

ИЗМЕРЕНИЕ ЗАМЕДЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В ВОДЕ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 1,46—0,025 эв

Л. М. Барков, В. К. Макарьин, К. Н. Мухин

С помощью индиевого детектора измерено пространственное распределение резонансных ($E_p=1,46$ эв) и тепловых нейтронов, образующихся при замедлении в воде фото-нейтронов источника $Sb+Be$. Определены возраст нейтронов $\tau_{1,46}$ эв, диффузионная длина тепловых нейтронов в воде и квадрат длины замедления нейтронов $\Delta\tau$ от энергии 1,46 эв до тепловой энергии (0,025 эв).

Использование метода резонансного детектора позволяет определить квадрат длины замедления нейтронов, замедлившихся до некоторой энергии E_p , превышающей тепловую, например до энергии $E_p=1,46$ эв в случае применения в качестве детектора индия [1], [2].

Учет замедления от энергии $E_p=1,46$ эв до энергии $E=0,025$ эв обычно производится теоретически. Такие оценки делаются и в том случае, когда замедляющей средой является вода, и дают величину $\Delta\tau \approx 1-2$ см². Однако благодаря наличию химической связи атомов водорода в молекуле воды становится ненадежной оценка потери энергии нейтроном в каждом акте столкновения с протоном, а следовательно, и оценка расстояния, которое проходит нейтрон в процессе замедления от $E_p=1,46$ эв до $E=0,025$ эв. Поэтому необходима экспериментальная оценка этой величины.

Такая оценка может быть сделана путем сравнения двух экспериментально измеренных кривых пространственного распределения резонансных $\rho_{E_p=1,46}$ (r) и тепловых ρ_T (r) нейтронов.

Значение $\bar{r}^2/6$, подсчитанное по первой кривой, дает величину квадрата длины замедления $\tau_{1,46}$ эв до резонансной энергии $E_p=1,46$ эв, а значение $\bar{r}^2/6$, подсчитан-

ное по второй кривой, величину площади миграции

$$M^2 = \tau_{0,025} + L^2.$$

Здесь $\tau_{0,025}$ — квадрат длины замедления до $E=0,025$ эв; L — диффузионная длина тепловых нейтронов. Таким образом, замедление нейтронов от энергии $E=1,46$ эв до тепловой энергии $E=0,025$ эв характеризуется величиной

$$\Delta\tau = \tau_{0,025} - \tau_{1,46} = M^2 - L^2 - \tau_{1,46}.$$

Величина $\Delta\tau$ содержит разность экспериментально определяемых величин M^2 и $\tau_{1,46}$, зависящих от начальной энергии E_0 замедляющихся нейтронов. Поэтому для получения $\Delta\tau$ с возможно большей точностью энергия E_0 должна быть выбрана возможно меньшей.

В настоящей работе методом индиевого детектора экспериментально определены значения $\tau_{1,46}$ эв, M^2 и L , характеризующие замедление и диффузию фотонейтронов источника $Sb+Be$ ($E_0=30$ кэв) в воде и найдена величина $\Delta\tau_{(1,46-0,025)}$ эв.

Измерение распределения плотности тепловых и резонансных нейтронов производилось в большом баке диаметром 80 см и высотой 100 см, установленном над колодцем для источника и наполненным водой (рис. 1). Из колодца $KЛ$ источник $И$ поднимался по направляющим рейкам $НР$ при помощи

электромагнита $\mathcal{E}$, который автоматически выключался, когда источник доходил до рабочего положения. Наличие источника в рабочем положении контролировалось чувствительным прибором-индикатором γ -лучей, а момент установки — вспрыской сигнальной

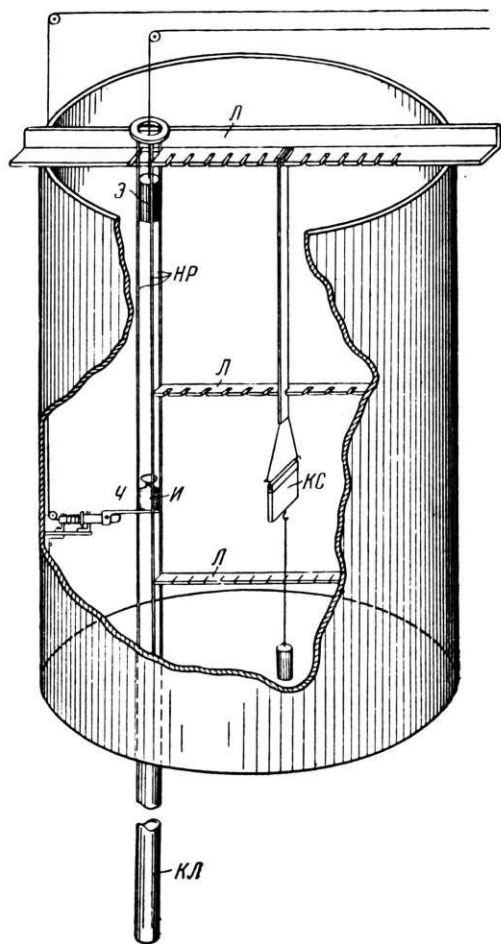


Рис. 1. Общий вид установки.

лампочки, включенной в цепь электромагнита. Сброс источника осуществлялся выдергиванием специальной чеки $\mathcal{C}$, поддерживающей источник в рабочем положении.

При измерении τ нейтронов, имеющих небольшую начальную энергию (30 кэв) и, следовательно, малую длину замедления, весьма существенна точность измерения расстояния между источником и детектором. Установка детектора на нужном расстоянии производилась при помощи трех расположенных одна над другой горизонтальных линеек $\mathcal{L}$

с выфрезерованными на них щелями. Линейки были прикреплены к направляющим рейкам источника, так что возможные отклонения направляющих реек не меняли расстояния между источником и индиевой фольгой. Кассеты $\mathcal{K}\mathcal{C}$ с фольгой подвешивались на верхней линейке, как показано на рис. 1.

Для одновременного облучения на больших расстояниях нескольких фольг установка имела три системы линеек, расположенных на разных радиусах. Чтобы по возможности не нарушать замедляющих свойств исследуемой среды, направляющие рейки, линейки и другие детали установки были изготовлены из плексигласа, который по замедляющим свойствам близок к воде.

Для измерения плотности резонансных нейтронов $\rho_{\text{In+Ca}}(r)$ использовались кассеты, изготовленные из листового кадмия толщиной 0,6 мм, для измерения плотности тепловых нейтронов — кассеты из нержавеющей стали толщиной 0,2 мм.

В зависимости от расстояния до источника измерения производились фольгами разных размеров: 30×25 мм, 15×25 мм и $7,5 \times 12,5$ мм, и результаты приводились к фольге размерами 15×25 мм. Коэффициенты перехода были найдены сравнением активации фольг различных размеров при одинаковых условиях облучения. В случае облучения резонансными нейтронами коэффициенты оказались пропорциональными площади мишеней, в случае облучения тепловыми нейтронами величина коэффициентов согласуется с расчетом, сделанным по формуле Боте [3], [4], которая учитывает искажение поля тепловых нейтронов детектором. На самых больших расстояниях облучались три фольги размером 30×25 мм, активность которых измерялась на счетчике одновременно. Отдельно было проверено отсутствие взаимного влияния фольг при облучении.

Для измерения β -активности использовалась установка с пониженным фоном. Измерение активности фольги производилось с обеих сторон. Во всех случаях использовалась фольга оптимальной толщины (100 мг/см^2). При измерениях использовались два источника: большой источник цилиндрической формы ($\varnothing \text{ Be} = 18 \text{ мм}$, $h = 22 \text{ мм}$; $\varnothing \text{ Sb} = 8 \text{ мм}$, $h = 17 \text{ мм}$) мощностью $\sim 10^6 \text{ нейтр/сек}$ и малый источник ($\varnothing \text{ Be} = 10 \text{ мм}$, $h = 20 \text{ мм}$; $\varnothing \text{ Sb} = 6 \text{ мм}$, $h = 20 \text{ мм}$) мощностью $\sim 10^5 \text{ нейтр/сек}$.

Плотность резонансных нейтронов $\rho_{\text{In+Cd}}(r)$ измерялась от 1,5 до 18 см для большого источника и от 1,0 до 10,5 см для малого.

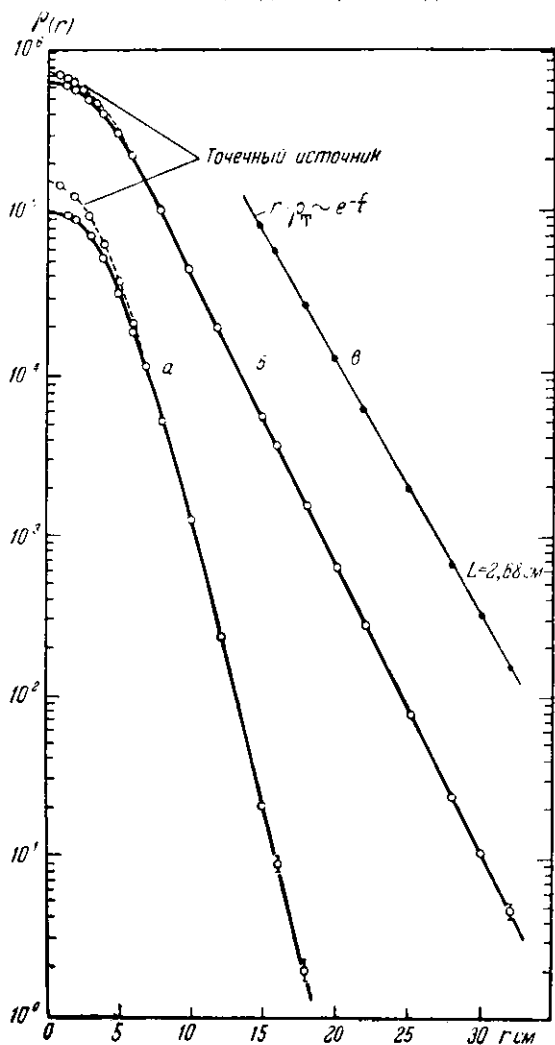


Рис. 2. Кривые распределения плотности резонансных (а) и тепловых (б) нейтронов и функция $\rho_T r$ (в).

Значение τ для большого источника оказалось равным

$$\tau = \frac{1}{6} \frac{\int_0^{18} r^4 \rho(r) dr}{\int_0^{18} r^2 \rho(r) dr} = 5,65 \text{ см}^2.$$

Дополнительные измерения, сделанные с малым источником, привели к некоторому изменению кривой $\rho_{\text{In+Cd}}(r)$ в области малых

расстояний (пунктир на кривой а рис. 2). Значение τ , определенное по исправленной кривой, равно $\tau = 5,27 \pm 0,04 \text{ см}^2$. Сравнение прироста τ на нескольких последних сантиметрах позволило найти экстраполированное значение

$$\tau = \frac{1}{6} \frac{\int_0^{\infty} r^4 \rho(r) dr}{\int_0^{\infty} r^2 \rho(r) dr},$$

равное для большого и малого источников соответственно $5,66 \pm 0,04 \text{ см}^2$ и $5,28 \pm 0,04 \text{ см}^2$.

Известно, что индий, кроме главного резонанса при $E = 1,46 \text{ эв}$, имеет два других достаточно сильно выраженных резонанса при $E = 3,9 \text{ эв}$ и $E = 9,1 \text{ эв}$, роль которых будет сказываться тем сильнее, чем больше толщина используемой фольги. Расчет, сделанный в предположениях изотропности потока нейтронов, падающих на детектор, и справедливости закона Ферми $\Phi \sim \frac{1}{E}$, показал, что для использованных фольг и кадмия вклад второго резонанса в активность составляет около 10%, а третьего — около 4%. Кроме того, некоторый вклад в активность должны внести нейтроны с энергией $E > 10 \text{ эв}$. Все это должно приводить к тому, что τ , полученное из эксперимента, имеет заниженную величину, так как оно соответствует замедлению нейтронов до энергии $E > 1,46 \text{ эв}$.

Поправка к $\tau_{\text{экс}}$ была вычислена с помощью соотношения

$$\tau = \tau_{1,46 \text{ эв}} - \tau_{(3,9-1,46 \text{ эв})} \frac{N_{3,9 \text{ эв}}}{N} - \tau_{(9,1-1,46 \text{ эв})} \frac{N_{9,1 \text{ эв}}}{N} - \int_{10 \text{ эв}}^{30 \text{ эв}} \tau_{(E-1,46 \text{ эв})} \frac{c dE}{E \sqrt{E}}.$$

Здесь N — полное число нейтронов, поглощенных индиевой фольгой; N_i — вклад отдельного резонанса в активацию фольги;

$$\tau_{(E-1,46 \text{ эв})} = \frac{\lambda_i \lambda_s}{3} \ln \frac{E \text{ эв}}{1,46 \text{ эв}} = 0,42 \ln \frac{E \text{ эв}}{1,46}; \quad c —$$

константа, определяемая сечением активации в области $E > 10 \text{ эв}$, где для сечения была принята зависимость $\sigma = \frac{20}{\sqrt{E}} 10^{-24} \text{ см}^2$.

Величина поправки оказалась равной $0,2 \pm 0,1 \text{ см}^2$.

Большая величина ошибки $\pm 0,1 \text{ см}^2$ связана с возможной неточностью определения

$\tau_{(E-1,46 \text{ эв})}$ по теории возраста и с неопределенностью хода сечения активации в области $E > 10 \text{ эв}$. Таким образом, для величины квадрата длины замедления до энергии 1,46 эв получаются следующие значения:

$$\tau_{1,46 \text{ эв}} = 5,86 \pm 0,15 \text{ см}^2 \text{ для большого источника и}$$

$$\tau_{1,46 \text{ эв}} = 5,48 \pm 0,15 \text{ см}^2 \text{ для малого источника.}$$

В принципе возможна активация индиевой фольги γ -лучами фотисточника по реакции $\text{In}^{115}(\gamma, \gamma')\text{In}^{115m}$. Для того чтобы убедиться в отсутствии ошибки, связанной с этим эффектом, проводились измерения $\rho_{\text{In+Cd}}(r)$ на расстояниях, больших 18 см. Отсутствие активации за счет γ -лучей на расстоянии 20 см доказывает отсутствие ее и на малых расстояниях, так как вода слабо поглощает γ -лучи, а плотность нейтронов быстро падает с расстоянием.

Для определения распределения плотности тепловых нейтронов $\rho_T(r)$ производилось измерение зависимости активации индиевой фольги (в стальных кассетах) от расстояния до источника. При этом в отличие от измерений $\rho_{\text{In+Cd}}(r)$, сделанных с кадмиевыми кассетами, в данном случае индиевая фольга активируется не только резонансными, но и тепловыми нейтронами, а также нейтронами «промежуточной» энергии 0,025–0,5 эв, которые обрезаются кадмием при измерении $\rho_{\text{In+Cd}}(r)$. Поэтому для получения правильного значения M^2 из суммарной активности индия надо исключить активность, обусловленную резонансными и промежуточными нейтронами. Активность от промежуточных нейтронов может быть оценена расчетным путем. Действительно, поток нейтронов, активирующих фольгу, пропорционален $\frac{1}{\xi \Sigma_s E}$. Следовательно, можно сравнить активность фольги, вызванную промежуточными нейтронами, с активностью фольги, вызванной резонансными нейтронами. Последняя известна из измерения $\rho_{\text{In+Cd}}(r)$. Результат расчета необходимо нормировать на $\rho_{\text{In+Cd}}(r)$.

Однако такой расчет не может дать точного результата из-за того, что в области $E < 1 \text{ эв}$ одновременно с рассеянием на свободных протонах начинается рассеяние на молекулах воды. Можно только дать две

оценки — сверху и снизу величины вклада в активность за счет промежуточных нейтронов. При получении оценки снизу предполагалось, что, начиная с $E = 0,5 \text{ эв}$ вплоть до тепловых энергий, рассеяние происходит на свободных протонах ($\xi = 1$, $\sigma_s = 20 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$). При получении оценки сверху предполагалось, что в области 0,5–0,1 эв рассеяние происходит на свободных протонах, а начиная с $E = 0,1 \text{ эв}$ — на молекулах воды ($\xi = \frac{2}{A + 2/3} = 0,107$, $\sigma_s = 80 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$). Были получены соответственно:

$$\rho_{\text{пром}}^{(1)} = 0,77 \rho_{\text{In+Cd}}(r),$$

$$\rho_{\text{пром}}^{(2)} = 1,43 \rho_{\text{In+Cd}}(r).$$

Таким образом, вычисление M^2 должно производиться по кривой

$$\rho_T^{(1)}(r) = \rho_{\text{In}}(r) - 1,77 \rho_{\text{In+Cd}}(r)$$

в одном случае и по кривой

$$\rho_T^{(2)}(r) = \rho_{\text{In}}(r) - 2,43 \rho_{\text{In+Cd}}(r)$$

в другом. Соответствующие значения для M^2 равны $M_{(1)}^2 = 13,92 \pm 0,05 \text{ см}^2$ и $M_{(2)}^2 = 14,35 \pm 0,05 \text{ см}^2$. Так как истинное значение M^2 заключено между $M_{(1)}^2$ и $M_{(2)}^2$, то было взято

$$M^2 = \frac{M_{(1)}^2 + M_{(2)}^2}{2} \text{ с ошибкой, равной полуразности значений } \frac{M_{(2)}^2 - M_{(1)}^2}{2} = 0,22 \text{ см}^2, \quad M^2 = 14,13 \pm 0,25 \text{ см}^2.$$

Дополнительные измерения, сделанные с «точечным» источником, привели к небольшому изменению кривой $\rho_{\text{In}}(r)$ в области малых расстояний (пунктир на кривой 6 рис. 2). Значение M^2 , определенное по кривой для «малого источника», равно $M^2 = 13,64 \pm 0,25 \text{ см}^2$.

Наряду с $\tau_{1,46 \text{ эв}}$ и M^2 в эксперименте была также определена диффузионная длина L тепловых нейтронов в воде ($t = 19^\circ \text{C}$). Необходимость измерения L вытекает из того, что имеющиеся в литературе экспериментальные значения диффузионной длины плохо согласуются между собой (см. таблицу).

Для источника $\text{Sb} + \text{Be}$ распределение резонансных нейтронов в воде быстро падает с удалением от источника так, что, начиная с расстояний $r \approx 15 \text{ см}$, в воде находятся только тепловые диффундирующие нейтроны.

Таким образом, для $r > 15$ см может быть написано уравнение диффузии без источников

$$\nabla^2 \rho - \frac{1}{L^2} \rho = 0,$$

где ρ — плотность потока нейтронов.

В нашем конкретном случае сферически симметричного распределения в системе координат с центром в источнике решение уравнения имеет вид

$$\rho(r) \sim \frac{e^{-r/L}}{r}.$$

Тогда L может быть найдено по наклону прямой $\rho r \sim e^{-r/L}$, построенной в полулогарифмическом масштабе.

Таблица
Длина диффузии нейтронов в воде

L , см	Метод	Ссылка
$3 \pm 0,3$	Прямые измерения	[5]
$2,77 \pm 0,04$	» »	[6]
$2,76 \pm 0,03$	» »	[7]
$3,25 \pm 0,13$	» »	[8]
$2,67 \pm 0,02$	» »	[9]
$2,72 \pm 0,04$	Импульсный метод	[10]
$2,69 \pm 0,08$	» »	[11]
$2,85 \pm 0,05$	» »	[12]

На рис. 2 изображена функция ρr (кривая ϵ). Из наклона прямой следует, что $L = 2,68 \pm 0,02$ см. Дополнительные измерения, сделанные в дистиллированной воде, дали $L = 2,69 \pm 0,02$ см. Сравнительно высокая точность результата объясняется достаточно большим участком измеренной тепловой кривой (15—35 см).

Сравнение экспериментальных данных, полученных для большого источника,

$$\tau_{1,46 \text{ эв}} = 5,86 \pm 0,15 \text{ см}^2,$$

$$M^2 = 14,13 \pm 0,25 \text{ см}^2,$$

$$L^2 = 7,18 \pm 0,11 \text{ см}^2$$

дает для $\Delta\tau = M^2 - \tau_{1,46 \text{ эв}} - L^2$ величину

$$\Delta\tau_{(1,46-0,025 \text{ эв})} = 1,1 \pm 0,5 \text{ см}^2.$$

Сравнение экспериментальных результатов, полученных с малым источником,

$$\tau_{1,46 \text{ эв}} = 5,48 \pm 0,15 \text{ см}^2,$$

$$M^2 = 13,64 \pm 0,25 \text{ см}^2$$

дает для $\Delta\tau$ величину

$$\Delta\tau_{(1,46-0,025 \text{ эв})} = 1,0 \pm 0,5 \text{ см}^2.$$

Следует отметить, что большая часть ошибки в $\Delta\tau$ относится к значительным общим поправкам при обработке результатов измерений с большим и малым источниками.

Близость величин $\Delta\tau$, полученных с большим и малым источниками, является естественной. Действительно, при замедлении нейтронов от энергии 1,46 эв до энергии 0,025 эв распределенным источником нейтронов служат резонансные нейтроны, которые быстро замедляются до энергии 0,025 эв и затем диффундируют. При этом диффундирующие нейтроны редко попадают в место, где находится источник, и поэтому его влияние должно сказываться слабо.

При замедлении нейтронов от энергии 30 кэв до энергии 1,46 эв местом возникновения нейтронов является сам источник, поэтому его размеры сильно влияют на величину τ . Сравнение значений τ , полученных для большого ($\tau = 5,86 \pm 0,15 \text{ см}^2$) и малого ($\tau = 5,48 \pm 0,15 \text{ см}^2$) источников показывает, что различие между ними достигает 0,4 см² и что, следовательно, значение τ , соответствующее точечному источнику, должно быть меньше 5,48 см². Расчет τ , сделанный по формуле Маршака [13], для нейтронов, замедляющихся от 30 кэв до 1,46 эв, дает величину $\tau_{\text{теор}} = 4,9 \text{ см}^2$, что на 0,6 см² меньше полученного экспериментального значения для малого источника. Возможно, что неточность использованного источника является одной из причин отличия $\tau_{\text{эксп}}$ и $\tau_{\text{теор}}$. Второй причиной этого отличия может быть наличие в составе нейтронного спектра источника Sb + Be нейтронов с энергией ~ 300 кэв.

Дополнительной проверкой надежности измерений плотности резонансных и тепловых нейтронов может служить их взаимная согласованность. Если кривую пространственного распределения резонансных нейтронов считать распределенным источником нейтронов, то можно найти распределение тепловых нейтронов расчетным путем. Для этого кривая пространственного распределения резонансных нейтронов $\rho_{\text{In+Cd}}(r)$ была аппроксимирована суммой из трех гауссовых кривых $\rho_{\text{In+Cd}}(r) =$

$$= \sum_{i=1}^3 \alpha_i e^{-r^2/4\beta_i}.$$

Кривая для нейтронов, замедлившихся до $E = 0,025$ эв, была найдена по формулам:

$$\begin{aligned} \rho_{0,025 \text{ эв}}^{(1)}(r) &= \int \rho_{\text{In+Cd}}(r') \frac{e^{-\frac{|r'-r|}{L'}}}{|r'-r|} dr' \sim \\ &\sim \sum_i (4\beta_i)^{3/2} e^{\beta_i/L'^2} \frac{\alpha_i}{r} [e^{-r/L'} \Phi(x_{1i}) - \\ &\quad - e^{-r'/L'} \Phi(x_{2i})], \\ \rho_{0,025 \text{ эв}}^{(2)}(r) &= \int \rho_{\text{In+Cd}}(r') e^{-\frac{|r'-r|^2}{4\Delta\tau}} dr' \sim \\ &\sim \sum_i \alpha_i \left(\frac{4\beta_i 4\Delta\tau}{4\beta_i + 4\Delta\tau} \right)^{3/2} e^{-\frac{r^2}{4\beta_i + 4\Delta\tau}}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \Phi(x) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_x^\infty e^{-t^2/2} dt; \\ x_{1i} &= \left(\frac{2\beta_i}{L'} - r \right) / \sqrt{2\beta_i}; \quad x_{2i} = \left(\frac{2\beta_i}{L'} + r \right) / \sqrt{2\beta_i}; \\ L' &= \sqrt{1,2} \text{ см}; \quad \Delta\tau = 1,2 \text{ см}^2 *). \end{aligned}$$

В первом случае предполагается, что пространственное распределение нейтронов, замедлившихся от резонансной энергии до тепловой, определяется теорией диффузии, во втором случае — теорией возраста. Так как $\Delta\tau$ и L'^2 малы, то различие в кривых $\rho_{0,025 \text{ эв}}^{(1)}$ и $\rho_{0,025 \text{ эв}}^{(2)}$ также мало и любую из кривых $\rho_{0,025 \text{ эв}}$ можно использовать для получения распределения тепловых нейтронов, диффундирующих в воде:

$$\rho_T(r) = \int \rho_{0,025 \text{ эв}}(r') \frac{e^{-\frac{|r'-r|}{L}}}{|r'-r|} dr',$$

где $L = 2,68$ см — длина диффузии тепловых нейтронов в воде. Как видно из рис. 3, расчетная кривая хорошо согласуется с экспериментально измеренной кривой. При получении M^2 предполагалось, что нейтроны не являются тепловыми до тех пор, пока их энергия не достигнет 0,025 эв, причем для получения распределения чисто тепловых нейтронов из $\rho_{\text{In}}(r)$ помимо активации от резонансных нейтронов вычиталась активация, обусловленная нейтронами с энергией $E_{0,025 \text{ эв}} < E < E_p$. Так как число нейтронов,

имеющих энергию $E > 0,025$ эв в максвелловском распределении велико, возникает вопрос о разумности такой обработки. Можно было бы условно выбрать граничную энергию, ниже которой нейтроны считать тепловыми.

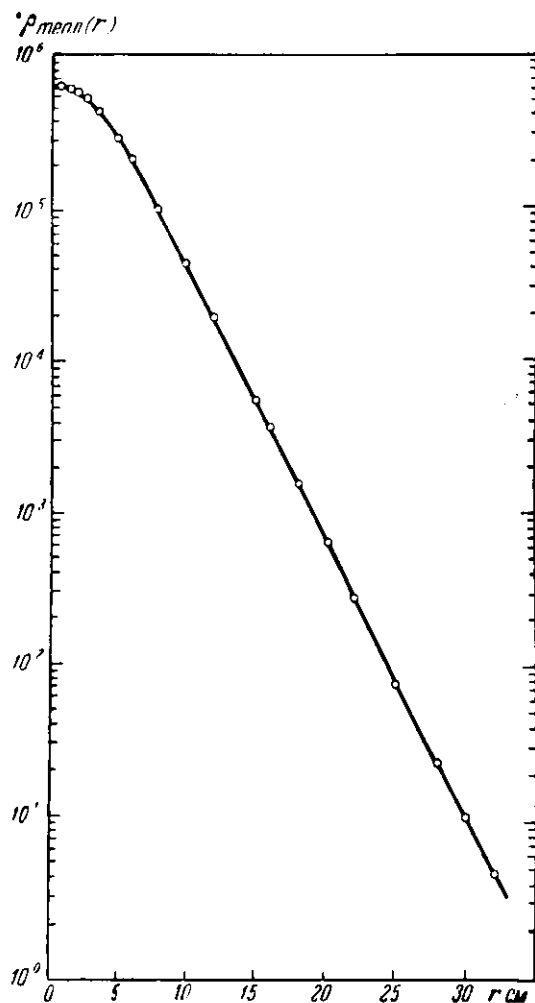


Рис. 3. Сравнение расчетной кривой $\rho_T(r)$ (сплошная линия) с экспериментальными данными (точки на кривой).

Например, за такую энергию можно принять $4 \cdot 0,025 \text{ эв} = 0,1 \text{ эв}$. В этом случае из $\rho_{\text{In}}(r)$ нужно было бы вычитать почти одни только резонансные нейтроны, и величина $\Delta\tau_{(1,46 \text{ эв} - 0,1 \text{ эв})}$ оказалась бы равной $0,6 \pm \pm 0,3 \text{ см}^2$ вместо $1,0 \pm 0,5 \text{ см}^2$ для $\Delta\tau_{(1,46 \text{ эв} - 0,025 \text{ эв})}$. Обе эти экспериментальные величины можно сравнить с расчетом по фор-

*) $\Delta\tau = 1,2 \text{ см}^2$, а не 1 см^2 , в связи с тем, что используется экспериментальная кривая пространственного распределения резонансных нейтронов и добавка в $0,2 \text{ см}^2$, связанная с активацией индиевой фольги нейтронами с энергией $E > E_p$, не должна исключаться.

муле Маршака (или по формуле теории возраста), сделанным в предположении, что замедление нейтронов происходит на свободных ядрах водорода и кислорода

$$\Delta\tau_{\text{теор}}(1,46 \text{ эв} - 0,025 \text{ эв}) = 1,7 \text{ см}^2$$

и

$$\Delta\tau_{\text{теор}}(1,46 \text{ эв} - 0,1 \text{ эв}) = 1,1 \text{ см}^2.$$

В обоих случаях экспериментальное значение $\Delta\tau$ несколько меньше расчетного. Интерпретация полученных результатов затруднительна, так как при замедлении нейтронов от 1,46 эв до 0,025 эв наличие химической связи проявляется в виде нескольких действующих в разном направлении факторов: 1) увеличение сечения рассеяния нейтронов из-за того, что протон связан в молекуле воды, 2) увеличение симметрии рассеяния, благодаря чему λ_i существенно уменьшается, 3) уменьшение сброса энергии при каждом акте упругого рассеяния, 4) возбуж-

дение колебательных и вращательных уровней молекулы при рассеянии.

Квадрат длины замедления $\Delta\tau$ от $E = 1,46 \text{ эв}$ до $E = 0,025 \text{ эв}$ не зависит от первоначальной энергии нейтронов используемого источника. