{d\sigma_{p,n}}{d\Omega} = \frac{(2\pi)^4}{K_p^2} \left| \langle p, T_0 T_0 | v + vG^{(+)}v | n, T_f T_0 - 1 \rangle \right|^2, \quad (13)$$

где  $V$  - взаимодействие нуклона с ядром;

$K_p$  - волновое число протона;

$G^{(+)}$  - точная функция Грина ( $G^{(+)} = 1/(H-E+i\epsilon)$ ), где  $H$  - полный гамильтониан системы.

Если в качестве величины  $V$  взять зарядообменную часть среднего ядерного потенциала

$$V_L^{(-+)} = \frac{2V_1}{A} (t^- T^+) v(z) \quad (14)$$

и оставить первый член борновского ряда, выражение для сечения будет иметь вид

$$\frac{d\sigma_{p,n}}{d\Omega} = \frac{(2\pi)^4}{K_p^2} \frac{4V_1^2}{A^2} \left| \langle p, T_0 T_0 | (t^- T^+) v(z) | n, T_f T_0 - 1 \rangle \right|^2, \quad (13a)$$

где волновые функции протона и нейтрона искажаются изоскалярным парным взаимодействием и средним изовекторным ядерным потенциалом  $V_L^{(zz)} = \frac{2V_1}{A} (t_z T_z) v(z)$ . В случае точного изоспина матричный элемент в формуле (13a) не равен нулю для  $T_f = T_0$ , а сечение возбуждения антианалога  $T_f = T_0 - 1$  равно нулю. Если есть смешивание аналога и антианалога, т.е.

$$\left. \begin{aligned} |\bar{n}, T_f T_0 - 1 \rangle &= (1 - \mu_{\bar{\lambda}})^{1/2} |n, T_0 - 1 T_0 - 1 \rangle + \mu_{\bar{\lambda}}^{1/2} |n, T_0 T_0 - 1 \rangle; \\ |\tilde{n}, T_f T_0 - 1 \rangle &= \mu_{\bar{\lambda}}^{1/2} |n, T_0 - 1 T_0 - 1 \rangle + (1 - \mu_{\bar{\lambda}})^{1/2} |n, T_0 T_0 - 1 \rangle, \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

сечения возбуждения этих состояний связаны соотношением

$$\frac{d\sigma_{p,\bar{n}}}{d\Omega} / \frac{d\sigma_{p,\tilde{n}}}{d\Omega} = \frac{\mu_{\bar{\lambda}}}{1 - \mu_{\bar{\lambda}}} \quad (16)$$

В табл.2 приведена величина  $\mu_{\bar{\lambda}_{\text{эксп}}}(A_1)$ , полученная по выражению (16) из отношений сечений перезарядки на аналог и антианалог, измеренных в работе [8] для  $^{56}\text{Co}$ , и из отношений сечений выхода состояний  $T_+$  и  $T_-$  в работе [12] для ядер  $^{90}\text{Nb}$ ,  $^{120}\text{Sb}$ ,  $^{165}\text{Er}$ ,  $^{208}\text{Bi}$ . Поскольку в последней антианалоги не выделялись, полученные значения  $\mu_{\bar{\lambda}}$  являются верхней оценкой параметра смешивания в этих ядрах.

Таблица 2

Параметр смешивания антианалогового состояния с ИАС по данным прямой реакции (p, n)

Изоспин ИАС	Остаточное ядро	$\mu_{\bar{\lambda}_{\text{эксп}}}(A_1)$	$\alpha_{\bar{\lambda}_{\text{теор}}}(A_1)$ / По (20), см. с. 29	Литература
2	$^{56}\text{Co}$	0,07	0,070	[8]
5	$^{90}\text{Nb}$	< 0,3	0,011	[12]
10	$^{120}\text{Sb}$	< 0,2	0,004	[12]
31/2	$^{165}\text{Er}$	< 0,3	0,003	[12]
22	$^{208}\text{Bi}$	< 0,5	0,002	[12]

Даже с учетом неоднозначности в определении параметров смешивания на основе экспериментальных данных можно утверждать, что существует сильный запрет, обусловленный правилами отбора по изоспину, на процесс перезарядки с возбуждением антианалоговых состояний. Этот запрет является причиной сильного подавления вклада прямого механизма возбуждения низколежащих ( $T_-$ ) состояний в реакции (p, n) по сравнению с реакциями (n, n') и (p, p') [13].

Расчет параметров смешивания в модели оболочек

В табл.3 приведены результаты оболочечного расчета параметров смешивания ИАС с антианалоговыми  $\alpha_{\tilde{\lambda}}$ , коллективными  $\alpha_M$  и неколлективными монополярными  $\alpha_{\tilde{M}}$  состояниями. Расчеты выполнены в первом порядке теории возмущений по кулоновскому взаимодействию  $V_C$ :

$$\alpha_{\tilde{\lambda}} = \left( \frac{\langle \Psi_{\tilde{\lambda}} | V_C | \Psi_A \rangle}{E_A - E_{\tilde{\lambda}}} \right)^2 ; \quad (17)$$

$$\alpha_M = \left( \frac{\langle \Psi_M | V_C | \Psi_A \rangle}{E_M - E_A} \right)^2 ; \quad (18)$$

$$\alpha_{\tilde{M}} = \left( \frac{\langle \Psi_{\tilde{M}} | V_C | \Psi_A \rangle}{E_{\tilde{M}} - E_A} \right)^2 , \quad (19)$$

где  $E_A$ ,  $E_{\tilde{\lambda}}$ ,  $E_M$ ,  $E_{\tilde{M}}$  - энергии аналога, антианалога, коллективного и неколлективного монополярного состояний соответственно.

Результаты расчета в модели оболочек (теория возмущений)

Таблица 3

Ядро	$E_A - E_{\tilde{\lambda}}$ , МэВ	$E_{\tilde{M}} - E_A$ , МэВ	$E_M - E_A$ , МэВ	$100 \alpha_{\tilde{\lambda}}$	$100 \alpha_{\tilde{M}}$	$100 \alpha_M$	$100 (\alpha_{\tilde{\lambda}} + \alpha_{\tilde{M}} + \alpha_M)$
$^{48}\text{Ca}$	9,2	20,2	25	0	0,11	0,07	0,18
$^{58}\text{Ni}$	1,9	19,8	22,4	7,46	0,26	0,21	7,93
$^{64}\text{Ni}$	6,9	17,7	23,5	0,57	0,29	0,16	1,02
$^{90}\text{Zr}$	6,1	15,4	22,6	0	0,59	0,28	0,87
$^{114}\text{Sn}$	6,8	13,2	22,9	0,59	1,38	0,46	2,43
$^{118}\text{Sn}$	8,4	12,4	23,4	0,39	1,38	0,39	2,16
$^{124}\text{Sn}$	10,7	12,2	23,2	0,24	1,59	0,44	2,27
$^{208}\text{Pb}$	11,6	8,6	25,8	0,2	7,5	0,83	8,53

В отличие от старых расчетов [9], выполненных для осцилляторных энергий ( $2\hbar\omega = 82 \cdot A^{-1/3}$  МэВ), настоящий расчет с энергиями в потенциале Сагсона-Вудса ( $2\hbar\omega = (76 + 0,1 \cdot A)A^{-1/3}$  МэВ) дает заметно меньшие значения  $\alpha_{\tilde{M}}$  (для  $^{208}\text{Pb}$  меньше в 3,5 раза).

На основе выражений (17)-(19) получены полуэмпирические формулы

$$\alpha_{\tilde{\lambda}} \approx \left[ \frac{(10^{-2}A + 0,3)A^{1/3}}{152 + 0,2A - 50A^{1/3}} \right]^2 ; \quad (17a)$$

$$\alpha_M \approx \left( \frac{10^{-2}A + 0,3}{25} \right)^2 ; \quad (18a)$$

$$\alpha_{\tilde{M}} \approx 3,31 \cdot 10^{-4} V_{AA}^2 \left( \frac{A}{N-Z} \right)^2, \quad (19a)$$

где  $V_{AA}^2 \approx 0,27 \text{ МэВ}^2$  из условия  $\alpha_{\tilde{\lambda}} \approx 0,2\%$  в ядре  $^{208}\text{Pb}$ . Для грубых оценок можно использовать более простую формулу (в относительных единицах):

$$\alpha = 6,16 \cdot 10^{-4} (A-70) + 0,89 \cdot 10^{-4} \left( 1 - \frac{2Z}{A} \right)^2, \quad (20)$$

где первое слагаемое описывает вклад монополярных состояний, второе - антианалоговых состояний. В табл.2 и 4 приведены параметры смешивания, рассчитанные по этой формуле.

Таблица 4

Величина параметра смешивания из работы [7] и результаты расчета величин  $\alpha_A$ ,  $\alpha_M + \alpha_m$  и  $\alpha_A + \alpha_M + \alpha_m$  по полуэмпирической формуле (20)

Составное ядро	$E^*$ МэВ	$\mu$ эксп	$E_{A_1}^*$ МэВ	$\alpha_A$	$\alpha_M + \alpha_m$	$\alpha_A + \alpha_M + \alpha_m$
$^{49}\text{Tl}$	20,5	$0,16 \pm 0,16$	6,41	0,024	0	0,024
$^{52}\text{Cr}$	24,2	$0,16 \pm 0,04$	11,24	0,015	0	0,015
$^{55}\text{Mn}$	21,8	$0,22 \pm 0,14$	7	0,011	0	0,011
$^{56}\text{Fe}$	23,9	$0,32 \pm 0,17$	11,51	0,017	0	0,017
$^{60}\text{Ni}$	23,3	$0,25 \pm 0,16$	8	0,020	0	0,020
$^{63}\text{Cu}$	19,9	$0,39 \pm 0,19$	8,58	0,014	0	0,014
$^{64}\text{Zn}$	17,6	$0,55 \pm 0,12$	10	0,023	0	0,023
	23,5	$0,31 \pm 0,09$	-	-	-	-
$^{66}\text{Ga}$	22,7	$0,52 \pm 0,08$	11,35	0,011	0	0,011
$^{68}\text{Ga}$	17,4	$0,37 \pm 0,04$	6,06	0,012	0	0,012
	22,4	$0,30 \pm 0,08$	-	-	-	-
$^{111}\text{In}$	20,9	$0,62 \pm 0,14$	11	0,0065	0,025	0,0285
$^{208}\text{Bi}$	-	-	15,22	0,0020	0,085	0,087
$^{238}\text{Np}$	-	-	18,92	0,0017	0,104	0,106

Примечание.  $E_{A_1}^*$  - энергия возбуждения первого ИАС в этом ядре.

#### Сравнение теории с экспериментом

Из табл.4 видно сильное различие величин  $\mu$  и  $\alpha$ . Оно может быть обусловлено двумя независимыми причинами. Во-первых, величины  $\mu$  определены для энергий возбуждения ядра, значительно больших, чем энергии первых ИАС, для которых рассчитаны  $\alpha$ . Поэтому различие может быть обусловлено разницей в механизмах смешивания при низких и высоких энергиях. Во-вторых, определение величин  $\mu$  из экспериментальных данных по спектрам реакций  $(p, p')$ ,  $(\alpha, \alpha')$ ,  $(p, \alpha)$  и  $(\alpha, p)$  проведено в предположении простейшего механизма этих реакций - статистического распада состояний составного ядра с плотностью уровней для Ферми газа, без учета влияния других возможных механизмов: предравновесного распада, прямого процесса.

Приведенные в табл.2 параметры смешивания  $\mu_{A_1}^{\text{эксп}}$  относятся к низковозбужденным состояниям ядер. Однако и здесь предполагался самый простой из возможных механизмов  $(p, n)$ -реакции - прямой процесс, рассмотренный в первом борновском приближении. Кроме того, не учтен вклад механизма составного ядра с возбуждением и распадом ИАС по разрешенному изоспином нейтронному каналу. Существует указание [8] о важности второго борновского члена в амплитуде. В работе [14] был рассмотрен механизм возбуждения антианалоговых состояний в реакции  $(p, n)$ , обусловленный отличием ядерного потенциала от потенциала Лэйна. Таким образом, параметр смешивания, определенный нами из сечения возбуждения антианалогового состояния в реакции  $(p, n)$ , является величиной весьма приближенной.

В последние годы для некоторых легких ядер были получены достаточно точные данные фермиевских сверхразрешенных переходов [15]. Эти данные позволяют определить векторную константу слабого взаимодействия, если известна степень чистоты по изоспиному ИАС. Несмотря на то, что исследованиям чистоты по изоспиному ИАС уделяется большое внимание, этот вопрос следует считать открытым, так

как определение параметров смешивания из ядерных реакций не является достаточно надежным, а теоретические оценки, проведенные различными авторами, зависят от многих параметров (носят приближенный характер).

#### Список литературы

1. Grimes S.M., Anderson J.D., Kerman A.K., Wong C. Phys. Rev., 1972, v. C5, p.85.
2. Robson D., Richter A., Harney H.L. Ibid., 1973, v. C8, p.153.
3. Ядровский Е.Л. Phys. Letters, 1975, v.55B, p.157.
4. Тертычный Г.Я., Ядровский Е.Л. Эффекты изоспина в нейтронных измерениях и делении ядер. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). М., ЦНИАтоминформ, 1976, ч.3, с.123-127.
5. Lu C.C., Huizenga J.R., Stepan C.J., Goraki A.J. Nucl.Phys., 1971, v.A164, p.225.
6. Luis C. Vaz, Lu C.C., Huizenga J.R. Phys. Rev., 1972, v. C5, p.463.
7. Lux C.R., Porile N.T., Grimes S.M. Ibid., 1977, v.C5, p.1308.
8. Fielding H.W., Riekersen L.D., Kunz P.D. e.a. Phys.Rev. Letters, 1974, v.33, p.226.
9. Тертычный Г.Я., Ядровский Е.Л. - Изв. АН СССР. Сер. физическая, 1977, т.41, с. 57.
10. Lane A.M., Soper J.M. Nucl. Phys., 1963, v.37, p.663.
11. Mekjian A.Z. Ibid., 1970, v.A146, p.288.
12. Carlsson I.D., Zafiratos C.D., Lind D.A. Ibid., 1975, v.A249, p.29.
13. Бирюков Н.С., Журавлев Б.В., Корнилов Н.В. и др. Спектры и угловые распределения нейтронов из реакций  $^{181}\text{Ta}(p,n)^{181}\text{W}$  и  $^{181}\text{Ta}(n,p)^{181}\text{Ta}$ . - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). М., ЦНИАтоминформ, 1977, с.260-264.
14. Lovas R. Phys. Letters, 1977, v.71, p.16.
15. Towne I.S., Hardy J.C., Harney M. Nucl. Phys., 1977, v.A284, p.2.

УДК 539.170.01

ОБ ИНФОРМАЦИОННОЙ ЕМКОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ КРИВОЙ С ОШИБКАМИ

В.Н. Виноградов, Е.В. Гай, Н.С. Работнов

ON INFORMATIONAL CAPACITY OF THE EXPERIMENTAL CURVE WITH ERRORS. The set of interpolation points is considered as a set of general parameters for experimental functions approximation, with the whole number being equal to that of the parameters of the theoretical model. This makes it possible to introduce a common scale and a zero point for all coordinates in the space of parameters. Also it is possible with the use of the joint probabilities distribution entropy for interpolation points to calculate the quantity of analytical information in the experimental data. The numerical model example is considered.

Вопрос о количестве информации, содержащейся в значении непрерывной случайной величины или задаваемой функцией распределения, имеет одну неопределенность. Неопределенность связана с тем, что энтропия непрерывных распределений зависит от выбранной системы координат и при переходе от одной системы к другой меняется на величину, равную логарифму

якобиана преобразования от старых координат к новым [1,2]. Однако скорость создания сообщений и пропускная способность канала связи определяются разностью двух энтропий и не зависят от координатной системы. Таким образом, если результат эксперимента по определению функциональной зависимости двух величин имеет вид конечного набора значений с ошибками, измеренных при фиксированных значениях аргумента, то можно определить энтропию этой кривой с ошибками, зная ковариационную матрицу ошибок. Такое "поточечное" задание кривой часто обладает явной избыточностью, поскольку кривую можно параметризовать, т.е. аппроксимировать аналитической функцией, зависящей от параметров, общее число которых может быть гораздо меньше числа точек, и оперировать с ковариационной матрицей таких параметров. Мерой энтропии в этом случае чаще всего служит один из инвариантов ковариационной матрицы [3], обычно корень квадратный из ее детерминанта, пропорциональный объему "эллипсоида ошибок" параметров. Его вычисление содержит упомянутую неопределенность. Таким образом, если использовать достаточно универсальную параметризацию, пригодную для широкого класса кривых, выбрав в соответствующем пространстве параметров масштаб и начало отсчета энтропии, то появится возможность приписать каждой экспериментальной кривой из этого класса определенную информационную емкость, выражаемую одним числом. В настоящей работе рассматривается один из возможных вариантов решения данного вопроса.

### Опорные ординаты как параметры аппроксимирующей кривой

Если аппроксимирующая функция  $f(x_i; \rho_1, \dots, \rho_L)$  зависит от  $L$  параметров, то после аппроксимации (выбора значений  $\rho_1, \dots, \rho_L$ ) можно перейти к новой параметризации, которую назовем параметризацией опорными ординатами, т.е., выбрав  $L$  произвольных значений аргумента  $x$ , можно записать систему уравнений

$$f(x_i; \rho_1, \dots, \rho_L) = f_i, \quad \text{где } i = 1, 2, \dots, L. \quad (1)$$

После этого можно рассматривать значения  $f_i$  в правой части как новые параметры. Если система (1) имеет решение в некоторой области значений  $f_i$ , однозначно определяющее вектор  $(\rho_i)$  как функцию вектора  $(f_i)$ , то можно записать  $f = F(x; f_1, \dots, f_L)$ . Назовем  $f_i$  опорными ординатами для заданного набора  $(x_i)$ , чтобы подчеркнуть отличие точек  $(x_i, f_i)$  от обычных узлов аппроксимации, ибо  $f_i$  в данном случае являются варьируемыми величинами, а в методе узлов они фиксированы. Опорные ординаты обладают следующими достоинствами: имеют одинаковую размерность, кроме того, значение функции  $f$  при фиксированном аргументе является их симметричной однородной функцией первого порядка, поскольку очевидно, что

$$F(x; \lambda f_1, \dots, \lambda f_L) = \lambda F(x; f_1, \dots, f_L), \quad (2)$$

и не зависит от порядка  $f_i$  (если переставлять и значения опорных абсцисс). Для параметров  $f_i$  можно определить матрицу Фишера  $A_{ik} = \partial^2 S / \partial f_i \partial f_k$  и обратную ей ковариационную матрицу  $A^{-1}$ . Здесь  $S$  - статистическая сумма аппроксимации

$$S = \frac{1}{2} (f_{\text{эксп}} - F)^T V^{-1} (f_{\text{эксп}} - F), \quad (3)$$

где  $V$  - корреляционная матрица экспериментальных точек;  
 $(f_{\text{эксп}} - F)$  - вектор их отклонений от аппроксимирующей кривой;  
 $T$  - значок транспонирования. Неопределенности значений параметров  $f_i$  непосредственно определяют "коридор ошибок" вдоль аппроксимирующей кривой.

Выражение для энтропии многомерного нормального распределения величины  $f(f_1, \dots, f_L)$  имеет вид [1]

$$H = - \int P(f) \log_2 P(f) df = \log_2 \left[ (2\pi e)^L \|A^{-1}\| \right]^{1/2}, \quad (4)$$

где  $\|A^{-1}\|$  - детерминант корреляционной матрицы. Информация является разностью значений энтропии до и после эксперимента. Если функциональная зависимость измеряется впервые, то формально следует приписать априорным значениям параметров бесконечные ошибки, что даст и бесконечные значения энтропии. Вид выражения (4) подсказывает вариант выбора начала отсчета энтропии, достаточно близкий к полной неопределенности, но позволяющий избежать бесконечных слагаемых. Если, взяв

в качестве параметров опорные ординаты, принять за единицу измерения среднее арифметическое значение функции  $\bar{f}_{\text{эксп}}$  в рассматриваемом интервале, то выражение (4) обращается в нуль в том случае, когда ошибки параметров  $f_i$ , отнесенные к  $\bar{f}_{\text{эксп}}$ , равны  $1/\sqrt{2\pi e} \approx 24,2\%$ . Этот гипотетический исход эксперимента можно принять за начало отсчета энтропии. Негэнтропию, отсчитанную от этого начала, назовем аналитической информацией, содержащейся в совокупности экспериментальных точек, и обозначим  $I_\alpha$ . Если в качестве масштаба выбрать среднее геометрическое значение опорных ординат, то выражение (4) сведется к сумме логарифмов относительных ошибок опорных ординат, деленных на  $(2\pi e)^{-1/2}$ . Однако такой выбор масштаба можно выполнить только после аппроксимации. В дальнейшем в качестве масштаба выберем  $\bar{f}$ , которое можно вычислить непосредственно по экспериментальным значениям.

Величина  $1/\sqrt{2\pi e}$  равна значению плотности нормального распределения при отклонении, равном дисперсии. Поэтому, если обозначить произвольное нормальное распределение случайной величины  $x$  с дисперсией  $\sigma^2$  через  $P(x, \sigma)$ , то критическое распределение вероятности значений параметра, при котором обращается в нуль содержащаяся в нем аналитическая информация, обладает запоминающимся свойством:

$$P_{\text{крит}}(\sigma', \sigma) = \sigma. \quad (5)$$

Итак, согласно сформулированному выше определению

$$I_\alpha = \frac{1}{2} \log_2 \left[ \|A\| \bar{f}^{2L} (2\pi e)^{-L} \right]^{1/2}. \quad (6)$$

Для получения матрицы  $A$  нужно уметь вычислять частные производные статистической суммы, а для этого – производные аппроксимирующей функции по опорным ординатам при произвольном значении аргумента. Получим соответствующие формулы и количественно рассмотрим модельную задачу, когда в качестве исходного метода параметризации используется дробно-рациональная аппроксимация (приближение Паде второго рода).

#### Корреляционная матрица опорных ординат для дробно-рациональной аппроксимации

Приближение Паде в последнее время все шире используется в качестве вычислительного метода в различных задачах математической физики [4, 5]. В работе [6] предложен метод построения приближений Паде высоких порядков для аппроксимации экспериментальных зависимостей. В рамках этого метода несложно вычислить корреляционную матрицу по опорным ординатам. Приближением Паде второго рода  $f^{[N, M]}(z)$  для функции  $f(z)$  называется отношение двух полиномов:

$$f^{[N, M]}(z) = P_N(z) / Q_M(z) \equiv f^{[L]}(z), \quad (7)$$

которое в точках  $z_i$  ( $1 \leq i \leq N + M + 1 = L$ ) принимает значения  $f(z_i)$ . Ограничимся случаем, когда  $M = N$  или  $N \pm 1$ . Помимо (7) потребуется представление Паде-аппроксиманты в виде конечной цепной дроби

$$f^{[L]}(z) = \frac{C_1}{1 + (z - z_1)C_2} \cdot \frac{1}{1 + \dots + (z - z_{L-1})C_L} \quad (8)$$

и полюсного разложения

$$f^{[L]}(z) = C + \sum_{i=1}^{\ell_1} \frac{a_i}{z - p_i} + \sum_{k=1}^{\ell_2} \frac{\alpha_k(z - \varepsilon_k) + \beta_k}{j_k^2 + (z - \varepsilon_k)}, \quad (9)$$

где  $C_k, C, a_i, p_i, \alpha_k, \beta_k, j_k, \varepsilon_k$  – постоянные;  
 $\ell_1$  – число действительных корней полинома  $Q_M(z)$ ;  
 $\ell_2$  – число пар его комплексных корней. Параметры  $C_n$  в выражении (8) находят путем введения вспомогательных функций  $U_k(z)$ , определяемых рекуррентным соотношением

$$U_{k+2}(z) = \frac{C_k U_k(z) - U_{k+1}(z)}{z - z_k}, \quad (10)$$

причем  $U_1(z) \equiv 1$ ;  $U_2(z) \equiv f(z)$ .

Тогда 
$$C_n = U_{n+1}(z_n) / U_n(z_n). \quad (11)$$

Полиномы в представлении (7) строятся по известным  $C_n$  с помощью рекуррентных соотношений

$$\left. \begin{aligned} P_n &= P_{n-1} + C_n(z - z_{n-1})P_{n-2}; \\ Q_n &= Q_{n-1} + C_n(z - z_{n-1})Q_{n-2} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

при  $P_0 = 0$ ;  $P_1 = C_1$ ;  $Q_0 = Q_1 = 1$ .

После построения полиномов и нахождения корней  $Q_M(z)$  отношение (7) известным способом раскладывается в сумму элементарных слагаемых (9). Существенно, что результирующие полиномы в (7) не зависят от порядка выбора опорных точек  $(z_i, f_i)$  в отличие от коэффициентов  $C_n$ . Выражения (7), (10)-(12) показывают, что сравнительно просто вычислять производные значений аппроксимирующей функции по ординатам последней и предпоследней опорных точек. Например,

$$\frac{\partial f^{[L]}(z)}{\partial f_L} = \frac{\partial C_L}{\partial f_L} (z - z_{L-1}) \frac{P_{L-2}(z)Q_L(z) - Q_{L-2}(z)P_L(z)}{Q_L^2(z)}, \quad (13a)$$

где 
$$\frac{\partial C_L}{\partial f_L} = \frac{U'_{L+1}(z_L)U_L(z_L) - U_{L+1}(z_L)U'(z_L)}{U_L(z_L)}. \quad (13b)$$

Аналогичные, несколько более сложные выражения получаются для  $\frac{\partial f^{[L]}(z)}{\partial f_{L-1}}$  и  $\frac{\partial^2 f^{[L]}(z)}{\partial f_{L-1} \partial f_L}$ .

Они были использованы при рассмотрении модельной задачи для вычисления элементов матрицы Фишера:

$$\frac{\partial^2 S}{\partial f_k \partial f_L} = \sum_{i=1}^{N_{\text{эксп}}} \frac{1}{\sigma_i^2} \left\{ \frac{\partial f^{[L]}(z_i)}{\partial f_k} \frac{\partial f^{[L]}(z_i)}{\partial f_L} - [f^{[L]}(z_i) - f_{\text{эксп}}(z_i)] \frac{\partial^2 f(z_i)}{\partial f_k \partial f_L} \right\}. \quad (14)$$

При этом соответствующие опорные ординаты поочередно выбирались в качестве последней и предпоследней.

### Рассмотрение модельной задачи

В качестве модельной была выбрана функция

$$F(z) = 1 + \frac{1}{(z + 0,5)^2 + 0,5^2} + \frac{1 + 0,2z}{(z - 0,5)^2 + 0,3^2}, \quad (15)$$

заданная на отрезке  $[-1, 1]$  с шагом 0,05 (всего 41 точка). С помощью датчика случайных чисел, выбранных из нормального распределения, к значениям функции (15) добавлялись случайные отклонения с амплитудой, соответствующей постоянной относительной ошибке. Обработывались два набора: с  $\bar{\Delta}_{\text{отн}}$ , равной 1 и 5%. Для обеих кривых наращивался ранг Паде-аппроксимации до получения наилучшего (в смысле критерия Гаусса) описания. Исходная точная кривая является дробно-рациональным выражением с  $L = 9$ . Оптимальные аппроксиманты для кривых с разбросом также получились при  $L = 9$  со среднеквадратичным относительным отклонением 1,03 и 4,11% соответственно двум наборам. Результаты обработки приведены в табл.1, 2. Количество аналитической информации, вычисленное по формуле (6), оказалось равным 50,0 (1%) и 38,4 (5%). Применение формулы (6) непосредственно к двум наборам экспериментальных значений с ошибками дает величины 193 и 97,9 соответственно, что позволяет получить представление об избыточности поточечного задания.

Для обоих случаев получались корреляционные матрицы: по опорным ординатам и по резонансным параметрам разложения (9). Сравнение их для случая  $\bar{\Delta}_{\text{отн}} = 1\%$  (см. табл.1 и 2) показывает, что

Таблица 1

Оцененные значения опорных ординат, их погрешностей и коэффициентов корреляции

$I_{\alpha} = 38,4 (5\%)$	$z_i$	-1,0	-0,9	-0,25	0,1	0,15	0,5	0,65	0,85	1,0
	$f_i$	3,0500	3,7663	5,6866	6,6380	7,2927	14,154	11,727	7,0846	4,8684
	$\Delta f_i / f_i$	0,118	0,0275	0,0214	0,0105	0,0083	0,189	0,0118	0,0100	0,0230
$I_{\alpha} = 50,8 (1\%)$	$z_i$	-1,0	-0,6	-0,45	-0,25	0,05	0,15	0,35	0,5	0,8
	$f_i$	3,3500	5,5086	5,8707	5,6560	6,2614	7,3267	11,479	13,936	7,9817
	$\Delta f_i / f_i$	0,0078	0,0045	0,0047	0,0048	0,0061	0,0059	0,0051	0,0052	0,0057
$\rho_{ik}$	1	-0,0008	0,005	-0,004	0,005	0,004	-0,003	0,003	-0,007	
	0,102	1	0,015	-0,007	0,006	0,005	-0,004	0,003	-0,006	
	0,137	0,004	1	0,006	-0,0006	0,0015	-0,0005	-0,0006	-0,003	
	-0,230	-0,0035	-0,039	1	-0,006	-0,008	0,004	-0,002	0,007	
	0,170	$5 \cdot 10^{-5}$	0,015	-0,006	1	0,033	-0,004	-0,0003	-0,009	
	-0,235	$-4 \cdot 10^{-4}$	-0,035	0,037	-0,029	1	0,010	-0,007	-0,0009	
	-0,093	-0,011	-0,037	0,030	-0,022	0,144	1	0,015	0,009	
	-0,044	0,013	0,020	-0,010	0,008	-0,043	-0,024	1	-0,026	
	-0,094	-0,010	-0,031	0,027	-0,021	0,119	0,029	-0,004	1	

Примечания: 1. Первые шесть строк - абсциссы и ординаты опорных точек и оцененные погрешности опорных ординат. 2. Верхний треугольник корреляционной матрицы  $\rho_{ik}$  соответствует варианту с  $\bar{\Delta}_{отн} = 1\%$ , нижний - с  $\bar{\Delta}_{отн} = 5\%$ .

