

Эффективные сечения захвата нейтронов σ_c от (Sb—Be)-источников для меди, циркония, молибдена, мбарн

Материал	Данные разных работ					
	настоящей работы			[1]	[2]	[3]
	длинный счетчик	камеры деления	индивидуальный конус			
Cu	43±4	41±6	43±5	32±3	—	42±15
Zr	58±6	—	—	—	—	—
Mo	159±16	—	—	—	262±11*	—

* Измерения проводились с образцом из порошка.

дает возможность существенно расширить диапазон всеволновости в сторону низких энергий. При этом регистрация нейтронов камерами деления относительно проста и позволяет по форме радиального распределения скоростей счета разделять эффекты от различных энергетических групп нейтронов, что может быть весьма полезным при исследованиях неупругого рассеяния и деления. Система с конусом лишена

указанных преимуществ, зато в этом случае гораздо меньше сказывается такой побочный эффект, как обратный сток нейтронов в образец.

Результаты первых измерений сечений захвата нейтронов от (Sb—Be)-источника ($E_n \approx 24$ кэв) для меди, циркония и молибдена приведены в таблице наряду с данными других работ.

Авторы выражают свою признательность А. И. Лейпунскому и О. Д. Казанковскому за внимание к настоящей работе и помощь. Кроме того, они пользуются случаем поблагодарить О. И. Любимцева, М. Е. Безусова, В. Б. Овчинникова, А. Г. Пентелькова, Ф. И. Украинцева и их сотрудников за помощь при разработке установки и введении ее в строй.

Поступила в Редакцию 3/ХІІ 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. С. Беланова. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 34, 574 (1958).
2. Т. С. Беланова. «Атомная энергия», 8, 549 (1960).
3. H. Schmitt, C. Cook. Nucl. Phys., 20, 202 (1960).

УДК 539.107.486

Измерение параметров резонансной структуры полных сечений некоторых элементов в области энергий нейтронов 0,3—2,7 Мэв

М. Н. Николаев, В. В. Филиппов

Предлагается удобная для практических расчетов форма представления данных о структуре сечений. В этой форме представлены данные о структуре сечений 11 элементов, полученные путем анализа кривых пропускания. Показано, что у элементов средних атомных весов (вплоть до ниобия), а также у свинца и висмута резонансная структура сечений проявилась во всей исследованной области энергий. У молибдена, тория и урана резонансной структуры сечений обнаружить не удалось.

Введение

При описании распространения быстрых и промежуточных нейтронов в средах часто необходимо учитывать эффекты, связанные с резонансной структурой сечений. Для возможности такого учета требуется знать не только средние сечения взаимодействия нейтронов с веществами, входящими в состав среды, но и параметры, характеризующие структуру сечений. Например, при многогрупповых расчетах пространственно-энергетических распределе-

ний нейтронов в реакторах для вычисления групповых констант реакторных сред необходимо знать [1] такие величины, как $\langle 1/\Sigma \rangle$, $\langle 1/\Sigma^2 \rangle$ (скобки здесь означают усреднение по энергетической группе; Σ — макроскопическое полное сечение среды).

Эти величины могут быть рассчитаны, если известен детальный ход сечений в рассматриваемых энергетических группах. К сожалению, такие подробные сведения о сечениях имеются только для области нескольких первых резонансных уровней. В более высоких энергетических областях для вычисления необходимых параметров приходится использовать различные полутеоретические оценки. В области частично перекрывающихся резонансов при наличии сильной интерференции уровней между собой и с потенциальным рассеянием надежность таких оценок весьма невелика. Поэтому значительный интерес представляет

возможность непосредственно измерить интересующие нас величины.

