

## Расчет средних сечений радиационного захвата нейтронов с энергией $10^3$ — $10^5$ эв

А. Г. Довбенко, С. М. Захарова, В. Е. Колесов, А. В. Мальшев

На основании статистической теории ядерных реакций рассчитаны средние сечения радиационного захвата нейтронов для тридцати изотопов Rb, Zr, Mo, Sn и Sm. При расчете использовались проникаемости ядерной поверхности, получаемые из оптической модели, и плотности уровней, соответствующие модели ферми-газа.

Результаты расчетов сравниваются с имеющимися экспериментальными данными при энергии 25 кэв. Показана возможность удовлетворительных количественных оценок средних сечений захвата в изотопах, для которых отсутствуют экспериментальные данные по средним параметрам нейтронных резонансов.

при энергии 25—30 кэв [7—18]. Кроме того, суммируя рассчитанные сечения для отдельных изотопов, можно провести сравнение с экспериментальными сечениями для естественной смеси изотопов, которые во многих случаях известны в широкой области энергий.

Расчеты были проведены для изотопов: Rb<sup>85</sup>; Zr<sup>90+92,94,96</sup>; Mo<sup>92,94+98,100</sup>; Sn<sup>112,114+120,122,124</sup> и Sm<sup>144,147+150,152,154</sup>.

Использовалась обычно применяемая для расчета средних сечений радиационного захвата формула статистической теории [1, 2, 15]:

$$\overline{\sigma_{nv}} = \frac{\pi k^2}{2(2I+1)} \sum_l T_l(E) \sum_J \frac{\epsilon_{jl}^J (2J+1) S}{1 + \frac{1}{2\pi} \frac{D(U+E, J)}{\Gamma_\gamma(U+E)} \sum_{j'} \sum_k \epsilon_{j_k l'}^J T_{l'}(E-E_k)} \quad (1)$$

В работах [1—4] было показано, что расчет энергетической зависимости средних сечений радиационного захвата в рамках статистической теории с проникаемостями ядерной поверхности, соответствующими оптической модели, удовлетворительно согласуется с экспериментом. Известно также, что абсолютное значение сечения сильно зависит от величины среднего расстояния между уровнями составного ядра и от средней радиационной ширины. Эти параметры обычно принимаются в соответствии с экспериментальными данными в области низких энергий. Если такие данные отсутствуют, то средние параметры выбираются на основании сравнения результатов расчета средних сечений радиационного захвата с экспериментом. Для решения многих вопросов в области реакторостроения необходимо знать зависимость средних сечений радиационного захвата от энергии. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные получены в основном для изотопов, активирующихся при захвате нейтрона. Для большинства неактивирующихся изотопов и для нестабильных изотопов экспериментальные данные практически отсутствуют. В связи с этим представляет интерес провести расчет сечений радиационного захвата, основываясь на систематике средних параметров [5, 6]. Для количественного сравнения полученных сечений можно использовать имеющиеся экспериментальные данные

Здесь  $E$  — кинетическая энергия падающего нейтрона;  $l, l'$  — орбитальные моменты падающего и рассеянного нейтронов соответственно;  $J$  — полный момент составного ядра;  $j = I \pm \frac{1}{2}$ ,  $j_k = I_k \pm \frac{1}{2}$  — спины входного и выходного каналов соответственно;  $I$  — спин основного состояния ядра-мишени;  $I_k$  — спин  $k$ -го возбужденного уровня ядра-мишени;  $\epsilon_{jl}^J$  и  $\epsilon_{j_k l'}^J$  — множители, учитывающие число открытых каналов и равные соответственно числу значений  $j$  и  $j_k$ , удовлетворяющих условиям

$$\begin{aligned} |J-l| &\leq j \leq J+l, \\ |J-l'| &\leq j_k \leq J+l; \end{aligned} \quad (2)$$