Таблица 2

Оцененные значения резонансных параметров разложения (9), их погрешностей и коэффициентов корреляции

Значения	$\zeta$	$\alpha_1$	$\beta_1$	$\gamma_1$	$\varepsilon_1$	$\alpha_2$	$\beta_2$	$\gamma_2$	$\varepsilon_2$
Точные	1	0,2	1	0,3	0,5	0	1	0,5	-0,5
Оцененные	1,030	0,193	1,01	0,302	0,501	-0,034	0,974	0,497	-0,494
Оцененные абсолютные погрешности	0,144	0,0507	0,079	0,0085	0,0040	0,217	0,062	0,0112	0,033
$\rho_{ik}$	1	-0,54	-0,88	-0,86	0,35	0,74	-0,58	-0,17	-0,69
	-	1	0,46	0,44	-0,92	-0,54	0,57	0,26	0,57
	-	-	1	0,99	-0,33	-0,93	0,18	-0,23	0,88
	-	-	-	1	-0,32	-0,90	0,16	-0,24	0,85
	-	-	-	-	1	0,44	-0,37	-0,11	-0,47
	-	-	-	-	-	1	-0,87	0,30	-0,99
	-	-	-	-	-	-	1	0,87	0,84
	-	-	-	-	-	-	-	1	-0,28
	-	-	-	-	-	-	-	-	1

Примечание. Приводятся результаты лишь для случая с  $\bar{\Delta}_{отн} = 1\%$ . Для  $\bar{\Delta}_{отн} = 5\%$  матрица Фишера плохо обусловлена.

недиагональные элементы в первом случае гораздо меньше, чем во втором, так же, как и относительные ошибки параметров. Для  $\bar{\Delta}_{отн} = 5\%$  матрица Фишера по резонансным параметрам оказалась плохо обусловленной, что привело к бессмысленным значениям элементов корреляционной матрицы, а по опорным ординатам наибольший коэффициент корреляции не превышал 0,25, и полученные значения погрешностей для  $f_i$  полностью согласуются с фактическими отклонениями (для 1% это выполняется в обоих случаях).

Малость недиагональных элементов корреляционной матрицы по опорным ординатам является не случайной и связана, по-видимому, с тем обстоятельством, что опорные ординаты независимы, коэффициенты чувствительности значений аппроксимирующей функции ко всем параметрам, кроме одного, обращаются в нуль во всех опорных точках, т.е.  $L$  раз на протяжении рассматриваемого интервала, что и ограничивает значения производных  $\partial^2 S / \partial f_i \partial f_k$  при  $i \neq k$ .

#### Заключение

Результаты настоящей работы показывают, что использование опорных ординат в качестве универсальных параметров может оказаться весьма удобным на некоторых этапах обработки экспериментальных данных. Применимость метода не ограничивается рассмотренным выше случаем Паде-аппроксимации. Еще проще вычисляется матрица Фишера по опорным ординатам при полиномиальной аппроксимации, а также при гармоническом анализе функций со спектром Фурье, ограниченным полосой конечной ширины. Эти задачи в настоящее время исследуются.

Наличие естественного масштаба по всем измерениям в пространстве параметров позволяет выбрать начало отсчета аналитической информации, определенной выражением (6). Помимо сравнения информативности различных экспериментов по измерению одной и той же функциональной зависимости эта величина может помочь проследить за сохранением информации при учете, например, конечности разрешения измерительной аппаратуры и при вычислении различных функционалов, а также при выборе оптимальных способов хранения и использования больших объемов экспериментальной информации.

#### Список литературы

1. Шеннон К. Теория передачи электрических сигналов при наличии помех. М., Изд-во иностр. лит., 1953, с.57; Работы по теории информации и кибернетике. М., Изд-во иностр.лит., 1963, с.298.
2. Голдман С. Теория информации. М., Изд-во иностр.лит., 1957, с.164.
3. Кокс Д., Хинкли Д. Теоретическая статистика. М., Мир, 1978, с.126,197.
4. Z i n n - J u s t i n J. Phys. Rev., 1971, v. 1 С, N 3.
5. В а в д е в а н т J.L. Fortsch. Phys., 1972, Bd 20, S. 283.
6. В и н о г р а д о в В.Н., Г а й Е.В., Р а б о т н о в Н.С. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1975, вып.20(1), с.13.

УДК 539.173.84

#### О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ СПЕКТРА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ

Г.М. А х м е д о в, В.С. С т а в и н с к и й

ON SOME FEATURES OF THE PROMPT FISSION NEUTRON SPECTRUM.  
It has been obtained an expressions for the prompt fission neutron spectra in the centre mass system and laboratory system within the framework of the Weisskopf theory. The cascade evaporation of neutrons and fragment initial excitation energy distribution is taken into account. The results are compared with the experimental data.

В последнее время появились экспериментальные работы [1-4], в которых наблюдаются отклонения формы спектров мгновенных нейтронов деления от максвелловского распределения.

Характерным для этих экспериментов является обнаружение в области малых энергий ( $< 1,5$  МэВ) превышения над этим распределением, на что было указано ранее в работе [5] для спектра спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ .

В данной работе делается попытка пояснить качественно наблюдаемые особенности спектров в рамках статистической теории В.Вайскопфа.

Для описания наблюдаемых спектров мгновенных нейтронов деления надо установить вид спектра в системе центра масс (с.ц.м.) осколка. Цель данной работы - получение выражения для спектра в с.ц.м. осколка и преобразование его в лабораторную систему в предположении, что нейтроны испускаются из осколков, имеющих постоянную скорость, а их угловое распределение в с.ц.м. осколка изотропно.

Детальный расчет спектра в с.ц.м. должен учитывать статистические свойства осколка, множественное испускание нейтронов, зависимость температуры ядра от его энергии возбуждения, конкуренцию с испусканием  $\gamma$ -квантов и т.д.

В расчетах учитывается распределение осколков деления по их начальной энергии возбуждения и множественное испускание нейтронов в приближении постоянной температуры, т.е. считается, что температура осколка не зависит от энергии возбуждения и одинакова для всех каскадов.

В таком приближении легко исследовать спектр в с.ц.м. и получить выражения для различных физических характеристик спектра [6].

#### Каскадный спектр, усредненный по начальному распределению энергии возбуждения

Согласно теории Вайскопфа [7], спектр испаряемых нейтронов в интервале энергий  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon + d\varepsilon$  из ядра с энергией возбуждения  $U$  с учетом флуктуации температуры [8] выражается в виде

$$\left. \begin{aligned} \varphi(\varepsilon, U-B) &= \frac{\varepsilon \exp[-\varepsilon/T(U-B)]}{T^2(U-B)F[(U-B)/T(U-B)]} & \text{при } \varepsilon \leq U-B; \\ \varphi(\varepsilon, U-B) &= 0 & \text{при } \varepsilon > U-B, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где  $B$  - энергия связи нейтрона;

$T(U-B)$  - ядерная температура.

Функция

$$F(x) = 1 - (1+x) \exp(-x) \quad (2)$$

появляется в результате нормировки в конечном интервале энергии, т.е.

$$\int_0^{U-B} \varphi(\varepsilon, U-B) d\varepsilon = 1, \quad (3)$$

и в расчетах обычно во внимание не принимается. Как увидим в дальнейшем, она существенно влияет на форму спектра.

Если энергия возбуждения  $U$  начального ядра распределена по некоторому закону  $W(U)$ , то энергетический спектр  $n$ -го нейтрона, испущенного из ядра, можно записать в виде

$$\begin{aligned} \varphi_n(\varepsilon) &= \int_{\sum_{i=1}^n B_i + \varepsilon}^{U_{\max}} W(U) dU \int_0^{U - \sum_{i=1}^n B_i - \varepsilon} d\varepsilon_1 \varphi(\varepsilon_1, U - B_1) \int_0^{U - \sum_{i=1}^n B_i - \varepsilon_1 - \varepsilon} d\varepsilon_2 \varphi(\varepsilon_2, U - B_1 - B_2 - \varepsilon_1) \dots \\ &\dots \int_0^{U - \sum_{i=1}^n B_i - \sum_{i=1}^{n-1} \varepsilon_i - \varepsilon} d\varepsilon_{n-1} \varphi(\varepsilon_{n-1}, U - \sum_{i=1}^{n-1} B_i - \sum_{i=1}^{n-2} \varepsilon_i) \varphi(\varepsilon, U - \sum_{i=1}^n B_i - \sum_{i=1}^n \varepsilon_i), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $B_1, B_2, \dots, B_n$  и  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots, \varepsilon_n$  ( $\equiv \varepsilon_n$ ) - энергии связи и кинетические энергии соответственно первого, второго и т.д. нейтронов;

$U_{\max}$  - максимальная энергия возбуждения ядра.

В соответствии с выражением (I)

$$\varphi\left(\varepsilon_k, U - \sum_{i=1}^k B_i - \sum_{i=1}^{k-1} \varepsilon_i\right) = \frac{\varepsilon_k \exp(-\varepsilon_k/T_k)}{T_k^2 F\left[\left(U - \sum_{i=1}^k B_i - \sum_{i=1}^{k-1} \varepsilon_i\right)/T_k\right]}, \quad (5)$$

где  $T_k = T_k\left(U - \sum_{i=1}^k B_i - \sum_{i=1}^{k-1} \varepsilon_i\right)$  - температура осколка перед испусканием  $k$ -го нейтрона.

Меняя порядок интегрирования в (4), получим

$$\begin{aligned} \Phi_n(\varepsilon) = & \int_0^{U_{\max} - \sum_{i=1}^n B_i - \varepsilon} d\varepsilon_1 \cdots \int_0^{U_{\max} - \sum_{i=1}^n B_i - \sum_{i=1}^{n-2} \varepsilon_i - \varepsilon} d\varepsilon_{n-1} \int_{\sum_{i=1}^n B_i + \sum_{i=1}^{n-1} \varepsilon_i + \varepsilon}^{U_{\max}} dU W(U) \varphi(\varepsilon_1, U - B_1) \cdots \\ & \cdots \varphi(\varepsilon_{n-1}, U - \sum_{i=1}^{n-1} B_i - \sum_{i=1}^{n-2} \varepsilon_i) \varphi(\varepsilon, U - \sum_{i=1}^n B_i - \sum_{i=1}^{n-1} \varepsilon_i). \end{aligned} \quad (6)$$

На основе экспериментов по распределению кинетической энергии осколков деления можно сделать вывод, что распределение суммарной энергии возбуждения пары осколков имеет вид гауссовского распределения. Предположим, что распределение энергии возбуждения каждого осколка тоже гауссовское. Это не противоречит экспериментальным результатам [9].

Таким образом, предполагается, что распределение энергии возбуждения каждого осколка имеет вид

$$W(U) = \frac{2 \exp[-(U - U_0)^2/2\delta^2]}{\sqrt{2\pi} \delta \left\{1 + \operatorname{erf}[(U_0 - B)/\sqrt{2}\delta]\right\}}, \quad (7)$$

где  $U_0$  и  $\delta$  - параметры распределения;

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt.$$

Распределение (7) нормировано так, что

$$\int_B^\infty W(U) dU = 1. \quad (8)$$

Для простоты предположим, что энергия связи всех нейтронов одинакова и равна  $B$ , а температура всех ядер каскада одинакова и равна  $T$ .

При этом выражение (6) для спектра  $n$ -го нейтрона принимает вид

$$\Phi_n(\varepsilon) = \int_0^\infty d\varepsilon_1 \cdots \int_0^\infty d\varepsilon_{n-1} \int_{nB + \varepsilon + \sum_{i=1}^{n-1} \varepsilon_i}^\infty W(U) \varphi(\varepsilon_1, U - B) \cdots \varphi\left(\varepsilon, U - nB - \sum_{i=1}^{n-1} \varepsilon_i\right) dU. \quad (9)$$

Здесь

$$\varphi\left(\varepsilon_k, U - kB - \sum_{i=1}^{k-1} \varepsilon_i\right) = \frac{\varepsilon_k \exp(-\varepsilon_k/T)}{T^2 F\left[\left(U - kB - \sum_{i=1}^{k-1} \varepsilon_i\right)/T\right]}. \quad (10)$$

Подставляя выражения (7) и (10) в (9) и считая  $\delta/T \gg 1$ , получим [6]

$$\Phi_n(\varepsilon) = \frac{A \varepsilon \exp(-\varepsilon/T)}{T^2} \int_\varepsilon^\infty \frac{dz \exp\left[-z_n^2/2\left(\frac{\delta}{T}\right)^2\right]}{F\left(\frac{z}{T}\right) \left[1 + z_n/\left(\frac{\delta}{T}\right)^2\right]^{2(n-1)}}, \quad (11)$$

где  $A = \frac{2}{\sqrt{2\pi} \delta} \left\{1 + \operatorname{erf}[(U_0 - B)/\sqrt{2}\delta]\right\}$ ;  $z_n = \frac{z}{T} + \frac{nB}{T} - \frac{U_0}{T}$ .

Выражение (11) справедливо для всех значений  $n$ , начиная с  $n = 1$ . Для небольших  $n$  имеем

$$\phi_n(\varepsilon) = \frac{A \varepsilon \exp \left[ -\frac{\varepsilon}{T} + 2(n-1)^2 \left( \frac{\delta}{T} \right)^2 \right]}{T^2} \int_{\varepsilon}^{\infty} \frac{dz}{F\left(\frac{z}{T}\right)} \exp \left\{ -\frac{[z_n + 2(n-1)]^2}{2(\delta/T)^2} \right\}. \quad (12)$$

Из вывода этого выражения ясно, что суммарный спектр нейтронов должен быть нормирован на среднее число частиц, т.е.

$$\int_0^{\infty} \phi(\varepsilon) d\varepsilon = \bar{n}, \quad (13)$$

где

$$\phi(\varepsilon) = \sum_{n=1}^{\infty} \phi_n(\varepsilon). \quad (14)$$

Из выражения (14) можно получить различные физические характеристики спектра [6].

Если в (14) заменить суммирование по  $n$  интегрированием, то получим

$$\phi(\varepsilon) = \frac{\varepsilon \exp(-\varepsilon/T)}{T^2} I(\varepsilon). \quad (15)$$

Искажающая стандартный спектр Вайскопфа функция  $I(\varepsilon)$  при условии  $B \gg 2T$  представляется в виде

$$I(\varepsilon) = M \int_{\varepsilon}^{\infty} \frac{dy}{F\left(\frac{y}{T}\right)} \int_{(y-\alpha)/\delta}^{\infty} \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) dt, \quad (16)$$

где  $\alpha = U_0 - B$ ;  $M = \frac{2}{\sqrt{2\pi} B} \left[ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\alpha}{\sqrt{2} \delta} \right) \right]^{-1}$ .

Таким образом, видно, что суммарный спектр представляется в виде спектра одного нейтрона, усредненного по эффективному распределению энергии возбуждения, которая является суммой распределения энергий возбуждения осколков перед испусканием первого, второго и т.д. нейтронов.

Воспользуясь аппроксимацией  $\frac{1}{F(x)} \approx 1 + \frac{2}{x^2}$ , получим

$$I(\varepsilon) = I_1(\varepsilon) + I_2(\varepsilon), \quad (17)$$

где  $I_1(\varepsilon) = M \int_{\varepsilon}^{\infty} dy \int_{(y-\alpha)/\delta}^{\infty} dt \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) = M \left\{ \delta \exp \left[ -\frac{(\varepsilon - \alpha)^2}{2\delta^2} \right] - \frac{\sqrt{2\pi}}{2} (\varepsilon - \alpha) \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{\varepsilon - \alpha}{\sqrt{2} \delta} \right) \right] \right\}; \quad (18)$

$$I_2(\varepsilon) = 2MT^2 \int_{\varepsilon}^{\infty} \frac{dy}{y^2} \int_{(y-\alpha)/\delta}^{\infty} dt \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) = 2MT^2 \left\{ \frac{\sqrt{2\pi}}{2\varepsilon} \left[ 1 - \operatorname{erf} \left( \frac{\varepsilon - \alpha}{\sqrt{2} \delta} \right) \right] - \frac{1}{\delta} \int_{(\varepsilon - \alpha)/\delta}^{\infty} \frac{dt \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right)}{t + \alpha/\delta} \right\}. \quad (19)$$

При  $\varepsilon/T \gg 1$   $I(\varepsilon)$  определяется в основном  $I_1(\varepsilon)$ , а при  $\varepsilon/T \ll 1$  существенно  $I_2(\varepsilon)$ . При  $\varepsilon \rightarrow 0$  последний интеграл в (19) изменяется как  $\ln(\varepsilon/\delta)$ , и его вклад в  $I_2(\varepsilon)$  не существен, т.е. при  $\varepsilon \rightarrow 0$

$$I(\varepsilon) \rightarrow 2MT^2 \frac{\sqrt{2\pi}}{2\varepsilon} \left[ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\alpha}{\sqrt{2} \delta} \right) \right] = \frac{2T^2}{B\varepsilon},$$

откуда следует, что

$$\phi(0) = \frac{2}{B}.$$

Такой результат получается в том случае, если эмиссионный спектр нормирован в конечном интервале энергий.

Однако выражение для спектра (15) с учетом (18) и (19) слишком сложно для преобразования в лабораторную систему координат. Поэтому для упрощения при разумных значениях  $\alpha$  и  $\delta$  ( $\frac{\alpha}{\delta} \lesssim 1$ ) можно воспользоваться аппроксимацией

$$M \int_{(y-\alpha)/\delta}^{\infty} dt \exp\left(-\frac{t^2}{2}\right) \approx \frac{2}{\varepsilon_{\max}^2} (\varepsilon_{\max} - y), \quad (20)$$

где максимально возможная энергия нейтрона  $\varepsilon_{\max} \approx \alpha + \delta \frac{\sqrt{2\pi}}{2}$ . Тогда выражение (16) будет иметь вид:

$$I(\varepsilon) = K + \frac{P}{\varepsilon} - C\varepsilon + \mathcal{D}\varepsilon^2, \quad (21)$$

где 
$$K = 1 - \frac{4T^2}{\varepsilon_{\max}^2}; \quad P = \frac{4T^2}{\varepsilon_{\max}}; \quad C = \frac{2}{\varepsilon_{\max}}; \quad \mathcal{D} = \frac{1}{\varepsilon_{\max}^2}.$$

На рис.1,а представлены искажающие функции  $I(\varepsilon)$ , а на рис.1,б - усредненные спектры  $\Phi(\varepsilon)$ , вычисленные по формулам (15), (18) и (19) для разных значений параметров  $\alpha$  и  $\delta$ . Видно, что искажающие функции (а также спектры), вычисленные по формуле, в основном зависят от суммы параметров  $\alpha$  и  $\delta$  при заданном значении  $T$ , а при некоторых их значениях спектр может быть очень близким к максвелловскому распределению, кроме области малых энергий. Поскольку основная часть спектра лежит в области энергий  $T$ , аппроксимацию (21) можно считать удовлетворительной.

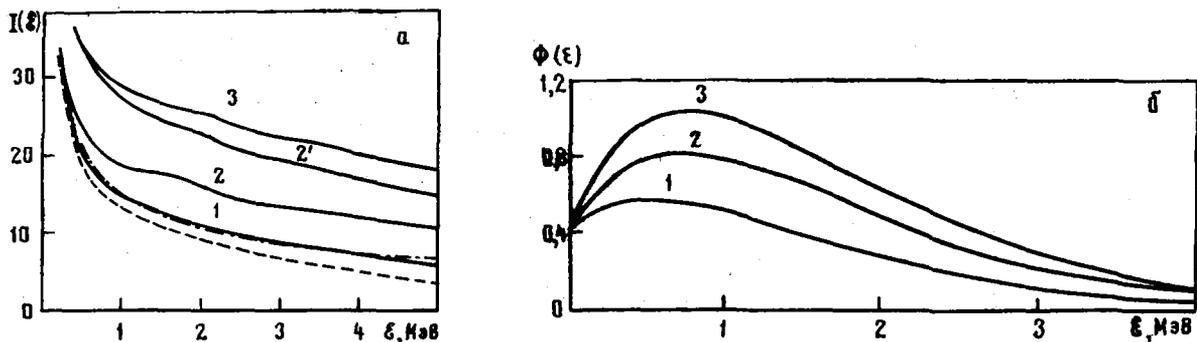


Рис.1. Величины  $I(\varepsilon)$  (в произвольном масштабе) и  $\Phi(\varepsilon)$ , вычисленные по формулам (15), (18) и (19), для  $T = 1$  при следующих значениях параметров: 1 -  $\alpha = 5$ ,  $\delta = 5$ ; 2 -  $\alpha = 5$ ,  $\delta = 10$ ; 2' -  $\alpha = 10$ ,  $\delta = 5$ ; 3 -  $\alpha = 10$ ,  $\delta = 10$ . Пунктир - функция, соответствующая аппроксимации (21) при  $\varepsilon_{\max} = 10$ ; штрих-пунктир - функция, соответствующая максвелловскому распределению

Из выражений (15) и (21) ясно, что

$$\phi(0) = 4/\varepsilon_{\max}.$$

Если испускается в среднем небольшое число частиц, то замена суммирования по  $n$  интегрированием в выражении (15) может оказаться грубым приближением и сумма остаточных распределений будет иметь форму, промежуточную между линейными и равномерными распределениями.

Естественно, что спектр, соответствующий этому распределению, тоже будет промежуточным между этими крайними случаями.

Рассмотрим спектр одного нейтрона, усредненный по равномерному распределению энергии возбуждения. В этом случае для искажающей функции получим

$$I(\varepsilon) = K_1 + \frac{P_1}{\varepsilon} - C_1\varepsilon, \quad (22)$$

где  $K_1 = 1 - \frac{2T^2}{\varepsilon_{\max}^2}$ ;  $P_1 = \frac{2T^2}{\varepsilon_{\max}}$ ;  $C_1 = \frac{1}{\varepsilon_{\max}}$ .

При  $\varepsilon = 0$  получим  $\phi(0) = \frac{2}{\varepsilon_{\max}}$ .

Из сравнения (21) и (22) ясно, что при одних и тех же значениях  $\varepsilon_{\max}$  и  $T$  спектр, соответствующий (21), будет более мягким. Однако при некотором выборе параметров  $\varepsilon_{\max}$  и  $T$  эти спектры могут оказаться очень близкими.

На рис.2 спектры, рассчитанные по формулам (15), (21) и (22), сравниваются с экспериментальными спектрами спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}/10$  и деления  $^{226}\text{Ra}$  протонами [11] в с.ц.м. осколка. Видно, что спектр, соответствующий усреднению по линейному распределению, согласуется с экспериментальными данными лучше. Расчетный спектр, соответствующий равномерному распределению энергии возбуждения, при больших энергиях согласуется по форме как с экспериментальными данными, так и с расчетным спектром по (21).

Таким образом, из расчетов следует, что усредненный спектр, соответствующий линейному распределению энергии возбуждения, дает лучшее согласие с экспериментальными данными и в области  $\varepsilon > T$  близок к максвелловскому распределению. В мягкой части спектра наблюдается накопление нейтронов, в частности при  $\varepsilon = 0$ ,  $\phi(0) \neq 0$ . Как отмечалось выше, последний эффект связан с нормировкой эмиссионного спектра в конечном интервале энергии.

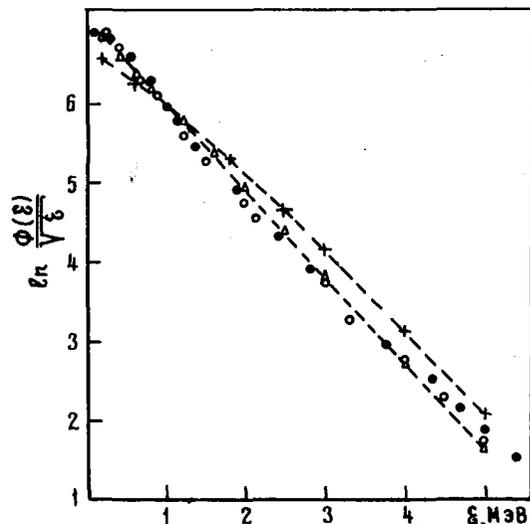


Рис.2. Сравнение расчетных (при  $T=1, \varepsilon_{\max}=10$ ) и экспериментальных спектров в с.ц.м. осколка:

--  $\Delta$  -- расчет по формулам (15), (21);  
 --  $\times$  -- расчет по формулам (15), (22);  
 $\bullet$  - экспериментальный спектр нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}/10$ ;  $\circ$  - экспериментальный спектр нейтронов деления  $^{226}\text{Ra}$  протонами [11]

### Спектры в лабораторной системе координат

Если в с.ц.м. нейтроны испускаются изотропно из осколка, движущегося с постоянной скоростью, то энергетический спектр нейтронов в лабораторной системе координат имеет вид

$$N(E) = \int \frac{(\sqrt{E} + \sqrt{E_f})^2}{(\sqrt{E} - \sqrt{E_f})^2} \frac{\phi(\varepsilon) d\varepsilon}{4\sqrt{\varepsilon E}}, \quad (23)$$

где  $E_f$  - кинетическая энергия нейтрона, движущегося со скоростью осколка;  
 $E$  - кинетическая энергия нейтрона в лабораторной системе координат.

Если энергия нейтронов в с.ц.м. изменяется в интервале, ограниченном некоторым значением  $\varepsilon_{\max}$  ( $0 < \varepsilon \leq \varepsilon_{\max}$ ) и  $\varepsilon_{\max} \geq E_f$ ,

то

$$\left. \begin{aligned}
 N(E) &= \int_{(\sqrt{E}-\sqrt{E_f})^2}^{(\sqrt{E}+\sqrt{E_f})^2} \frac{\Phi(\varepsilon)d\varepsilon}{4\sqrt{\varepsilon E_f}} \quad \text{при} \quad 0 \leq E \leq (\sqrt{\varepsilon_{\max}} - \sqrt{E_f})^2; \\
 N(E) &= \int_{(\sqrt{E}-\sqrt{E_f})^2}^{\varepsilon_{\max}} \frac{\Phi(\varepsilon)d\varepsilon}{4\sqrt{\varepsilon E_f}} \quad \text{при} \quad (\sqrt{\varepsilon_{\max}} - \sqrt{E_f})^2 \leq E \leq (\sqrt{\varepsilon_{\max}} + \sqrt{E_f})^2 \\
 N(E) &= 0 \quad \text{при} \quad E \geq (\sqrt{\varepsilon_{\max}} + \sqrt{E_f})^2
 \end{aligned} \right\} (24)$$

Как известно, лабораторный спектр имеет максимум при значении энергии  $E = E_p$ , удовлетворяющем уравнению

$$\Phi[(\sqrt{E_p} + \sqrt{E_f})^2] = \Phi[(\sqrt{E_p} - \sqrt{E_f})^2].$$

Поскольку в данном случае  $\Phi(0) \neq 0$ , нетрудно проверить, что при значении  $E = E_f$  производная спектра (24) имеет разрыв первого рода.

Если  $E_f \in [0, (\sqrt{\varepsilon_{\max}} - \sqrt{E_f})^2]^2$  или  $E_{\max} > 4E_f$ ,

то

$$N'(E) \rightarrow \frac{1}{4E_f} [\Phi(4E_f) \mp \Phi(0)] \quad \text{при} \quad E \rightarrow E_f \pm 0.$$

Если удовлетворяется условие  $\Phi(4E_f) - \Phi(0) < 0$ , то значение энергии  $E = E_f$  является значением максимума спектра (24). А когда  $E_f \in [(\sqrt{E_f} - \sqrt{\varepsilon_{\max}})^2, (\sqrt{E_f} + \sqrt{\varepsilon_{\max}})^2]$  или  $E_{\max} < 4E_f$ ,

то

$$N'(E) \rightarrow \mp \frac{\Phi(0)}{4\sqrt{\varepsilon_{\max} E_f}} \quad \text{при} \quad E \rightarrow E_f \pm 0.$$

Таким образом, лабораторный спектр (24) может иметь максимум при значении  $E = E_f$ .

Подставив выражения (15), (21) в (24), получим

$$N(E) \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{T}{E_f}} \left( \frac{P}{T^2} Q_0 + \frac{K}{2T} Q_1 - \frac{C}{2} Q_2 + \frac{5Q}{4} Q_3 \right), \quad (25)$$

где

$$\left. \begin{aligned}
 Q_0 &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} (\text{erf } \beta - \text{erf } \alpha); \\
 Q_1 &= Q_0 - \beta \exp(-\beta^2) + \alpha \exp(-\alpha^2); \\
 Q_2 &= \frac{3}{2} Q_1 - \beta^3 \exp(-\beta^2) + \alpha^3 \exp(-\alpha^2); \\
 Q_3 &= Q_2 - \frac{2}{5} [\beta^5 \exp(-\beta^2) - \alpha^5 \exp(-\alpha^2)].
 \end{aligned} \right\} (26)$$

Величины  $\alpha$  и  $\beta$  выражаются в виде

$$\left. \begin{aligned}
 \alpha &= \frac{|\sqrt{E} - \sqrt{E_f}|}{\sqrt{T}}; \quad \beta = \frac{\sqrt{E} + \sqrt{E_f}}{\sqrt{T}} \quad \text{при} \quad 0 \leq E \leq (\sqrt{\varepsilon_{\max}} - \sqrt{E_f})^2; \\
 \alpha &= \frac{|\sqrt{E} - \sqrt{E_f}|}{\sqrt{T}}; \quad \beta = \sqrt{\frac{\varepsilon_{\max}}{T}} \quad \text{при} \quad (\sqrt{\varepsilon_{\max}} - \sqrt{E_f})^2 \leq E \leq (\sqrt{\varepsilon_{\max}} + \sqrt{E_f})^2.
 \end{aligned} \right\} (27)$$

Подставив (15), (22) в (24), получим

$$N(E) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{T}{E_f}} \left( \frac{P_1}{T^2} Q_0 + \frac{K_1}{2T} Q_1 - \frac{C_1}{2} Q_2 \right). \quad (28)$$

Если массовое распределение осколков деления представляет собой двугорбую кривую с острыми пиками, то спектр нейтронов деления можно представить в виде суммы двух спектров, соответствующих наиболее вероятным легкому и тяжелому осколкам.

На рис.3 представлены спектры нейтронов, вычисленные по формуле (25), которые соответствуют легкому и тяжелому осколкам. Показаны также сумма спектров с равными вкладами легкого и тяжелого осколков. По жесткой части суммарного спектра проведена кривая максвелловского распределения. Из рисунка видно, что в районе максимума наблюдается превышение суммарного спектра над соответствующим максвелловским распределением. Величина этого превышения зависит как от параметров теории, так и от вклада, с которым входит спектр каждого осколка.

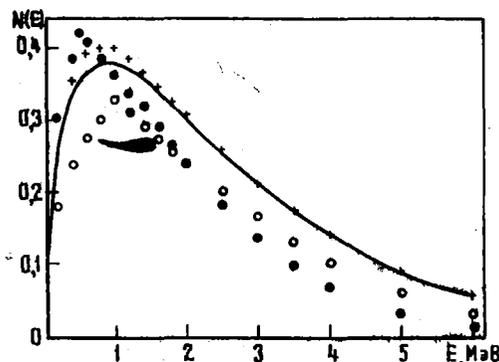


Рис.3. Рассчитанные по формуле (25) спектры нейтронов в лабораторной системе координат (при  $E_0 = 0,5$ ;  $T = 1$ ;  $E_{max} = 10$ ) из тяжелого (●) и легкого (○) осколков (+ — сумма спектров из легкого и тяжелого осколков)

Таким образом, в спектрах мгновенных нейтронов деления наблюдаемое превышение числа нейтронов над максвелловским распределением в области малых энергий [1-5], [12] можно объяснить накоплением медленных нейтронов в с.ц.м., что обсуждалось выше. Эти же нейтроны дают вклад под малыми углами к направлению движения осколков [13].

Приведенные результаты носят качественный характер. Для количественного описания надо знать не только оптимальные значения параметров теории, но и учитывать изменение температуры ядра в зависимости от его энергии возбуждения, которая в данном случае не принималась во внимание.

#### Список литературы

1. Лайтман А., Кечкемети Й., Клуге Д и др. Спектр мгновенных нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  тепловыми нейтронами в диапазоне энергий от 30 кэВ до 1 МэВ. — В кн. Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977г.). М., ЦНИИатоминформ, ч.3, с.26-31.
2. Батенков О.И., Блинов М.В., Витенко В.А. и др. Измерение спектра нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  в области энергий 0,02-2,0 МэВ. — В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). М., ЦНИИатоминформ, 1976, ч.5, с.114-119.
3. Vertin A., Bois R., Frenaut J., Nicolas P. Там же, с. 349-362.
4. Нефедов В.Н., Старостов Б.И., Семенов А.Ф. Спектры мгновенных нейтронов деления  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{252}\text{Cf}$ . — См. [1], с.205-209.
5. Meadows J.W. Phys. Rev., 1967, v.157, N 4, p. 1076.
6. Ахмедов Г.М., Ставинский В.С. Препринт ФЭИ-730. Обнинск, 1976.
7. Weisvork V.F. Phys. Rev., 1937, v.52, p.295.
8. Ставинский В.С. Влияние флуктуаций температуры на форму спектра испаряющихся нейтронов. — Ядерная физика, 1970, т.11, вып.3, с.601-604.
9. Савельев А.Е. Бюллетень Центра по ядерным данным. М., Атомиздат, 1971, вып.7.
10. Vogman H.R., Thompson S.C., Milton J.C., Phys.Rev., 1962, 126, p.6.
11. Gauger A., Fraenkel Z. Ibid., 1977, v. C16, p.3.
12. Котельников Г.В., Кузьминов В.Д., Ловчикова Г.Н. и др. Измерение спектра мгновенных нейтронов при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ . — См. [2], с.109-113.
13. Пиксайкин В.М., Дьяченко П.П., Аникин Г.В. и др. О нейтронах  $^{252}\text{Cf}$ , испускаемых под малыми углами к оси деления. — Ядерная физика, 1978, т.28, вып.2(8), с.314-316.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ФОРМЫ ЕСТЕСТВЕННОЙ ЛИНИИ  
В СПЕКТРАХ КВАЗИУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ВОДОЙ

С.М. Искендеров, А.А. Ваньков, А.Г. Новиков

SHAPE DETERMINATION OF THE NATURAL LINE IN SPECTRA OF THE QUASI-ELASTIC SLOW NEUTRON SCATTERING IN WATER. The efficiency of Bayesian approach to derive the natural line form from the slow neutron quasielastic scattering spectra is demonstrated. The influence of the a priori information on the character of solution is analysed.

В работах [1, 2] изложен развитый в ФЭИ метод обработки экспериментальных данных на основе так называемого байесовского подхода. Отличие этого метода от традиционного метода наименьших квадратов состоит в использовании априорной информации, что приводит к большой устойчивости решения. При этом сохраняются все его статистические свойства (дается ковариационная матрица решения).

В настоящей работе демонстрируется эффективность байесовского подхода при определении формы естественной линии в спектрах квазиупругого рассеяния медленных нейтронов, а также анализируется влияние априорной информации на характер решения и его устойчивость. В качестве экспериментального материала используются спектры квазиупругого рассеяния медленных нейтронов водой [3]. Применение байесовского подхода и анализ зависимости решения от априорной информации в данной задаче оказались возможными благодаря:

- априорному знанию формы естественной линии, т.е. на основе некоторых физических соображений можно было предположить, что естественная форма линий квазиупругого рассеяния медленных нейтронов водой представляет собой лоренциан;
- измерению функции разрешения прибора [3] (спектра нейтронов, упруго рассеянных образцом ванадия) с хорошей точностью, что является весьма важным обстоятельством при решении обратных задач.

При проведении вариантных расчетов в имеющейся программе [4] было сделано несколько усовершенствований, относящихся главным образом к способу задания априорной информации:

- введен блок, позволяющий задавать априорную кривую в лоренцевской, гауссовской формах и в численном виде (в виде произвольного массива);
- введен блок, моделирующий априорную матрицу ошибок.

Было проведено восстановление формы естественной линии квазиупругого рассеяния для трех случаев влияния функции разрешения на экспериментальную кривую: сильного -  $\Delta E_{разр}/\Delta E_{эксп} = 0,67$  (рис.1,а), умеренного -  $\Delta E_{разр}/\Delta E_{эксп} = 0,41$  (рис.1,б) и слабого -  $\Delta E_{разр}/\Delta E_{эксп} = 0,11$  (рис.1,в). Во всех трех случаях в качестве априорной информации были взяты лоренцевские кривые с полуширинами, найденными из соотношения

$$\Delta E_{ест}^2 = \Delta E_{эксп}^2 - \Delta E_{разр}^2, \quad (1)$$

а их амплитуды находили из условия равенства площадей, заключенных под лоренцевской и экспериментальной кривыми. При этом для случая сильного влияния разрешения прибора (см.рис.1,а) были исследованы:

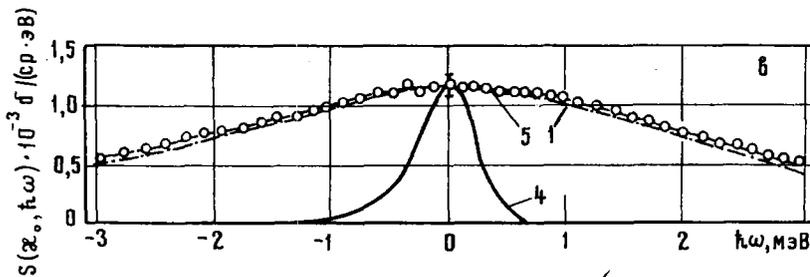
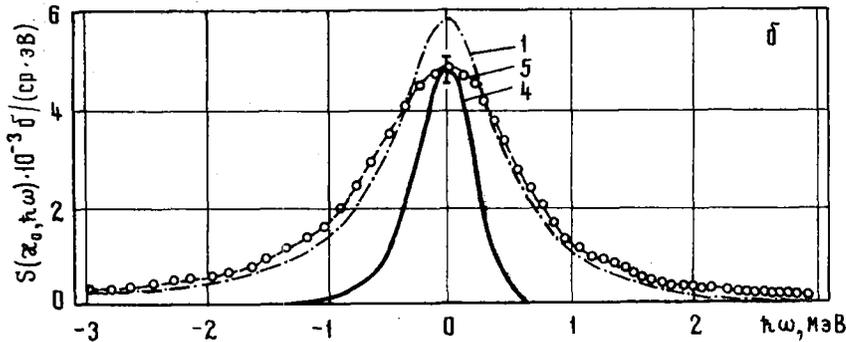
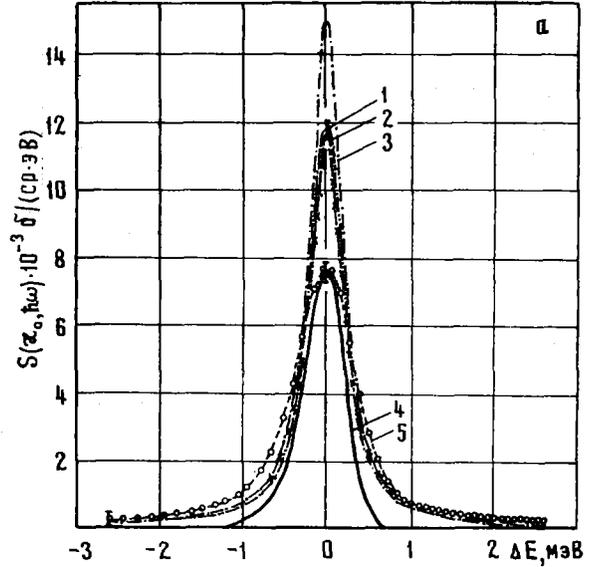
- влияние формы априорной кривой на форму восстановленной линии; для этого в дополнение к основной априорной кривой (см.кривую 3 на рис.1,а) были взяты два лоренциана с параметрами, различающимися в три раза, и асимметричная кривая (экспериментальный спектр). Как следует из рис.2 все априорные кривые дали один и тот же результат. Отсюда следует вывод: используемый метод обработки применительно к поставленной задаче дает решение, устойчивое к вариациям формы априорной кривой;

- влияние величины ошибки априорного спектра на устойчивость решения. Для этого при одной и той же априорной кривой варьировались величины априорной ошибки. Очевидно, при росте погрешности априорного спектра решение байесовским методом должно стремиться к классическому реше-

Рис.1. Получение формы естественной линии закона квазиупругого рассеяния для нейтронов с начальной энергией 8 мэВ:

- а - угол рассеяния  $\Theta = 25^\circ$ ,  $T = 300$  К;  
 б -  $\Theta = 10^\circ$ ,  $T = 600$  К;  
 в -  $\Theta = 25^\circ$ ,  $T = 600$  К;

1 - кривая, получаемая при решении обратной задачи; 2 - лоренциан, получаемый при решении прямой задачи [полуширина лоренциана  $\Delta E = 0,508$  мэВ, амплитуда лоренциана  $H = 11,66 \cdot 10^{-3} \sigma / (\text{ср} \cdot \text{эВ})$ ], 3 - априорная кривая в форме лоренциана [ $\Delta E = 0,45$  мэВ,  $H = 15,0 \cdot 10^{-3} \sigma / (\text{ср} \cdot \text{эВ})$ ]; 4 - функция разрешения прибора; 5 - экспериментальная кривая, получаемая путем свертки функции разрешения с найденным лоренцианом



нию МНК, для которого характерна неустойчивость (осцилляции) так называемых плохо обусловленных задач. Напротив, при уменьшении погрешности априорного спектра роль его в решении возрастает, устойчивость увеличивается. Из рис.3 видно, что в данном случае при соотношении погрешностей  $\frac{\delta F_{\text{апр}}}{\delta F_{\text{экс}}} > 5$  на крыльях восстановленной естественной линии появляются осцилляции, не имеющие физического смысла. Таким образом, условие  $\frac{\delta F_{\text{апр}}}{\delta F_{\text{экс}}} \leq 5$  можно считать применимым с точки зрения физического смысла полученных результатов.

Используемый метод позволяет подойти к задаче восстановления естественной линии другим путем при условии, если известен ее аналитический вид (в данном случае лоренциан). Тогда задача сводится к определению параметров лоренциана, задаваемого выражением

$$F = \frac{\Delta E^2 H}{\Delta E^2 + 4x^2} \quad (2)$$

Сравнение результатов одного и другого методов обработки позволяет сделать заключение о правомерности теоретических предположений о форме естественной линии и объективно оценить параметры лоренциана.

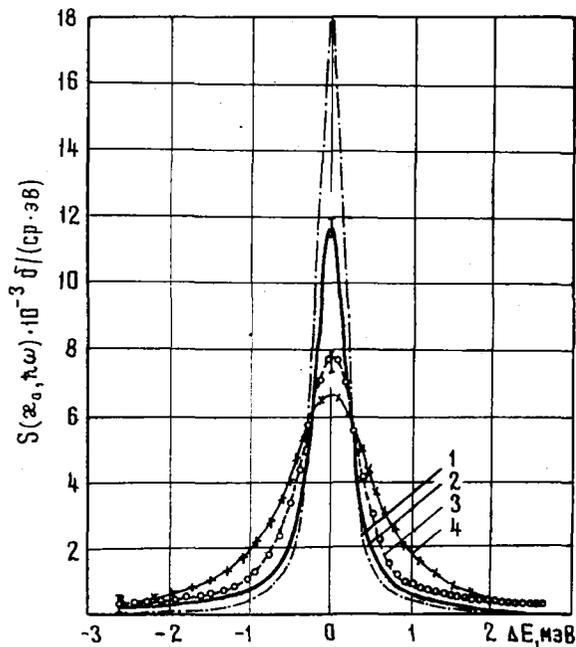


Рис.2.

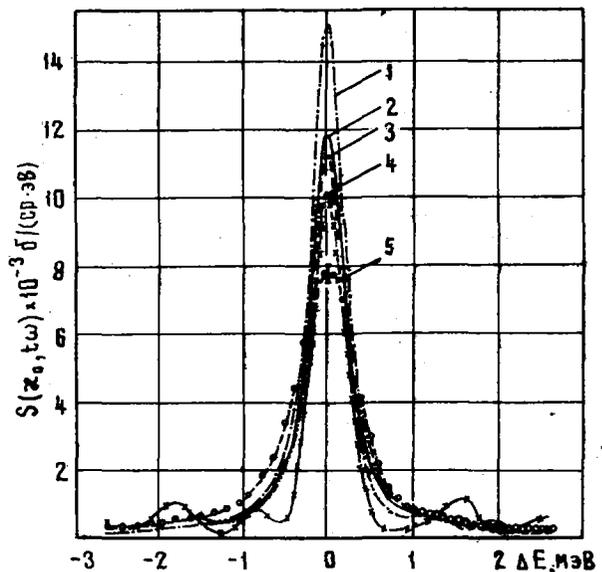


Рис.3.

Рис.2. Влияние формы априорных кривых на форму естественной линии ( $\theta = 25^\circ$ ,  $T = 300$  К, априорные ошибки фиксированы;  $\delta F_{\text{апр}}/\delta F_{\text{эксп}} = 5$ ):

1 - априорная кривая в форме лоренциана [ $\Delta E = 0,4$  мэВ,  $N = 18,0 \cdot 10^3 \delta / (\text{ср. эВ})$ ]; 2 - формы естественной линии для различных априорных кривых (кривые слились); 3 - экспериментальная кривая, использованная в качестве априорной информации; 4 - априорная кривая в форме лоренциана [ $\Delta E = 1,2$  мэВ,  $N = 6,8 \cdot 10^3 \delta / (\text{ср. эВ})$ ].

Рис.3. Появление математических осцилляций при больших априорных ошибках в решении обратной задачи ( $\theta = 25^\circ$ ,  $T = 300$  К):

1 - априорная линия в форме лоренциана [ $\Delta E = 0,45$  мэВ,  $N = 11,66 \cdot 10^3 \delta / (\text{ср. эВ})$ ]; 2 - решение обратной задачи при  $\delta F_{\text{апр}}/\delta F_{\text{эксп}} = 5$ ; 3 - то же при  $\delta F_{\text{апр}}/\delta F_{\text{эксп}} = 10$ ; 4 - то же при  $\delta F_{\text{апр}}/\delta F_{\text{эксп}} = 20$ ; 5 - экспериментальная кривая, получаемая путем свертки функции разрешения с кривой 2.

Для осуществления этой процедуры соответствующая программа обработки [4] была дополнена:

- блоком, позволяющим находить свертку априорной кривой (предполагаемое решение) с функцией разрешения прибора;
- блоком численного нахождения параметрических производных (функций чувствительности);
- блоком, осуществляющим автоитерационный процесс.

На рис.1,а решение, полученное таким путем, сравнивается с соответствующей кривой, найденной по первому способу восстановления для одного и того же экспериментального спектра. Как следует из рисунка, оба метода дают почти совпадающие кривые, поэтому можно сделать вывод, что форма естественной линии при квазиупругом рассеянии медленных нейтронов водой весьма близка к лоренциану.

При использовании второго способа восстановления были исследованы:

- зависимость решения от априорных параметров. На рис.4 показана зависимость искомых параметров от числа итераций при разных априорных (стартовых) значениях этих параметров. Видно, что вариации априорных параметров в широком интервале практически не сказываются на конечных значениях этих параметров. Осцилляции параметров в зависимости от числа итераций зависят от априорных погрешностей, а также связаны с нелинейностью лоренцевской функции по параметру  $\Delta E$ . Как видно из рисунка, 10 итераций в данной задаче обеспечивают сходимость решения;
- зависимость ошибки искомых параметров от априорных ошибок. Варьирование априорных ошибок в широких пределах показало, что зависимость ошибок искомых параметров от этих вариаций весьма слаба.

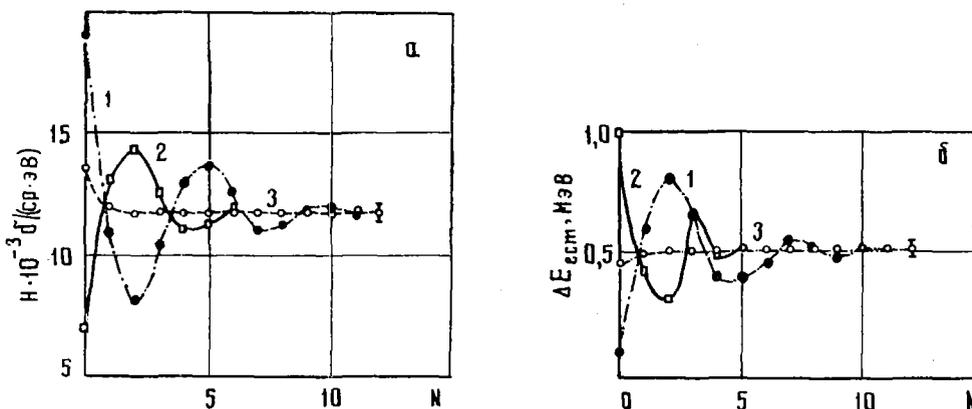


Рис.4. Поведение параметров лоренциана в зависимости от числа итераций  $N$  при различных априорных значениях:  
 а - параметр  $H_{апр}$  в  $\delta/(\text{ср.эВ})$ :  $\bullet$  -  $19 \cdot 10^{-3}$ ,  $\circ$  -  $13,5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\square$  -  $7 \cdot 10^{-3}$ ;  
 б - параметр  $\Delta E_{апр}$  в мэВ:  $\bullet$  - 0,1,  $\circ$  - 0,45,  $\square$  - 1,0

Использованный в данной работе метод восстановления формы естественной линии демонстрирует хорошую устойчивость к вариациям априорной информации. Пределы возможных вариаций весьма широки, что позволяет экспериментатору при подборе априорной информации в решении аналогичных задач иметь лишь приближенное представление о характере ожидаемого решения.

#### Список литературы

1. Ваньков А.А. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1974, вып.16, с.11.
2. Ваньков А.А. Препринт ФЭИ-425,-426, 1974.
3. Новиков А.С., Искендеров С.М. Атомная энергия, 1977, т.42, с.498.
4. Ваньков А.А., Воропаев А.И., Тараско М.З. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1976, вып.21, с.32.

УДК 539.170.012+539.172.4

#### РАСЧЕТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИЙ $(n, p)$

Ю.Н. Трофимов

EXCITATION FUNCTIONS CALCULATION CHARACTERISTICS OF  $(n, p)$  REACTIONS. An agreement of relations, used by various authors for calculation of reaction cross-sections is demonstrated in framework of evaporate approximation of statistic theory. Empirical relation for calculation of the neutron energy for excitation function maximum of  $(n, p)$  reaction is presented. In table experimental and calculation data for 26 nuclides are presented.

К настоящему времени достигнуты значительные успехи в области разработки методов расчета сечений реакций  $(n, p)$ . Существенный вклад в этом направлении внесли Т.Эрикссон [1], В.Лу и Р.Финк [2], Н.Гув и Р.Накасима [3] и П.Куззокреа [4]. Эти расчеты основываются на статистической модели В.Вайскопфа с привлечением аппроксимаций испарительной

модели. В.Н.Левковский [5] ввел эмпирическое соотношение для расчета сечения реакции  $(n, p)$  при энергии нейтронов 14,5 МэВ. Названные авторы приводят конечные формулы, внешне отличающиеся друг от друга. Так, согласно серии работ [1-4], сечение реакции  $(n, p)$  экспоненциально, но в разных формах зависит от энергетического фактора  $(E_n + Q_{np} - B)$ , а в эмпирической формуле Левковского это же сечение также в экспоненциальной форме зависит от параметра удельного нейтронного избытка  $\left(\frac{N-Z}{A}\right)$ .

Однако все названные соотношения, включая и качественную зависимость в формуле Левковского, выводятся из одного первоисточника. Действительно, согласно модели компаунд-ядра [6], сечение реакции  $(n, p)$

$$\sigma_{np} = \sigma_c \frac{F_p}{\sum_i F_i} \quad (1)$$

Здесь

$$F_i = g_i \mu_i \int \varepsilon_i \sigma_c^*(\varepsilon_i) \rho(E^*) d\varepsilon_i, \quad (2)$$

где  $g_i = 2S_i + 1$  - спин-фактор частицы  $i$ ;

$\mu_i$  - приведенная масса эмиттированной частицы;

$\varepsilon_i$  - ее энергия;

$\sigma_c^*(\varepsilon_i)$  - обратное сечение реакции;

$\rho(E^*)$  - плотность уровней при энергии возбуждения ядра  $E^*$ .

Для вычисления интеграла (2) вводят приближения испарительной модели:

1. Ядро рассматривается как классическое черное тело. При наличии кулоновского барьера  $B$  обратное сечение подсчитывается по формулам

$$\sigma^*(\varepsilon) = \begin{cases} 0 & \text{для } \varepsilon < B; \\ \pi R^2 \left(1 - \frac{B}{\varepsilon}\right) & \text{при } \varepsilon > B. \end{cases} \quad (3)$$

2. Температура ядра считается независимой от энергии возбуждения конечного ядра и от  $A$ . Таким образом, плотность уровней можно аппроксимировать соотношением

$$\rho(E^*) = \rho_0 \exp\left(\frac{Q_i + \delta_i - \varepsilon_i}{T}\right), \quad (4)$$

где  $Q_i$  - энергетический выход реакции  $(n, i)$ ;

$\delta_i$  - поправка на эффект спаривания;

$T$  - температура ядра.

В результате интегрирования (2) от кулоновского барьера до максимальной энергии возбуждения ядра  $(E_n + Q_i)$  получим

$$F_i = g_i \mu_i T^2 \exp\left(\frac{\delta_i - E_n}{T}\right) \left[ \exp\left(\frac{E_n + Q_i - B_i}{T}\right) - \left(\frac{E_n + Q_i - B_i}{T}\right) - 1 \right]. \quad (5)$$

Подстановкой (5) в (1) можно получить формулы Лу и Финка или соотношения Гува и Накасимы. Если интегрирование в формуле (2) вести до бесконечности, то получим соотношение Эриксона [1]:

$$\sigma_{np} = \sigma_c = \frac{\exp\left(\frac{Q_p + \delta_p - B_p}{T}\right)}{\sum_i g_i \mu_i \exp\left(\frac{Q_i + \delta_i - B_i}{T}\right)}. \quad (6)$$

П.Куззокреа применяет упрощенный вариант этого соотношения, учитывая определяющий вклад эмиссии нейтронов при распаде компаунд-ядра [4]:

$$\sigma_{np} = \sigma_c \exp\left(\frac{\Delta X_p}{T}\right), \quad (7)$$

где  $\Delta X_p = Q_{np} + \delta_p - \delta_n - B_p$ ;

$\delta_p$  и  $\delta_n$  - поправки к плотности уровней на эффект спаривания для конечного ядра после эмиссии соответственно протона и нейтрона.

В.Лу и Р.Финк показали, что зависимость  $\frac{N-Z}{A}$  для формулы Левковского [5] можно получить на основе статистической модели и полуэмпирической формулы масс (2).

Автор [7] применил выведенную аналогичным образом феноменологическую зависимость для оценки максимумов сечений реакции  $(n, p)$ . Результаты этих расчетов приведены на рис.1. причем сечения сгруппированы по кривым с равным параметром нейтронного избытка:  $Y = N - Z$ . Из рис.1 видно, что зависимость сечения от  $Z$  образует семейство кривых (0-12). Так как величина кулоновского барьера  $B$  зависит от  $Z$  почти линейно, по уравнению (8) следует ожидать прерывисто монотонной зависимости  $Q_{np}$  от  $Z$ , если нуклиды группировать по признаку равенства параметра нейтронного избытка. На рис.2 приводятся такие зависимости  $Q_{np}$  от  $Z$  для четных и нечетных  $Y$ . Значения  $Q_{np}$  взяты из работы [8]. Несмотря на ломаный характер кривых на рис.2 и 3, для четных ядер при  $Y$ , равном 0, 2, 4 и 6, и для ядер при  $Y$ , равном 1 и 3, отчетливо наблюдается аналогия с характером кривых для  $\sigma_{np}$  на рис.1.

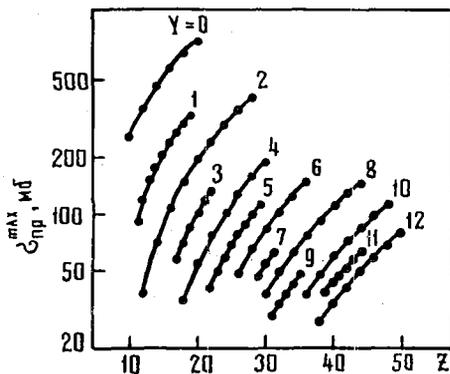


Рис.1. Зависимость величины сечения реакции  $(n, p)$  в максимуме функции возбуждения от  $Z$  ядра-мишени для разных значений параметра нейтронного избытка  $Y$

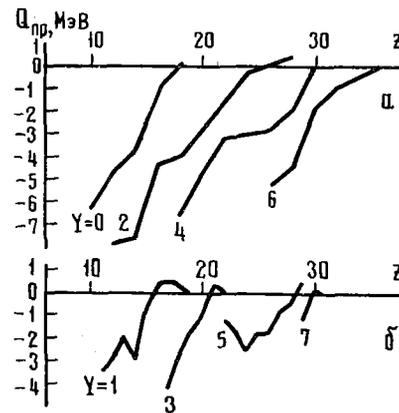


Рис.2. Зависимость энергии реакции  $Q_{np}$  от  $Z$  ядра-мишени для четных (а) и нечетных (б) значений параметра нейтронного избытка  $Y (Y = N - Z)$

Представляет интерес возможность определения положения максимума функции возбуждения реакции  $(n, p)$ . Энергия нейтронов, соответствующая такому максимуму для эндотермических реакций, может быть определена из следующего эмпирического соотношения:

$$E_n^{\sigma_{max}} = B + 7,7 \text{ МэВ}, \quad (8)$$

где  $B = 1,029 \frac{Z-1}{A^{1/3} + 1} \text{ МэВ}$  - кулоновский барьер для вылетающего из ядра протона.

В таблице приводятся рассчитанные по соотношению (8) и экспериментальные величины энергии  $E_n^{\sigma_{max}}$  для функций возбуждения, имеющих максимум, данные о которых взяты из компиляций [9, 10].

Расчетные и экспериментальные значения

Нуклид	$E_n^{\sigma_{max}}$ , МэВ		$Q_{np}$ , МэВ	Нуклид	$E_n^{\sigma_{max}}$ , МэВ		$Q_{np}$ , МэВ
	расчет	эксперимент			расчет	эксперимент	
$^{24}\text{Mg}$	10,6	13,5	4,7	$^{44}\text{Ca}$	12	12	4,9
$^{27}\text{Al}$	10,8	11	1,8	$^{46}\text{Ti}$	12,4	12,7	1,6
$^{28}\text{Si}$	11	10	3,8	$^{48}\text{Ti}$	12,4	13,5	3,2
$^{31}\text{P}$	11,2	11	0,7	$^{51}\text{V}$	12,5	13	1,7
$^{32}\text{S}$	11,4	10,8	0,9	$^{52}\text{Cr}$	12,7	11	3,2
$^{40}\text{Ca}$	12,1	12	0,5	$^{55}\text{Mn}$	12,9	15	1,8
$^{42}\text{Ca}$	12	12	2,7				

Окончание таблицы

Нуклид	$E_n^{\sigma_{max}}$ , МэВ		$Q_{np}$ , МэВ	Нуклид	$E_n^{\sigma_{max}}$ , МэВ		$Q_{np}$ , МэВ
	расчет	эксперимент			расчет	эксперимент	
$^{56}\text{Fe}$	13	13,5	2,9	$^{72}\text{Ge}$	13,8	13	3,2
$^{60}\text{Ni}$	13,3	13	2,0	$^{75}\text{As}$	14	14	0,4
$^{65}\text{Cu}$	13,4	14	1,35	$^{86}\text{Sr}$	14,7	15	1,0
$^{66}\text{Zn}$	13,6	13,6	1,85	$^{89}\text{V}$	14,8	15	0,7
$^{69}\text{Ga}$	13,7	12	0,1	$^{90}\text{Zr}$	15	15	1,5
$^{71}\text{Ga}$	13,7	14	2,0	$^{95}\text{Mo}$	15,3	15,5	0,15
$^{70}\text{Ge}$	13,7	10	0,9				

На рис.3 приводятся отношение расчетных и экспериментальных значений  $E_n^{\sigma_{max}}$  для ядер, представленных в таблице. Из таблицы видно, что расчетные энергии  $E_n^{\sigma_{max}}$  для всех ядер, за исключением двух ( $^{24}\text{Mg}$  и  $^{70}\text{Ge}$ ), отличаются от экспериментальных данных не более чем на 15%.

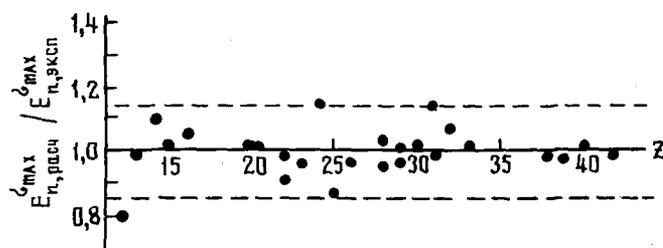


Рис.3. Отношение измеренной энергии нейтронов, соответствующей максимуму функции возбуждения реакции (n, p), к расчетной по соотношению (8) для нуклидов в области  $12 \leq Z \leq 42$

#### Список литературы

1. Ericson T. *Advances Phys.*, 1960, v.9, p.425.
2. Lu W., Fink R.W. *Phys. Rev.*, 1971, v. c4, p.1173.
3. Gove N.B., Nakasima R. *Nuovo Cimento*, 1961, v.22, p.159.
4. Cuzzocrea P., Perillo E., Nottarigo S. *Nuovo Cimento*, 1971, v.4a, p. 251.
5. Левковский В.Н. *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 1963, т.2, № 8, с.305.
6. Блатт Дж., Вайскопф В. *Теоретическая ядерная физика*. М., Изд-во иностр. лит., 1954, с. 292.
7. Трофимов Ю.Н. Приближенный расчет сечения реакций типа (n,p) в максимуме функции возбуждения. - В кн.: *Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.)*. М., ЦНИАтоминформ, 1977, ч.2, с.140-144.
8. Gove N.B., Warstra A.H. *Nucl. Data Tables*, 1972, v.A11, N 2, p.3.
9. Schett A. *Compilation of Threshold Reaction Neutron Cross-Sections*.-EANDC 95 "U" (Saclay, 1974).
10. Alley W.E., Leslier R.M. *Nucl. Data Tables*, 1973, v.A11, N 8, p.9.

