

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/I 1964 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. V. 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. P. 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. P. 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 Плачева — 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 обязательно 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

рассеивающего атома  $K_{Av} = \langle K \rangle$ , квадрата кинетической энергии  $\langle K^2 \rangle_{Av}$  и двух опера-

$$B_{Av} = \frac{1}{3} \cdot \frac{\hbar^2}{M} \langle \nabla^2 V \rangle;$$

$$C_{Av} = \frac{1}{3} \cdot \frac{\hbar^2}{M} \langle (\nabla V)^2 \rangle,$$

где  $M$  — масса рассеивающего атома;  $V$  — потенциал сил, действующих на него. Формулы Плачека применимы для случая, когда начальная энергия нейтрона  $E_0$  превышает характерную энергию движения атома. Для простого кристалла это сводится к условию  $E_0 > \max(T, \theta)$ , где  $T$  — температура;  $\theta$  — дебаевская температура кристалла. Кроме того, коэффициенты разложения по степеням  $E_0^{-1}$  в формулах Плачека имеют вид разложения по степеням  $m/M$ , т. е. обратной массы атома в единицах массы нейтрона, вследствие чего эти формулы применимы лишь при  $M \gg m$ .

В дальнейшем Вик [2] показал, что приближение Плачека физически соответствует случаю, когда время рассеяния нейтрона на атоме мало по сравнению с характерным временем движения атома (приближение малых времен рассеяния). При этом стало ясно, почему формулы Плачека пригодны только в случае  $M \gg m$ . Действительно, энергия отдачи атома при рассеянии имеет порядок  $\frac{m}{M} E_0$ . Следовательно, соответствующее характерное время равно  $\frac{\hbar}{E_0} \cdot \frac{m}{M}$ . Учитывая, что оно должно быть намного больше характерного времени рассеяния нейтронов, т. е.  $\hbar/E_0$ , получаем условие  $\frac{M}{m} \gg 1$ . Таким образом, чтобы получить формулы, аналогичные формулам Плачека, но применимые и к легким ядрам, необходимо правильно учитывать энергию отдачи атома, что и проделано в работе [2]. В этой работе для полного сечения рассеяния была получена формула

$$\sigma_1(E_0) = \sigma_0 \left[ 1 + \frac{1}{3\mu} \cdot \frac{K_{Av}}{E_0} - \frac{1}{32\mu} \left( \frac{\mu+1}{\mu} \right)^2 \frac{C_{Av}}{E_0^3} \right], \quad (1)$$

где  $\mu \equiv \frac{m}{M}$ ;  $\sigma_0$  — сечение рассеяния на свободном атоме. Интерференция нейтронных волн, рассеянных соседними атомами, при этом не учитывалась, т. е. формула (1) выведена в некогерентном приближении. В дальнейшем мы также ограничимся некогерентным приближением, так как для надтепловых нейтронов его вполне достаточно.

Обозначив дважды дифференциальное сечение рассеяния в расчете на дифференциалы конечной энергии  $dE$  и телесного угла  $d\Omega$  через  $\sigma(E_0 \rightarrow E, \theta)$ , где  $\theta$  — угол рассеяния, определим моменты потери энергии как

$$\sigma_n(E_0) = \int \sigma(E_0 \rightarrow E, \theta) (E_0 - E)^n dE d\Omega.$$

Для первого момента в работе [3] получена формула

$$\frac{\sigma_1(E_0)}{E_0} = \sigma_0 \left[ \frac{2\mu}{(\mu+1)^2} - \frac{8}{3} \left( \frac{\mu-1}{\mu+1} \right)^2 \cdot \frac{K_{Av}}{E_0} + \frac{\mu+1}{4\mu(\mu+1)} \cdot \frac{B_{Av}}{E_0^2} - \frac{8}{15} \cdot \frac{\mu+1}{\mu(\mu+1)^2} \cdot \frac{\langle K^2 \rangle_{Av}}{E_0^2} \right]. \quad (2)$$

Аналогично для второго момента можно получить

$$\frac{\sigma_2(E_0)}{E_0^2} = \sigma_0 \left[ \frac{16}{3} \cdot \frac{\mu^2}{(\mu+1)^4} + \frac{8}{3} \cdot \frac{\mu(\mu^2 - 6\mu + 3)}{(\mu+1)^4} \cdot \frac{K_{Av}}{E_0} - \frac{2\mu(\mu-1)}{(\mu+1)^3} \cdot \frac{B_{Av}}{E_0^2} + \frac{16\mu}{(\mu+1)^4} \left( \frac{\mu-2}{3} \right) \cdot \frac{\langle K^2 \rangle_{Av}}{E_0^2} \right]. \quad (3)$$

В формулах (2) и (3) не вычислялись члены, пропорциональные  $E_0^{-3}$ .

Дифференциальное по углам сечение было получено Виком в следующем виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \equiv \int \sigma(E_0 \rightarrow E, \theta) dE =$$

$$= \frac{\sigma_0}{4\pi} \left( \frac{\mu+1}{\mu} \right)^2 \left[ \varphi_{0,0}(\theta) + \frac{2}{3\mu} \cdot \frac{K_{Av}}{E_0} \varphi_{2,1}(\theta) - \frac{1}{6\mu} \cdot \frac{B_{Av}}{E_0^2} \varphi_{3,1}(\theta) + \frac{2}{15\mu^2} \cdot \frac{\langle K^2 \rangle_{Av}}{E_0^2} \varphi_{4,2}(\theta) + \frac{1}{12\mu} \cdot \frac{C_{Av}}{E_0^3} \varphi_{4,1}(\theta) \right]. \quad (4)$$

Здесь

$$\varphi_{n,m}(\theta) = \left( \frac{\mu}{\mu+1} \right)^{n+1} \left\{ \left( \frac{\partial}{\partial x^2} \right)^n \times \right.$$

$$\left. \times \left[ \frac{1}{x} \left( x + \frac{\cos \theta}{\mu+1} \right)^2 V_x^m \right] \right\}_{x=x_0}, \quad (5)$$

где

$$V_x = \left( x - \frac{\mu \cos \theta}{\mu+1} \right)^2 + \sin^2 \theta; \quad (6)$$

$$x_0 = \frac{(\mu^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}}{\mu+1}. \quad (7)$$

Важной характеристикой дифференциального сечения является средний косинус угла рассеяния

$$\overline{\cos \theta} = \frac{\Phi_1(E_0)}{\sigma_1(E_0)}, \quad (8)$$

где

$$\Phi_1(E_0) = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} \cos \theta d\Omega = 2\pi \int_{-1}^1 \frac{d\sigma}{d\Omega} \cos \theta d(\cos \theta) \quad (9)$$

есть первый угловой момент дифференциального сечения. Значение  $\Phi_1(E_0)$ , как и все нечетные моменты, вычисляется очень просто, так как, за исключением  $\varphi_{0,0}(\theta)$ , все функции  $\varphi_{n,m}(\theta)$ , входящие в выражение (4), оказываются четными по  $\xi \equiv \cos \theta$ . Чтобы обнаружить это, заметим, что  $V_x$  является полиномом второй степени по  $x$  и  $\xi$ , обладающим следующим свойством: сумма степеней  $x$  и  $\xi$  в каждом члене есть число четное. Это свойство сохраняется при возведении  $V_x$  в любую степень  $m$  и при умножении на входящую в уравнение (5) функцию

$$x^2 + \frac{2}{\mu+1} x\xi + \frac{\xi^2}{(\mu+1)^2},$$

так как последняя также обладает этим свойством. После деления на  $x$  сумма степеней в каждом члене становится нечетной. Таким образом, формулу (5) можно записать в виде

$$\varphi_{n,m}(\theta) = \left\{ \frac{\partial^n F(x)}{\partial (x^2)^n} \right\}_{x=x_0}, \quad (10)$$

где

$$F(x) \equiv \frac{a_{-1}}{x} + a_0 + a_1x + \dots + a_{2m+1}x^{2m+1} \quad (11)$$

обладает тем свойством, что коэффициенты перед четными степенями  $x$  нечетны по  $\xi$ , а коэффициенты перед нечетными степенями  $x$  четны по  $\xi$ .

Из выражения (7) видно, что значение переменной  $x$ , подставляемое в (10) после дифференцирования, является четной функцией  $\xi$ ; следовательно, четность  $i$ -го члена целиком определяется четностью коэффициента  $a_i$ . Поэтому все члены с нечетными степенями  $x$  в выражении (11) дадут четные функции  $\xi$  и при интегрировании по  $d\Omega$  не внесут вклада в первый момент.

Рассмотрим четные члены. Максимальная четная степень в выражении (11)  $x^{2m} = (x^2)^m$ . Следовательно, если в формуле (10) дифференцирование производится более  $m$  раз, то соответствующий член обращается в нуль. Из (4) видно, что для всех членов, кроме первого,  $n > m$ . Итак, единственным нечетным по  $\xi$  членом, который дает  $\varphi_{0,0}(\theta)$ , является

$$\frac{2\mu}{(\mu+1)^2} \xi.$$

Подставляя его в выражение (4) и интегрируя по  $d\Omega$ , получаем

$$\Phi_1(E_0) = \sigma_0 \frac{2}{3\mu}. \quad (12)$$

Таким образом, в приближении малых времен рассеяния первый угловой момент дифференциального сечения не зависит от энергии и равен своему предельному значению, соответствующему рассеянию на свободном неподвижном ядре. Это обстоятельство позволяет вычислить средний косинус угла рассеяния и транспортную длину рассеяния  $\lambda_{tr}$  в надтепловой области энергий, используя лишь полное сечение рассеяния, которое, как известно, легко измерить методом пропускания. Из формул (8) и (12) получаем

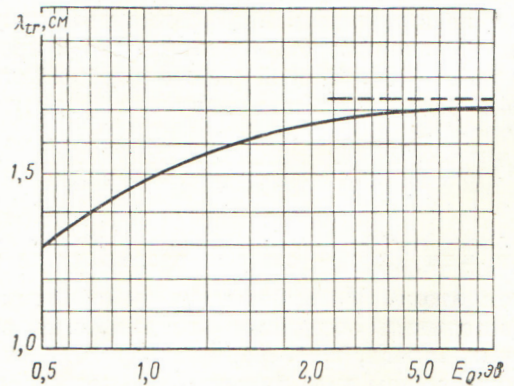
$$\overline{\cos \theta} = \frac{2}{3\mu} \cdot \frac{\sigma_0}{\sigma_s(E_0)}. \quad (13)$$

Транспортная длина рассеяния определяется по формуле

$$\lambda_{tr} = \frac{1}{\varrho \sigma_{tr}} = \frac{1}{\varrho \sigma_s(E_0) (1 - \overline{\cos \theta})} = \frac{1}{\varrho \left[ \sigma_s(E_0) - \frac{2}{3\mu} \sigma_0 \right]}, \quad (14)$$

где  $\varrho$  — число атомов в единице объема.

На основании данных работы [4] о полном сечении рассеяния нейтронов водой нами было вычислено значение  $\lambda_{tr}$  для воды при комнатной температуре в зависимости от энергии нейтронов в области 0,5—10 эв (см. рисунок). Транспортное сечение рассеяния кислородом, которое вносит малый вклад в полное транспортное сечение  $\sigma_{tr}$ , принималось постоянным и равным своему значению для свободного



Зависимость транспортной длины рассеяния  $\lambda_{tr}$  воды при комнатной температуре от энергии нейтронов  $E_0$  (— — — — предельное значение при  $E_0 \rightarrow \infty$ ).

атома. В области энергии 1—10 эв полное сечение рассеяния  $\sigma_s(E_0)$  экстраполировалось по формуле (1), исходя из его значения, полученного при энергии 1 эв.

В работе [5] для вычисления спектра надтепловых нейтронов использовались величины

$$\tilde{\sigma}_n(E) = \int \sigma(E_0 \rightarrow E, \theta) (E_0 - E)^n dE_0 d\Omega$$

(где  $n = 0, 1, 2$ ), названные сопряженными моментами потери энергии. Вычисление сопряженных моментов в приближении малых времен рассеяния по Вику, оказавшееся весьма громоздким, приводит к следующим результатам:

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_0(E) = \sigma_0 & \left[ \frac{(\mu+1)^2}{2\mu} \ln \frac{\mu+1}{\mu-1} + \right. \\ & + \frac{1}{3\mu} \cdot \frac{K_{Av}}{E} - \frac{3\mu+1}{12\mu(\mu+1)} \cdot \frac{B_{Av}}{E^2} + \\ & \left. + \frac{2(4\mu+1)}{15\mu(\mu+1)^2} \cdot \frac{\langle K^2 \rangle_{Av}}{E^2} \right]; \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{\sigma}_1(E)}{E} = \sigma_0 & \left[ \frac{(\mu+1)^2}{(\mu-1)^2} - \frac{(\mu+1)^2}{2\mu} \ln \frac{\mu+1}{\mu-1} + \right. \\ & + \frac{4}{3(\mu-1)^2} \cdot \frac{K_{Av}}{E} + \frac{3\mu+1}{12\mu(\mu+1)} \cdot \frac{B_{Av}}{E^2} - \\ & \left. - \frac{2(4\mu+1)}{15\mu(\mu+1)^2} \cdot \frac{\langle K^2 \rangle_{Av}}{E^2} \right]; \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_2(\tilde{E})}{E^2} = \sigma_0 & \left[ \frac{(\mu+1)^2}{2\mu} \ln \frac{\mu+1}{\mu-1} - \frac{(\mu^2-4\mu+1)(\mu+1)^2}{(\mu-1)^4} + \right. \\ & + \frac{8\mu(\mu^2+2\mu+3)}{3(\mu-1)^4} \cdot \frac{K_{Av}}{E} + \frac{4\mu^2}{2(\mu+1)(\mu-1)^3} \cdot \frac{B_{Av}}{E^2} + \\ & \left. + \frac{16\mu^2(\mu^2+5)}{(\mu-1)^4(\mu+1)^2} \cdot \frac{K_{Av}}{E^2} \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

В работе [6] получены формулы для обычных и сопряженных моментов потери энергии в случае кристаллов с кубической симметрией. При этом использовался метод, эквивалентный по своим физическим предположениям методу Плачека, поэтому коэффициенты разложения перед степенями обратной энергии имеют вид разложения по степеням  $1/\mu$ . Легко убедиться, что если в формулах (1)–(3) и (15)–(17) указанные коэффициенты разложить по степеням  $1/\mu$ , то начальные члены разложения (до  $1/\mu^3$  включительно) совпадут с коэффициентами, полученными в работе [6].

Поступила в Редакцию 3/X 1963 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. G. Placzek. Phys. Rev., 86, 377 (1952).
2. G. Wicks. Phys. Rev., 94, 1228 (1954).
3. В. Ф. Турчин. Медленные нейтроны. М., Госатомиздат, 1963.
4. E. Melkonian. Phys. Rev., 76, 1750 (1949).
5. В. Ф. Турчин. В сб. «Нейтронная физика». М., Госатомиздат, 1961, стр. 66.
6. В. Ф. Турчин. Там же, стр. 74.

УДК 621.039.538.7

## Ослабление излучений реактора серпентиновым бетоном

Г. А. Васильев, А. П. Веселкин, Ю. А. Егоров,  
В. А. Кучеряев, Ю. В. Панкратьев

Описаны эксперименты по изучению защитных свойств бетона на серпентиновом заполнителе. Показано, что защитные свойства такого бетона по отношению к нейтронам несколько лучше, а по отношению к  $\gamma$ -излучению не хуже, чем у лимонитового бетона. В то же время такой бетон значительно лучше противостоит влиянию температуры, и его можно рекомендовать для использования в защите реакторов по крайней мере до температур 450° С.

Для того чтобы бетон обладал хорошими защитными свойствами по отношению к нейтронам и  $\gamma$ -излучению одновременно, в его состав должны входить ядра тяжелых и легких

элементов. При этом важным фактором является плотность бетона. Эффективное ослабление нейтронов бетоном связано, в частности, с наличием в его составе водорода, содержащегося в химически связанной воде и воде, входящей в состав заполнителей. Поэтому целесообразно максимально увеличивать содержание воды в бетоне и добиваться ее сохранения в процессе эксплуатации бетонной защиты. Если температура находящегося в работе бетона повышенная, то связанная цементом при твердении бетона вода постепенно теряется. Например, при температуре 100° С обычный бетон теряет бо-