$E_k$  — энергия  $k$ -го уровня ядра-мишени, на котором происходит рассеяние;  $S$  — множитель, учитывающий распределение приведенных нейтронных ширин, взятый из работы [2];  $T_l(E)$  и  $T_{l'}(E-E_k)$  — проникаемости ядерной поверхности, вычисленные для сферического комплексного потенциала

$$V(r) = -V_0 \frac{1+i\xi}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{d}\right)} \quad (3)$$

при глубине потенциальной ямы  $V_0 = 45$  Мэв, толщине диффузного слоя  $d = 0,5f$ ,  $\xi = 0,1$  и радиусе ядра  $R = r_0 A^{1/3}$ , где  $r_0 = 1,25f$ . В сумму по  $l'$  входят только члены, удовле-

творяющие закону сохранения четности. В конкретном расчете проникаемости выбирались из условия лучшего совпадения с экспериментом рассчитанных полных сечений и сечений радиационного захвата соседних одноизотопных элементов.

Отношение среднего расстояния  $D(U + E, J)$  между уровнями с полным моментом  $J$  к средней радиационной ширине  $\Gamma_\gamma(U + E)$  при энергии возбуждения  $U + E$  имеет вид

$$\frac{D(U + E, J)}{\Gamma_\gamma(U + E)} = \frac{D(U, J)}{\Gamma_\gamma(U)} \cdot \frac{D(U + E, J)}{D(U, J)} \cdot \frac{\Gamma_\gamma(U)}{\Gamma_\gamma(U + E)} = \frac{D(U, J)}{\Gamma_\gamma(U)} f(E). \quad (4)$$

Расчет множителя  $f(E)$  сделан при упрощающих предположениях:

$$\varrho(U, J) \equiv \frac{1}{D(U, J)} = \text{const} (2J + 1) \exp [2(aU)^{1/2}]; \quad (5)$$

$$\Gamma_\gamma(U) = \text{const} D(U, J) \int_0^U \varepsilon_\gamma^3 \varrho(U - \varepsilon_\gamma, J) d\varepsilon_\gamma,$$

где  $\varepsilon_\gamma$  — энергия испускаемого  $\gamma$ -кванта. При этом

$$f(E) = \frac{\int_0^U \varepsilon_\gamma^3 \varrho(U - \varepsilon_\gamma, J) d\varepsilon_\gamma}{\int_0^U \varepsilon_\gamma^3 \varrho(U + E - \varepsilon_\gamma, J) d\varepsilon_\gamma}. \quad (6)$$

В исследуемой области энергий ( $E \ll U$ )  $f(E) \approx 1$ , поэтому сделанные выше предположения (5) слабо влияют на результаты расчета.

В формулах (1), (4), (5), (6)

$$U = B_n - \begin{cases} \delta_p + \delta_n & \text{для четно-четных;} \\ \delta_p & \text{четно-нечетных;} \\ \delta_n & \text{нечетно-четных;} \\ 0 & \text{нечетно-нечетных состав-} \\ & \text{ных ядер,} \end{cases}$$

где  $B_n$  — энергия связи нейтрона в ядре;  $\delta_p$  и  $\delta_n$  — энергии спаривания двух протонов и двух нейтронов соответственно, взятые из работы [19]. Средние расстояния  $D(U, J)$  между уровнями с данным полным моментом  $J$  и энергией возбуждения  $U$  вычислены по формулам модели ферми-газа с параметрами  $a$ , приведенными в работе [5]. Значение средних радиационных ширин приняты на основании зависимости  $\Gamma_\gamma(A)$  из работы [6].

Расчеты  $\sigma_{n\gamma}$  проводились на электронно-вычислительной машине. В основу программы

положен метод решения радиального уравнения Шредингера с потенциалом произвольной формы, описанный в работе [20].

Использованные в расчете средние параметры и характеристики основных состояний изотопов приведены в таблице. Как обычно [15], для  $s$ -нейтронов ( $l = 0$ )  $D_J = \bar{D}/2g_J$ , где  $\bar{D} = 2D_{\text{набл}}$  при  $I \neq 0$ ;  $D_J = \bar{D}/g_J$ , где  $\bar{D} = D_{\text{набл}}$  при  $I = 0$ ;  $g_J = \frac{2J+1}{2(2I+1)}$ .