В предыдущих работах [2, 3] была описана методика, открывающая такую возможность. Эта методика заключается в измерении функции пропускания нейтронов определенной энергетической группы в условиях «хорошей» геометрии. Зная функцию пропускания $T(t)$ вплоть до достаточно больших толщин t , можно определить такие величины, как $\langle \sigma \rangle$, $\langle \sigma^2 \rangle$, $\langle 1/\sigma \rangle$, $\langle 1/\sigma^2 \rangle$ и т. д. (здесь и далее σ — полное сечение), позволяющие вычислить групповые константы. Однако, если требуется рассчитать нейтронные поля в среде, в которую рассматриваемое вещество входит только как составная часть, знания этих величин недостаточно даже и тогда, когда остальные компоненты среды имеют медленно меняющиеся сечения. Легко показать, что в этом случае для вычисления групповых констант требуются такие величины, как $\langle \frac{1}{\sigma + \sigma_0} \rangle$, $\langle \frac{1}{(\sigma + \sigma_0)^2} \rangle$, где σ_0 — суммарное полное сечение всех компонентов среды, кроме рассматриваемого, приходящееся на одно ядро данного элемента.

Эти величины не могут быть, вообще говоря, выражены через аналогичные величины для чистого элемента, однако знание кривой пропускания позволяет их найти:

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{1}{\sigma + \sigma_0} \right\rangle &= N \int_0^{\infty} T(t) e^{-N\sigma_0 t} dt; \quad \left\langle \frac{1}{(\sigma + \sigma_0)^2} \right\rangle = \\ &= N^2 \int_0^{\infty} t T(t) e^{-N\sigma_0 t} dt. \end{aligned} \quad (1)$$

Таким образом, использовавшееся в предыдущих работах представление данных анализа кривых пропускания в виде таблиц величин $\langle 1/\sigma \rangle$, $\langle 1/\sigma^2 \rangle$ и подобных им приводит к потере части информации, содержащейся в кривых пропускания. В связи с этим встал вопрос о способе полного и удобного представления полученной на опыте информации.

Определение функции $p(\sigma)$

Введем функцию $p(\sigma)$ — плотность вероятности найти в энергетическом интервале ΔE полное сечение исследуемого вещества, равное σ . Знание этой функции позволяет легко определить средние по ΔE значения любой функции полного сечения:

$$\langle f(\sigma) \rangle = \int p(\sigma) f(\sigma) d\sigma. \quad (2)$$

В частности, могут быть определены и величины (1) при любом σ_0 .

Измеряемая на опыте функция пропускания связана с $p(\sigma)$ аналогичным соотношением

$$T(t) = \int p(\sigma) e^{-N\sigma t} d\sigma. \quad (3)$$

Оно является интегральным уравнением, из которого, зная $T(t)$, можно определить $p(\sigma)$. Величину $T(t)$ можно рассматривать как преобразование Лапласа от $p(\sigma)$. Представив функцию пропускания в аналитическом виде, для которого имеется аналитическая форма обратного преобразования Лапласа, найдем $p(\sigma)$. При этом требуется, однако, чтобы форма обратного преобразования обладала характерными для $p(\sigma)$ особенностями, обусловленными ее физическим смыслом. Можно легко показать, что функция $p(\sigma)$ связана с функцией энергетической зависимости сечения $\sigma = \sigma(E)$ в интервале ΔE соотношением

$$p(\sigma) = \frac{1}{\Delta E} \sum_i \frac{dE_i}{d\sigma} = \frac{1}{\Delta E} \sum_i \frac{1}{\sigma'_i(\sigma)}, \quad (4)$$

где $E_i(\sigma)$ — функция, обратная $\sigma(E)$, вообще говоря, неоднозначная. Сумма берется по всем значениям этой функции. Из соотношения (4) видно, что в местах максимумов и минимумов $\sigma(E)$ величина $p(\sigma)$ имеет полюса (см. также рис. 1). Кроме того, очевидно, что $p = 0$ при $\sigma > \sigma_{\max}$ и $\sigma < \sigma_{\min}$, где σ_{\max} и σ_{\min} — соответственно максимальное и минимальное значения $\sigma(E)$ в интервале ΔE . Характерная форма $p(\sigma)$ показана на рис. 1.

Целесообразно искать $p(\sigma)$ в виде суммы нескольких δ -функций

$$p(\sigma) = \sum_{k=1}^n A_k \delta(\sigma - \sigma^{(k)}). \quad (5)$$

Это эквивалентно аппроксимации истинного хода энергетической зависимости сечения ступенчатой кривой (см. рис. 1). Таким образом, предлагаемое представление $p(\sigma)$ вполне соответствует многогрупповому подходу к описанию энергетической зависимости сечений.

Подставляя (5) в (3), для функции пропускания получим

$$T(t) = \sum_{k=1}^n A_k e^{-\sigma^{(k)} N t}. \quad (6)$$

Задача свелась к аппроксимации кривой пропускания суммой экспонент. Эта аппроксимация может быть осуществлена с помощью метода наименьших квадратов. Для определения числа экспонент в разложении (5), оправ-

данного точностью экспериментальных данных, можно воспользоваться критерием Гаусса [4]. Точное решение этой задачи (определение n , всех A_k , $\sigma^{(k)}$ и матрицы ошибок) весьма трудоемко. Поэтому обработать большое число экспериментальных кривых указанными точными методами можно только с помощью электронной вычислительной машины. В настоящее время такая программа составляется. Здесь приводятся результаты предварительной графической обработки полученных кривых пропускания.

Другие приложения функции $p(\sigma)$

Изложенные методы можно использовать не только для решения поставленной выше задачи, но и для других целей. Рассмотрим некоторые из них.

1. Для отыскания средних значений различных функций полного сечения [например, величин (1) и других величин, необходимых для вычисления групповых констант], как правило, используется обычная формула

$$\langle f \rangle = \frac{1}{\Delta E} \cdot \frac{\int_{\Delta E} f(\sigma) \sigma(E) dE}{\int_{\Delta E} \sigma(E) dE} \quad (7)$$

При этом в областях, где сечение сильно флуктуирует, для удовлетворительной точности вычисления средних значений путем численного интегрирования необходимо очень мелкое разбиение энергетического интервала. Определение по графику значений сечения в большом числе точек занимает много времени. Кроме того, эта процедура, как правило, неточна. Использование формулы (2) для вычисления средних значений позволяет почти на порядок сократить объем вычислений при той же точности (за счет возможности более грубого разбиения интервала интегрирования по σ). Функция $p(\sigma)$ приближенно определяется графическим путем. Для этого сначала находят суммарные длины всех участков интервала ΔE , на которых сечение превышает заданное значение $\sigma^{(i)}$. Затем $p(\sigma)$ представляют в виде суммы δ -функций следующим образом:

$$p(\sigma) = \frac{1}{\Delta E} [\Delta E_1 \delta(\sigma - \bar{\sigma}^{(1)}) + (\Delta E_2 - \Delta E_1) \delta(\sigma - \bar{\sigma}^{(2)}) + \dots + (\Delta E_n - \Delta E_{n-1}) \delta(\sigma - \bar{\sigma}^{(n)})] \quad (8)$$

Значения $\bar{\sigma}^{(i)}$ обычно можно выбрать равными среднему значению между $\sigma^{(i+1)}$ и $\sigma^{(i-1)}$. При грубом разбиении по σ несколько более внимательно надо относиться к выбору максимального и минимального значений $\sigma^{(1)}$ и $\sigma^{(n)}$. Опыт расчетов показывает, что при разбиении интервала по σ на пять-шесть частей ошибка в определении таких величин, как $\langle \sigma^{-1} \rangle$, $\langle \sigma^{-2} \rangle$, связанная с несовершенством метода усредне-

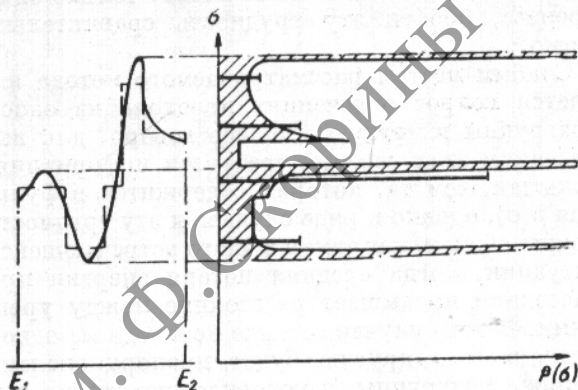


Рис. 1. Функция $p(\sigma)$ и ее приближенное представление в виде суммы δ -функций (изображенных жирными линиями). Длины этих линий пропорциональны коэффициентам при δ -функциях.

ния, оказывается сравнимой с ошибкой, вызванной неточностями знания энергетического хода сечения, или меньше ее.

2. Развитый в приведенных выше работах метод учета резонансной самоэкранировки основан на предположении постоянства плотности столкновений. В тех случаях, когда это условие сильно нарушается (например, вблизи границ, на очень больших расстояниях от источника и т. д.), резонансную самоэкранировку можно учитывать с помощью развитого здесь представления.

Пусть структура сечения в группе k описывается функцией $p_k(\sigma)$. Представим ее приближенно в виде суммы нескольких δ -функций

$$p_k(\sigma) = \sum_{i=1}^n A_{ki} \delta(\sigma - \sigma^{(ki)}) \quad (9)$$

Разобьем теперь рассматриваемую k -ю группу на n подгрупп, обозначим их индексами ki ; в каждой из подгрупп сечение примем постоянным и равным σ^{ki} . Долю, занимаемую подгруппой ki во всей группе k , примем равной A_{ki} . Таким образом, энергетическая ширина подгруппы k будет равна $A_{ki} \Delta E_i$.

Разумеется, для описания распространения нейтронов в средах недостаточно знать только полное сечение, поэтому для использования предлагаемого метода необходимо также располагать сведениями о корреляциях энергетических зависимостей сечений различных процессов. Требуемые сведения должны быть получены постановкой специальных экспериментов или теоретически. В тех случаях, когда основной вклад в полное сечение вносит только один процесс, обойти эту трудность сравнительно легко.

Слабым местом рассматриваемого метода является вопрос о сечениях перехода из одной подгруппы в другую. Вообще говоря, для вычисления этих сечений требуется информация, большая, чем та, которая содержится в функции $p(\sigma)$, однако в ряде случаев и эту трудность можно обойти, например в часто встречающейся ситуации, когда средняя потеря энергии при рассеянии превышает расстояние между уровнями. В этом случае сечение перехода из одной подгруппы в другую будет пропорционально ширине подгруппы, в которую происходит переход. То, что переход нейтронов может осуществляться из любой подгруппы в любую другую подгруппу той же группы, несколько усложняет процесс расчета.

Экспериментальные результаты

Экспериментальная установка, использованная для измерения кривых пропускания, описана в предыдущих работах [2, 3]. Здесь мы приводим результаты измерений. Пример

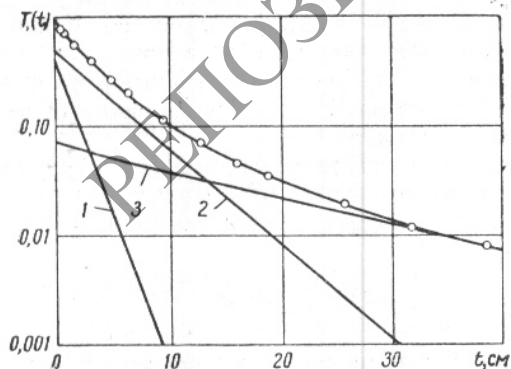


Рис. 2. Пример разложения кривой пропускания на экспоненты (железо; $E_n = 0,30 \div 0,61$ Мэв):

○ — $T(t) = 0,075 e^{-0,059t} + 0,508 e^{-0,20t} + 0,417 e^{-0,65t}$ (экспериментальные точки); 1 — $T_1(t) = 0,417 e^{-0,65t}$; 2 — $T_2(t) = 0,508 e^{-0,20t}$; 3 — $T_3(t) = 0,075 e^{-0,059t}$.

разложения кривой пропускания на отдельные экспоненты показан на рис. 2. Во всех случаях кривую пропускания можно описать двумя-тремя экспонентами. В таблице приводятся результаты графического анализа кривых пропускания 11 элементов. Все кривые были сняты при комнатной температуре. Кроме коэффициентов разложения, даны наиболее употребительные средние характеристики $\langle \sigma \rangle$, $\langle \sigma^{-1} \rangle$, $\langle \sigma^2 \rangle^{1/2}$, $\langle \sigma^{-2} \rangle^{-1/2}$. Все эти величины выражены в барнах. Ошибки в значениях $\langle \sigma \rangle$ и $\langle \sigma^2 \rangle^{1/2}$ составляют 4—6%; погрешности величин $\langle \sigma^{-1} \rangle^{-1}$ и $\langle \sigma^{-2} \rangle^{-1/2}$ равны соответственно 1 и 3%. Рассмотрение данных показывает, что резонансная структура сечений у ядер среднего веса и тяжелых магических ядер проявляется вплоть до энергий порядка нескольких мегаэлектронвольт. Сравнивая полученные средние сечения с данными работы [5], можно видеть, что в области 0,3—0,8 Мэв наши данные во многих случаях лежат несколько выше данных, приведенных в атласе кривых. Как уже указывалось [3], это можно, по-видимому, объяснить резонансной самоэкранировкой в образцах, обычно используемых при измерении полных сечений, толщиной порядка длины свободного пробега.

Для молибдена, тория и природного урана во всей исследованной области энергий от 0,3 до 2,7 Мэв резонансной структуры в сечениях обнаружить не удалось. Кривые пропускания этих элементов, снятые до значений $T(t) = 0,005$, в пределах экспериментальных погрешностей не отличаются от простой экспоненты. Для урана снимались также кривые пропускания при использовании нейтронов с энергиями 1—480 кэв со средней энергией около 350 кэв [применялась толстая тритиевая мишень вблизи порога реакции $T(p, n) \text{He}^3$ при $E_p = 1320$ кэв]. В этих экспериментах отличия формы кривых пропускания от экспоненты также обнаружить не удалось.

Отсутствие эффекта резонансной самоэкранировки для рассмотренных ядер не является неожиданным. В изучавшихся энергетических областях уровни этих ядер практически полностью перекрыты. Для молибдена это происходит главным образом из-за сложности изотопического состава; для урана и тория перекрытие обусловлено большей плотностью уровней и их сильным доплеровским уширением.

Полученные из кривых пропускания средние значения полных сечений для молибдена, то-

Характеристики полного сечения различных элементов

Энергия, Мэв	A_1	σ_1	A_2	σ_2	A_3	σ_3	$\langle \sigma^2 \rangle^{1/2}$	$\langle \sigma \rangle$	$\langle \sigma^{-1} \rangle^{-1}$	$\langle \sigma^{-2} \rangle^{-1/2}$
Магний										
0,30—0,61	0,38	3,87	0,62	8,35	—	—	7,00	6,65	5,82	5,4
0,62—0,91	0,6	3,13	0,4	5,38	—	—	4,65	4,03	3,76	3,62
0,93—1,18	1,0	2,95	—	—	—	—	2,95	2,95	2,95	2,95
1,29—2,51	0,133	1,62	0,867	2,48	—	—	2,40	2,37	2,32	2,28
1,57—1,78	0,35	2,06	0,65	3,81	—	—	3,30	3,20	2,94	2,80
1,90—2,09	0,36	1,72	0,64	3,34	—	—	2,87	2,76	2,55	2,37
2,23—2,41	0,311	1,69	0,689	3,02	—	—	2,68	2,61	2,43	2,33
Алюминий										
—	0,136	1,33	0,864	4,17	—	—	3,92	3,73	3,24	2,8
0,62—0,91	0,08	1,32	0,92	4,52	—	—	3,80	3,69	3,37	3,06
0,93—1,18	0,158	1,77	0,842	3,75	—	—	3,23	3,17	2,97	2,82
1,29—1,51	1,0	2,68	—	—	—	—	2,68	2,68	2,68	2,68
1,57—1,78	0,07	1,5	0,93	3,05	—	—	2,97	2,94	2,84	2,77
1,90—2,09	1,0	3,17	—	—	—	—	3,17	3,17	3,17	3,17
2,23—2,41	0,095	1,38	0,905	2,68	—	—	2,58	2,55	2,46	2,39
Фосфор										
0,31—0,61	0,55	3,34	0,35	4,8	0,1	7,8	4,50	4,30	3,98	3,88
0,62—0,91	0,245	2,09	0,630	3,41	0,125	8,0	4,27	3,76	3,52	3,14
0,93—1,18	0,47	2,46	0,53	5,0	—	—	4,01	3,81	3,38	3,16
1,29—1,51	0,302	2,07	0,698	3,84	—	—	3,41	3,31	3,05	2,92
1,57—1,78	0,234	2,15	0,766	3,8	—	—	3,48	3,41	3,23	3,14
1,90—2,09	0,148	1,9	0,852	3,95	—	—	3,73	3,64	3,40	3,23
2,23—2,41	0,55	2,4	0,45	3,86	—	—	3,84	3,42	2,96	2,85
Сера										
1,01—1,18	0,616	1,90	0,384	4,04	—	—	2,89	2,71	2,37	2,26
1,35—1,51	0,676	1,07	0,270	3,37	0,054	12,2	3,43	2,97	2,68	2,33
1,63—1,78	0,53	2,14	0,47	4,54	—	—	3,49	3,23	2,85	2,69
1,93—2,09	0,65	1,94	0,35	4,94	—	—	3,32	3,00	2,46	2,33
2,29—2,41	0,775	2,45	0,225	6,33	—	—	3,70	3,32	2,85	2,72
Железо										
0,40—0,61	0,075	0,7	0,508	2,4	0,417	7,7	5,2	4,4	3,89	2,0
0,70—0,89	0,038	0,7	0,675	2,4	0,282	7,2	4,3	3,7	2,65	2,2
1,01—1,18	0,256	1,1	0,744	3,1	—	—	2,71	2,56	2,09	1,84
1,35—1,51	0,066	0,94	0,774	2,5	0,16	5,8	3,20	2,91	2,44	2,24
1,63—1,78	0,30	1,7	0,70	3,5	—	—	3,09	2,98	2,66	2,28
1,93—2,09	0,405	2,2	0,595	4,6	—	—	3,74	3,63	3,20	3,00
2,29—2,41	0,473	2,3	0,527	4,7	—	—	3,75	3,54	3,13	2,96
2,59—2,70	0,663	3,0	0,337	4,4	—	—	3,51	3,45	3,33	3,27
Медь										
0,30—0,61	0,053	1,86	0,690	3,67	0,257	5,8	4,24	4,13	3,88	3,66
0,61—0,89	0,145	2,12	0,855	3,40	—	—	3,25	3,22	3,13	3,06
0,89—1,15	0,30	2,32	0,700	3,65	—	—	3,30	3,26	3,10	3,04
1,23—1,45	1,0	2,95	—	—	—	—	2,95	2,95	2,95	2,95
1,50—1,73	1,0	2,67	—	—	—	—	2,67	2,67	2,67	2,67
1,85—2,05	1,0	2,61	—	—	—	—	2,61	2,61	2,61	2,61
2,30—2,47	0,153	1,68	0,847	3,2	—	—	3,05	2,97	2,81	2,70
Никель										
0,4—0,6	0,114	1,25	0,716	3,27	0,17	11,5	5,5	4,44	3,08	2,68
0,70—0,89	0,20	1,28	0,8	3,82	—	—	3,46	3,31	2,94	2,38
1,01—1,18	0,207	1,83	0,793	3,83	—	—	3,50	3,42	3,12	2,93

Продолжение

Энергия, Мэв	A_1	σ_1	A_2	σ_2	A_3	σ_3	$\langle \sigma^2 \rangle^{1/2}$	$\langle \sigma \rangle$	$\langle \sigma^{-1} \rangle^{-1}$	$\langle \sigma^{-2} \rangle^{-1/2}$
1,35—1,51	0,462	2,25	0,538	3,95	—	—	3,27	3,16	2,94	2,83
1,63—1,78	0,226	2,2	0,774	5,26	—	—	4,75	4,56	4,00	3,65
1,93—2,09	0,138	1,48	0,862	3,95	—	—	3,7	3,55	3,22	2,91
2,29—2,41	0,054	1,17	0,946	3,46	—	—	3,38	3,33	3,13	2,91
Цирконий										
0,40—0,61	0,26	5,4	0,63	7,8	0,11	18,5	8,56	7,75	7,4	7,2
0,70—0,89	0,362	4,75	0,638	7,9	—	—	6,94	6,76	6,36	6,2
1,01—1,18	1,0	6,4	—	—	—	—	6,4	6,4	6,4	6,4
1,35—1,51	0,462	4,3	0,538	7,75	—	—	6,38	6,46	5,68	5,43
1,63—1,78	0,565	4,38	0,435	6,8	—	—	5,55	5,43	5,28	5,13
1,93—2,09	0,48	2,96	0,52	6,64	—	—	5,21	4,87	4,16	3,86
2,29—2,41	0,5	6,5	0,5	3,45	—	—	5,21	4,98	4,50	4,30
2,59—2,70	0,63	3,6	0,37	6,32	—	—	4,34	4,24	4,10	4,01
Ниобий										
0,40—0,61	0,053	3,2	0,947	8	—	—	7,82	7,75	7,46	7,05
0,70—0,89	1,0	7,55	—	—	—	—	7,55	7,55	7,55	7,55
1,01—1,18	0,361	8,35	0,639	5,05	—	—	6,44	6,24	5,91	5,75
1,35—1,51	1,0	5,0	—	—	—	—	5,0	5,0	5,0	5,0
1,63—1,78	1,0	4,71	—	—	—	—	4,71	4,71	4,71	4,71
1,93—2,09	0,402	3,4	0,598	5,95	—	—	5,08	4,92	4,60	4,39
2,29—2,41	0,641	3,04	0,359	5,35	—	—	4,02	3,87	3,60	3,50
2,59—2,70	0,435	1,1	0,565	5,26	—	—	4,01	3,45	2,0	1,5
Свинец										
0,4—0,6	0,495	4,35	0,565	7,18	—	—	5,95	5,78	5,44	5,30
0,6—0,9	0,81	4,98	0,19	9,06	—	—	6,0	5,76	5,43	5,35
0,93—1,18	0,645	4,14	0,355	7,32	—	—	5,5	5,27	4,90	4,73
1,35—1,51	1,0	5,16	—	—	—	—	5,16	5,16	5,16	5,16
1,6—2,4	0,06	3,55	0,94	6,60	—	—	6,46	6,42	6,25	6,15
2,3—3,0	0,202	5,22	0,798	7,72	—	—	7,29	7,22	7,05	6,95
Висмут										
0,4—0,61	0,1	3,3	0,9	7,7	—	—	7,36	7,26	6,8	6,45
0,72—0,91	0,204	3,77	0,796	6,35	—	—	5,82	5,82	5,59	5,44
1,0—1,18	1,0	5,4	—	—	—	—	5,40	5,40	5,40	5,40
1,35—1,51	1,0	5,6	—	—	—	—	5,60	5,60	5,60	5,60
1,96—2,10	0,1	4,06	0,9	7,7	—	—	7,45	7,34	7,02	6,75
2,29—2,41	0,1	4,33	0,9	8,6	—	—	8,25	8,17	7,80	7,60
2,6—2,7	0,063	4,12	0,937	8,5	—	—	8,25	8,22	8,00	7,73

рия и урана в пределах экспериментальных ошибок согласуются с результатами, приведенными в атласе [5].

Поступила в Редакцию 21/II 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Лукьянов, В. В. Орлов. В сб. «Нейтронная физика». М., Госатомиздат, 1961, стр. 105.
2. М. Н. Николаев, В. В. Филиппов, И. И. Бондаренко. «Атомная энергия», 11, 445 (1961).
3. М. Н. Николаев, В. В. Филиппов, И. И. Бондаренко. Измерение параметров резонансной структуры сечений, влияющих на распространение быстрых нейтронов в средах. Доклад № 85 на Международном симпозиуме по физике реакторов на быстрых и промежуточных нейтронах (Вена, 1961).
4. Дж. Геффнер, А. Уорсинг. Методы обработки экспериментальных данных. М., Изд-во иностр. лит., 1953.
5. Д. Юз. Атлас полных нейтронных сечений. М. Изд-во иностр. лит., 1956.

