

гии нейтроном при одном соударении в бензоле, толуоле и уксуснокислом натрия (рис. 2).

Поступило в Редакцию 12/II 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Нелкип, Е. Коуэн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 634.
2. А. Мак-Рейнольдс и др. Там же, стр. 648.
3. С. И. Дроздов и др. «Труды Второй междуна-

родной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Докл. советск. ученых. Т. 1. М., Атомиздат, 1959, стр. 486.

4. Д. Юз. Атлас нейтронных сечений. Изд. 2. М., Атомиздат, 1959.
5. М. А. Ковнер, Г. И. Колеров. В сб. «Нейтронная физика». Под ред. П. А. Крупницкого. М., Госатомиздат, 1961, стр. 100.
6. A. Messian. Phys. Rev., 84, 204 (1951).
7. Н. Шеппард. Успехи спектроскопии. Под ред. Г. У. Томпсона. М., Изд-во иностр. лит., 1963, стр. 354.
8. R. Sachs, E. Teller. Phys. Rev., 60, 18 (1941).

УДК 539.125.5:539.121.72

О влиянии резонансной структуры сечений на анизотропию рассеяния быстрых нейтронов и их прохождение в железе

А. П. Суворов, А. Г. Гусейнов, М. Н. Николаев

В работе [1] освещается вопрос о влиянии резонансной структуры сечений на распространение и замедление нейтронов в различных средах. Подробно исследуется изменение «микроструктуры» нейтронного спектра, которую необходимо знать при определении средних сечений. Для случаев, когда поток нейтронов $F_0(r, E)$ изменяется сравнительно мало на расстояниях порядка длины свободного пробега, т. е. когда выполняется условие $\left| \frac{DV^2F}{F} \right| \ll \Sigma_a + \frac{\Sigma_s}{\Delta u}$, при достаточно узких резонансах энергетическая зависимость моментов нейтронного потока $F_l(r, E)$ удовлетворяет приближенному соотношению

$$F_l(r, E) \approx \Phi_l(r, E) \sum_{n=0}^l \frac{a_{l-n}}{\Sigma_{n+1}(E)}. \quad (1)$$

Здесь $\Phi_l(r, E)$ — слабо изменяющаяся функция E , а коэффициенты a_{l-n} определяются (с точностью до постоянной a_0) рекуррентной формулой

$$a_l = \frac{1}{1 - \frac{\Sigma_s f_l}{\Sigma}} \sum_{n=0}^{l-1} \left\langle \frac{\Sigma_s f_l}{\Sigma_{n+2}} \right\rangle a_{l-n-1}, \quad (2)$$

где скобки означают усреднение по выбранному энергетическому интервалу; f_l — моменты индикатрисы рассеяния $f(\mu, E)$

$$f_l(E) = 2\pi \int_{-1}^{+1} d\mu P_l(\mu) f(\mu, E). \quad (3)$$

Таким образом, при определении пространственно-энергетического распределения нейтронов необходимо знать средние характеристики сечений $\left\langle \frac{1}{\Sigma_k} \right\rangle$ и $\left\langle \frac{\Sigma_s f_l}{\Sigma_k} \right\rangle$, где $k = 1, 2, \dots, l, l+1$.

В настоящей работе изучается влияние резонансной структуры сечений на прохождение быстрых нейтронов

в железе. Выбор этого элемента объясняется наличием ярко выраженной резонансной структуры сечений вплоть до энергий порядка нескольких мегаэлектрон-вольт [2] и сильной анизотропии упругого рассеяния в этой области энергий. Кроме того, железо широко применяется в конструкциях и защите ядерных реакторов, при изучении которой требуется возможно более точный учет анизотропии рассеяния.