СЕЧЕНИЯ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(n, 2n)^X$ 

В.М. Бычков, В.Н. Манохин, А.Б. Пащенко, В.И. Пляскин

Часть 3. Сечения реакции  $(n, \alpha)$  в интервале энергий нейтронов от порога до 20 МэВ

CROSS-SECTIONS FOR  $(n, \alpha)$ -REACTIONS IN NEUTRON ENERGY RANGE FROM THRESHOLD UP TO 20 MeV. The  $(n, \alpha)$  reaction cross-section compilation for nuclei with  $Z \geq 20$  in the neutron energy range from threshold up to 20 MeV was made. The compilation results are presented on graphs. Recommended curves of excitation functions obtained as a result of analysis of experimental data and theoretical calculations are given for some nuclei. The numerical information on measurement results into 14–15 MeV neutron energy range and the evaluated value of  $(n, \alpha)$ -reaction cross-section at  $E_n = 14,5$  MeV are given in the table. Experimental data published up to 1977 were taken into account.

Выполнена компиляция сечений реакции  $(n, \alpha)$  для ядер с  $Z \geq 20$ . При этом учтены экспериментальные данные, опубликованные до конца 1977 г. В работе широко использованы предыдущие компиляции [1–4].

Для ядер с известными сечениями реакции в широкой области энергии падающего нейтрона приводятся рисунки функций возбуждения при энергии от порога до 20 МэВ (приложение 1). Числовая информация по результатам измерений в области 14–15 МэВ представлена в приложении 2. Здесь же даны рекомендованные значения сечений при энергии 14,5 МэВ, которые получены на основе критического анализа имеющихся экспериментальных данных. Как видно из приложения 2, результаты различных измерений часто не согласуются и различаются на величину, значительно большую приводимой ошибки. Рассмотрим возможные систематические ошибки активационного метода:

1. Измеренное сечение активации не равно полному сечению реакции (если не учтен распад изомерных состояний).
2. Неопределенность или ошибка в схемах распада радиоактивных ядер, возникающих в результате реакции. Здесь же следует отметить влияние примесей к исследуемому изотопу, активация даже малого количества которых в результате реакций  $(n, n')$  и  $(n, 2n)$  может привести к значительному увеличению измеряемых сечений. Эта ошибка более вероятна при использовании детектора характеристического излучения с плохим разрешением.
3. Неопределенность в энергии пучка нейтронов. Эта ошибка может сказаться при измерении сечения в области резкого возрастания функции возбуждения (при энергиях 14–15 МэВ на тяжелых ядрах).
4. Неопределенность в значении нормировочного сечения.

При выработке рекомендованных сечений авторы руководствовались следующими соображениями:

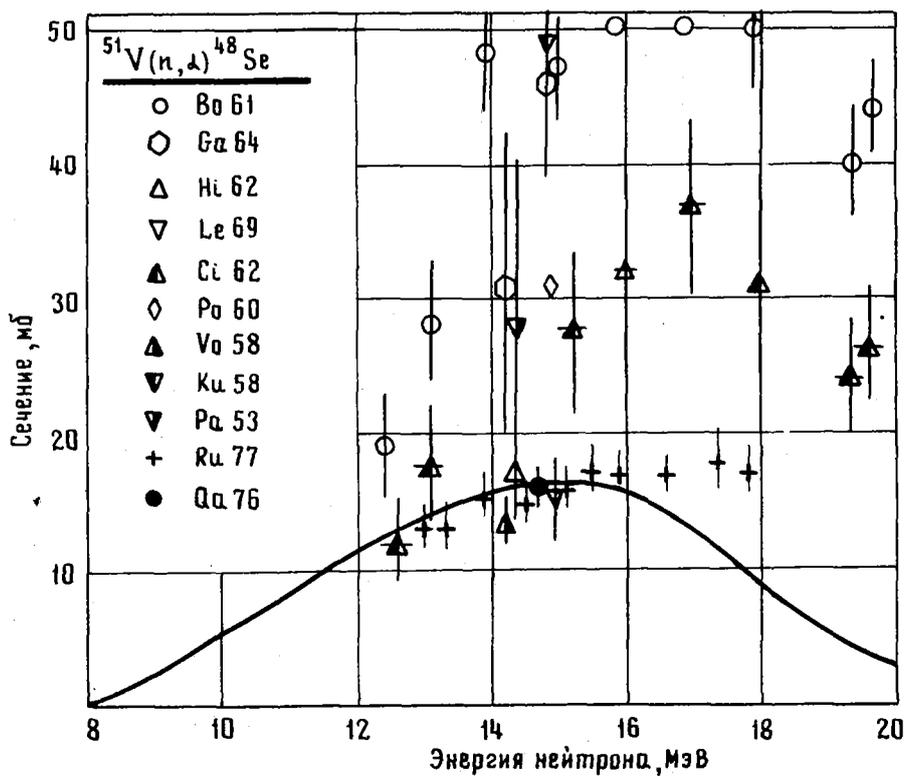
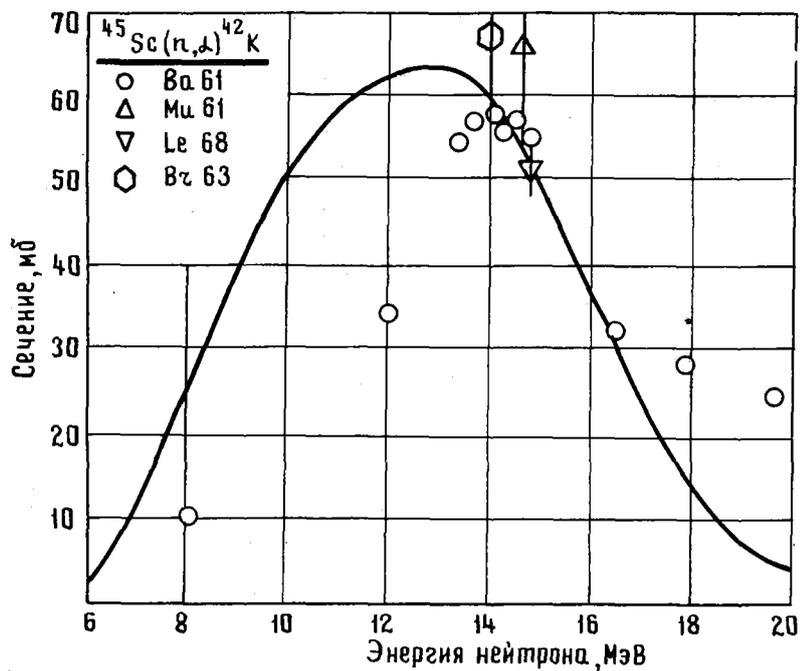
1. Предпочтение отдавалось работам, выполненным с использованием радиохимических методов, обогащенных изотопов и полупроводниковых детекторов.
  2. Из рассмотрения исключались работы, результаты которых значительно отличаются от совпадающих результатов других авторов и которые, по-видимому, содержат большие систематические ошибки.
- В тех случаях, когда не было достаточного основания сделать выбор из противоречивых данных или когда имелись результаты лишь экспериментов, данные которых на других ядрах систематически отличаются от группы совпадающих данных остальных работ, рекомендованное сечение не приводилось.

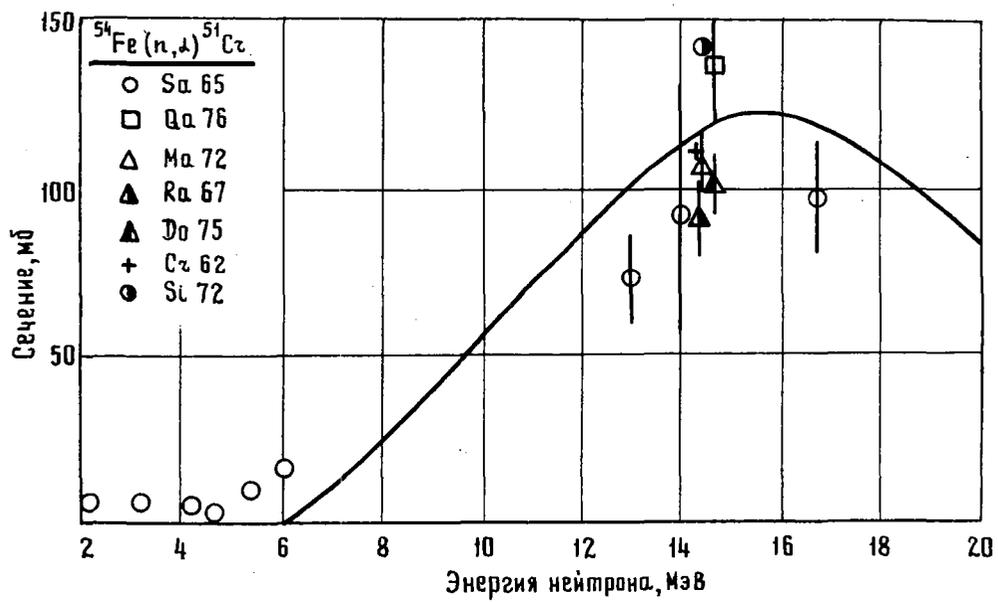
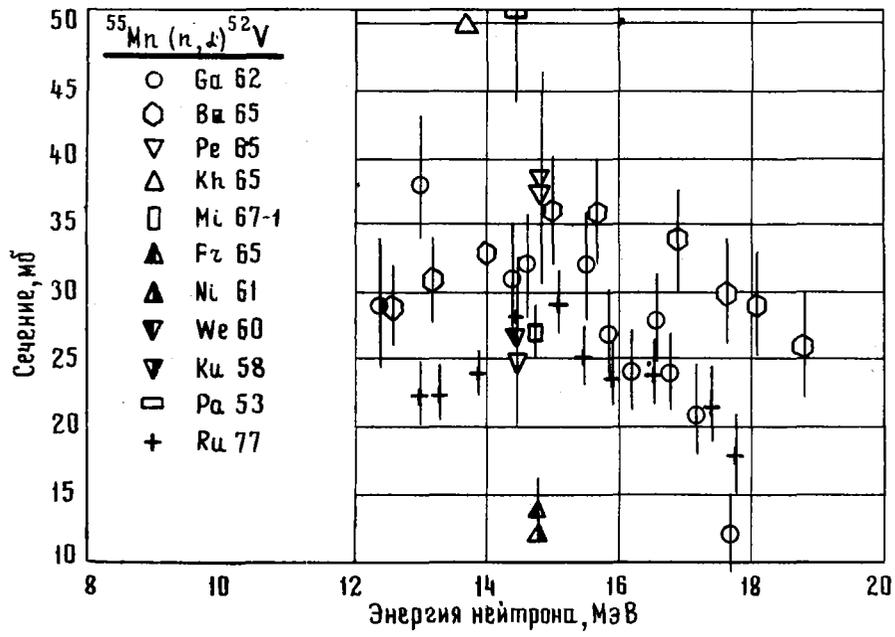
## Список литературы

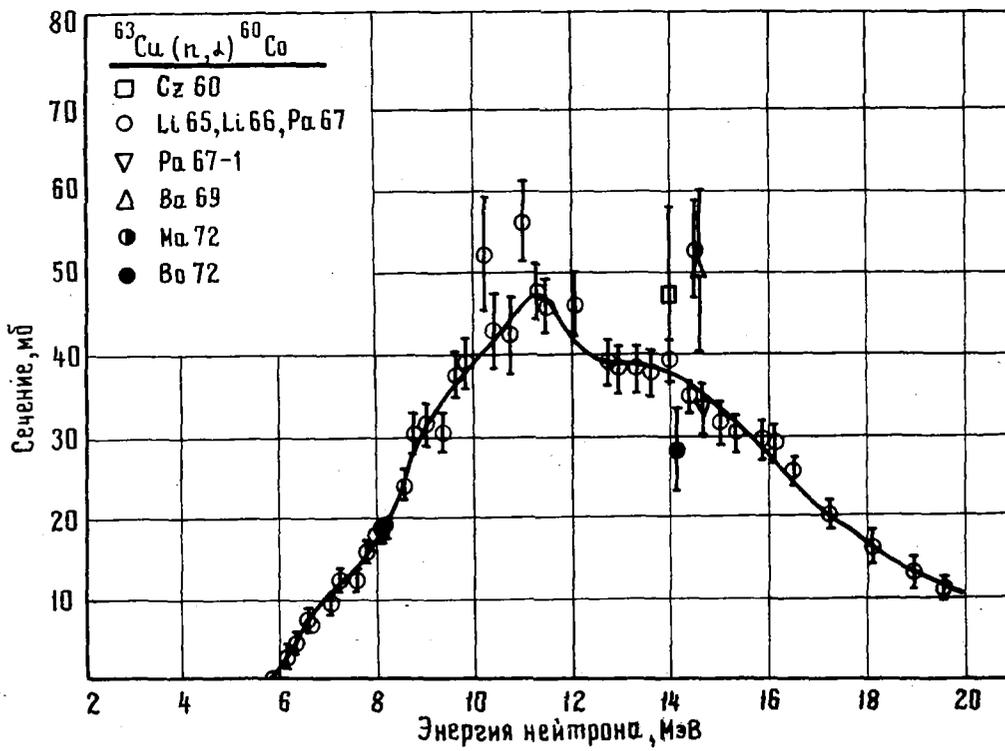
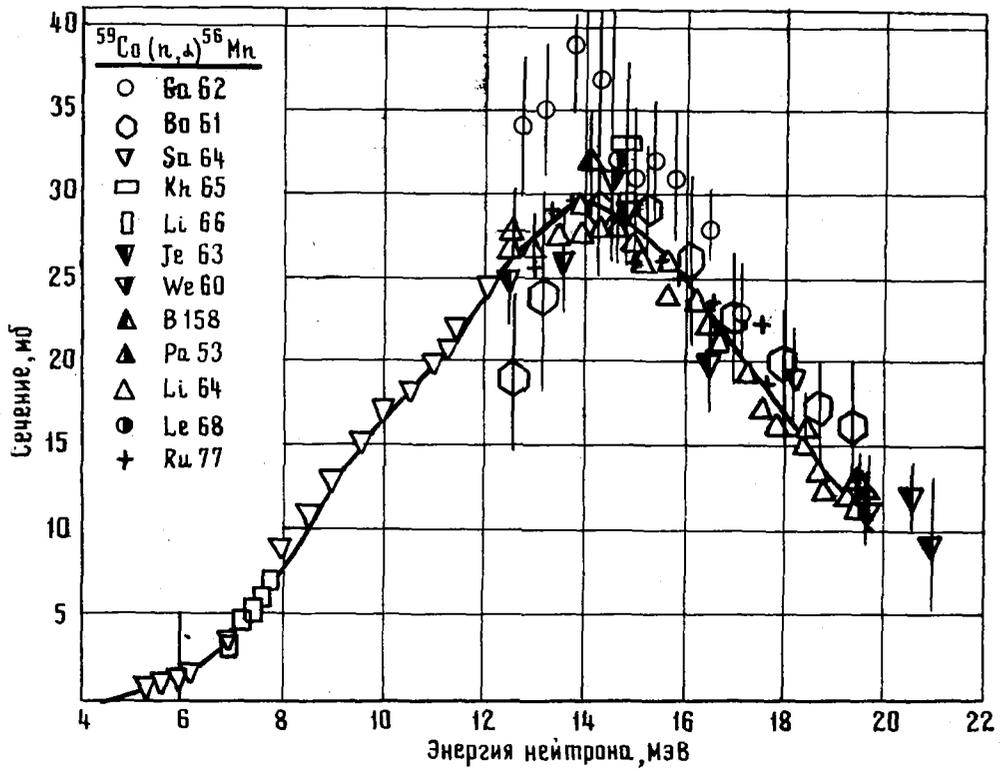
1. Абагян Л.П., Захарова С.М. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. 1967, вып.4, с.234; там же, 1965, вып.2, с.167.
2. Garber D.I., Kinsey R.R. Neutron Cross-Sections (BNL-325), 1976, v. 2.
3. Gove N.B., Warstra A.H. Nuclear Data Tables, 1972, v. 11, N 2, p. 3.
4. Schett A., Okamoto K., Levsa L. e.a. Report EANDC-95 "U", 1974.

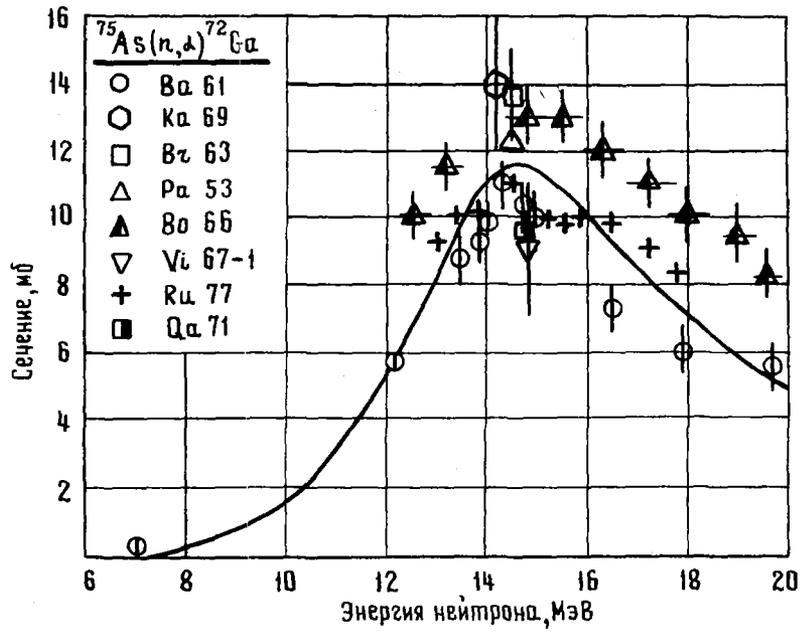
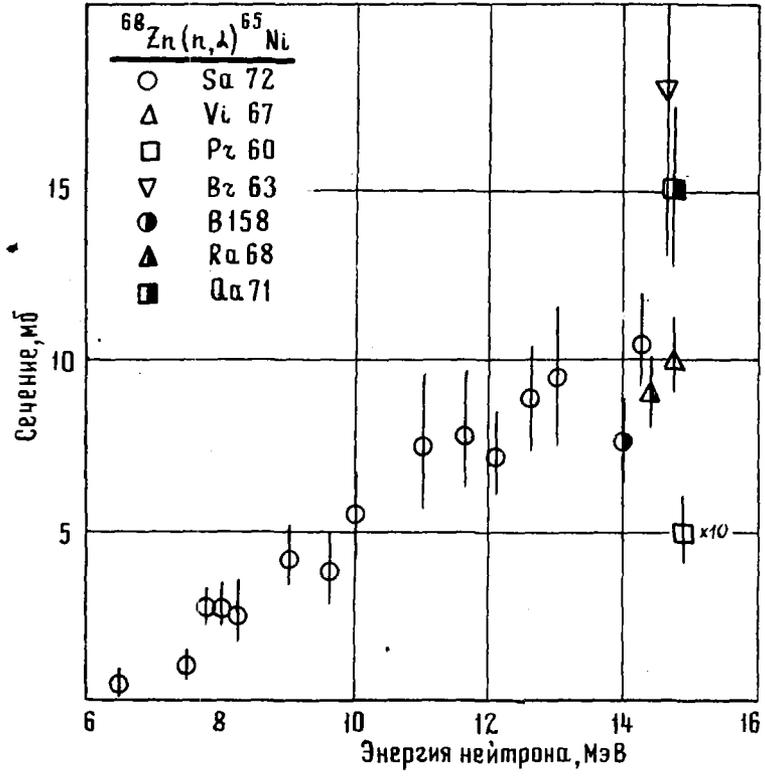
<sup>X</sup>Первые две части обзора опубликованы в предыдущем номере сборника [см. вып. I(32), с.27–104].

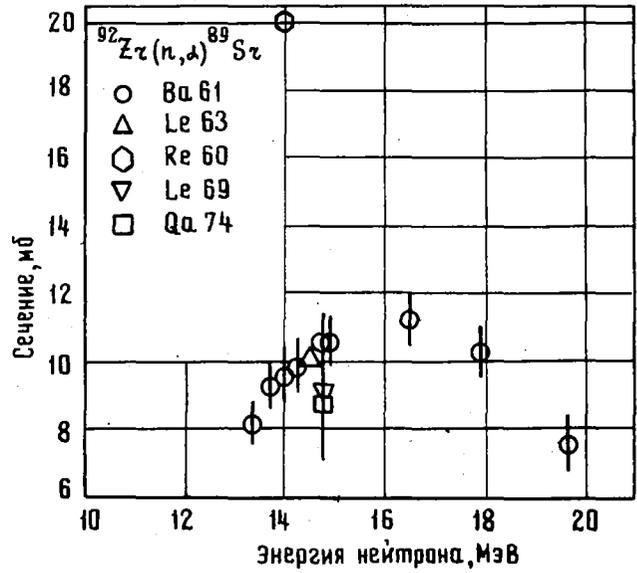
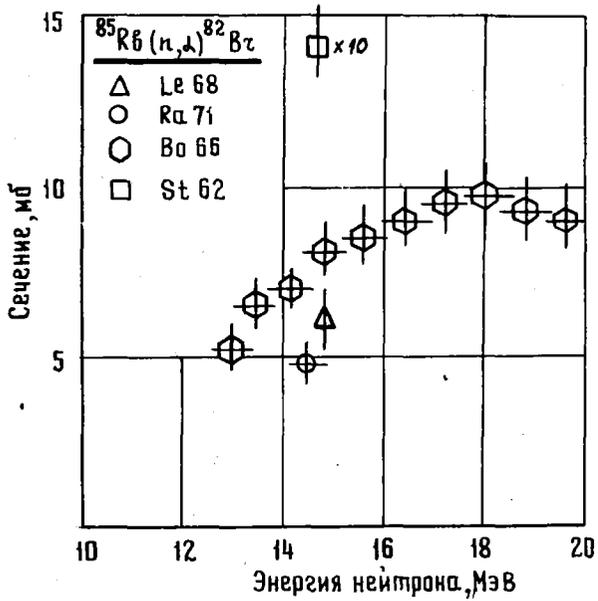
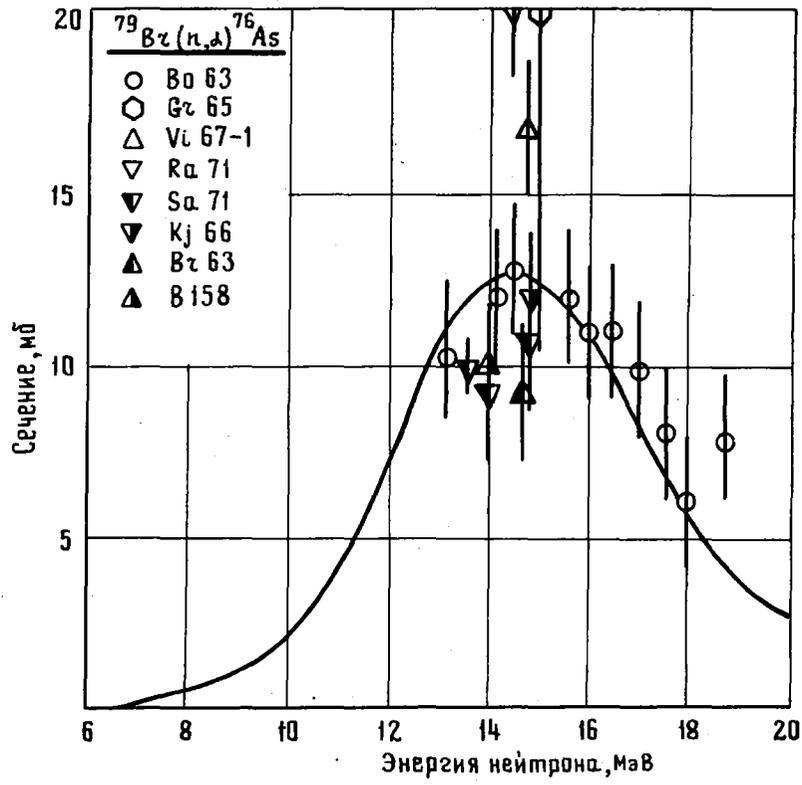
Функции возбуждения пороговых реакций

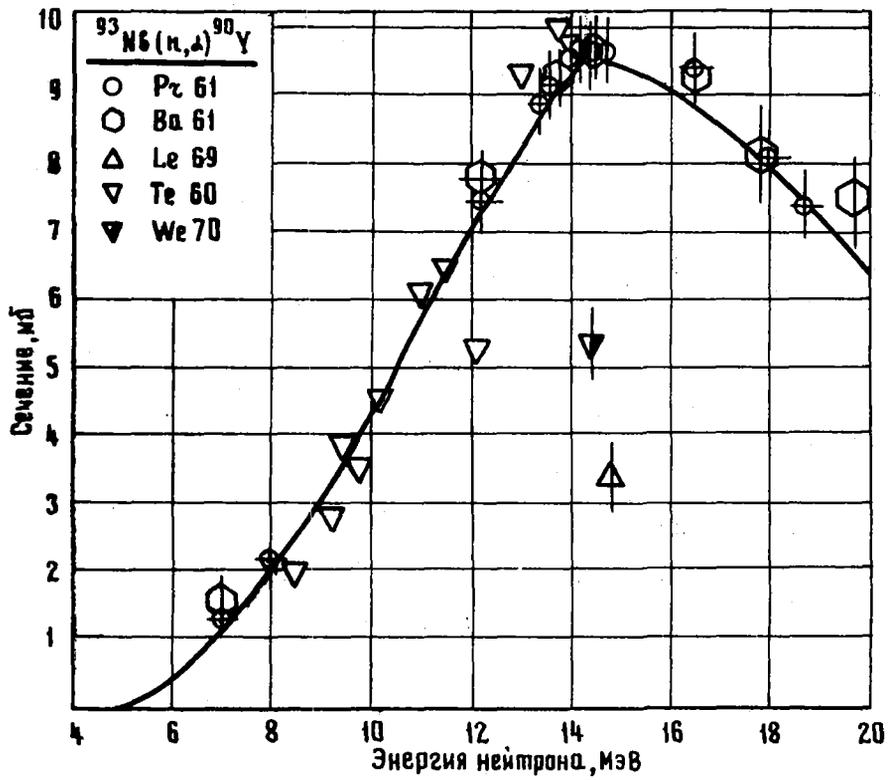
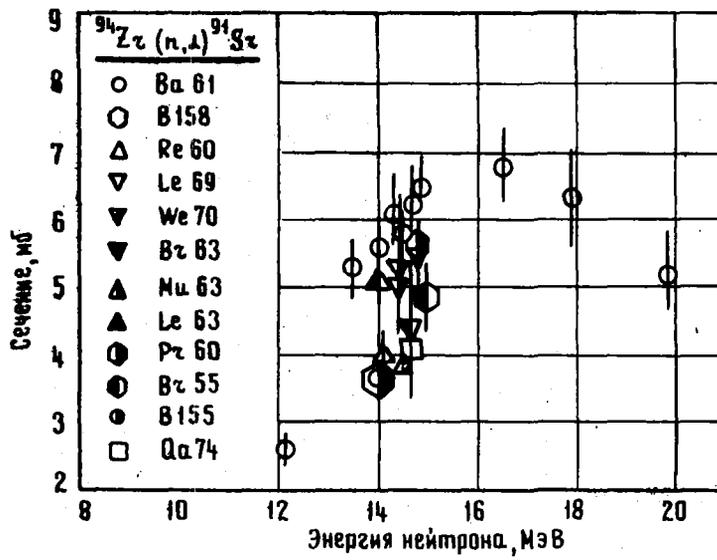


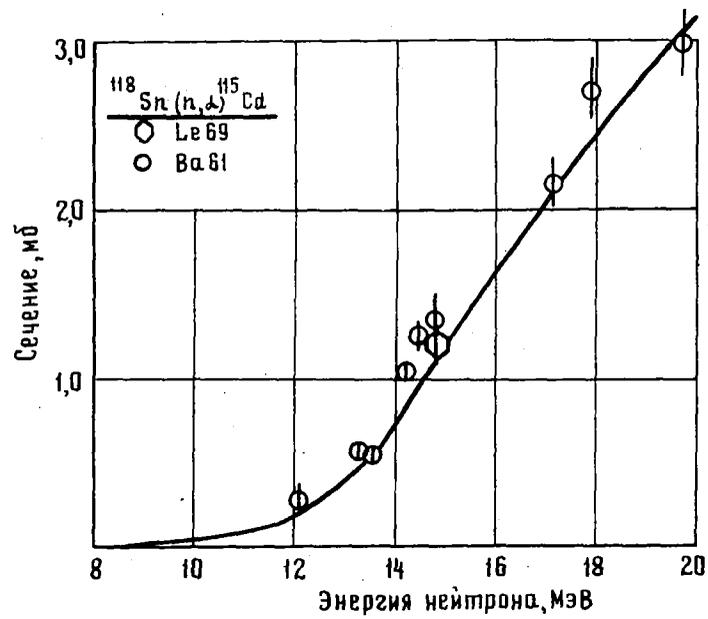
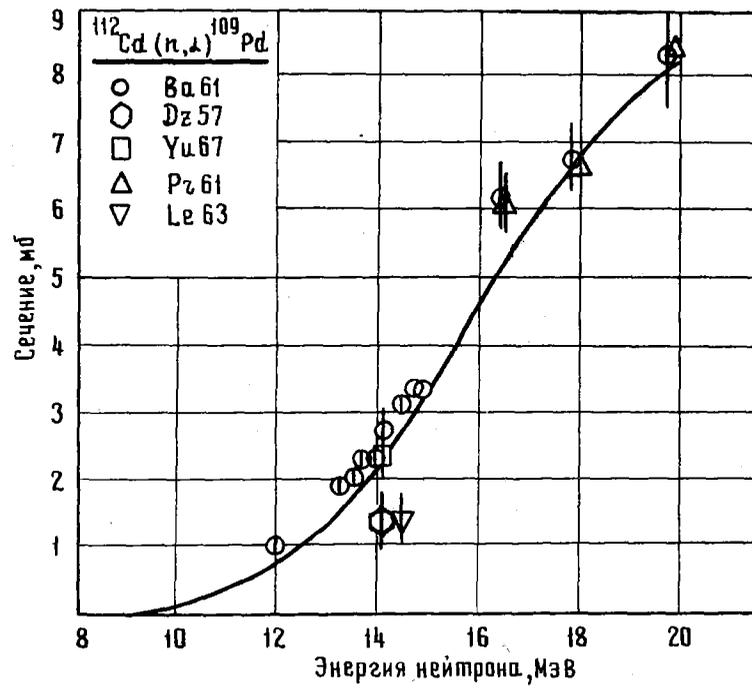