При расчете  $\sigma_{n\gamma}$ ,  $\text{Sn}^{119}$  кроме основного состояния ядра-мишени, учитывались еще два возбужденных уровня, лежащие ниже 100 кэв: 23,8 кэв ( $3/2^+$ ) и 89,0 кэв ( $11/2^+$ ). Результаты расчета представлены на рис. 1–3. Для изотопов  $\text{Rb}^{85}$ ;  $\text{Zr}^{90, 92, 94, 96}$ ;  $\text{Mo}^{100}$ ;  $\text{Sn}^{116-120}$  и  $\text{Sm}^{144, 147-150, 152}$  рассчитанные сечения согласу-

Использованные в расчете параметры

Изотоп	$I^\pi$	$a, \text{Мэв}^{-1}$	$\bar{D}, \text{эв}$	$U, \text{Мэв}$	$\Gamma_\gamma, \text{эв}$
$\text{Rb}^{85*}$	5/2-	8,50	750**	8,58	0,410
$\text{Zr}^{90*}$	0+	9,0	$1,7 \cdot 10^4$	6,19	0,270
$\text{Zr}^{91}$	5/2+	10,2	$1 \cdot 10^3$	6,49	0,245
$\text{Zr}^{92*}$	0+	11,0	$3,7 \cdot 10^3$	5,79	0,270
$\text{Zr}^{94*}$	0+	11,6	$6,3 \cdot 10^3$	5,52	0,220
$\text{Zr}^{96*}$	0+	14,0	$2,6 \cdot 10^3$	4,65	0,160
$\text{Mo}^{92}$	0+	10,2	$2,4 \cdot 10^3$	6,71	0,270
$\text{Mo}^{94}$	0+	12,6	$1 \cdot 10^3$	6,08	0,220
$\text{Mo}^{95}$	5/2+	12,6	220**	6,44	0,230
$\text{Mo}^{96}$	0+	12,9	$1 \cdot 10^3$	5,49	0,160
$\text{Mo}^{97}$	5/2+	13,2	220**	6,15	0,200
$\text{Mo}^{98}$	0+	17,6	270	4,99	0,102
$\text{Mo}^{100}$	0+	18,0	430	4,61	0,090
$\text{Sn}^{112}$	0+	12,1	850	6,68	0,061
$\text{Sn}^{114}$	0+	12,2	$1,4 \cdot 10^3$	6,24	0,063
$\text{Sn}^{115}$	1/2+	16,5	50**	6,85	0,096
$\text{Sn}^{116*}$	0+	15,5	600	5,39	0,065
$\text{Sn}^{117}$	1/2+	15,5	120**	6,60	0,110
$\text{Sn}^{118}$	0+	15,0	$1 \cdot 10^3$	5,00	0,093
$\text{Sn}^{119*}$	1/2+	15,5	180**	6,30	0,106
$\text{Sn}^{120*}$	0+	15,3	$1,7 \cdot 10^3$	4,70	0,108
$\text{Sn}^{122}$	0+	16,2	$1,7 \cdot 10^3$	4,40	0,106
$\text{Sn}^{124}$	0+	15,2	$2 \cdot 10^3$	4,54	0,100
$\text{Sm}^{144*}$	0+	17,0	325	5,40	0,065
$\text{Sm}^{147}$	7/2-	20,0	14**	5,77	0,059
$\text{Sm}^{148*}$	0+	22,0	175	4,40	0,063
$\text{Sm}^{149}$	7/2-	23,6	6**	5,27	0,065
$\text{Sm}^{150*}$	0+	25,0	115	3,98	0,066
$\text{Sm}^{152*}$	0+	24,0	87	4,25	0,068
$\text{Sm}^{154*}$	0+	21,0	740	3,80	0,072

\* Для этих изотопов экспериментальные данные по  $\bar{D}$  недостоверны или отсутствуют.

\*\* Для этих ядер  $D(U, J)$  вычислялось по  $\bar{D}$  при  $g_J \approx 1/2$ .

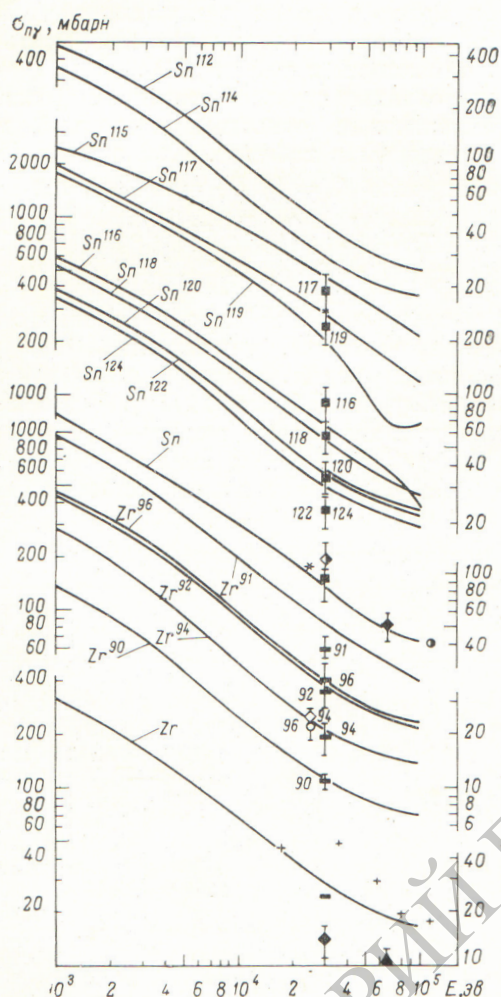


Рис. 1. Зависимость сечений радиационного захвата изотопов Zr и Sn от энергии падающих нейтронов. Данные работ: \*-[11]; ○-[13]; ●, ◆, ◇-[15]; ◆-[16]; ■ [17]; +-[18]; ■-[21].

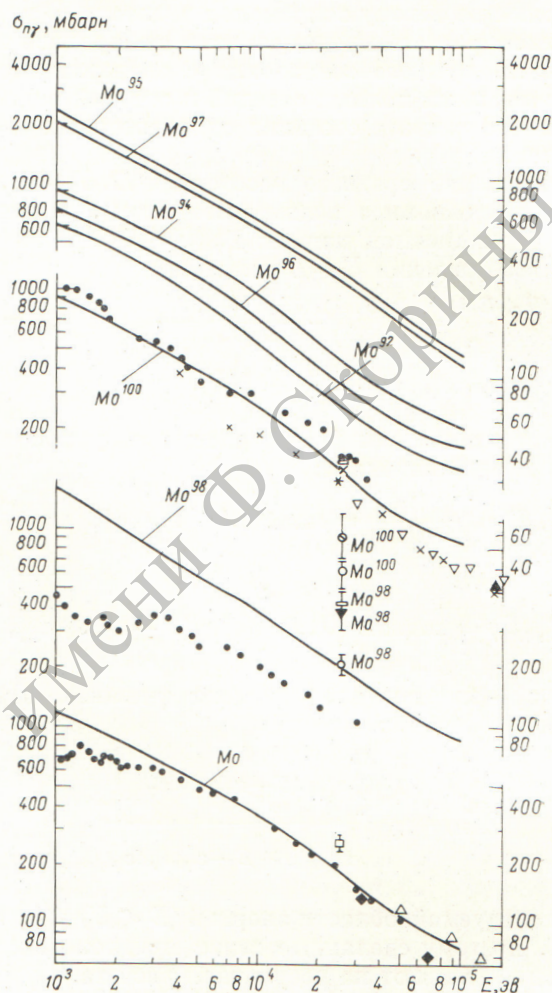


Рис. 2. Зависимость сечений радиационного захвата изотопов Mo от энергии падающих нейтронов. Данные работ: ●-[7]; ×-[9]; □-[10]; ○-[12]; ▼-[14]; △, □, ▽, ▲-[15].

ются с экспериментальными\* в пределах ошибок эксперимента. Для изотопов  $\text{Sn}^{122}$ ,  $\text{Sn}^{124}$  и  $\text{Zr}^{91}$  отклонение рассчитанных сечений от экспериментальных составляет  $\leq 50\%$ .

В некоторых случаях параметр  $a$ , полученный из величин  $\bar{D}$ , измеренных с малой точностью, выпадает из систематики. Теоретические сечения лучше согласуются с экспериментом, если в расчете использовать  $\bar{D}$ , которые вычислены с параметрами  $a$ , предсказываемыми систематикой.

\* Отметим, что для большинства рассмотренных изотопов имеется лишь по одному экспериментальному значению  $\sigma_{n\gamma}$ .

$\text{Rb}^{85}$ . Единственный экспериментальный результат ( $\bar{D} = 2000 \text{ эв}$ ) получен в работе [22]. Среднее сечение захвата, рассчитанное с этим значением  $\bar{D}$  и  $\Gamma_\gamma = 0,25 \text{ эв}$  [15], примерно в три раза меньше экспериментального. Согласно с опытом получается, если принять  $\bar{D} = 750 \text{ эв}$ , вычисленное с  $a = 8,50$ , и  $\Gamma_\gamma = 0,41 \text{ эв}$ \*, полученное в работе [6].

$\text{Sn}^{119}$ . Расчет со значением  $\bar{D} = 300 \text{ эв}$ , полученным всего по двум резонансам в работе [23], приводит к сечению, которое приблизительно

\* Значение  $\Gamma_\gamma = 0,41 \text{ эв}$ , принятое по систематике, хорошо согласуется с величиной  $0,44 \pm 0,15 \text{ эв}$  для резонанса  $E_0 = 230 \text{ эв}$ , взятого из работы [7].

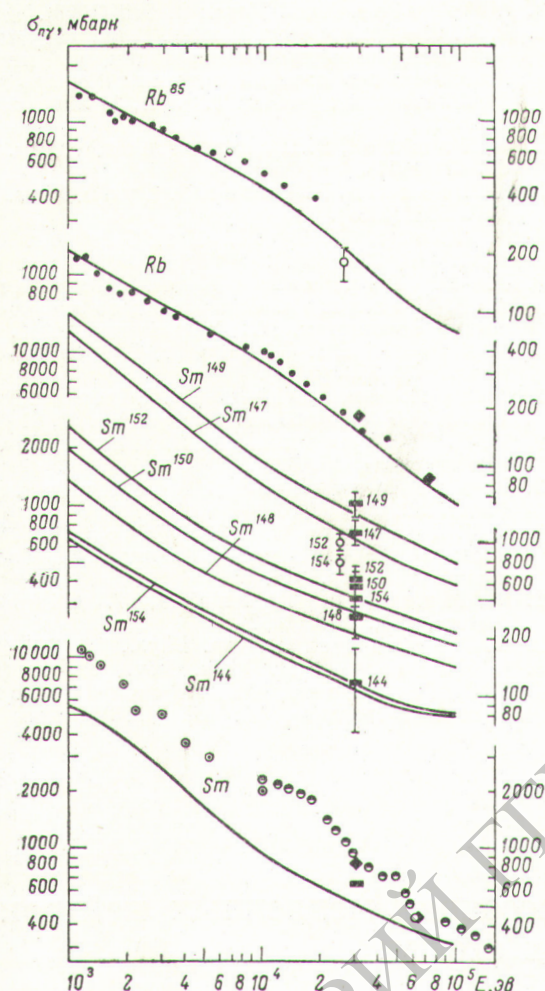


Рис. 3. Зависимость сечений радиационного захвата изотопов Rb и Sm от энергии падающих нейтронов. Данные работ: ● — [8]; ○, □ — [15].

в два раза меньше экспериментального. Согласие в пределах ошибки эксперимента получается, если принять  $\bar{D} = 180$  эв, вычисленное с  $a = 15,5$ .

**Sm<sup>154</sup>.** В этом случае наблюдается наибольшее отклонение рассчитанного сечения от экспериментального ( $\sigma_{n\gamma \text{эксп}} / \sigma_{n\gamma \text{расч}} \approx 2,7$ ). Согласие улучшается, если принять несколько завышенное значение  $a = 24$ . Однако расхождение остается больше, чем ошибка эксперимента.

В двух случаях наблюдается разброс в имеющихся экспериментальных данных. Сечение Mo<sup>98</sup> при 25 кэв по данным работ [10, 14, 7] равно соответственно 415;  $390 \pm 120$  и

120 мбарн. Расчет совпадает с результатом работы [13]  $209 \pm 21$  мбарн. Для Mo<sup>100</sup> результаты ранних работ [12, 13] существенно отличаются от результатов работ [7—11], с которыми согласуется рассчитанное сечение (см. рис. 2).

Сечения для естественных смесей изотопов \*, полученные суммированием рассчитанных сечений изотопов, хорошо согласуются с экспериментальными для всех рассмотренных элементов, кроме Sm. Согласие с опытом может

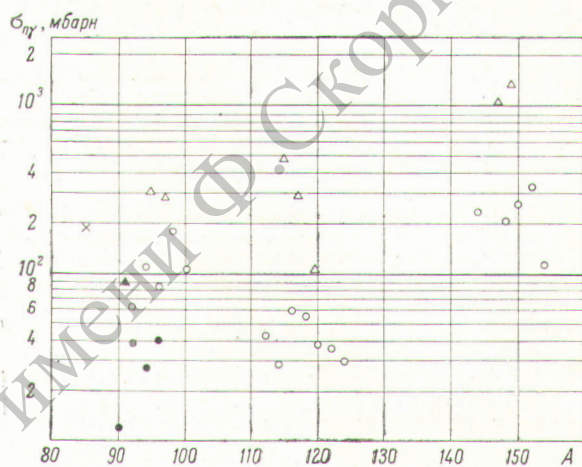


Рис. 4. Зависимость сечения радиационного захвата изотопов Rb, Zr, Mo, Sn и Sm от массового числа A при энергии ~ 30 кэв.

●, ▲ — сечения радиационного захвата изотопов Zr; ▲, △ — четно-нечетные ядра; ●, ○ — четно-четные ядра; × — нечетно-четные ядра.

быть получено, если увеличить сечение Sm<sup>147</sup> и Sm<sup>149</sup> в полтора раза, что маловероятно.

Проведенные расчеты показали, что средние сечения радиационного захвата изотопов очень чувствительны к величинам  $\bar{D}$  и дают возможность проверить параметры модели ферми-газа. Это объясняется тем, что средние радиационные ширины соседних ядер с разной четностью числа нуклонов приблизительно одинаковы, в то время как средние расстояния между уровнями этих ядер могут различаться в несколько раз. У всех исследованных элементов (рис. 4) сечения для четно-нечетных изотопов значительно выше сечений для четно-четных изотопов. Поэтому, несмотря на малое процентное содержание, они вносят значительный вклад в сечение естественной смеси [24].

\* Сечение для Rb<sup>87</sup> не приводится, так как вклад его в сечение естественной смеси мал по сравнению с вкладом изотопа Rb<sup>85</sup>.

Таким образом, в настоящей работе показана возможность теоретических оценок средних сечений радиационного захвата в области энергий  $10^3$ — $10^5$  эв с точностью не хуже 50% поскольку из 22 изотопов, для которых было проведено сравнение с экспериментом, только для  $\text{Sm}^{154}$  отклонение составляет больше 50%.