Результаты измерений углового распределения нейтронов деления с $E \geq 1,5$ Мэв, рассеянных на тонких образцах, приведены в работе [3]. Схема опыта по исследованию резонансной самоэкранировки парциальных сечений показана на рис. 1. Быстрые нейтроны, выходящие с поверхности активной зоны реактора БР-5 [4], пройдя через фильтр из железа армо, установленный в отверстии (диаметром 50 см) парафинового

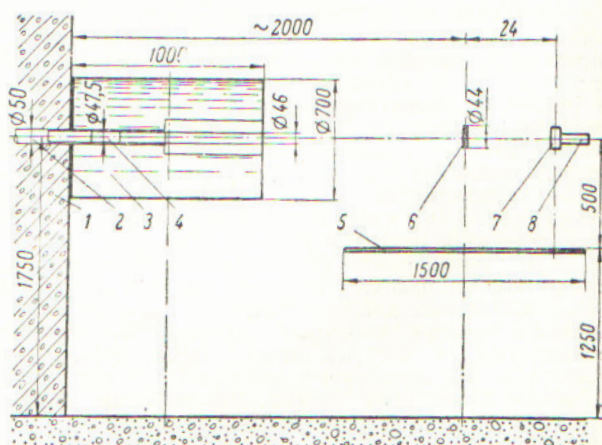


Рис. 1. Схема опыта:

1 — защита; 2 — коллимационный канал Б-3; 3 — коллиматор; 4 — блокирующий образец; 5 — вращающийся столб; 6 — рассеиватель; 7 — детектор; 8 — предусилитель.

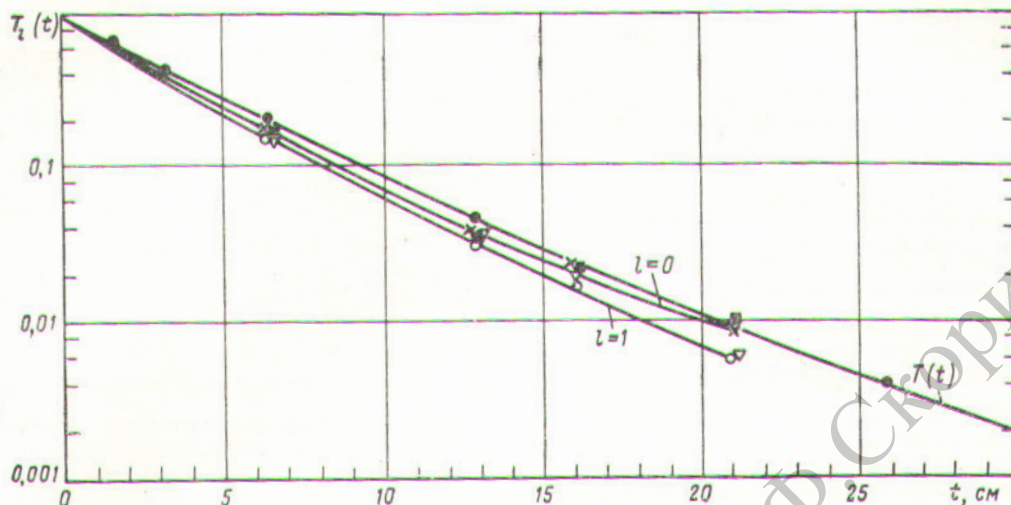


Рис. 2. Значения угловых моментов $T_l(t)$ и пропускания $T(t)$ и их аппроксимация двумя экспонентами:

● — $T(t)$; × — $l=0$; ○ — $l=1$; ■ — $l=2$; ▽ — $l=3$.

коллиматора, попадали на рассеиватель. Рассеянные нейтроны регистрировались многослойной ионизационной камерой деления с Th^{232} (эффективный порог чувствительности равен $\sim 1,5 \text{ Мдс}$). Камера помещалась на расстоянии 24 см от рассеивателя, а дистанционное устройство позволяло устанавливать детектор под любым углом к оси пучка. При этом угловое разрешение составляло $\Delta\theta \leq \pm 9^\circ$. В качестве рассеивателя использовался диск из железа диаметром 50 и толщиной 8 мм, установленный под углом 45° к оси пучка нейтронов. Производились измерения $N(t)$ и $N(t, \mu)$, где $N(t)$ — скорости счета детектора за фильтром толщиной t ; $N(t, \mu)$ — скорости счета детектора от нейтронов, прошедших фильтр толщиной t и рассеявшихся под углом μ .