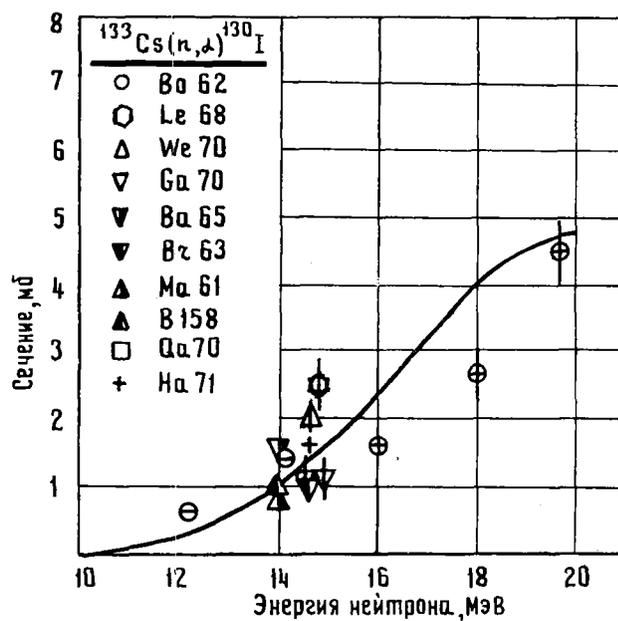
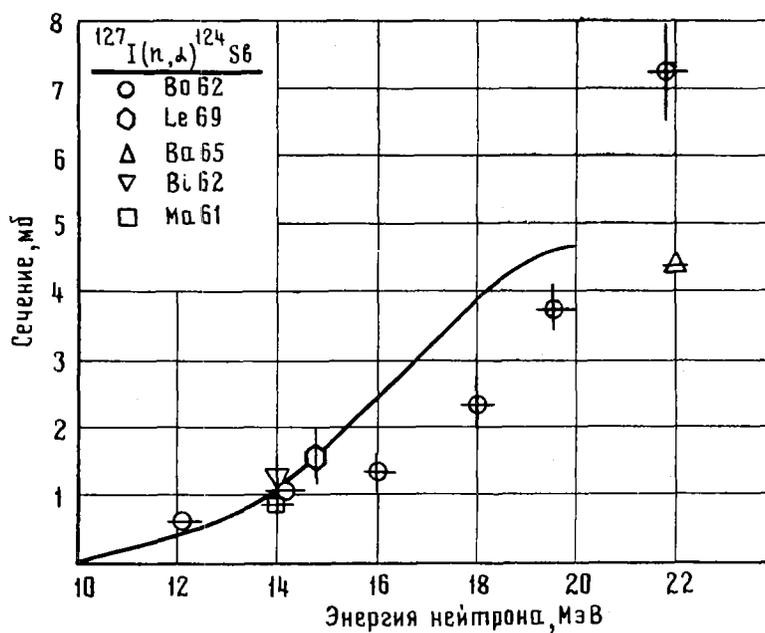


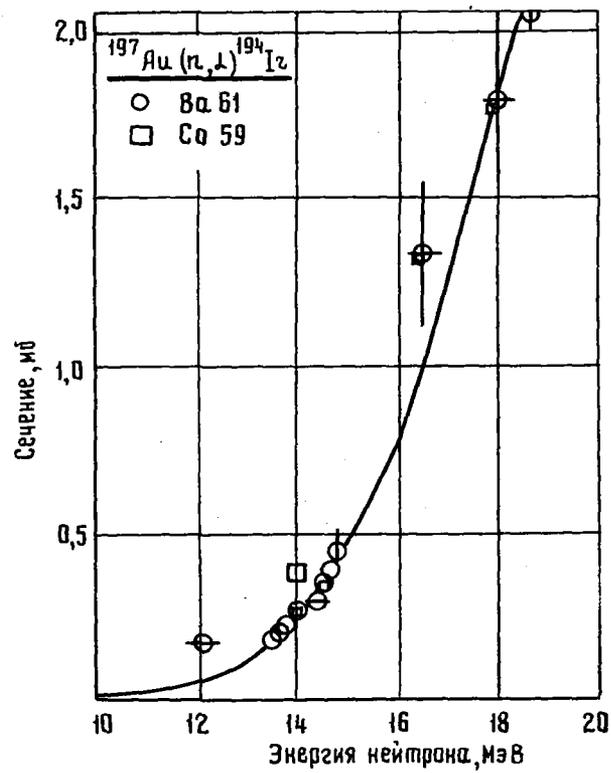
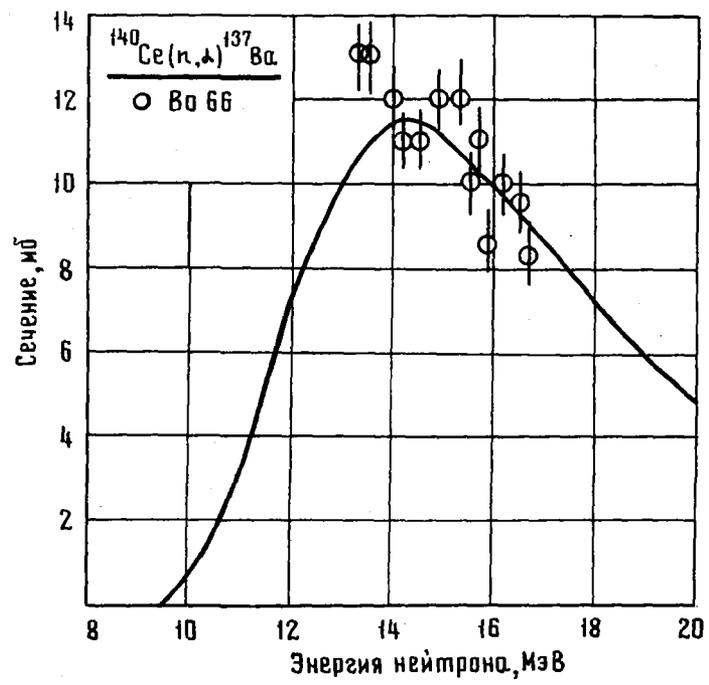












Сечение реакции ( $n, \alpha$ ) при энергии нейтронов 14-15 МэВ

Изотоп	Энергия нейтрона, МэВ	Сечение, мб	Литература	Энергия реакции, МэВ	Рекомендованное сечение, мб
$^{45}\text{Sc}^x$	-	-	-	-0,595	$55 \pm 5$
$^{48}\text{Tl}$	14,8	$23 \pm 6$	Le69	-	-
	14,1	$39 \pm 6$	Yu67	-2,032	$31 \pm 8$
	14,5	48	Cr61	-	-
$^{50}\text{Tl}$	14,7	$8 \pm 2$	Qa76	-	-
	14,8	$10 \pm 2$	Le69	-5,414	$9 \pm 1$
	14,1	$9,4 \pm 3$	Yu67	-	-
	14,5	8,6	Cr62	-	-
	14,5	$10 \pm 2$	Hi62	-	-
$^{51}\text{V}^x$	-	-	-	-2,055	$16 \pm 2$
$^{50}\text{Cr}$	14,7	$121 \pm 8,5$	Do73	0,320	-
$^{52}\text{Cr}$	14,7	$40,2 \pm 3,6$	Do73	-1,210	-
$^{53}\text{Cr}$	14,7	$45,1 \pm 3,7$	Do73	1,796	-
$^{54}\text{Cr}$	14,7	$16 \pm 1$	Qa76	-1,546	$14 \pm 2$
	14,7	$15 \pm 1$	Ho74	-	-
	14,7	$37,2 \pm 3$	Do73	-	-
	14,8	$12,5 \pm 1,3$	Hu67	-	-
$^{55}\text{Mn}^x$	-	-	-	-0,525	$29 \pm 2$
$^{54}\text{Fe}^x$	-	-	-	0,841	$120 \pm 20$
$^{56}\text{Fe}$	14,7	$51,8 \pm 4,5$	Do75	0,321	-
$^{57}\text{Fe}$	14,7	$41,8 \pm 3,8$	Do75	2,395	-
$^{58}\text{Fe}$	14,7	$29 \pm 4,4$	Do75	-1,387	-
	14,8	21,5	Ch61	-	-
$^{59}\text{Co}^x$	-	-	-	0,320	$32 \pm 2$
$^{58}\text{Ni}$	14,7	$125 \pm 15$	Qa76	2,890	$125 \pm 15$
	14,7	$156,2 \pm 14,8$	Do75	-	-
	14,7	$82,4 \pm 8,6$	Do75	1,351	-
$^{60}\text{Ni}$	14,7	$20 \pm 3$	Qa76	-0,432	$20 \pm 3$
	14,7	$29,5 \pm 3,9$	Do75	-	-
	14,8	$17 \pm 4$	Le68	-	-
	14,1	$22 \pm 3$	Yu67	-	-
$^{64}\text{Ni}$	14,8	$5,2 \pm 1,2$	Le68	-2,430	$5,2 \pm 1,2$
$^{63}\text{Cu}^x$	-	-	-	1,715	$40 \pm 8$
$^{68}\text{Zn}^x$	-	-	-	0,776	$12 \pm 2$
$^{70}\text{Zn}$	14,8	$11,4 \pm 3,2$	Me65	-0,710	-
$^{69}\text{Ga}$	14,8	$18 \pm 2$	V167	2,584	$18 \pm 2$
	14,5	$105 \pm 57$	Pa53	-	-
$^{71}\text{Ga}$	14,8	$60 \pm 4$	Pr66	0,930	-
$^{72}\text{Ge}$	14,7	$22 \pm 2$	R176	1,482	$15 \pm 2$
	14,4	$15,2 \pm 1,5$	Wo67	-	-

<sup>x</sup> См. рисунок в приложении 1, относящийся к этому элементу.

Изотоп	Энергия нейтрона, МэВ	Сечение, мб	Литература	Энергия реакции, МэВ	Рекомендованное сечение, мб
$^{74}\text{Ge}$	14,7	$60 \pm 5$	Ri76	-0,443	$6 \pm 1$
	14,4	$13,3 \pm 1,3$	Wo67	-	-
	14,8	$6,3 \pm 1$	Vi67	-	-
$^{75}\text{As}^x$	-	-	-	1,204	$11,5 \pm 1$
$^{78}\text{Se}$	14,7	$38 \pm 16$	Iv69	0,461	$7 \pm 1$
	14,4	$6 \pm 1$	Ra67	-	-
	14,7	$27 \pm 3$	Mi67-2	-	-
	14,8	$7 \pm 1$	Vi67-1	-	-
$^{80}\text{Se}$	14,7	$6,6 \pm 2,3$	Mi67-2	-0,950	$2,6 \pm 0,4$
	14,4	$2 \pm 9$	Ra67	-	-
	14,8	$2,6 \pm 0,4$	Vi67-1	-	-
$^{79}\text{Br}^x$	-	-	-	1,858	$12,5 \pm 1,5$
$^{81}\text{Br}$	14,1	$3,2 \pm 0,3$	Sa71	0,430	$5 \pm 2$
	14,8	$6,5 \pm 1,2$	Vi67-1	-	-
	14,7	$3 \pm 1$	Mi67	-	-
	14,8	3,8	Kj66	-	-
	14,8	$7 \pm 3$	Gr65	-	-
	14,8	$14 \pm 10$	Gr65	-	-
	14,7	$6,6 \pm 1,5$	-	Регистрация $\gamma$ -квантов	-
$^{85}\text{Rb}^x$	-	-	-	0,991	$6,5 \pm 1$
	14,8	$4 \pm 0,8$	Le68	-1,210	$4 \pm 1$
$^{87}\text{Rb}$	14,6	$59 \pm 12$	St62	-	-
	14,5	$38,9 \pm 16$	Pa53	-	-
	-	-	-	3,386	$9 \pm 1$
$^{92}\text{Zr}^x$	-	-	-	2,067	$5 \pm 1$
$^{94}\text{Zr}^x$	14,8	$2,6 \pm 0,8$	Le69	0,170	$3 \pm 1$
	14,7	$5 \pm 4$	Br63	-	-
	14,5	1,1	Mu63	-	-
	14,0	$2,3 \pm 0,4$	Le63	-	-
	14,8	9,6	Pr60	-	-
	14,1	$4,8 \pm 0,7$	Re60	-	-
	14,1	-	-	4,914	$9,5 \pm 0,5$
$^{93}\text{Nb}^x$	14,7	$25 \pm 3$	Qa74	3,690	$25 \pm 3$
	14,6	$76 \pm 7$	Ka72	-	-
	14,4	$28 \pm 2$	We70	-	-
	14,7	$20 \pm 8$	Br62	-	-
$^{98}\text{Mo}$	14,7	$5,5 \pm 0,7$	Qa74	3,202	$6,5 \pm 1$
	14,4	$8,1 \pm 1$	We70	-	-
	14,7	$9 \pm 2$	Br63	-	-
$^{100}\text{Mo}$	14,7	$2,8 \pm 0,3$	Qa74	2,394	$2,8 \pm 0,3$
	14,1	$25 \pm 15$	Cu67	-	-
	14,6	$14 \pm 6$	St62	-	-

Изотоп	Энергия нейтрона, МэВ	Сечение, мб	Литература	Энергия реакции, МэВ	Рекомендованное сечение, мб
$^{99}\text{Te}$	14,7	$7,12 \pm 1,0$	Qa73	6,822	$7 \pm 1$
	14,1	$2,02 \pm 0,22$	Go65	-	-
$^{102}\text{Ru}$	14,7	$6,2 \pm 0,7$	Qa74	2,502	$5 \pm 1$
	14,1	3,4	Te69	-	-
$^{104}\text{Ru}$	14,7	$2,6 \pm 1$	Gr66	1,057	$2,6 \pm 1$
$^{103}\text{Rh}$	14,7	$11 \pm 2$	Cs67	3,480	$11 \pm 2$
	14,8	$80 \pm 7$	Pr66	-	-
	14,7	11,2	Cs63	-	-
	14,5	$63 \pm 25$	Pa53	-	-
$^{106}\text{Pd}$	14,4	$5,6 \pm 0,7$	We70	6,334	$5,6 \pm 0,7$
$^{108}\text{Pd}$	14,8	$2,3 \pm 0,5$	Le71	2,051	$2,5 \pm 0,5$
	14,4	$2,7 \pm 0,3$	We70	-	-
	14,5	3,1	Mu63	-	-
	14,05	$2,3 \pm 0,4$	Bl58	-	-
$^{109}\text{Ag}$	14,8	$12 \pm 2,5$	Mu61	3,288	$12 \pm 2,5$
	14,0	$38 \pm 6$	Kh59	-	-
$^{106}\text{Cd}$	14,1	$100 \pm 40$	Yu67	5,980	$100 \pm 40$
$^{112}\text{Cd}^x$	-	-	-	2,675	$2,7 \pm 0,5$
$^{114}\text{Cd}$	14,1	$0,7 \pm 0,1$	Yu67	1,860	$0,65 \pm 0,1$
	14,0	$0,6 \pm 0,1$	Le63	-	-
$^{116}\text{Cd}$	14,1	$0,5 \pm 0,5$	Yu67	2,680	$0,5 \pm 0,5$
$^{115}\text{In}$	14,1	2,5	Te69	6,196	$2,5 \pm 0,5$
	14,8	$2,4 \pm 0,3$	Le69	-	-
	14,6	$3,0 \pm 1,2$	Na65	-	-
	14,5	$2,89 \pm 0,29$	Co59	-	-
	14,0	$2,5 \pm 0,4$	Bl58	-	-
$^{118}\text{Sn}^x$	-	-	-	2,089	$1,0 \pm 0,1$
$^{124}\text{Te}$	14,8	$3,65 \pm 2$	Ma63	4,335	-
$^{126}\text{Te}$	14,8	$2,1 \pm 0,6$	Le71	3,390	$2,1 \pm 0,6$
	14,8	$0,55 \pm 0,3$	Ma63	-	-
$^{128}\text{Te}$	14,8	$1,1 \pm 0,3$	Le71	2,548	$1,1 \pm 0,3$
	14,8	0,39	Ma63	-	-
$^{130}\text{Te}$	14,8	$0,39 \pm 0,08$	Le71	1,810	$0,4 \pm 0,1$
	14,8	$0,94 \pm 0,28$	Ma63	-	-
	14,5	$0,37 \pm 0,055$	Co59	-	-
$^{127}\text{I}^x$	-	-	-	4,279	$1,5 \pm 0,2$
$^{133}\text{Cs}^x$	-	-	-	4,448	$1,5 \pm 0,3$
$^{138}\text{Ba}$	14,4	$2,55 \pm 0,25$	We70	3,875	$2,6 \pm 0,3$
$^{139}\text{La}$	14,5	$1,6 \pm 0,1$	Zu77	4,817	$1,8 \pm 0,3$
	14,8	$2,5 \pm 0,3$	Ba72	-	-
	14,7	$1,45 \pm 0,13$	Ha71	-	-
	14,6	3,0	Ku65	-	-
	14,8	1,3	W160	-	-
	14,5	$1,87 \pm 0,19$	Co59	-	-

Изотоп	Энергия нейтрона, МэВ	Сечение, мб	Литература	Энергия реакции, МэВ	Рекомендованное сечение, мб
$^{140}\text{Ce}^x$	-	-	-	5,338	$11 \pm 1$
$^{142}\text{Ce}$	14,8	$6,5 \pm 0,8$	Ba72	6,085	$5,5 \pm 1$
	14,4	$6 \pm 1$	We70	-	-
	14,8	$4,5 \pm 0,9$	Le68	-	-
	14,1	5,2	Cu68	-	-
	14,8	$8 \pm 2$	W160	-	-
	14,5	$7,04 \pm 0,7$	Co59	-	-
$^{142}\text{Nd}$	14,8	$7,1 \pm 0,8$	Ba72	6,642	$7,1 \pm 0,8$
	14,7	$< 2,5$	Gr66-1	-	-
$^{144}\text{Nd}$	14,7	$< 15,5$	Ha71	7,330	-
	14,2	$9,0 \pm 1,7$	Pr69	-	-
$^{146}\text{Nd}$	14,6	$4,42 \pm 0,47$	Sa75	6,342	-
	14,8	$8,3 \pm 2$	W160	-	-
	14,5	$2,6 \pm 0,4$	Co59	-	-
$^{148}\text{Nd}$	14,8	$5 \pm 1$	W160	5,370	-
$^{150}\text{Sm}$	14,8	$3,5 \pm 0,5$	Ba72	6,742	$3,5 \pm 0,5$
$^{152}\text{Sm}$	14,6	$2,81 \pm 0,42$	Sa75	5,275	$1,7 \pm 0,2$
	14,8	$1,7 \pm 0,2$	Ba72	-	-
	14,8	$10 \pm 2$	W160	-	-
$^{154}\text{Sm}$	14,8	$0,86 \pm 0,09$	Ba72	4,095	$0,9 \pm 0,1$
	14,8	$9 \pm 3$	W160	-	-
$^{153}\text{Eu}$	14,0	$2,2 \pm 0,3$	Pr75	5,83	$2,2 \pm 0,3$
	14,8	$9 \pm 2$	Kh65	-	-
$^{156}\text{Gd}$	14,2	$8,5 \pm 1,3$	Pr69	5,666	-
	14,5	$3,22 \pm 0,49$	Co59	-	-
$^{158}\text{Gd}$	14,2	$2,4 \pm 0,4$	Pr69	5,160	-
$^{160}\text{Gd}$	14,8	$2,0 \pm 1$	W160	-	-
$^{159}\text{Tb}$	14,7	26	Ha71	6,215	-
	14,6	$2,2 \pm 0,5$	Ku65	-	-
$^{162}\text{Dy}$	14,8	$2,1 \pm 0,2$	Ba72	8,299	$2,1 \pm 0,2$
	14,5	$3,56 \pm 0,36$	Co59	-	-
$^{164}\text{Dy}$	14,7	$6,2 \pm 1,2$	Ha71	5,207	-
	14,8	$4 \pm 1$	Kh65	-	-
	14,8	$4,5 \pm 0,8$	W160	-	-
$^{165}\text{Ho}$	14,2	$1,2 \pm 0,4$	Pr69	6,460	-
$^{168}\text{Er}$	14,8	$1,5 \pm 0,4$	W160	6,256	-
$^{170}\text{Er}$	14,8	$1 \pm 0,2$	W160	-	-
$^{174}\text{Yb}$	14,6	$1,22 \pm 0,23$	Sa75	6,414	-
$^{176}\text{Y}$	14,8	$0,20 \pm 0,05$	Ih68	5,580	-
$^{176}\text{Lu}$	14,6	$2,3 \pm 0,57$	Sa75	8,491	-
$^{178}\text{Hf}$	14,5	$2,0 \pm 0,2$	Co59	7,905	-
$^{180}\text{Hf}$	14,5	$2,2 \pm 0,2$	Hi69	6,856	-

Изотоп	Энергия нейтрона, МэВ	Сечение, мб	Литература	Энергия реакции, МэВ	Рекомендованное сечение, мб
$^{181}\text{Ta}$	14,5	1,2	Mu63	9,178	-
$^{184}\text{W}$	14,7	$1,15 \pm 0,15$	Qa75	7,369	$1,15 \pm 0,15$
$^{186}\text{W}$	14,7	$0,55 \pm 0,07$	Qa75	6,391	$0,55 \pm 0,07$
	14,5	0,85	Mu63	-	-
	14,8	2,5	Po60	-	-
$^{187}\text{Re}$	14,5	$0,94 \pm 0,14$	Co59	7,102	-
$^{190}\text{Os}$	14,6	$0,47 \pm 0,04$	Na65	6,842	$0,5 \pm 0,1$
	14,5	$0,57 \pm 0,09$	Co59	-	-
$^{191}\text{Ir}$	14,5	$2,43 \pm 0,37$	Co59	7,957	-
$^{194}\text{Pt}$	14,5	$1,26 \pm 0,25$	Co59	7,276	-
$^{196}\text{Pt}$	14,5	$0,55 \pm 0,1$	Co59	6,379	-
$^{197}\text{Au}^X$	-	-		6,979	$0,35 \pm 0,05$
$^{200}\text{Hg}$	14,1	$0,20 \pm 0,1$	Te69	6,552	-
	14,5	$1,77 \pm 0,35$	Co59	-	-
$^{202}\text{Hg}$	14,1	$< 1,0$	Te69	5,706	-
	14,5	$1,01 \pm 0,10$	Co59	-	-
$^{203}\text{Tl}$	14,4	2,2	Ha71	7,200	-
	14,5	$0,37 \pm 0,04$	Co59	-	-
$^{205}\text{Tl}$	14,8	0,75	Po60	5,680	-
$^{206}\text{Pb}$	14,5	$2 \pm 0,4$	Be76	7,316	$2 \pm 1$
	14,2	$0,527 \pm 0,07$	Ma72	-	-
	14,6	$0,673 \pm 0,07$	Ma72	-	-
	14,1	$2,7 \pm 0,5$	Yu67	-	-
$^{207}\text{Pb}$	14,5	$1,6 \pm 0,3$	Be76	7,887	$1,6 \pm 0,3$
$^{208}\text{Pb}$	14,5	$0,5 \pm 0,1$	Be76	6,186	$0,5 \pm 0,1$
	14,5	$1,58 \pm 0,24$	Co59	-	-
$^{209}\text{Pb}$	14,5	$0,63 \pm 0,1$	Be76	-	$0,7 \pm 0,1$
$^{209}\text{Bi}$	14,0	1,0	Ku64	-	$0,8 \pm 0,3$
	14,6	1,0	Ku65	9,334	-
	14,8	$0,6 \pm 0,09$	Mu61	-	-
	14,8	$1,1 \pm 0,3$	Po60	-	-
	14,5	$0,52 \pm 0,08$	Co59	-	-
$^{230}\text{Th}$	14,5	$4,6 \pm 1,1$	Co59	-	-
$^{238}\text{U}$	14,5	$1,5 \pm 0,3$	Co59	-	-

Список литературы (к приложениям I и 2)

- Ва61 Bayhurst B.P., Preswood R.I. J.Inorg.Nucl.Chem., 1961, v.23, p.173.  
 Ва65 Bass R. e.a. Report EANDC(E)-57, 1965.  
 Ва69 Barrall R.C. e.a. Report AFWL-68, 1969.  
 Ва72 Валу А. Dissertational Abstracts/B, 1972, v.32, p.5091.  
 Ве76 Беловицкий Г.В., Пресняк О.С., Сухов Л.В. Измерение функции возбуждения (n,p)-реакций для изотопов свинца и висмута при  $\epsilon_n = 13,4 + 14,8$  МэВ. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). М., ЦНИИатоминформ, 1976, ч.4, с.209-214.  
 Вi62 Bizzetti P.G., Bizzetti-Sona A.M., Bocciolini M. Nucl. Phys., 1962, v.36, p.38.  
 Вl55 Blosser H.G. e.a. Phys.Rev., 1955, v.100, p.429.  
 Вl58 Blosser H.G. e.a. Ibid., 1958, v.110, p.531.  
 Во61 Borgmann M. J.Phys., 1961, v.22, p.602.  
 Во62 Borgmann M. e.a. Z. Phys., 1962, v.166, p.477.  
 Во63 Borgmann M. e.a. Ibid., 1963, v.174, p.1.  
 Во65 Borgmann M. e.a. Nucl.Phys., 1965, v.63, p.438.  
 Во66 Borgmann M. Conference on Nuclear Data for reactors (Paris, 1966). 1966, v.1, p.225.  
 Во72 Borgmann M. e.a. Report EANDC(E) 150U, 1972.  
 Вr55 Brolley I.E. e.a. Phys.Rev., 1955, v.99, p.330.  
 Вr62 Bramlitt E.T., Fink R.W. J.Inorg.Nucl.Chem., 1962, v.24, p.1317.  
 Вr63 Bramlitt E.T., Fink R.W. Phys.Rev., 1963, v.131, p.2649.  
 Ch61 Chittenden D. e.a. Phys.Rev., 1961, v.122, p.860.  
 Ci62 Cierjacks S. Report ENL-325, 1962.  
 Се59 Coleman R.F. e.a. Proc.Phys.Soc., 1959, v.473, p.215.  
 Cr62 Cross W. Bull.Amer.Phys.Soc., 1962, v.7, p.335.  
 Cs63 Csikai I., Vasco I., Daroczy A. Nucl. Phys., 1963, v.41, p.316.  
 Cs67 Csikai I. Ibid. 1967, v.491, p.222.  
 Cu67 Cuzzocrea P., Perillo E., Notarrigo S. Ibid., v.4103, p.616.  
 Cu68 Cuzzocrea P. Nuovo cimento, 1968, v.B54, p.53.  
 Cz60 Czapp B. e.a. Report Anzeiger Oesterreich Akademie Wissenschaft, 1960.  
 До73 Доля Г.П., Божко В.П., Головня В.Я. и др. Дифференциальные и интегральные сечения (n,  $\alpha$ )-реакций при энергии нейтронов 14,7 МэВ на ядрах  $^{50}, ^{52}, ^{53}, ^{54}\text{Cr}$ . - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая-1 июня 1973 г.). Обнинск, Физико-энергетический институт, 1974, ч.3, с. 131-137.  
 До75 Доля Г.П., Ключарев А.П., Божко В.П. и др. Дифференциальные и интегральные сечения (n,  $\alpha$ )-реакций при энергии нейтронов 14,7 МэВ на ядрах  $^{54}, ^{56}, ^{57}, ^{58}\text{Fe}$  и  $^{58}, ^{60}, ^{62}\text{Ni}$ . - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). М., ЦНИИатоминформ, 1976, ч. 4, с. 173-179.  
 Дr57 Дзантиев Б и др. Докл. АН СССР, 1957, т. 113, с. 537.  
 Fr65 Frevert N. Acta phys. austriaca., 1965, v.20, p.304.  
 Ga62 Gabbard F. e.a. Phys. Rev., 1962, v.128, p.1276.  
 Go65 Golchert N.W. e.a. Nucl.Phys., 1965, v.73, p.349.  
 Gr65 Grimland B. e.a. Phys.Rev., 1965, v.B137, p.878.  
 Gr66 Gray P.R. e.a. Nucl. Phys., 1966, v. 75, p. 215.  
 Gr66-1 Grisson I.T. Phys. Rev., 1966, v. 142, p. 725.  
 Ha71 Havlik E. Acta phys. austriaca, 1971, v. 34, p. 209.  
 Hi62 Hillman M. Nucl. Phys., 1962, v. 37, p. 78.  
 Hi69 Hillman M. e.a. J. Inorg. Nucl. Chem., 1969, v. 31, p. 909.  
 Ho74 Holmberg P. e.a. Ibid., 1974, v. 36, p. 715.  
 Hu67 Husain L., Kuroda P.K. Ibid., 1967, v. 29, p. 2665.  
 In68 Inochi H., Ward T.E. Phys. Rev., 1968, v. 166, p. 1173.

- Iv69 Иваненко В.В., Петржак К.А. Ядерная физика, 1969, т. 9, с. 258.
- Je63 Jegoumo J.M. e.a. Nucl. Phys., 1963, v. 47, p. 157.
- Ka72 Kanda Y. Ibid., 1972, v. A185, p. 177.
- Kh65 Khurana G.S., Govil I.M. Ibid., 1965, v. 69, p. 153.
- Kj66 Kjelberg A. e.a. Radiotech. Acta, 1966, v. 5, p. 28.
- Ku58 Kumabe. J. Phys. Soc. Japane, 1958, v. 13, p. 325.
- Ku64 Kulisic P. e.a. Nucl. Phys., 1964, v. 54, p. 17.
- Ku65 Kulisic P. e.a. Ibid., 1965, v. 73, p. 548.
- Le63 Левковский В.Н. Ж. эксперим. и теор. физ., 1963, т. 45, с. 305.
- Le68 Левковский В.Н. Ядерная физика, 1968, т.8, с. 7.
- Le69 Левковский В.Н. Там же, 1969, т. 10, с. 44.
- Le71 Левковский В.Н. Там же, 1971, т. 13, с. 923.
- Ll65 Liskien H., Paulsen A. J.Nucl. Energy, 1965, v. A19, p. 73.
- Ll66 Liskien H., Paulsen A. Nucleonika, 1966, v. 8, p. 315.
- Ma61 Marazzan B. e.a. Nuovo cimento, 1961, v. 20, p. 903.
- Ma63 Majumdar N.K., Chatterjee A. Nucl. Phys., 1963, v. 41, p. 192.
- Ma72 Маслов Г.Н., Насыров Ф., Пашкин Н.Ф. Ядерные константы, 1972, вып. 9, с. 50.
- Me65 Meason J., Kuroda P. Phys. Rev., 1965, v. 138B, p. 1390.
- M167 Minetti B., Pasquarelli A. Nuovo cimento, 1967, v. LB, p. 367.
- M167-1 Minetti B., Pasquarelli A. Z. Phys., 1967, v. 199, p. 275.
- M167-2 Minetti B., Pasquarelli A. Nucl. Phys., 1967, v. A100, p. 186.
- Mu61 Mukherjee S.K. e.a. Proc. Phys. Soc., 1961, v. A77, p. 508.
- Mu63 Mukherjee S.K. e.a. Symposium on Nuclear Physics (Bombay, 1963).
- Na65 Nagel W., Aten A.H. Physika, 1965, v. 31, p. 1091.
- N161 Nix. Report BNL-325, 1961.
- Om68 Oms L. Bull. Amer. Phys. Soc., 1968, v. 13, p. 1699.
- Pa53 Paul E.B., Clarke R.L. Canad. J. Phys., 1953, v. 31, p. 267.
- Pa67 Paulsen A. Nucleonika, 1967, v. 10, p. 91.
- Pa67-1 Paulsen A. Z. Phys., 1967, v. 205, p. 226.
- Pe65 Peil.Nucl. Phys., 1965, v. 66, p. 419.
- Po60 Poularikas A. e.a. J. Inorg. Nucl. Chem., 1960, v. 13, p. 196.
- Pr60 Preiss I.L., Fink R.W. Nucl. Phys., 1960, v. 15, p. 326.
- Pr61 Bayhurst B.P., Prestwood R.I. J. Inorg. Nucl. Chem., 1961, v. 23, p. 175.
- Pr66 Prasad R. e.a. Nucl. Phys., 1966, v. 85, p. 476.
- Pr69 Prasad R. e.a. Ibid., 1969, v. A125, p. 57.
- Pr75 Pruys H.S. e.a. J. Inorg. Nucl. Chem., 1975, v. 37, p. 1587.
- Qa70 Qaim S.M. Ibid., 1970, v. 32, p. 1799.
- Qa71 Qaim S.M. International Conference on Chemical Nuclear Data (Canterbury, 1971).
- Qa73 Qaim S.M. J. Inorg. Nucl. Chem., 1973, v. 35, p. 3669.
- Qa74 Qaim S.M., Stoecklin G. Report EUR-5182E, 1974, p. 939.
- Qa75 Qaim S.M., Graca C. Nucl. Phys., 1975, v. A242, p. 317.
- Qa76 Qaim S.M. Proceedings of the Conference (Garmish, 1976).
- Ra68 Ranakumar N. e.a. Nucl. Phys., 1968, v. A122, p. 679.
- Ra67 Rao V., Fink R.W. Phys. Rev., 1967, v. 154, p. 1023.
- Ra71 Rao V. e.a. Ibid., 1971, v. C3, p. 629.
- Re60 Reed C. Report TID-11929, USA, 1960.
- Rl76 Rieppo R. e.a. J.Inerg.Nucl.Chem., 1976, v. 38, p.1927.
- Ru77 Rusek K. e.a. Report INDC(SEG)-61/LN, 1977, p. 229.
- Sa64 Santry D.C. e.a. Canad. J. Phys., 1964, v. 42, p. 1030.
- Sa65 Salisbury S.R., Chalmers R.A. Phys. Rev., 1965, v. 140(2B), p. 305.
- Sa71 Sato T. Radiochim. Acta, 1971, v. 16, p. 71.
- Sa72 Santry D.C., Butler J.P. Canad. J. Phys., 1972, v. 50, p. 2536.
- Sa75 Sato T. e.a. J. Nucl. Sci. and Technol., 1975, v. 12, p. 681.

- Si72 Singh J. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1972, v. 15, p. 147.  
 St62 Strohal e.a. Nucl. Phys., 1962, v. 30, p. 49.  
 Te60 Tewel H. e.a. Report UCRL-6028-T, 1960.  
 Te69 Temperly J.K. Phys. Rev., 1969, v. 178, p. 1904.  
 Vi67 Виницкая Г.П. и др. Ядерная физика, 1967, т. 5, с. 1175.  
 Vi67-1 Виницкая Г.П. и др. Там же, т. 6, с. 240.  
 Vo58 Vonach H. Report BNL-325, 1958.  
 We60 Weigold E. Austral. J. Phys., 1960, v. 13, p. 186.  
 We70 Wen-Deh Lu e.a. Phys. Rev., 1970, v. C1, p. 358.  
 Wi60 Wille R.G. e.a. Ibid., 1960, v. 118, p. 242.  
 Wo67 Wood R.E. e.a. Ibid., 1967, v. 154, p. 1108.  
 Zu77 Zupranska E. e.a. Report INDC(SEC)-61/LN, 1977, p. 257.  
 Yu67 Yu-Wen Yu, Gardner D.G. Nucl. Phys., 1967, v. A98, p. 451.
- 

УДК 539.170.012

ПАРАМЕТР ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ  
РАСПРЕДЕЛЕНИЙ НЕЙТРОНОВ В РЕАКЦИИ  $^{181}\text{Ta}(p,n)$

М.И. С в и р и н

THE LEVEL DENSITY PARAMETER FROM THE ANALYSIS OF NEUTRON ENERGY DISTRIBUTION IN THE REACTION  $^{181}\text{Ta}(p,n)$ . Analysis of neutron emission spectra for the reaction  $^{181}\text{Ta}(p,n)$  at incident proton energy 6-23 MeV is done within the framework of statistical theory and preequilibrium model. The level density parameter behaviour is obtained in a wide excitation energy range.

Энергетические распределения нейтронов  $W(E_n)$  в реакции  $^{181}\text{Ta}(p,n)$ , измеренные для энергий протона  $E_p$  6-10 МэВ [1], 8-12 МэВ [2], 8; 8,7; 9,6; 10; 14,8 МэВ [3], 18 МэВ [4] и 23 МэВ [5], анализировались с тем, чтобы определить поведение параметра плотности уровней  $\alpha$  в широком диапазоне энергий возбуждения компаунд-ядра  $E^* = E_p + B_p$ , где  $B_p$  - энергия связи протона [6].

В качестве основы для анализа спектров использовали статистическое соотношение

$$W(E_n) = \text{const } E_n \cdot \rho(U) \sigma_c(E_n, U) \quad (1)$$

и плотность уровней Ферми газа [7]

$$\rho(U) = \text{const } U^{-5/4} \exp(2\sqrt{\alpha U}), \quad (2)$$

где  $\sigma_c$  - сечение обратной реакции;

$U$  - энергия возбуждения остаточного ядра.

В модели Ферми газа параметр  $\alpha$  не зависит от энергии возбуждения.

Сечение  $\sigma_c(E_n, U)$  измерить непосредственно нельзя, поэтому предполагают, что оно равно  $\sigma_c(E_n, 0)$ . Так как плотность  $\rho(U)$  изменяется с энергией экспоненциально, основные результаты мало чувствительны к значениям  $\sigma_c$ .

При высоких энергиях возбуждения компаунд-ядро может излучить не один, а несколько нейтронов; тогда энергетическое распределение можно записать в виде суммы

$$W(E_n) = \sum_{i=1}^m W_i(E_n), \quad (3)$$

где  $W_i(E_n)$  - распределение нейтронов  $i$ -го каскада;

$m$  - максимальное число нейтронов, которое может испустить возбужденное ядро.

Анализ экспериментальных распределений нейтронов, измеренных в области энергий протонов 11-20 МэВ, проводился с учетом двух каскадов. Спектр нейтронов, измеренный при энергии протонов 23 МэВ, анализировался с учетом трех каскадов. Энергетическое распределение нейтронов первого каскада выражено соотношением (1), а распределения второго и третьего каскадов рассчитываются методом, аналогичным изложенному в работе [8].

Для некоторой доли нейтронов энергии и угловые распределения свидетельствуют о нестатистическом механизме реакции. Модель промежуточной структуры (предравновесного испарения) Дж.Гриффина [9] устанавливает форму спектра предравновесных нейтронов:

для ядер с четным атомным номером

$$W_p(E_n) \sim \frac{\sqrt{E_n}}{E^*} \left[ \frac{1+3z^2}{(1-z^2)^3} - 1 \right]; \quad (4)$$

для ядер с нечетным атомным номером

$$W_p(E_n) \sim \frac{\sqrt{E_n}}{E^*} \left[ \frac{3z+z^3}{(1-z^2)^3} \right],$$

где  $z = \frac{U}{E^*}$ .

Экспериментальные спектры нейтронов, в которых равновесное и предравновесное излучения разделяются достаточно хорошо по энергии, подгонялись линейной комбинацией двух кривых: одна - для предравновесного излучения  $W_p(E_n)$ , другая - для равновесного  $W(E_n)$ . Конечный результат подгонки есть параметр плотности уровней  $\alpha$  и доля предравновесного излучения.

На рис.1 представлен результат подгонки для энергетических распределений нейтронов, измеренных при энергии протонов 18 [4] и 23 [5] МэВ. Подгонка дает значения параметра  $\alpha$ , равные  $(25 \pm 2,5) \text{ МэВ}^{-1}$  (рис.1,а) и  $(27 \pm 3) \text{ МэВ}^{-1}$  (рис.1,б). Значения параметра  $\alpha$ , полученные из спектров нейтронов в реакции  $^{181}\text{Ta}(p,n)$  при различных энергиях возбуждения  $E^*$ , приведены на рис.2.

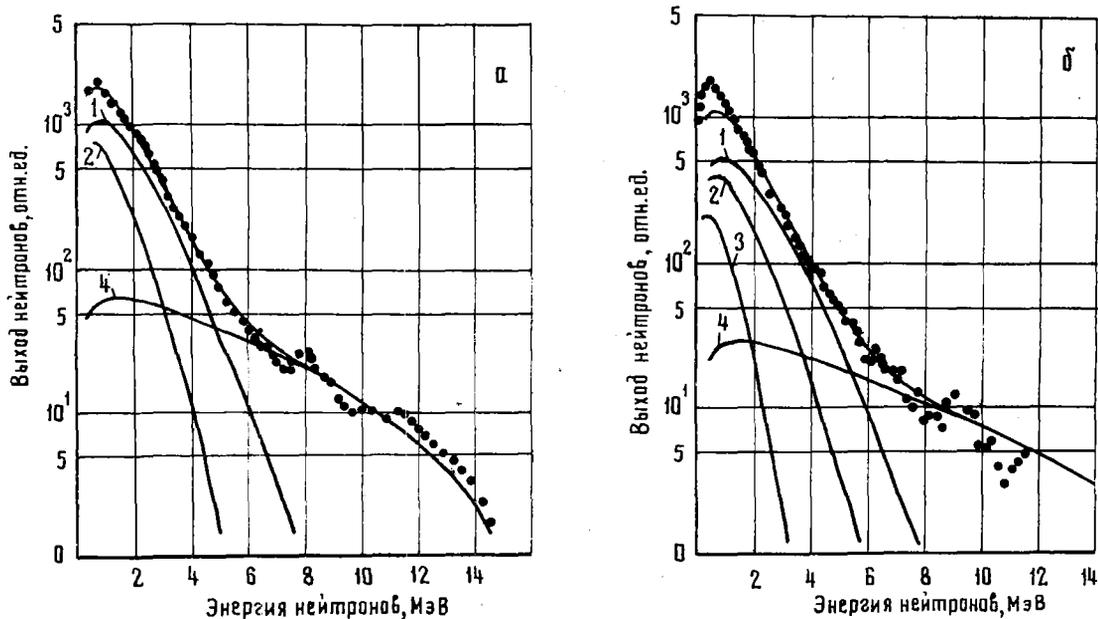


Рис.1. Экспериментальный спектр нейтронов (●) в реакции  $^{181}\text{Ta}(p,n)$  при энергиях протонов 18 МэВ (а) и 23 МэВ (б) и его подгонка с помощью линейной комбинации двух групп кривых: одна - для равновесного излучения, где кривые 1,2,3 - соответственно спектры нейтронов первого, второго и третьего каскадов; другая - для предравновесного излучения (кривая 4)

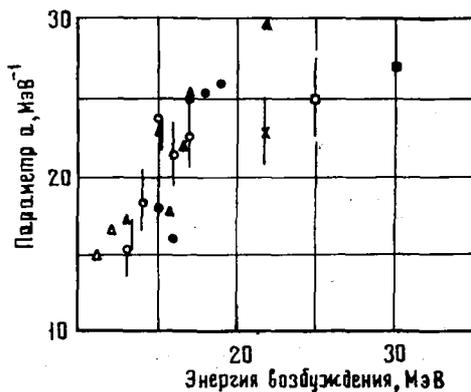


Рис.2. Параметр плотности уровней  $\alpha$  при различных энергиях возбуждения  $E^*$ . Данные работ:  $\circ$  - [1];  $\bullet$  - [2];  $\blacktriangle$  - [3];  $\square$  - [4];  $\blacksquare$  - [5] /получены из энергетических распределений нейтронов в реакции  $^{181}\text{Tl}(p,n)$ ;  $\triangle$  - [9];  $\times$  - [10] /в реакции  $W(n,n')$ /

Для сравнения здесь приводятся значения параметра плотности уровней, полученные из спектров нейтронов в реакции  $W(n,n')$  при энергиях падающих нейтронов 5, 6, 7 МэВ [10] и 14,63 МэВ [11].

Как видно из рис.2, есть область энергий возбуждения  $E^* > 15 + 16$  МэВ, в которой параметр  $\alpha$  можно считать в пределах ошибок постоянным ( $\alpha = 23 + 25 \text{ МэВ}^{-1}$ ).

Для области  $E^* < 15 + 16$  МэВ значение параметра  $\alpha$  падает с уменьшением энергии возбуждения. Так, для  $E^* \approx 13$  МэВ  $\alpha \approx 15 \text{ МэВ}^{-1}$ .

Чтобы оценить влияние предэкспоненциального множителя на параметр плотности уровней, спектры нейтронов для энергий падающих протонов 6-10 МэВ анализировались также с  $\rho(U) = \text{const } U^{-3/2} \exp(2\sqrt{aU})$  и  $\rho(U) = \text{const } U^{-2} \exp(2\sqrt{aU})$  (см. таблицу).

Замена предэкспоненциального множителя  $U^{-5/4}$  в выражении (2) на  $U^{-3/2}$  или  $U^{-2}$  практически не

влияет на характер зависимости параметра  $\alpha$  от энергии возбуждения  $E^*$ , но сказывается на его значениях.

Учет при анализе в самом грубом виде поправки, обусловленной эффектом спаривания, т.е. замена энергии возбуждения остаточного ядра  $U$  на эффективную энергию  $U^* = U - \delta$ , также не меняет характера поведения параметра  $\alpha$  в зависимости от величины  $E^*$ .

Параметр плотности уровней для трех значений показателя предэкспоненциального множителя в плотности уровней

Показатель	Энергия возбуждения $E^*$ , МэВ				
	13	14	15	16	17
$\rho(U) \sim U^{-5/4}$	15,3	18,3	23,5	21,4	22,4
$\rho(U) \sim U^{-3/2}$	16,7	19,6	24,9	22,5	23,5
$\rho(U) \sim U^{-2}$	19,7	22,1	27,4	24,8	25,5

#### Список литературы

1. Ловчикова Г.Н., Котельникова Г.В., Сальников О.А. и др. Ядерная физика, 1978, т.27, вып.5, с.1150.
2. Holmgren S.H., Varghall H.H. Nucl. Phys., 1963, v.42, p.264.
3. Grimes S.M., Anderson I.D., Pohl B.A. e.a. Phys. Rev., 1971, v.4, N 2, p.607.
4. Verbinski V.V., Vurgus W.R. Phys. Rev., 1969, v.177, p.1671.
5. Свирин М.И., Казанский С.А., Матусевич Е.С., Прохоров С.С. Ядерная физика, 1978, т.28, с.286.
6. Mattauich J.H.E., Thiele W., Warstra A.H. Nucl. Phys., 1965, v.67, p.32.
7. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. М., Мир, 1971, т.1.
8. Бичков В.М., Пащенко А.Б., Пляскин В.И. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1978, вып.2(29), с.7.
9. Griffin J.J. Phys. Rev. Letters, 1966, v.17, p.478.
10. Owens R.O., Towle J.H. Nucl. Phys., 1968, v.112, p.337.
11. Hermsdorf D., Meister A., Sassonoff S. e.a. IADC(GDR)-2/L [ЗФК - 277(У)], 1974, с.154.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ  
С ЭНЕРГИЯМИ 5,23; 6,22 И 7,23 МэВ НА НИОБИИГ.Н. Л о в ч и к о в а, Г.В. К о т е л ь н и к о в а, О.А. С а л ь н и к о в,  
С.П. С и м а к о в, А.М. Т р у ф а н о в, Н.И. Ф е т и с о в

DIFFERENTIAL CROSS-SECTIONS OF INELASTIC NEUTRON SCATTERING BY NIOBIUM AT INCIDENT ENERGIES 5,23; 6,22 and 7,23 MeV. The differential cross-sections of inelastic neutron scattering by niobium have been measured for incident neutron energies 5,23; 6,22 and 7,23 MeV. The measurements were performed by time-of-flight method using the tritium gas target as the neutron source. The cross-sections are listed in tables.

Для экспериментального исследования рассеяния нейтронов веществом была создана установка на базе спектрометра, описанного в работе [1]. В этой установке источником нейтронов служит газовая тритиевая мишень, бомбардируемая импульсным пучком протонов ускорителя ЭПП-10М. Мишень представляет собой тонкостенный стальной цилиндр диаметром 1 см и длиной 4 см, выложенный внутри слоем  $^{58}\text{Ni}$  для уменьшения выхода фоновых нейтронов, возникающих из реакции  $(p, n)$ , на конструкции мишени. Пучок протонов попадает в мишень, проходя два никелевых окошка толщиной 9 мкм, которые охлаждаются циркулирующим между ними потоком гелия. Мишень заполняется газообразным тритием, выделяющимся при разложении тритида урана, когда его нагревают до температуры  $450^\circ\text{C}$ .

Перед мишенью на расстоянии 16 см расположен образец ниобия, изготовленный в виде полого цилиндра высотой 4,5 см, с внешним и внутренним диаметрами 4,5 и 3,0 см соответственно. Образец (298 г) поддерживается держателем, масса которого не превышает 2 г.

Рассеянные нейтроны регистрируются сцинтилляционным детектором, расположенным в защите на расстоянии 2 м от образца. Защита [1], использовавшаяся для изучения реакции  $(p, n)$ , оказалась недостаточной, поэтому для снижения уровня фона она была наращена дополнительным слоем полиэтилена толщиной около 12 см. В результате фон нейтронов, рассеянных стенами и полом помещения или летящих прямо из мишени, удалось уменьшить в три раза и получить отношение эффекта к фону 1:1.

Измеряли спектры неупруго рассеянных нейтронов для шести углов:  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$  и  $150^\circ$ . Для каждого угла измеряли спектр нейтронов с образцом и без него. Такие же измерения проводили и без трития в мишени для определения вклада нейтронов, возникающих в мишени из реакций помимо  $T(p, n)$ . Измеренные спектры показывают, что вклад этих нейтронов оказывается в 4-5 раз меньше, если входные окошки газовой мишени выполнены из  $^{58}\text{Ni}$ , а не из естественного никеля.

Для приведения всех измеренных спектров к одному потоку нейтронов, упавших на образец, и для получения абсолютных сечений относительно  $(n, p)$ -рассеяния использовали три монитора:

- М1 - монитор по времени пролета - сцинтилляционный детектор, аналогичный основному детектору, но расположенный без защиты и регистрирующий спектр нейтронов, летящих прямо из мишени;
- М2 - всеволновый счетчик, также предназначенный для регистрации прямого выхода нейтронов из мишени;
- М3 - интегратор тока протонов, упавших на мишень, использующийся в основном для привязки измерений с тритием в мишени и с пустой мишенью.

Для перевода временных спектров в энергетические измеряли ширину канала временного преобразователя и определяли нуль времени, соответствующий моменту взаимодействия нейтрона с образцом. Ширину канала определяли по расстоянию между двумя нейтронными пиками во временном спектре, когда частота следования стоповых сигналов уменьшалась в два раза. Изменение ширины канала от одного участка к другому, определяемое интегральной нелинейностью временного преобразователя, не превышало 0,3%. В качестве отметки нуля времени брали положение  $\gamma$ -пика, соответствующего  $\gamma$ -квантам из реакции  $\text{Nb}(n, \gamma)$ . С ростом энергии протонов увеличивался выход  $\gamma$ -квантов из мишени и во временном спектре появлялся второй  $\gamma$ -пик, соответствующий рассеянному на образце  $\gamma$ -квантам из мишени. Зная начальные энергии протонов и геометрию эксперимента, можно определить момент взаимодействия и по второму  $\gamma$ -пику.

Энергетические спектры поправляли на эффективность нейтронного детектора. Эффективность определяли по измеренным спектрам нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , форма которых хорошо описывается распределением Максвелла с температурой 42 МэВ [2].

В полученные сечения вводили поправку на эффекты многократного взаимодействия и ослабление нейтронного потока в образце конечных размеров [3]. Необходимые для этого константы взаимодействия нейтронов с ниобием при различных энергиях брали из работ [4].

В табл. 1-3 приведены дифференциальные сечения (в лабораторной системе координат) неупругого рассеяния нейтронов с энергиями 5,23; 6,22 и 7,23 МэВ соответственно для шести углов. Начальные энергии нейтронов определили с точностью  $\pm 50$  кэВ. В эту величину входят: флуктуации ионизационных потерь протонов в никелевых фольгах (около 20 кэВ), сброс энергии протонов при прохождении половины газообразного трития (около 30 кэВ) и изменение энергии вылетающих из мишени нейтронов в пределах угла, стягиваемого образцом (около 20 кэВ).

Ошибки сечений, помещенных в таблицах, складываются из:

- статистической ошибки 2-8%;
- ошибки определения эффективности (средний относительный разброс точек около плавной кривой) - 3%;
- ошибки нормировки сечения относительно (п, р)-рассеяния (флуктуации коэффициента нормировки для првторных измерений) - 3%. В жесткой части спектра суммарная ошибка увеличивается из-за неопределенности отделения упруго рассеянных нейтронов.

Таблица I

Дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергией (5,23 $\pm$ 0,05) МэВ на ниобии и их абсолютные ошибки, мб/(ср·МэВ)

$E_n$ , МэВ	30°	45°	60°	90°	120°	150°
0,65	109,86 $\pm$ 4,47	106,29 $\pm$ 4,28	108,86 $\pm$ 4,32	104,08 $\pm$ 4,11	104,51 $\pm$ 4,14	105,02 $\pm$ 4,14
0,75	104,97 $\pm$ 4,23	101,29 $\pm$ 4,04	104,87 $\pm$ 4,12	95,43 $\pm$ 3,75	95,32 $\pm$ 3,75	96,92 $\pm$ 3,80
0,85	101,56 $\pm$ 4,07	95,37 $\pm$ 3,80	98,60 $\pm$ 3,86	89,58 $\pm$ 3,50	86,69 $\pm$ 3,41	91,52 $\pm$ 3,56
0,95	91,95 $\pm$ 3,72	90,90 $\pm$ 3,61	94,20 $\pm$ 3,67	84,02 $\pm$ 3,28	80,34 $\pm$ 3,15	84,70 $\pm$ 3,30
1,05	85,90 $\pm$ 3,48	84,07 $\pm$ 3,34	80,49 $\pm$ 3,17	75,70 $\pm$ 2,97	73,76 $\pm$ 2,90	79,42 $\pm$ 3,09
1,15	75,76 $\pm$ 3,13	73,84 $\pm$ 2,98	74,64 $\pm$ 2,96	69,30 $\pm$ 2,74	68,34 $\pm$ 2,70	70,13 $\pm$ 2,77
1,25	70,74 $\pm$ 2,97	68,45 $\pm$ 2,80	67,41 $\pm$ 2,71	64,52 $\pm$ 2,57	64,73 $\pm$ 2,57	63,70 $\pm$ 2,56
1,35	61,72 $\pm$ 2,61	62,09 $\pm$ 2,53	64,23 $\pm$ 2,56	58,94 $\pm$ 2,34	57,90 $\pm$ 2,30	60,50 $\pm$ 2,41
1,45	60,36 $\pm$ 2,58	56,22 $\pm$ 2,35	57,99 $\pm$ 2,36	55,18 $\pm$ 2,23	53,89 $\pm$ 2,17	55,68 $\pm$ 2,28
1,55	52,50 $\pm$ 2,27	49,42 $\pm$ 2,08	52,28 $\pm$ 2,12	47,86 $\pm$ 1,94	47,71 $\pm$ 1,92	48,99 $\pm$ 2,04
1,65	49,77 $\pm$ 2,18	48,17 $\pm$ 2,03	50,46 $\pm$ 2,06	44,67 $\pm$ 1,83	44,10 $\pm$ 1,79	45,70 $\pm$ 1,97
1,75	47,77 $\pm$ 2,13	44,60 $\pm$ 1,93	46,46 $\pm$ 1,94	40,85 $\pm$ 1,71	43,27 $\pm$ 1,77	45,08 $\pm$ 1,97
1,85	43,56 $\pm$ 1,97	43,84 $\pm$ 1,87	46,48 $\pm$ 1,91	41,29 $\pm$ 1,70	42,62 $\pm$ 1,73	43,74 $\pm$ 1,87
1,95	46,35 $\pm$ 2,10	42,45 $\pm$ 1,86	44,04 $\pm$ 1,86	41,77 $\pm$ 1,75	42,03 $\pm$ 1,74	43,01 $\pm$ 1,85
2,04	40,92 $\pm$ 1,92	43,67 $\pm$ 1,87	42,88 $\pm$ 1,80	40,97 $\pm$ 1,70	40,12 $\pm$ 1,66	39,80 $\pm$ 1,70
2,14	40,60 $\pm$ 1,87	38,97 $\pm$ 1,68	38,65 $\pm$ 1,63	34,62 $\pm$ 1,46	35,41 $\pm$ 1,48	35,56 $\pm$ 1,51
2,24	34,67 $\pm$ 1,77	34,62 $\pm$ 1,60	34,14 $\pm$ 1,52	31,61 $\pm$ 1,40	31,35 $\pm$ 1,38	30,45 $\pm$ 1,37
2,35	30,73 $\pm$ 1,51	29,55 $\pm$ 1,33	28,45 $\pm$ 1,25	26,28 $\pm$ 1,15	25,98 $\pm$ 1,14	26,41 $\pm$ 1,15
2,45	25,60 $\pm$ 1,64	25,96 $\pm$ 1,39	23,70 $\pm$ 1,26	21,39 $\pm$ 1,14	22,82 $\pm$ 1,16	21,42 $\pm$ 1,11
2,54	22,82 $\pm$ 1,31	21,26 $\pm$ 1,10	19,85 $\pm$ 1,01	20,06 $\pm$ 0,97	18,64 $\pm$ 0,91	18,29 $\pm$ 0,89
2,64	19,93 $\pm$ 1,37	19,92 $\pm$ 1,15	17,88 $\pm$ 1,04	16,83 $\pm$ 0,95	16,97 $\pm$ 0,93	17,20 $\pm$ 0,92
2,75	20,98 $\pm$ 1,18	17,25 $\pm$ 0,93	16,83 $\pm$ 0,88	16,71 $\pm$ 0,83	16,24 $\pm$ 0,79	16,34 $\pm$ 0,79
2,86	20,91 $\pm$ 1,28	18,76 $\pm$ 1,05	18,80 $\pm$ 1,02	17,56 $\pm$ 0,94	18,55 $\pm$ 0,93	16,20 $\pm$ 0,85
2,96	22,88 $\pm$ 1,29	20,17 $\pm$ 1,07	17,31 $\pm$ 0,96	17,85 $\pm$ 0,93	17,72 $\pm$ 0,88	16,16 $\pm$ 0,84
3,05	24,16 $\pm$ 1,61	20,41 $\pm$ 1,31	18,83 $\pm$ 1,22	16,98 $\pm$ 1,10	16,91 $\pm$ 1,03	15,04 $\pm$ 0,97
3,14	21,52 $\pm$ 1,19	18,23 $\pm$ 0,98	15,38 $\pm$ 0,87	14,54 $\pm$ 0,80	14,07 $\pm$ 0,74	12,35 $\pm$ 0,70
3,26	19,80 $\pm$ 1,05	14,52 $\pm$ 0,84	13,62 $\pm$ 0,79	12,95 $\pm$ 0,74	11,33 $\pm$ 0,64	11,41 $\pm$ 0,65

Продолжение табл. I

$E_n, \text{МэВ}$	$30^\circ$	$45^\circ$	$60^\circ$	$90^\circ$	$120^\circ$	$150^\circ$
3,36	18,48 $\pm$ 1,23	13,37 $\pm$ 1,02	12,09 $\pm$ 0,96	11,14 $\pm$ 0,87	10,31 $\pm$ 0,75	9,74 $\pm$ 0,76
3,45	18,38 $\pm$ 1,21	12,94 $\pm$ 0,99	10,40 $\pm$ 0,88	10,77 $\pm$ 0,83	9,99 $\pm$ 0,74	9,57 $\pm$ 0,75
3,53	18,10 $\pm$ 1,19	11,05 $\pm$ 0,92	11,80 $\pm$ 0,90	11,11 $\pm$ 0,83	8,88 $\pm$ 0,70	9,41 $\pm$ 0,74
3,65	18,68 $\pm$ 0,96	10,01 $\pm$ 0,67	10,02 $\pm$ 0,65	9,98 $\pm$ 0,62	8,57 $\pm$ 0,53	10,06 $\pm$ 0,60
3,77	20,44 $\pm$ 1,22	11,48 $\pm$ 0,90	10,30 $\pm$ 0,83	10,75 $\pm$ 0,79	9,05 $\pm$ 0,69	12,09 $\pm$ 0,81
3,87	22,00 $\pm$ 1,43	11,20 $\pm$ 0,89	11,74 $\pm$ 0,85	9,46 $\pm$ 0,74	10,94 $\pm$ 0,73	12,60 $\pm$ 0,83
3,95	24,02 $\pm$ 1,64	11,37 $\pm$ 0,87	11,31 $\pm$ 0,83	10,65 $\pm$ 0,76	11,47 $\pm$ 0,75	14,64 $\pm$ 0,88
4,03	27,24 $\pm$ 1,86	11,62 $\pm$ 0,88	13,51 $\pm$ 0,89	11,63 $\pm$ 0,78	12,08 $\pm$ 0,76	15,12 $\pm$ 0,89
4,14	31,31 $\pm$ 2,27	12,36 $\pm$ 0,91	12,54 $\pm$ 0,86	13,23 $\pm$ 0,81	12,66 $\pm$ 0,76	15,24 $\pm$ 0,88
4,26	30,10 $\pm$ 3,86	12,50 $\pm$ 0,89	12,21 $\pm$ 1,13	13,80 $\pm$ 0,80	12,84 $\pm$ 0,75	13,90 $\pm$ 0,86
4,35	30,24 $\pm$ 5,88	11,12 $\pm$ 1,03	12,35 $\pm$ 1,92	12,26 $\pm$ 1,20	10,06 $\pm$ 0,76	11,83 $\pm$ 1,19
4,45	27,71 $\pm$ 9,97	7,86 $\pm$ 2,09	9,42 $\pm$ 3,53	11,32 $\pm$ 2,11	8,23 $\pm$ 1,28	7,30 $\pm$ 2,08
4,54	21,79 $\pm$ 19,07	8,10 $\pm$ 3,33	5,85 $\pm$ 5,81	10,58 $\pm$ 3,54	6,39 $\pm$ 2,13	5,70 $\pm$ 2,60

Таблица 2

Дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергией (6,22 $\pm$ 0,05) МэВ на  $\text{NiO}$  и их абсолютные ошибки, мс/(ср·МэВ)

$E_n, \text{МэВ}$	$30^\circ$	$45^\circ$	$60^\circ$	$90^\circ$	$120^\circ$	$150^\circ$
0,65	83,76 $\pm$ 3,15	96,53 $\pm$ 4,01	94,87 $\pm$ 3,93	93,22 $\pm$ 3,80	87,28 $\pm$ 3,60	98,15 $\pm$ 4,01
0,75	89,26 $\pm$ 3,34	89,59 $\pm$ 3,69	88,38 $\pm$ 3,62	85,99 $\pm$ 3,48	86,37 $\pm$ 3,49	94,62 $\pm$ 3,82
0,85	82,56 $\pm$ 3,09	85,65 $\pm$ 3,51	84,28 $\pm$ 3,43	83,31 $\pm$ 3,33	77,48 $\pm$ 3,14	87,28 $\pm$ 3,51
0,95	80,37 $\pm$ 3,01	86,02 $\pm$ 3,47	80,93 $\pm$ 3,27	75,31 $\pm$ 3,03	75,68 $\pm$ 3,03	81,07 $\pm$ 3,24
1,05	77,28 $\pm$ 2,91	79,88 $\pm$ 3,27	76,61 $\pm$ 3,12	71,33 $\pm$ 2,89	70,01 $\pm$ 2,83	74,25 $\pm$ 2,99
1,15	77,42 $\pm$ 2,90	74,48 $\pm$ 3,05	71,90 $\pm$ 2,93	67,95 $\pm$ 2,74	66,50 $\pm$ 2,68	68,96 $\pm$ 2,77
1,25	71,84 $\pm$ 2,70	70,45 $\pm$ 2,89	70,44 $\pm$ 2,84	62,35 $\pm$ 2,53	61,17 $\pm$ 2,47	65,98 $\pm$ 2,63
1,35	62,88 $\pm$ 2,39	61,34 $\pm$ 2,60	61,08 $\pm$ 2,55	55,61 $\pm$ 2,31	55,88 $\pm$ 2,29	57,89 $\pm$ 2,35
1,45	58,71 $\pm$ 2,22	58,06 $\pm$ 2,44	56,53 $\pm$ 2,34	52,07 $\pm$ 2,14	49,77 $\pm$ 2,05	52,26 $\pm$ 2,12
1,55	56,63 $\pm$ 2,15	51,66 $\pm$ 2,21	50,87 $\pm$ 2,14	48,66 $\pm$ 2,01	48,44 $\pm$ 1,98	50,33 $\pm$ 2,05
1,65	52,18 $\pm$ 2,01	48,27 $\pm$ 2,17	48,63 $\pm$ 2,12	46,07 $\pm$ 1,97	44,73 $\pm$ 1,90	45,51 $\pm$ 1,94
1,75	46,20 $\pm$ 1,77	44,13 $\pm$ 1,93	44,34 $\pm$ 1,89	41,68 $\pm$ 1,74	40,09 $\pm$ 1,67	42,67 $\pm$ 1,78
1,85	41,01 $\pm$ 1,59	41,55 $\pm$ 1,87	39,80 $\pm$ 1,76	38,74 $\pm$ 1,66	37,32 $\pm$ 1,59	37,91 $\pm$ 1,68
1,95	40,51 $\pm$ 1,59	38,17 $\pm$ 1,81	37,41 $\pm$ 1,72	35,38 $\pm$ 1,58	33,95 $\pm$ 1,50	38,16 $\pm$ 1,79
2,05	38,59 $\pm$ 1,51	35,32 $\pm$ 1,69	36,74 $\pm$ 1,67	33,15 $\pm$ 1,48	34,35 $\pm$ 1,49	34,81 $\pm$ 1,69
2,15	37,20 $\pm$ 1,45	35,76 $\pm$ 1,66	33,07 $\pm$ 1,52	30,95 $\pm$ 1,38	31,06 $\pm$ 1,36	32,22 $\pm$ 1,57
2,25	31,54 $\pm$ 1,28	33,08 $\pm$ 1,65	32,37 $\pm$ 1,55	30,37 $\pm$ 1,41	28,60 $\pm$ 1,33	28,68 $\pm$ 1,49
2,34	30,09 $\pm$ 1,22	30,48 $\pm$ 1,54	27,93 $\pm$ 1,39	28,16 $\pm$ 1,31	26,99 $\pm$ 1,26	28,41 $\pm$ 1,40
2,44	26,79 $\pm$ 1,09	26,20 $\pm$ 1,39	27,52 $\pm$ 1,34	24,81 $\pm$ 1,19	23,93 $\pm$ 1,14	24,81 $\pm$ 1,22
2,55	25,01 $\pm$ 1,02	25,08 $\pm$ 1,32	22,79 $\pm$ 1,17	23,14 $\pm$ 1,11	21,69 $\pm$ 1,06	23,52 $\pm$ 1,11
2,65	24,55 $\pm$ 1,05	24,04 $\pm$ 1,40	22,17 $\pm$ 1,25	21,06 $\pm$ 1,15	19,67 $\pm$ 1,10	21,74 $\pm$ 1,12
2,74	22,42 $\pm$ 0,96	22,35 $\pm$ 1,31	19,76 $\pm$ 1,16	20,29 $\pm$ 1,10	20,23 $\pm$ 1,09	20,28 $\pm$ 1,05
2,83	21,42 $\pm$ 0,92	22,26 $\pm$ 1,28	18,83 $\pm$ 1,11	19,27 $\pm$ 1,05	18,51 $\pm$ 1,03	20,05 $\pm$ 1,02
2,93	21,82 $\pm$ 0,93	21,92 $\pm$ 1,23	20,14 $\pm$ 1,11	19,13 $\pm$ 1,02	18,24 $\pm$ 0,99	18,92 $\pm$ 0,96
3,04	20,54 $\pm$ 0,87	20,90 $\pm$ 1,17	18,61 $\pm$ 1,05	18,66 $\pm$ 0,99	16,73 $\pm$ 0,93	16,54 $\pm$ 0,87
3,15	19,63 $\pm$ 0,84	18,95 $\pm$ 1,09	16,08 $\pm$ 0,95	16,00 $\pm$ 0,91	15,66 $\pm$ 0,87	15,45 $\pm$ 0,82

Продолжение табл.2

$E_n, \text{МэВ}$	$30^\circ$	$45^\circ$	$60^\circ$	$90^\circ$	$120^\circ$	$150^\circ$
3,25	20,08±0,95	17,77±1,29	14,02±1,13	14,41±1,08	12,95±1,01	13,07±0,93
3,35	16,55±0,71	14,84±0,91	13,24±0,83	12,84±0,79	10,72±0,70	11,40±0,67
3,46	15,39±0,76	12,06±1,08	10,13±0,98	9,96±0,93	10,02±0,86	10,08±0,80
3,54	14,27±0,71	12,09±1,05	9,02±0,93	9,50±0,89	9,08±0,82	9,51±0,76
3,64	13,85±0,69	10,99±1,00	10,48±0,93	9,35±0,86	9,38±0,80	9,71±0,75
3,73	14,33±0,70	10,92±0,97	11,15±0,93	9,56±0,86	10,24±0,80	8,94±0,72
3,83	15,18±0,73	11,82±0,95	10,07±0,88	10,41±0,86	9,35±0,75	9,30±0,72
3,94	17,80±0,82	11,25±0,93	10,82±0,89	10,23±0,85	9,46±0,74	8,63±0,69
4,04	17,70±0,81	11,07±0,90	10,03±0,85	8,42±0,79	8,48±0,69	7,64±0,65
4,16	17,35±0,79	9,78±0,84	8,61±0,79	8,44±0,77	7,81±0,65	7,09±0,63
4,24	18,21±0,82	8,76±0,80	8,21±0,77	7,93±0,75	6,40±0,59	6,03±0,59
4,34	17,93±1,21	7,46±0,76	7,70±0,75	6,23±0,69	6,95±0,60	6,76±0,60
4,46	18,75±1,41	8,00±0,75	8,58±0,75	6,29±0,67	6,53±0,58	6,87±0,61
4,56	18,28±1,62	7,31±0,72	8,74±0,73	6,69±0,67	6,03±0,57	6,73±0,60
4,66	21,87±2,04	7,16±0,70	8,66±0,71	6,41±0,64	7,13±0,57	6,97±0,61
4,76	23,79±2,62	7,90±0,70	9,94±0,74	7,63±0,65	8,23±0,60	8,26±0,62
4,83	24,89±3,26	8,51±0,70	10,93±0,74	5,92±0,58	9,34±0,61	8,19±0,61
4,94	26,97±4,45	7,96±0,99	10,92±1,21	8,64±0,63	9,22±0,59	8,53±0,60
5,06	28,33±7,07	8,67±1,47	12,42±2,11	9,92±0,97	9,14±0,89	7,80±0,76
5,14	23,87±10,31	7,01±2,12	11,30±2,91	9,87±1,37	8,43±1,15	7,40±0,98
5,26	10,73±19,41	5,87±3,31	10,92±4,56	8,38±2,33	7,54±1,76	6,34±1,58
5,38	-	5,37±4,76	8,73±6,61	7,22±3,19	6,36±2,49	5,46±2,20

Таблица 3

Дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергией  $(7,23 \pm 0,05)$  МэВ на ниобии и их абсолютные ошибки, мс/(ср. МэВ)

$E_n, \text{МэВ}$	$30^\circ$	$45^\circ$	$60^\circ$	$90^\circ$	$120^\circ$	$150^\circ$
0,65	80,45±4,02	85,46±3,68	86,84±3,62	83,20±3,42	87,35±3,57	87,11±3,62
0,75	81,73±3,73	81,54±3,41	80,42±3,34	75,96±3,12	76,74±3,15	78,02±3,26
0,85	82,02±3,59	78,62±3,25	70,68±2,97	71,61±2,92	72,03±2,94	72,08±3,00
0,95	69,69±2,97	73,54±3,02	69,34±2,85	67,43±2,72	66,18±2,68	67,21±2,75
1,05	66,28±2,81	69,39±2,85	69,46±2,82	66,73±2,67	61,19±2,50	62,76±2,57
1,15	64,01±2,72	66,78±2,74	63,51±2,61	60,65±2,45	59,22±2,42	62,91±2,56
1,25	68,03±2,85	64,60±2,68	62,12±2,56	60,25±2,44	56,25±2,32	58,90±2,43
1,35	68,12±2,80	66,22±2,68	60,48±2,46	58,21±2,33	53,78±2,19	58,20±2,35
1,45	61,57±2,61	60,50±2,51	56,24±2,34	54,93±2,24	52,76±2,17	52,56±2,18
1,54	53,85±2,31	51,70±2,18	50,20±2,09	48,84±1,99	47,15±1,94	47,41±1,96
1,65	48,80±2,15	46,05±1,99	46,42±1,96	44,60±1,84	43,46±1,81	43,72±1,83
1,75	44,99±1,98	44,45±1,89	41,64±1,77	41,76±1,72	40,23±1,67	40,60±1,69
1,85	40,10±1,86	39,30±1,76	39,38±1,72	38,87±1,64	38,35±1,62	39,41±1,67
1,95	38,31±1,85	37,22±1,72	38,53±1,73	35,45±1,56	34,80±1,53	36,51±1,61
2,05	35,25±1,72	35,07±1,63	36,56±1,63	34,72±1,50	32,09±1,42	33,52±1,50
2,15	32,32±1,60	30,46±1,46	31,80±1,45	30,35±1,34	29,65±1,32	30,46±1,39
2,24	28,72±1,59	29,53±1,50	30,77±1,47	28,43±1,32	26,18±1,26	27,32±1,39
2,35	27,60±1,41	26,45±1,29	29,04±1,32	25,57±1,15	23,77±1,09	26,09±1,27

Продолжение табл.3

$E_n$ , МэВ	30°	45°	60°	90°	120°	150°
2,45	27,77±1,70	27,45±1,55	25,43±1,40	24,80±1,29	21,35±1,18	25,74±1,52
2,54	24,71±1,39	24,67±1,27	24,95±1,23	22,57±1,09	22,20±1,06	22,74±1,25
2,65	24,51±1,35	24,47±1,24	22,98±1,14	20,97±1,02	19,92±0,97	21,05±1,14
2,76	21,58±1,44	21,79±1,28	20,16±1,17	18,92±1,04	17,77±0,99	20,32±1,20
2,85	19,73±1,35	19,62±1,20	18,54±1,09	17,80±0,99	16,45±0,94	19,22±1,11
2,95	19,12±1,30	17,93±1,13	18,10±1,05	16,63±0,93	15,06±0,88	17,04±0,98
3,06	17,25±1,23	17,09±1,07	16,76±0,98	15,67±0,89	14,82±0,86	15,68±0,89
3,15	17,63±1,50	16,28±1,31	15,70±1,17	14,22±1,06	13,31±1,03	14,41±1,03
3,24	16,38±1,09	15,00±0,96	14,83±0,87	14,27±0,82	12,65±0,78	13,72±0,77
3,34	14,08±1,32	13,98±1,17	12,18±1,02	12,92±0,98	12,88±0,99	12,04±0,90
3,45	14,32±0,97	12,69±0,85	12,38±0,77	11,83±0,72	10,95±0,71	11,45±0,67
3,56	13,48±1,21	11,26±1,04	9,93±0,92	10,42±0,87	10,88±0,90	11,42±0,82
3,65	11,60±1,13	12,11±1,03	10,33±0,89	10,46±0,85	10,19±0,85	9,73±0,77
3,75	11,55±1,10	12,00±1,00	10,44±0,88	10,42±0,84	9,98±0,83	9,73±0,75
3,84	10,73±1,04	12,05±0,97	11,51±0,87	9,29±0,80	9,24±0,80	8,60±0,71
3,95	10,79±1,01	11,08±0,92	9,35±0,81	9,78±0,79	9,86±0,80	8,90±0,69
4,05	10,63±0,98	10,62±0,88	9,98±0,80	10,26±0,78	8,58±0,76	7,96±0,66
4,17	12,27±0,99	9,69±0,84	7,40±0,72	8,42±0,73	8,36±0,72	7,02±0,61
4,25	12,41±0,96	9,32±0,80	8,45±0,73	7,17±0,70	6,78±0,68	6,62±0,59
4,34	10,42±0,89	9,19±0,78	7,40±0,69	7,35±0,70	7,28±0,68	6,28±0,57
4,47	10,62±0,85	8,53±0,74	7,54±0,67	7,18±0,68	6,04±0,63	6,40±0,56
4,56	11,75±0,86	8,06±0,71	8,18±0,68	6,65±0,66	5,29±0,61	6,86±0,55
4,66	11,07±0,81	8,08±0,70	8,31±0,66	7,09±0,66	5,79±0,61	5,87±0,53
4,76	12,27±0,84	7,05±0,66	8,12±0,66	7,95±0,67	5,29±0,59	5,31±0,53
4,84	13,17±0,85	8,01±0,68	7,68±0,63	7,09±0,66	5,07±0,56	6,17±0,54
4,94	13,09±1,18	7,58±0,66	7,84±0,63	6,74±0,64	5,32±0,55	5,69±0,52
5,06	12,74±1,32	8,04±0,65	6,80±0,59	6,35±0,62	4,93±0,54	4,75±0,49
5,13	11,93±1,43	7,27±0,63	6,98±0,59	7,07±0,63	3,64±0,50	5,44±0,49
5,25	13,68±1,64	6,91±0,60	6,40±0,56	6,06±0,58	4,33±0,49	5,83±0,49
5,38	12,73±2,03	6,46±0,58	6,27±0,53	5,12±0,55	5,28±0,51	5,56±0,49
5,46	14,16±2,36	6,96±0,58	7,21±0,67	5,84±0,56	5,59±0,49	6,23±0,50
5,55	16,10±2,86	7,48±0,59	5,58±0,89	5,23±0,52	5,58±0,48	5,26±0,48
5,64	14,79±3,74	7,22±0,57	4,98±1,12	5,75±0,52	5,25±0,46	5,78±0,49
5,73	13,40±5,17	7,56±0,75	4,91±1,49	5,23±0,48	6,22±0,48	6,10±0,48
5,82	14,69±6,81	7,90±0,99	5,63±1,99	5,44±0,47	7,11±0,49	6,05±0,46
5,92	11,94±9,88	7,90±1,33	6,23±2,64	7,26±0,65	8,42±0,58	6,46±0,43
6,01	12,54±10,75	8,63±1,72	5,37±3,50	6,64±0,80	7,16±0,71	6,98±0,46
6,12	12,14±10,29	9,56±2,33	6,77±4,53	6,44±1,09	7,44±1,03	6,14±0,73
6,22	13,69±19,20	9,11±3,11	5,68±5,97	7,14±1,36	7,01±1,26	6,31±0,89
6,32	26,77±21,62	8,86±3,84	4,56±7,41	6,98±1,71	6,91±1,62	5,89±1,09
6,43	-	9,36±5,20	6,43±9,47	7,43±2,32	5,46±2,23	5,93±1,50

## Список литературы

1. Труфанов А.М., Нестеренко В.С., Фетисов Н.И. и др. Спектрометр быстрых нейтронов на базе ЭПН-10М ФЭИ. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Реакторостроение, 1977, вып.5(19), с.29.
2. Grundl J., Eisenhauer C. Reports to the ERDA Nuclear Data Committee. May 1976.

3. Попов В.И., Котельникова Г.В. Расчет методом Монте-Карло поправки на многократное рассеяние для спектра неупруго рассеянных нейтронов. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1974, вып.16, с.113.
4. Попов В.И., Трыкова В.И., Случевская В.М. Рекомендованные спектры неупруго рассеянных нейтронов для ниобия в интервале начальных энергий от 0,5 до 15 МэВ.-Бюллетень Информационного центра по ядерным данным, 1967, вып.4, с.169; Базазянц Н.О., Забродская А.С., Дарина А.Ф., Николаев М.Н. Рекомендованные значения энергетической зависимости коэффициентов разложения сечения неупругого рассеяния по полиномам Лежандра. - В кн.: Ядерные константы, 1972, вып.8, ч.1, с.61.

УДК 621.039.51

УЧЕТ КИНЕТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ДИФфуЗИОННЫХ РАСЧЕТАХ  
ПУТЕМ КОРРЕКЦИИ ТРАНСПОРТНЫХ СЕЧЕНИЙ

В.Н. Гури н, А.М. По п л а в к о

ACCOUNT OF "TRANSPORT EFFECT" IN DIFFUSION CALCULATIONS VIA TRANSPORT CROSS-SECTION CORRECTION. In this article simple method is suggested for account of "transport effect" in diffusion calculations via transport cross-section. The Method is suitable for use in many variant one-dimensional calculations. Calculations are made for uranium-water homogeneous system with high enrichment uranium and show good agreement with exact calculations.

При проведении многовариантных расчетов реакторов приходится, как правило, использовать программы, основанные на диффузионном приближении кинетического уравнения. В результаты расчетов необходимо вносить поправку на так называемый кинетический эффект, т.е. отличие точного расчета от диффузионного. В работах [1,2] поправка на кинетический эффект вводится путем корректировки транспортных сечений с использованием точного расчета. При этом принимается во внимание то обстоятельство, что в диффузионном уравнении формально отсутствует корреляция между сечением увода и транспортным сечением. Недостаток предложенной в работах [1,2] корректировки заключается в необходимости проведения в каждом случае точного расчета, что неприемлемо в задачах, связанных с использованием многовариантных расчетов.

С целью преодоления этой трудности в данной работе на основе исследования кинетического эффекта высокообогащенных гомогенных уран-водных систем предложено соотношение между величиной коррекции транспортного сечения и критерием  $BR$ , где  $B$  - корень квадратный из материального параметра активной зоны,  $R$  - критический размер сферы с отражателем из воды. Коррекцию транспортного сечения рассчитывали на основе кинетического эффекта и коэффициентов чувствительности  $K_{ef}$  к изменению транспортного сечения. Расчеты выполняли для плоской, цилиндрической и сферической геометрий и водяного отражателя в трех группах. Отношение ядер водорода и  $^{235}\text{U}$  изменялось в диапазоне от 0 до 2000. Наиболее высокие значения кинетического эффекта наблюдались для сферы, затем для цилиндра и пластины. Максимальное значение кинетического эффекта для критических реакторов составляло 8%. Наибольшую величину коррекции групповых транспортных сечений получали для реакторов в плоской геометрии, что обусловлено низкими значениями коэффициента чувствительности для этой геометрии. Однако зависимость коррекции транспортных сечений от типа геометрии оказалась слабой, что позволило в пределах  $\pm 0,5\%$  в  $K_{ef}$  пренебречь этой зависимостью.

В таблице приведена зависимость критерия BR, коррекции транспортных сечений и других параметров от отношения ядерных концентраций водорода и  $^{235}\text{U}$  ( $\rho_H/\rho_5$ ) для уран-водных систем с плотностью урана  $18,7 \text{ г/см}^3$ . Получена аналитическая формула для зависимости транспортного сечения и критерия BR (в процентах):

$$\frac{\Delta \Sigma_{tz}}{\Sigma_{tz}} = \frac{5,348 - 3,346 BR}{1 - 0,588 BR} \quad (1)$$

Эта формула применима для критических систем в диапазоне  $BR = 1,74+2,4$ , охватывающем почти все практически встречающиеся случаи, в которых материальный параметр  $B^2$  превышает  $0,015 \text{ см}^{-2}$ . Предполагается, что при  $B^2 < 0,015 \text{ см}^{-2}$  кинетический эффект мал, поэтому вводить коррекцию транспортного сечения необязательно. В случае  $BR < 1,74$  коррекция транспортного сечения принимается постоянной и равной 20%.

Практическое использование формулы (1) ограничено классом критических реакторов с водяным отражателем. Активная зона может представлять собой водный раствор или гомогенную смесь урана (его двуокиси) с водой при любом обогащении  $^{235}\text{U}$ .

Согласно предложенной методике процедура диффузионного расчета реактора сводится к предварительному расчету с исходным набором констант материального параметра  $B^2$  и критического радиуса сферы с водяным отражателем, коррекции групповых транспортных сечений активной зоны и отражателя по формуле (1) (если  $B^2 > 0,015 \text{ см}^{-2}$ ) и расчету критического размера реактора с водяным отражателем.

Описанная методика, по-видимому, может быть применена к другому классу реакторов и другому типу отражателя.

Коррекция транспортного сечения для уран-водных реакторов с водяным отражателем (обогащение 90%) в зависимости от величины  $\rho_H/\rho_5$

Параметр	$\rho_H/\rho_5$							
	0	1	3	10	30	200	500	1000
Материальный параметр, $\text{см}^{-2}$	0,068	0,050	0,037	0,029	0,029	0,0275	0,020	0,0112
Критический радиус сферы, см	6,67	7,98	9,56	11,24	11,41	12,54	15,7	22,22
Критерий BR	1,741	1,787	1,835	1,911	1,94	2,08	2,23	2,35
Коррекция транспортного сечения, %:								
точный расчет	20	12,6	10	8,8	8,3	7,5	7,0	6,5
по формуле (I)	20,1	12,4	10	8,5	8,1	7,2	6,8	6,6

#### Список литературы

1. Sullivan H.S., Sheaks O.J. Computational Merits of a Transport Consistent Diffusion Theory. - Trans. Amer. Nucl. Soc., 1971, v.14, N 2, p.831.
2. Martin W.R., Moskel A.J., Johnson A. Adjustment of Diffusion Coefficients Using Transport Theory Results. - Trans. Amer. Nucl. Soc., 1977, v.27, p.349.

КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ  
ДЛЯ КРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ГОМОГЕННЫХ УРАН-ВОДНЫХ СИСТЕМ

В.Н. Гури н, А.М. По п л а в к о

CORRELATION RELATIONS FOR CRITICAL PARAMETERS OF HOMOGENEOUS URANIUM-WATER SYSTEMS. In article correlation relations are obtained for determination of material buckling, extrapolation distance, water reflector saving, bare reactor radius, water reflector reactor radius. These relations are recommended for homogeneous URANIUM-system of any enrichment and concentration.

Несмотря на значительный объем экспериментальных и расчетных данных по критическим параметрам уран-водных систем [1], существует потребность в разработке корреляционных соотношений для оценки критических параметров. Главные достоинства этих соотношений – быстрота и надежность оценки, что делает их необходимым элементом при решении вопросов ядерной безопасности. С начала 60-х годов разработке корреляционных соотношений уделяется большое внимание. Наиболее универсальные соотношения получены, по-видимому, в работе [2]. Они пригодны для реакторов с любым замедлителем и отражателем, в том числе с многослойным отражателем. Однако корреляционные соотношения работы [2] применимы для систем с высоким обогащением по  $^{235}\text{U}$  и, кроме того, дают удовлетворительные результаты при оценке критических параметров систем с быстрым и промежуточным спектрами.

В данной работе получены корреляционные соотношения для расчета критических параметров уран-водных систем с ураном любого обогащения по  $^{235}\text{U}$ . Отношение ядер водорода и урана изменяется от 0 до 2000. Критические размеры гомогенных реакторов оцениваются на основе материального параметра  $B^2$ , длины экстраполяции  $\lambda$  и добавки водяного отражателя  $\delta$ . В отличие от работы [2], где вводятся эмпирические аналоги  $B_0^2$ ,  $\lambda_0$  и  $\delta_0$ , здесь сделана попытка сохранить физический смысл этих важных реакторных параметров. В основу корреляции положено одноклассовое диффузионное приближение. Коэффициент размножения бесконечной среды  $K_\infty$ , как и в работе [2], рассчитывается по одноклассовой формуле. Площадь миграции получена из соотношения

$$M^2 = (K_\infty - 1) / B^2. \quad (1)$$

В выражение (1) входит материальный параметр, который получен в многоклассовом  $P_1$ -приближении, а затем скорректирован по набору экспериментальных и более точных расчетных данных.

Определим критерий корреляции следующим образом [2]:

$$K = \frac{MB}{(K_\infty - 1)^{1/2}}. \quad (2)$$

Ниже приводятся соотношения для расчета материального параметра  $B^2$ , критического радиуса реактора без отражателя  $R_0$  и критического радиуса реактора с водяным отражателем  $R_1$ . Эти соотношения получены из набора расчетных и экспериментальных данных методом наименьших квадратов.

Расчет коэффициента размножения бесконечной среды  $K_\infty$ :

$$K_\infty = 1384,4 \rho_5 / [683 \rho_5 + 0,33 \rho_H + \rho_8 \sigma_c^8(x)], \quad (3)$$

где  $\rho_5$ ,  $\rho_H$ ,  $\rho_8$  – ядерные концентрации  $^{235}\text{U}$ , водорода и  $^{238}\text{U}$  соответственно;  
 $x$  – обогащение по  $^{235}\text{U}$  (массовая доля);

$\sigma_c^8(x)$  – эффективное сечение захвата  $^{238}\text{U}$  как функция обогащения, равное  $7,2 - 0,07232/x + 0,00054/x^2$ .

Расчет площади миграции  $M^2$  (в сантиметрах квадратных):

$$M^2 = 3I + \alpha_1 C_U + \beta_1 C_U^2, \quad (4)$$

где  $C_U$  - концентрация урана, г/см<sup>3</sup>;  
 $\alpha_1 = -2,217 x^{0,219} + 0,2 x$ ;  
 $\beta_1 = x / (0,282 + 4,15 x + 12,87 x^2)$ .

Расчет материального параметра  $B^2$ :

$$B^2 = K^2 (K_\infty - 1) / M^2. \quad (5)$$

Здесь критерий корреляции  $K$  аппроксимируется следующим образом:

$$K = 1 + \alpha_2 C_U + \beta_2 C_U^2, \quad (6)$$

где

$$\alpha_2 = \frac{0,01 - x}{0,319 + 12,955 (x - 0,01) + 21,408 (x - 0,01)^2};$$

$$\beta_2 = \frac{x - 0,052}{15,72 + 278,19 (x - 0,052) + 293,58 (x - 0,052)^2}.$$

Расчет добавки водяного отражателя  $\delta$  (в сантиметрах):

$$\delta = \delta_0 + \alpha \left( \frac{\rho_H / \rho_5}{2,5 + \rho_H / \rho_5} \right)^\alpha, \quad (7)$$

где  $\delta_0 = (76,05 + 242,91 x) / (1 + 69,16 x)$ ;  
 $\alpha = (x - 0,52) / [0,246 + 0,143 (x - 0,52) - 0,635 (x - 0,52)^2]$ ;  
 $\alpha = 0,835 - 0,312 x$ ;  
 $\rho_H / \rho_5$  - отношение ядер водорода и  $^{235}\text{U}$ .

Расчет длины экстраполяции  $\lambda$  (в сантиметрах):

$$\lambda = 2,7. \quad (8)$$

Расчет критического радиуса реактора с водяным отражателем  $R_1$  (в сантиметрах):

$$R_1 = \frac{\pi}{B} - \delta. \quad (9)$$

Расчет критического радиуса реактора без отражателя  $R_0$  (в сантиметрах):

$$R_0 = \frac{\pi}{B} - \lambda. \quad (10)$$

Расчеты  $R_0$  и  $R_1$  по приведенным выше формулам в пределах 5 - 10% удовлетворительно согласуются с результатами многогрупповых расчетов и экспериментов (табл.1,2). Поэтому они могут использоваться при оценке критических параметров в области ядерной безопасности.

Таблица 1

Сравнение расчетов критического радиуса  $R_0$  сфер без отражателя по корреляционным соотношениям с данными других авторов

Система	Обогащение $^{235}\text{U}$ , %	$\rho_H/\rho_5$	$\rho_N/\rho_U^*$	Данные по $R_0$ , см		Отклонение данных настоящей работы от данных других авторов, %
				настоящей работы	других авторов	
U	93,5	0	-	8,53	Работа [3] 8,68	-1,7
U + H <sub>2</sub> O	93,5	1	-	11,39	10,53	8,2
U + H <sub>2</sub> O	93,5	3	-	13,42	12,75	5,2
U + H <sub>2</sub> O	93,5	10	-	14,42	15,16	-4,9
U + H <sub>2</sub> O	93,5	20	-	14,65	16,35	-4,6
U + H <sub>2</sub> O	93,5	30	-	14,77	15,41	-4,1
U + H <sub>2</sub> O	93,5	100	-	15,40	15,32	0,5
U + H <sub>2</sub> O	93,5	200	-	16,30	16,22	0,5
U + H <sub>2</sub> O	93,5	500	-	19,31	19,28	0,2
U + H <sub>2</sub> O	93,5	1000	-	26,21	25,77	1,7
U + H <sub>2</sub> O	93,5	1500	-	39,15	37,35	4,8
U + H <sub>2</sub> O	5,0	10	-	59,73	58,05	2,9
U + H <sub>2</sub> O	5,0	20	-	39,30	38,51	2,0
U + H <sub>2</sub> O	5,0	50	-	26,12	27,41	-4,7
U + H <sub>2</sub> O	5,0	100	-	22,40	23,49	-4,6
U + H <sub>2</sub> O	5,0	200	-	21,60	22,16	-2,5
U + H <sub>2</sub> O	5,0	400	-	23,22	23,00	1,0
U + H <sub>2</sub> O	5,0	600	-	25,94	26,18	-0,9
U + H <sub>2</sub> O	5,0	900	-	31,77	31,12	2,1
U + H <sub>2</sub> O	2,0	60	-	73,15	98,23	-25,5
U + H <sub>2</sub> O	2,0	100	-	41,08	48,27	-14,9
U + H <sub>2</sub> O	2,0	200	-	30,75	35,26	-12,8
U + H <sub>2</sub> O	2,0	400	-	30,86	33,90	-9,0
U + H <sub>2</sub> O	2,0	700	-	37,78	39,28	-3,8
U + H <sub>2</sub> O	2,0	900	-	46,27	47,10	-1,9
UO <sub>2</sub> F <sub>2</sub> +H <sub>2</sub> O	4,98	496	-	24,44	Работа [4] 25,30	-3,4
UO <sub>3</sub> F <sub>2</sub> +H <sub>2</sub> O	93,2	203,5	-	16,33	Работа [5] 16,00	2,1
UO <sub>2</sub> (NO <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> +H <sub>2</sub> O	10	867	3,08	30,93	Работа [6] 33,00	-6,3
UO <sub>2</sub> (NO <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> +H <sub>2</sub> O	10	1190	3,07	41,06	43,70	-6,0
UO <sub>2</sub> (NO <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> +H <sub>2</sub> O	10	1410	3,18	54,84	60,14	-8,8
UO <sub>2</sub> (NO <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> +H <sub>2</sub> O	5,64	1148	2,89	53,27	60,14	-11,4
UO <sub>2</sub> (NO <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> +H <sub>2</sub> O	90	1785	3,39	58,50	60,14	-2,7
UO <sub>2</sub> (NO <sub>3</sub> ) <sub>2</sub> +H <sub>2</sub> O	90	54	2,65	15,15	16,25	-6,8

x Отношение ядер азота и урана.

Таблица 2

Сравнение расчетов критических радиусов  $R_c$  сфер с водяным отражателем по корреляционным соотношениям с данными других авторов

Система	Обогащение $^{235}\text{U}$ , %	$\rho_n/\rho_5$	Данные по $R_c$ , см		Отклонение данных настоящей работы от данных других авторов, %
			настоящей работы	других авторов	
				Работа [3]	
U	93,5	0	6,42	6,67	-3,7
U + H <sub>2</sub> O	93,5	1	8,20	7,98	2,8
U + H <sub>2</sub> O	93,5	3	9,78	9,56	2,3
U + H <sub>2</sub> O	93,5	10	10,41	11,24	-7,4
U + H <sub>2</sub> O	93,5	20	10,53	11,36	-7,3
U + H <sub>2</sub> O	93,5	30	10,60	11,41	-7,1
				Работа [7]	
UO <sub>2</sub> F <sub>2</sub> +H <sub>2</sub> O	93,5	100	11,17	11,53	-3,1
UO <sub>2</sub> F <sub>2</sub> +H <sub>2</sub> O	93,5	192	11,98	12,76	-6,1
UO <sub>2</sub> F <sub>2</sub> +H <sub>2</sub> O	93,5	290	12,89	13,61	-5,3
UO <sub>2</sub> F <sub>2</sub> +H <sub>2</sub> O	93,5	499	15,04	15,9	-5,4
UO <sub>2</sub> F <sub>2</sub> +H <sub>2</sub> O	93,5	755	18,17	19,17	-5,2
UO <sub>2</sub> F <sub>2</sub> +H <sub>2</sub> O	93,5	999	21,93	22,32	-1,7
UO <sub>2</sub> F <sub>2</sub> +H <sub>2</sub> O	93,5	1270	27,63	27,9	-1,0
				Работа [3]	
U + H <sub>2</sub> O	5,0	10	52,81	49,56	6,5
U + H <sub>2</sub> O	5,0	20	33,30	31,75	4,9
U + H <sub>2</sub> O	5,0	50	20,76	22,01	-5,7
U + H <sub>2</sub> O	5,0	100	17,27	18,78	-8,0
U + H <sub>2</sub> O	5,0	200	16,59	17,91	-7,4
U + H <sub>2</sub> O	5,0	400	18,28	19,04	-4,0
U + H <sub>2</sub> O	5,0	600	21,01	22,42	-6,3
U + H <sub>2</sub> O	5,0	900	26,86	27,50	-2,3
U + H <sub>2</sub> O	2,0	60	72,59	82,01	-11,5
U + H <sub>2</sub> O	2,0	70	57,80	63,72	-9,3
U + H <sub>2</sub> O	2,0	100	40,93	42,29	-3,2
U + H <sub>2</sub> O	2,0	200	30,92	30,30	2,0
U + H <sub>2</sub> O	2,0	400	31,19	29,44	5,9
U + H <sub>2</sub> O	2,0	700	38,18	35,14	8,6
U + H <sub>2</sub> O	2,0	900	46,64	43,39	7,5

## Список литературы

1. Дубовский Б.Г., Камаев А.В., Кузнецов Ф.М. и др. Критические параметры систем с делющимися веществами и ядерная безопасность. М., Атомиздат, 1966.
2. Кузнецов В.А. Систематизация экспериментальных данных по критическим параметрам высокообогащенных реакторных систем. - В кн.: Вопросы физики ядерных реакторов. Обнинск, 1968, с. 31.
3. Wallis P.M. Computational Survey of Homogeneous Water-Moderated Systems. LA-3166-MS, 1964.
4. Webster J.W., Johnson E.B. Trans. Amer. Nucl. Sec., 1966, v.9, p.514.
5. Thomas J.T. e.a. Nucl.Sci. and Engng, 1956, v.1, p.20.
6. Камаев А.В., Гурин В.Н., Кузнецов Ф.М. и др. Анализ критических параметров однородных сферических сборок без отражателя. - В кн.: Физика ядерных реакторов. Обнинск, 1966, т.2, с.130.
7. Reactor Physics Constants. ANL-5800. 1963, p.182.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС РАБОТ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОГО СБОРНИКА  
 " ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ. СЕРИЯ: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ ", 1979, вып. 2(33)  
 В МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЕ СИМВОЛ

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy, eV		Page	Comments
S	A				min	max		
MG	024	NP	RI	EXPT		+ 7	47	TRØFIMØV.FNEXCIT,SIG,TBL
AL	027	NP	RI	EXPT		+ 7	47	TRØFIMØV.FNEXCIT,SIG,TBL
SI	028	NP	RI	EXPT		+ 7	47	TRØFIMØV.FNEXCIT,SIG,TBL
P	031	NP	RI	EXPT		+ 7	47	TRØFIMØV.FNEXCIT,SIG,TBL
S	032	NP	RI	EXPT		+ 7	47	TRØFIMØV.FNEXCIT,SIG,TBL
CA	040	NP	RI	EXPT		+ 7	47	TRØFIMØV.FNEXCIT,SIG,TBL
CA	042	NP	RI	EXPT		+ 7	47	TRØFIMØV.FNEXCIT,SIG,TBL
CA	044	NP	RI	EXPT		+ 7	47	TRØFIMØV.FNEXCIT,SIG,TBL
SC	045	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+ 7	5I	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),TBL
TI	046	NP	RI	EXPT		+ 7	47	TRØFIMØV.FNEXCIT,SIG,TBL
TI	048	NP	RI	EXPT		+ 7	47	TRØFIMØV.FNEXCIT,SIG,TBL
TI	048	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+ 7	5I	BYCHKØV+,SIG(NEUT-E),TBL
TI	050	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+ 7	5I	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),TBL
V	051	NP	RI	EXPT		+ 7	47	TRØFIMØV.FNEXCIT,SIG,TBL
V	051	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+ 7	5I	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),TBL
CR	050	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+ 7	5I	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),TBL
CR	052	NP	RI	EXPT		+ 7	47	TRØFIMØV.FNEXCIT,SIG,TBL
CR	052	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+ 7	5I	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),TBL
CR	053	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+ 7	5I	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),TBL
CR	054	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+ 7	5I	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),TBL
MN	055	NP	RI	EXPT		+7	47	TRØFIMØV.FNEXCIT,SIG,TBL
MN	055	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+ 7	5I	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),TBL
FE	054	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+ 7	5I	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),TBL
FE	056	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+ 7	5I	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),TBL
FE	056	NP	RI	EXPT		+7	47	TRØFIMØV.FNEXCIT,SIG,TBL
FE	057	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+ 7	5I	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),TBL
FE	058	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+ 7	5I	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),TBL
CØ	059	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+ 7	5I	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),TBL
NI	058	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+ 7	5I	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
NI	060	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+ 7	5I	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
NI	060	NP	RI	EXPT		+7	47	TRØFIMØV.FNEXCIT,SIG,TBL
NI	062	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+ 7	5I	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
NI	064	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+ 7	5I	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
CV	063	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+ 7	5I	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
CU	065	NP	RI	EXPT		+7	47	TRØFIMØV.FNEXCIT,SIG,TBL
ZN	066	NP	RI	EXPT		+7	47	TRØFIMØV.FNEXCIT,SIG,TBL
ZN	068	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+ 7	5I	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
ZN	070	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+ 7	5I	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
GA	069	NP	RI	EXPT		+7	47	TRØFIMØV.FNEXCIT,SIG,TBL
GA	069	NP	RI	EXPT		+7	47	TRØFIMØV.FN EXCIT,SIG,TBL
GA	071	NP	RI	EXPT		+ 7	47	TRØFIMØV.FNEXCIT,SIG,TBL
GA	071	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+ 7	5I	BYCHKØV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
GE	070	NP	RI	EXPT		+ 7	47	TRØFIMØV.FNEXCIT,SIG,TBL,GRAPH

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy, eV		Page	Comments
S	A				min	max		
GE	072	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
GE	074	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
AS	075	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
AS	075	NP	RI	EXPT	+7		47	TRPFIMOV.FNEXCIT, SIG, TBL
SE	078	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
SE	080	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
BR	079	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
BR	081	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
RB	085	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
RB	087	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
SR	086	NP	RI	EXPT	+7		47	TRPFIMOV.FNEXCIT, SIG, TBL
Y	089	NP	RI	EXPT	+7		47	TRPFIMOV.FNEXCIT, SIG, TBL
ZR	090	NP	RI	EXPT	+7		47	TRPFIMOV.FNEXCIT, SIG, TBL
ZR	092	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
ZR	094	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
ZR	096	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
NB	093	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
NB		DIN	FBI	EXPT	5.2+6	7.2+6	71	LUVCHIKOVA+.TOP, DIFFSIG, TBL
MØ	092	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
MØ	095	NP	RI	EXPT	+7		47	TRPFIMOV.FNEXCIT, SIG, TBL
MØ	098	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
MØ	100	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
RU	102	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
RU	104	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
RH	103	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
PD	106	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
PD	108	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
AG	109	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
CD	106	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
CD	112	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
CD	114	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
CD	116	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
IN	115	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
SN	118	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
TE	099	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
TE	124	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
TE	126	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
TE	128	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
TE	130	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
CS	139	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
BA	138	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
LA	139	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
CE	140	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
CE	142	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
ND	142	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
ND	144	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
ND	146	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH
ND	148	NA	FBI	EVAL	1.4+7	1.5+7	51	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E), TBL, GRAPH

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy, eV		Page	Comments
S	A				min	max		
EU	153	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
GD	158	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
GD	160	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
TB	159	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
DY	162	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
DY	164	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
HØ	165	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
ER	168	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
ER	170	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
YB	174	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
LU	176	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
HF	178	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
HF	180	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
TA	181	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
W	184	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
W	186	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
RE	187	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
ØS	190	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
IR	191	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
PT	194	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
PT	196	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
PT	198	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
AU	197	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
HG	200	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
HG	202	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
TL	203	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
TL	205	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
PB	206	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
PB	207	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
PB	208	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
PB	209	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
BI	209	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
TH	230	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH
U	238	NA	FEI	EVAL	1.4+7	1.5+7	5I	BYCHKOV+.SIG(NEUT-E),TBL,GRAPH

ТРЕБОВАНИЯ К АВТОРСКИМ ТЕКСТАМ,  
ПОСТУПАЮЩИМ ДЛЯ ИЗДАНИЯ В НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОМ СБОРНИКЕ  
"ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ"

---

Автор, представляющий текст для издания в сборнике "Вопросы атомной науки и техники", должен руководствоваться Государственным стандартом "Оригиналы текстовые авторские и издательские. ГОСТ 7.5-77" Государственного комитета стандартов Совета Министров СССР.

Основные требования, предъявляемые к авторам, согласно этому стандарту:

1. Рабочий экземпляр статьи должен быть первым, напечатанным на машинке на одной стороне бумаги формата 210x297 мм или близкого к нему формата через 2 интервала с полями не уже 4 см. Рукописные вставки не допускаются.

2. Объем каждой статьи не должен превышать 0,7 уч.-изд.л., т.е. 28 тыс.знаков (примерно 17 машинописных страниц, включая рисунки с подписями, таблицы, рефераты и список литературы). Страница обычно имеет 28-30 строк, а строка - 60-65 знаков (включая пробелы).

3. Слева сверху, перед заголовком статьи, ставится индекс УДК (универсальная десятичная классификация).

4. На отдельном листе прилагается машинописный текст краткой аннотации на английском языке (с переводом названия статьи).

5. На отдельном листе прилагается машинописный текст реферата на русском языке с кратким изложением цели и результатов работы. Объем реферата не должен превышать 3/4 листа.

6. Статья должна быть подписана всеми авторами и иметь координаты хотя бы одного из них (телефон, адрес).

7. Содержание статьи излагается с предельной ясностью и краткостью, исключаются общие рассуждения, известные положения, многословие. Не допускается дублирование материала в тексте, таблицах и рисунках.

8. Единицы всех физических единиц должны быть обозначены в системе СИ.

9. Таблицы нумеруются по порядку, каждая таблица должна иметь заголовки. Сокращения в графах таблицы не допускаются. В тексте необходимы ссылки на все таблицы. Таблицы с небольшим числом параметров, которые можно вставить в текст, исключаются.

10. Формулы и буквенные обозначения величин должны быть четко написаны черной тушью или черными чернилами. Необходимо стремиться к более рациональному расположению формул в тексте.

Индексы и показатели степеней тщательно обозначать соответствующей скобкой (например,  $A_{\text{осн}} t^{(20)}$ ,  $K_{(2)}$ ).

Буквы одинакового начертания следует помечать: строчные (малые) - двумя черточками сверху (например,  $\bar{d}$ ,  $\bar{k}$ ,  $\bar{z}$ ,  $\bar{v}$ ,  $\bar{p}$ ,  $\bar{o}$ ,  $\bar{w}$ ,  $\bar{u}$ ), а прописные (большие) - двумя черточками снизу (например,  $\underline{c}$ ,  $\underline{k}$ ,  $\underline{z}$ ,  $\underline{s}$ ,  $\underline{p}$ ,  $\underline{o}$ ,  $\underline{w}$ ,  $\underline{u}$ ).

Греческие буквы необходимо обводить красным карандашом, чтобы не спутать а и  $\alpha$ , х и  $\chi$ , в и  $\nu$ , в и  $\nu$ , ш и  $\mu$  и др.).

Трудноразличимые в рукописном обозначении буквы и знаки должны быть пояснены на полях (например, знак интеграла, приближения, *l* - "эль" латинское, *e* - "е" латинское, *I* - "и" латинское, *J* - "Йот" латинское, *n* - "эн" латинское, *n* - "не" русское и др.).

11. Иллюстрации (схемы, графики, чертежи) должны быть негромоздкими, исполнены четко, без лишних деталей. На 1 уч.-изд.л. допускается не более 6 рис. Иллюстрации, несущие малую смысловую нагрузку, следует исключать.

12. К статье следует прилагать только те рисунки, которые необходимы для пояснения текста и на которые есть ссылки в тексте. На обороте рисунков указываются (карандашом) фамилии авторов, название статьи, номер рисунка, обозначение верха и низа.

При отсутствии ссылок на рисунки последние аннулируются.

13. Рисунки должны быть выполнены тушью на белой бумаге или кальке, размером не более 12 x 18 см. На рисунках даются только краткие цифровые или буквенные обозначения.

Наименование величин на осях, как правило, обозначают полностью; размерность дается через запятую (например, "Длина волны, мкм").

Все пояснения выносятся в подписи к рисункам. Подписи прилагаются на отдельном листе.

14. Список литературы, приводимый в конце статьи, следует оформлять в соответствии с Государственным стандартом "Библиографическое описание произведений печати" (ГОСТ 7.1-76, раздел 7) с указанием:

а) для журнальных статей - фамилий и инициалов авторов (не менее трех первых), названия статьи, названия журнала (без кавычек), года, номера тома, выпуска, страниц (начальной - конечной);

б) для книг - фамилий и инициалов авторов, полного названия книги, места издания, издательства (без кавычек), года издания;

в) для статей в сборнике - фамилий и инициалов авторов статьи, названия статьи, названия сборника, инициалов и фамилий составителя или редактора сборника, места издания, издательства (без кавычек), года, страниц (начальной - конечной).

Ссылки на литературу в тексте даются по порядку номеров. Порядковый номер заключается в квадратные скобки.

Не рекомендуется перегружать текст литературными ссылками, особенно фамилиями.

На неопубликованные работы ссылаться нельзя.

15. Рукопись, не соответствующая перечисленным требованиям, для издания приниматься не будет.

16. Автор должен ознакомиться с отредактированным вариантом статьи и подписать его "в печать".

Редактор Г.В.Зубова  
Технический редактор С.И.Халиллулина  
Корректоры: Г.Н.Балашова, Н.А.Козлова, Е.М.Спиридонова

---

Подписано в печать 7.06.79. Т07198. Формат 60x84 1/8.  
Офсетная печать. Усл.печ.л. 11,16. Уч.-изд.л. 10,25. Тираж 288 экз.  
Зак.тип. №587 12 статей. Индекс 3645.

---

Отпечатано в ЦНИАтоминформе  
119146, Москва, Г-146, аб/яц 584

Опечатки, допущенные авторами  
в сборнике "Вопросы атомной науки и техники. Серия:  
Ядерные константы", 1977, вып. 27

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать
49	6 сверху	16,4 мин	$^{101}\text{Mo}$ 14,6 мин
49	1 снизу	17,5 мин	$^{138}\text{Xe}$ 14,13 мин <sup>X</sup>
49	16 снизу	16,4 мин	$^{101}\text{Mo}$ 14,6 мин
50	16 сверху	16,4 мин	$^{101}\text{Mo}$ 14,6 мин
50	18 сверху	30	$^{88}\text{Kr}$ 26,3 <sup>XX</sup>
50	9 снизу	17,5 мин	$^{138}\text{Xe}$ 14,13 мин
51	20 снизу	16,4 мин	$^{101}\text{Mo}$ 14,6 мин
52	14 сверху	17,5 мин	$^{138}\text{Xe}$ 14,13 мин
52	9 снизу	16,4 мин	$^{101}\text{Mo}$ 14,6 мин
53	24 сверху	16,4 мин	$^{101}\text{Mo}$ 14,6 мин
54	15 сверху	16,4 мин	$^{101}\text{Mo}$ 14,6 мин
55	3 сверху	53 мес	$^{134}\text{I}$ 53 мин
55	12 снизу	14,5	$^{106}\text{Ru}$ 1,45
56	14 снизу	$^{91}\text{Sr}$	$^{93}\text{Sr}$
57	11 сверху	Строка	Исключить полностью
57	12 сверху	$^{91}\text{Sr}$	$^{93}\text{Sr}$
57	15 сверху	17,5 мин	$^{138}\text{Xe}$ 14,13 мин <sup>X</sup>
57	7 снизу	8,7 мес	$^{49}\text{Ca}$ 8,7 мин
57	7 снизу	0,8	$^{49}\text{Ca}$ 0,18
59	27 сверху	196,1(38)	$^{88}\text{Kr}$ 196,31(26,3) <sup>XX</sup>
59	6 снизу	1694,1	$^{91}\text{Sr}$ исключить
59	5 снизу	Строка	Исключить полностью
60	18 сверху	16,4 мин	$^{101}\text{Mo}$ 14,6 мин
60	23 снизу	14,5	$^{106}\text{Ru}$ 1,45
61	14 снизу	17,5	$^{138}\text{Xe}$ 14,13 мин
65	9 сверху	0,48	4,8

<sup>X</sup> Monnard E. Nucl. Phys., 1972, v. A195, p. 192.

<sup>XX</sup> Martin M.J. Nucl. Dat. ORNL-4923.

УДК 539.170.01

К ТЕОРИИ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКОГО ЭКСПЕРИМЕНТА/ В.Н.Душин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып. 2(33), с.3-11.

Рассматриваются вопросы, связанные с проблемой получения значений ядерно-физических констант (ЯФК) из экспериментальных данных. Предлагается способ определения уточненных значений констант, основанный на подходе к задаче извлечения ЯФК из результатов дифференциальных экспериментов как к обратной задаче теории переноса излучения. При этом отпадает необходимость во введении поправок, преобразующих условия эксперимента к идеальным и оказывается возможным непосредственно оценить ковариационную матрицу результата, являющуюся важной частью системы констант. На основе получаемых корреляционных свойств ЯФК становится возможным планировать серии дифференциальных экспериментов по уточнению значений ЯФК. Для решения обратных задач теории переноса излучения предлагаются методы стохастического квазиградиента и статистической регуляризации. Приводятся примеры решения задач по извлечению значений ЯФК из экспериментальных данных (список лит. - 27 назв.).

УДК 539.170.015

УЧЕТ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ ОБРАЗЦА ПРИ ОБРАБОТКЕ ИЗМЕРЕНИЙ ДВАЖДЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ/ Ю.В.Лисичкин, А.Г.Довбенко, Б.А.Ефименко и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып. 2(33), с. 12-23.

Рассмотрены вопросы введения поправок на конечные размеры образца при обработке и анализе экспериментальных данных по дважды дифференциальным сечениям рассеяния медленных ( $\approx 1$  эВ) нейтронов. Описана процедура коррекции результатов измерений на указанный методический эффект, реализованная в комплексе из трех программ на ЭВМ: FISC, SCATL и DBS. Приведены результаты введения поправок на конечные размеры образца для абсолютных измерений дважды дифференциальных сечений ботл, выполненных на спектрометре ДИИ-1М (рис. 4, список лит. - 23 назв.).

УДК 539.172.12+539.172.4

ЭФФЕКТЫ НАРУШЕНИЯ ЧИСТОТЫ ИЗОСПИНА В РЕАКЦИЯХ  $(p,n)$ ,  $(p,p')$ ,  $(n,n')$  / Г.Я.Тертычный, Е.Л.Ядровский. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып. 2(33), с.24-30.

На основе расчетов в модели оболочек проведен анализ эффектов нарушения чистоты изоспина в реакциях  $(p,n)$ ,  $(p,p')$  и  $(n,n')$ . Рассмотрены два механизма реакций: прямые процессы и возбуждение составного ядра. Рассчитанные в области энергий изолированных изобар-аналоговых резонансов параметры смешивания ядерных состояний по изоспину заметно меньше параметров смешивания, полученных из анализа экспериментальных сечений при более высоких энергиях. Различие может быть связано как с различием механизмов смешивания при низких и высоких энергиях возбуждения ядра, так и с неточностью методов определения параметров смешивания из эксперимента (табл.4, список лит. - 15 назв.).

УДК 539.170.01

ОБ ИНФОРМАЦИОННОЙ ЕМКОСТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ КРИВОЙ С ОШИБКАМИ  
/ В.Н.Виноградов, Е.В.Гай, Н.С.Работнов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып. 2(33), с. 31-35.

В качестве универсальной параметризации теоретических кривых, аппроксимирующих экспериментально измеренные функциональные зависимости, предлагается выбор в качестве параметров ординат опорных точек, полное число которых равно числу параметров исходной теоретической модели. Это позволяет ввести в пространство параметров единый масштаб и начало отсчета по всем измерениям и определить объем аналитической информации, содержащейся в экспериментальных данных, на основе энтропии совместного распределения вероятностей для значений опорных ординат. Для иллюстрации рассматривается модельная задача (табл. 2, список лит. - 6 назв.).

УДК 539.173.84

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ СПЕКТРА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ  
/ Г.М.Ахмедов, В.С.Ставинский. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып. 2(33), с. 36-43.

С помощью статистической теории В.Вайскопфа получены выражения для спектра мгновенных нейтронов деления с учетом множественного испускания нейтронов и распределения начальной энергии возбуждения осколков. Проведены расчеты спектров в системе центра масс осколка и в лабораторной системе. Сопоставлены расчетные и экспериментальные данные (рис.3, список лит. - 13 назв.).

УДК 539.171.+539.172.4

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ФОРМ ЕСТЕСТВЕННОЙ ЛИНИИ В СПЕКТРАХ КВАЗИУПРУТОГО РАССЕЯНИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ВОДОЙ / С.М.Искендеров, А.А.Ваньков, А.Г.Новиков. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып. 2(33), с. 44-46.

Демонстрируется эффективность байесовского подхода при извлечении форм естественной линии в спектрах квазиупругого рассеяния медленных нейтронов водой. Анализируется влияние априорной информации на характер решения и его устойчивость (рис.4, список лит. - 4 назв.).

УДК 539.170.012+539.172.4

РАСЧЕТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИЙ (n,p)  
/ Ю.Н.Трофимов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные кон-  
станты, 1979, вып. 2(33), с.47-50.

На основе испарительной аппроксимации статистической теории пока-  
зана общность соотношений, употребляемых разными авторами при расче-  
те сечений реакции (n,p). Приводится эмпирическое соотношение для оп-  
ределения энергий нейтронов, соответствующих максимуму функции воз-  
буждения реакции (n,p). Экспериментальные и расчетные данные представ-  
лены в таблице для 26 нуклидов (рис.3, табл.1, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.172.4

СЕЧЕНИЯ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ (n,p), (n, $\alpha$ ), (n,2n) / В.М. Бичков,  
В.Н.Манохин, А.Б.Пашенко, В.И.Пляскин. - Вопросы атомной науки и тех-  
ники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып. 2(33), с. 51-67.

Выполнена компиляция сечений реакции (n, $\alpha$ ) для ядер с  $Z > 20$  в  
диапазоне энергий нейтронов от порога до 20 МэВ. Результаты компиля-  
ции представлены на рисунках. Для некоторых ядер на рисунках приво-  
дятся рекомендованные кривые функции возбуждения, полученные в ре-  
зультате критического анализа экспериментальных данных и теоретичес-  
ких расчетов. Числовая информация по результатам измерений в области  
энергий нейтронов 14-15 МэВ и оцененные значения сечений реакции (n, $\alpha$ )  
при  $E_n=14,5$  МэВ приведены в таблице (приложение 2). Учтены эксперимен-  
тальные данные, опубликованные до конца 1977 г. (рис.19, табл. 1,  
список лит. - 105 назв.).

УДК 539.170.012

ПАРАМЕТР ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАС-  
ПРЕДЕЛЕНИЙ НЕЙТРОНОВ В РЕАКЦИИ  $^{181}\text{Ta}(p,n)$  / М.И.Сварин. - Вопросы  
атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып. 2(33),  
с.68-70.

Проведен анализ спектров нейтронов для реакции  $^{181}\text{Ta}(p,n)$  при  
энергии протонов 6-23 МэВ в рамках статистической теории и модели  
предравновесного распада. Получено поведение параметра плотности  
уровней в широком интервале энергий возбуждения (рис.2, табл. 1, спи-  
сок лит. - 11 назв.).

УДК 539.171.017

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЯМИ 5,23; 6,22 и 7,23 МэВ НА НИОБИИ/ Г.Н.Ловчинова, Г.В.Котельникова, О.А.Сальников и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып. 2(33), с.71-75.

Измерены дважды дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергиями 5,23; 6,22 и 7,23 МэВ на ниобии. Измерения проводили методом времени пролета с использованием газовой третичной мишени в качестве источника нейтронов. Полученные сечения представлены в виде таблиц (табл.3, список лит. - 4 назв.).

УДК 621.039.51

УЧЕТ КИНЕТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ДИФфуЗИОННЫХ РАСЧЕТАХ ПУТЕМ КОРРЕКЦИИ ТРАНСПОРТНЫХ СЕЧЕНИЙ/ В.Н.Гурин, А.М.Поплавко. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып. 2(33), с.76-77.

Предлагается простая методика учета кинетического эффекта в диффузионных расчетах путем коррекции транспортных сечений. Методика удобна для использования в многовариантных одномерных расчетах. Расчеты, выполненные для уран-водных систем, содержащих уран высокого обогащения, показывают удовлетворительное согласие с точными расчетами (табл. 1, список лит. - 2 назв.).

УДК 621.039.51

КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ КРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ГОМОГЕННЫХ УРАН-ВОДНЫХ СИСТЕМ/ В.Н.Гурин, А.М.Поплавко. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып.2(33), с. 78-81.

Получены корреляционные соотношения для определения материального параметра, длины экстраполяции, добавки водяного отражателя, радиуса реактора без отражателя и с водяным отражателем. Эти соотношения рекомендуются для гомогенных уран-водных систем любых обогащений и концентраций урана (табл.2, список лит. - 7 назв.).

**Вопросы атомной науки и техники.**  
**Серия: Ядерные константы, 1979, вып. 2(33), 1—88**