Поступила в Редакцию 31/1 1964 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Margolis. Phys. Rev., 88, 327 (1952).
2. A. Lane, I. Lynn. Proc. Phys. Soc., A70, 557 (1957).
3. В. А. Толстикова, В. Е. Колесов, В. С. Ставинский. «Атомная энергия», 11, 56, (1961); В. Е. Колесов, В. С. Ставинский. «Атомная энергия», 13, 371 (1962).
4. Р. Nemirovsky, Yu. Yelagin. Nucl. Phys., 45, 156 (1963).
5. А. В. Малышев. ЖЭТФ, 45, 316 (1963).
6. С. М. Захарова, А. В. Малышев. Доклад на Международном конгрессе по ядерным реакциям низких и средних энергий. Париж, июль 1964 г.
7. С. П. Капчигашев, Ю. П. Попов. «Атомная энергия», 15, 120 (1963).
8. Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 42, 988 (1962).
9. L. Weston et al. Ann. Phys., 10, 477 (1960).
10. I. Vervier. Nucl. Phys., 9, 569 (1959).
11. А. И. Лейпунский и др. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1958». Докл. советских ученых. Т. 1. М., Атомиздат, 1959, стр. 316.
12. V. Hummel, B. Hummermes. Phys. Rev., 82, 67 (1951).
13. R. Macklin, N. Lasar, S. Lyon. Phys. Rev., 107, 504 (1957).
14. R. Booth, W. Ball, MacGregor. Phys. Rev., 112, 226 (1958).
15. И. В. Гордеев, Д. А. Кардашев, А. В. Малышев. Справочник по ядерно-физическим константам. М., Госатомиздат, 1963.
16. R. Macklin, I. Gibbons, T. Inada. Nucl. Phys., 43, 353 (1963).
17. R. Macklin, I. Gibbons, T. Inada. Nature, 197, 369 (1963); Bull. Amer. Phys. Soc., 8, 81 (1963).
18. Ю. Я. Ставинский, А. В. Шапарь. «Атомная энергия», 15, 322 (1963).
19. Р. Nemirovsky, Yu. Adamchuk. Nucl. Phys., 39, 553 (1962).
20. С. М. Ермаков, В. Е. Колесов, Г. И. Марчук. В сб. «Нейтронная физика». М., Госатомиздат, 1961, стр. 314.
21. R. Macklin, T. Inada, I. Gibbons. Nature, 194, 1272 (1962).
22. H. Newson et al. Ann. Phys., 14, 346 (1961).
23. I. Harvey et al. Phys. Rev., 99, 10 (1955).
24. Т. С. Беланова, О. Д. Казачковский. «Атомная энергия», 14, 185 (1963).

УДК 621.039.512.4

## Асимптотические формулы для рассеяния медленных нейтронов на связанных атомах

В. Ф. Турчин, В. А. Тарасов

С помощью метода Плачека — Вика получены асимптотические формулы при больших энергиях нейтрона для среднего косинуса угла рассеяния, моментов потери энергии и сопряженных моментов потери энергии. Последние отличаются от обычных моментов тем, что интегрирование ведется не по конечной энергии нейтрона, а по его начальной энергии.

Для расчета спектров надтепловых нейтронов, как и нейтронов более высоких энергий, применимы методы типа возрастного приближения. Однако наличие химической связи атомов существенно меняет дифференциальные сечения рассеяния надтепловых нейтронов по сравнению с рассеянием на свободных атомах благодаря чему изменяются такие интегральные характеристики, как средняя потеря энергии, средний косинус угла рассеяния и т. п. Эти характеристики необходимо знать для пра-

вильного учета влияния химической связи на спектры нейтронов в надтепловой области энергий.

Плачек [1] показал, что асимптотическое поведение сечений рассеяния нейтронов на связанных атомах при возрастании начальной энергии нейтронов может быть выражено через средние значения некоторых операторов, характеризующих движение рассеивающих атомов, поэтому для этого случая необязательно знать все параметры динамики атомов. Плачек получил формулы полного сечения рассеяния, первого момента потери энергии нейтроном при рассеянии и дифференциального по углам сечения рассеяния  $d\sigma/d\Omega$  в виде разложения по степеням обратной начальной энергии нейтрона  $E_0^{-1}$ . Коэффициенты разложения содержат средние значения кинетической энергии