Интересующие нас величины для группы нейтронов, способных делить Th^{232} , связаны с измеряемыми величинами следующими соотношениями:

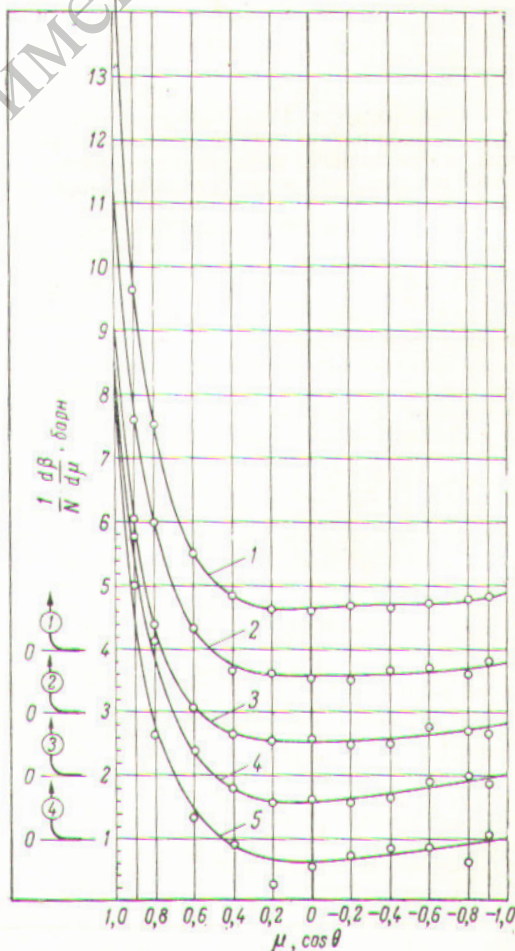
$$\left. \begin{aligned} \left\langle \frac{1}{\Sigma^k} \right\rangle &= \frac{1}{(k-1)! N(0)} \int_0^\infty dt t^{k-1} N(t); \\ \left\langle \frac{\Sigma_s f}{\Sigma^k} \right\rangle &= \eta \frac{1}{(k-1)! N(0)} \int_0^\infty dt t^{k-1} \int_{-1}^{+1} d\mu P_l(\mu) N(t, \mu), \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где η — постоянный коэффициент, зависящий от эффективности детектора и геометрии.

Рис. 3. Дифференциальные сечения рассеяния

$\frac{\partial \beta(t, \mu)}{\partial \mu}$ при различных толщинах фильтра:

1 — на свободном пучке; 2 — 6,45 см; 3 — 12,85 см; 4 — 16,05 см; 5 — 20,94 см.



Результаты эксперимента показаны на рис. 2, где для различных толщин фильтров t значения отно-

$$T_l(t) = \frac{\int_{-1}^{+1} d\mu P_l(\mu) N(t, \mu)}{\int_{-1}^{+1} d\mu P_l(\mu) N(0, \mu)} \quad \text{сравниваются с вели-}$$

чиной пропускания $T(t) = \frac{N(t)}{N(0)}$. На рис. 3 приве-
дены соответствующие дифференциальные сечения $\frac{\partial \beta(t, \mu)}{\partial \mu}$ в зависимости от μ , где $\beta(t, \mu) = \eta \frac{N(t, \mu)}{N(t)}$ для
разных t . Результаты опыта свидетельствуют о расхождении угловых распределений, измеренных при различ-
ных t . В колонке 1 табл. 1 и колонке 2 табл. 2 представ-
лены значения величин $\langle \frac{1}{\sigma^{l+1}} \rangle$ и $\langle \frac{\sigma_s f_l}{\sigma^{l+1}} \rangle / \langle \frac{1}{\sigma^{l+1}} \rangle$,
полученных из экспериментальных данных. Для срав-
нения приведено также значение неэкранированного
полного сечения $\langle \sigma \rangle$, соответствующего наклону на-
чального участка кривой пропускания. Кроме того,
в табл. 2 приведены значения величин

$$\frac{\langle \sigma_s / \sigma^{l+1} \rangle}{\langle 1 / \sigma^{l+1} \rangle} = \eta \frac{\int_0^\infty dt t^l \int_{-1}^{+1} d\mu N(t, \mu)}{\int_0^\infty dt t^l N(t)}, \quad (5)$$

где ρ — число ядер в 1 см³. Следует отметить, что
в эффекте «экранировки» этих величин можно разделить
эффекты, обусловленные влиянием резонансной струк-
туры как полных, так и дифференциальных сечений.

Таблица 1

Характеристики полного сечения (барн)
железа для нейтронов с $E > 1,5$ Мэв

Характеристики	Эксперимент	Расчет
	1	2
$\langle \sigma \rangle$	3,20	3,44
$\langle \sigma^{-1} \rangle^{-1}$	2,84	3,22
$\langle \sigma^{-2} \rangle^{-1/2}$	2,70	3,07
$\langle \sigma^{-3} \rangle^{-1/3}$	2,59	2,94
$\langle \sigma^{-4} \rangle^{-1/4}$	2,53	—

Для выделения последней части эффекта интересно
сравнить величины $\langle \sigma_s f_l \rangle$, измеряемые при «нулевой»
толщине фильтра (см. колонку 1 табл. 2) со значениями
 $\langle f_l \rangle \langle \frac{\sigma_s}{\sigma^{l+1}} \rangle \langle \frac{1}{\sigma^{l+1}} \rangle^{-1}$, характеризующими влияние
резонансной структуры сечений Σ и Σ_s (см. колонку 4
табл. 2).

Из сравнения данных, приведенных в колонках 1, 2
и 4 табл. 2, видно, что, хотя основная часть обнару-
женного эффекта обусловлена блокировкой полного
сечения Σ и интегрального сечения Σ_s , все же форма
углового распределения, по-видимому, также блоки-
руется; это подтверждается некоторым различием дан-
ных колонок 2 и 4. Следует учитывать, что количествен-
ный анализ затрудняется влиянием изменения спектра
нейтронов при их прохождении в среде, обусловленным
не только резонансной структурой сечений, но и плав-
ным изменением сечений с энергией.

Таблица 2

Сравнение экспериментальных и расчетных характеристик сечений (барн) железа для нейтронов
с $E > 1,5$ Мэв

l	Эксперимент					Расчет			
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	$\langle \sigma_s f_l \rangle$	$\langle \frac{\sigma_s f_l}{\sigma^{l+1}} \rangle$	$\langle \frac{\sigma_s}{\sigma^{l+1}} \rangle$	$\langle \sigma_s f_l \rangle \langle \frac{\sigma_s}{\sigma^{l+1}} \rangle$	$\langle \sigma_s f_l F_l \rangle$	$\sigma_s f_l$	$\sigma_s f_l$	$\langle \frac{\sigma_s f_l}{\sigma^{l+1}} \rangle$	$\langle \frac{\sigma_s f_l}{\sigma^l} \rangle$
		$\langle \frac{1}{\sigma^{l+1}} \rangle$	$\langle \frac{1}{\sigma^{l+1}} \rangle$	$\langle \sigma_s \rangle \langle \frac{1}{\sigma^{l+1}} \rangle$	$\langle F_l \rangle$			$\langle \frac{1}{\sigma^{l+1}} \rangle$	$\langle \sigma \rangle \langle \frac{1}{\sigma^{l+1}} \rangle$
0	2,56 ± 0,09	2,32 ± 0,13	2,32 ± 0,13	2,32 ± 0,13	2,32 ± 0,13	2,53	2,46	2,46	2,39
1	1,08 ± 0,054	0,75 ± 0,06	2,16 ± 0,14	0,915 ± 0,075	0,88	1,02	1,032	0,930	0,856
2	0,79 ± 0,07	0,61 ± 0,08	2,06 ± 0,18	0,636 ± 0,072	0,70	0,90	0,826	0,738	0,600
3	0,525 ± 0,032	0,34 ± 0,09	2,00 ± 0,24	0,41 ± 0,08	0,44	0,514	0,448	0,391	0,368
4	0,051 ± 0,038	—	—	—	—	0,248	0,155	0,139	0,115
5	0,062 ± 0,016	—	—	—	—	0,088	0,074	0,040	0,036

С целью уточнения природы наблюдаемых эффектов попытаемся произвести оценочный расчет результатов эксперимента на основании имеющихся представлений о структуре сечений железа в изучаемой области энергий [1, 5] и данных об угловых распределениях рассеянных нейтронов для моноэнергетических источников [6, 7]. Для достаточно тяжелых элементов неупругое рассеяние можно считать изотропным. Поэтому, пренебрегая изменением энергии при упругом замедлении и разделяя упругое и неупругое рассеяние, можно записать

$$\Sigma_{sf}(E' \rightarrow E) = \Sigma_{el}(E') f_l(E') + \delta_{l,0} \Sigma_{in}(E' \rightarrow E). \quad (6)$$

Значения моментов индикатрисы рассеяния были получены специально развитым методом [8] определения коэффициентов интерполяционного полинома:

$$f(\mu, E') = \sum_{n=0}^{10} \frac{2l+1}{4\pi} f_l(E') P_l(\mu). \quad (7)$$

При $E' < 4$ Мэв были использованы данные работы [9] относительно функций возбуждения отдельных уровней ядер железа с учетом неупругого рассеяния, а при $E' > 4$ Мэв использовалась статистическая теория («температура» возбуждения ядер железа принималась равной 0,8 Мэв [10]).

В колонке 6 табл. 2 приведены расчетные значения величины $\langle \sigma_{sf} \rangle$, хорошо согласующиеся с результатами эксперимента. С целью выделения части эффекта, вносимой изменением нейтронного спектра вследствие плавной энергетической зависимости сечений, была рассчитана величина $\sigma_{sf/l}$ по обычным формулам усреднения без учета резонансной структуры сечений (см. колонку 7 табл. 2). Расхождение полученных результатов с экспериментальными (см. колонку 2) и слабое отличие их от данных колонки 6 (см. табл. 2) свидетельствуют о том, что большая часть эффекта обусловлена влиянием резонансной структуры сечений.

В настоящее время из-за отсутствия данных, отражающих тонкую структуру дифференциальных сечений, нельзя точно рассчитать величины $\frac{\langle \sigma_{sf} \rangle}{\Sigma_{el}}$.

Для полных сечений воспользуемся результатами анализа кривых пропускания нейтронов в достаточно узких энергетических интервалах. В работе [2] даны средние значения величин $\langle \Sigma^{-1} \rangle$, $\langle \Sigma^{-2} \rangle$, $\langle \Sigma^{-3} \rangle$, $\langle \Sigma \rangle$, $\langle \Sigma^2 \rangle$ для интервалов $\Delta E_j \approx 0,3$ Мэв в области энергий 0,3–3 Мэв. В колонке 2 табл. 4 приведены результаты расчета моментов полных сечений $\langle \sigma^{-k} \rangle$ для рассматриваемой группы нейтронов с учетом этих данных. Из табл. 4 видно, что групповые моменты полных сечений удовлетворительно согласуются с данными для узкоэнергетических интервалов [2].

Попытаемся оценить влияние резонансной структуры сечений в предположении отсутствия экранировки угловых распределений. Вначале предположим, что отсутствует и резонансная структура сечений упругого рассеяния и в пределах каждого достаточно узкого энергетического интервала сечение рассеяния можно записать в виде

$$\Sigma_s(E, \mu) \approx \Sigma_{el}(\mu) + \Sigma_{in}(E). \quad (8)$$

Результаты расчета в таком приближении приведены в колонке 8 табл. 2. Сравнение с экспериментальными данными показывает, что предположение (8) позволяет объяснить некоторую часть эффекта и является его нижней предельной оценкой.

В колонке 9 табл. 2 приведены результаты расчета в предположении, что резонансная структура сечений обусловлена поведением сечения упругого рассеяния, но экранировка угловых распределений отсутствует, и в пределах каждого интервала ΔE_j справедлива пропорциональность $f_l \Sigma_{el}(E) \propto \Sigma(E)$. Такое приближение является верхней оценкой эффекта для экспериментальных данных, приведенных в колонке 4 табл. 2.

Таким образом, на основании данных табл. 2 можно сделать вывод, что эффект резонансной экранировки угловых распределений приводит к уменьшению анизотропии рассеяния быстрых нейтронов ядрами железа примерно на 25%. Эти результаты получены, вообще говоря, из анализа показаний ториевого детектора, но с высокой степенью точности характеризуют группу нейтронов с $E \geq 1,5$ Мэв, что подтверждает результаты усреднения сечений, проводимого без учета энергетической зависимости детектора.

В колонке 5 табл. 2 приведены эффективные одногрупповые сечения для нейтронов с $E \geq 1,5$ Мэв, полученные усреднением по формулам (1) и (2).

Результаты настоящей работы можно проанализировать с точки зрения метода подгрупп [1], [11], заключающегося в том, что каждая группа нейтронов, в которой существует резонансная структура сечений, разбивается на несколько подгрупп, в каждой из которых сечения принимаются постоянными.

Для разделения на подгруппы кривые на рис. 3 следует представить в виде

$$\left. \begin{aligned} T_l(t) &= \sum_i A_i^l \exp(-\Sigma^i t), \quad \sum_i A_i^l = 1; \\ T(t) &= \sum_i B^i \exp(-\Sigma^i t), \quad \sum_i B^i = 1, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где B^i характеризует долю i -й подгруппы; $\frac{A_i^l}{B^i} = \langle \sigma_{sf} \rangle^l - l$ -й момент индикатрисы рассеяния нейтронов i -й подгруппы; $\langle \sigma_{sf} \rangle$ — моменты индикатрисы, измеряемые при «нулевой» толщине фильтра (см. колонку 1 табл. 2).

В данном случае в связи с малостью эффектов экранировки функции $T_l(t)$ можно представить в виде суммы двух экспонент. Путем совместного анализа кривых $T(t)$ и $T_l(t)$ группу нейтронов, способных делить Th^{232} , удалось разбить на две подгруппы с характеристиками, приведенными в табл. 3.

Таблица 3
Характеристики подгрупп сечения (барн)
железа для нейтронов с $E \geq 1,6$ Мэв

i	B^i	$\langle \sigma \rangle^i$	$\langle \sigma_s \rangle^i$	$\frac{\langle \sigma_{sf1} \rangle^i}{\langle \sigma_s \rangle^i}$	$\frac{\langle \sigma_{sf2} \rangle^i}{\langle \sigma_s \rangle^i}$	$\frac{\langle \sigma_{sf3} \rangle^i}{\langle \sigma_s \rangle^i}$
1	0,59	2,24	1,95	0,30	0,29	0,17
2	0,41	4,60	3,44	0,53	0,33	0,24

Эти данные позволяют использовать указанный метод для иллюстрации влияния точности учета резонансной самоэкранировки при решении задач о прохождении нейтронов через толстый слой вещества.

В предположении пропорциональности сечения перехода из одной подгруппы в другую ширине подгруппы, в которую происходит переход, и в предположении изотропности перехода асимптотическая длина релаксации λ потока нейтронов от плоского источника деления в протяженной защите из железа, рассчитанная в P_4 -приближении [12], составляет 8,4 см. При использовании же одногрупповых констант, полученных по формулам усреднения (1, 2) из данных табл. 1 и 2, эта длина оказывается равной 8,0 см. Следует отметить, что такое же значение длины релаксации получается при использовании одногрупповых констант, при усреднении которых предполагалась справедливой зависимость $F_l(r, E) \approx \frac{\Phi_l(r, E)}{\Sigma^{l+1}(E)}$, получаемая при пренебрежении анизотропией рассеяния. Для сравнения приведем значение этой же величины, полученное при использовании групповых констант, не учитывающих резонансной структуры сечений. В этом случае $\lambda = 6,6$ см.

Результаты настоящей работы позволяют сделать следующие выводы:

1. Резонансная структура сечений существенно сказывается на прохождении нейтронов в средах, состоящих из ядер среднего веса. Большого эффекта следует ожидать в области более низких энергий (0,5—2 Мэв).

2. При учете влияния резонансной структуры сечений нельзя пренебрегать экранировкой угловых распределений.

3. Для точного учета резонансной структуры необходимо использовать метод подгрупп.

В заключение авторы приносят благодарность И. И. Бондаренко, В. В. Орлову и А. А. Лукьянову за интерес к работе и ценные замечания.

Поступило в Редакцию 15/VI 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. П. Абагян и др. Доклад № 22, представленный СССР на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
2. М. Н. Николаев, В. В. Филиппов, И. И. Бондаренко. Physics of fast and intermediate reactors. Vienna, IAEA, 1962, p. 85.
3. А. Г. Гусейнов, М. Н. Николаев. В сб. «Справочник по ядерно-физическим данным для расчета реакторов». Приложение 2. М. Госатомиздат, 1963.
4. А. И. Лейпунский и др. Атомная энергия, 11, 498 (1961).
5. D. Hughes, J. Harvey. Neutron Cross Sections, 2 ed., BNL-325, 1958.
6. A. Langsdorf, R. Lave, J. Monahan. Phys. Rev., 107, 1077 (1957). Neutron angular distributions, ANL-5567, 1956.
7. M. Goldberg, V. May, J. Stehn. Angular Distribution in Neutron — Induced Reactions, 2 ed., V. II, BNL-400, 1962.
8. S. Snowden, L. Eisenbud, J. E. Marshall, J. Appl. Phys., 29, 950 (1958).
9. Д. Л. Бродер и др. В сб. «Теория и методы расчета ядерных реакторов». М., Госатомиздат, 1962, стр. 254.
10. D. Thomson. Phys. Rev., 129, 1649 (1958).
11. М. Н. Николаев, В. В. Филиппов. Атомная энергия, 15, 493 (1963).
12. Д. Л. Бродер и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958)». Докл. советских ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 674.

УДК 539.125.523.5/621.372.371.5

Измерение длины замедления нейтронов Ро—Ве-источника в графито-водных решетках

Ю. М. Шалашов

Измерены длины замедления нейтронов Ро — Ве-источника до энергий резонансного поглощения индия (1,46 эв) в графито-водных гетерогенных системах (графитовых цилиндрах * высотой 900, диаметром 60 мм, расположенных по треугольной решетке с шагами между осями цилиндров 62, 67 и 77 мм в обычной воде). Измерения выполнены в двух направлениях: параллельно ($\tau_{||}$) и перпендикулярно ($\tau_{\perp}$) осям цилиндров при наличии графитовой решетки, а также в обычной воде.

Решетку и воду помещали в стальной бак размерами 1000 × 1000 × 1500 мм. Измерения проводили с Ро — Ве-источником диаметром 19 и высотой 40 мм интенсивностью $(2 \div 3) \cdot 10^7$ нейтр/сек. Источник располагался в геометрическом центре замедлителя. Максимальные поправки на протяженность источника и индикатора для близлежащих к источнику точек

в опытах с H₂O составили ~ 5%, в остальных экспериментах не более 2%. Поскольку вклад этих поправок в величину τ мал, поправки не вносились.

Оценка самоэкранирования в источнике, примененная в работе [1], показывает, что для источника, использованного в данной работе, поправка на самоэкранирование незначительна. Относительное пространственное распределение замедлившихся нейтронов Ро — Ве-источника в графито-водных решетках и в обычной воде измеряли с помощью индиевых индикаторов в виде дисков толщиной 0,1 мм (0,090 г/см²) диаметром 10 и 39,5 мм.

Активность индиевых фольг измеряли по методу, позволяющей избежать расчетов, связанных с учетом поправок на радиоактивный распад. Методика предложена А. И. Могильнером. Активность индикаторов определяли путем ряда циклических переставлений индикаторов под счетчиками. Например, для двух индикаторов (один монитор М) после двух циклов измерения

* Плотность графита 1,33 г/см³.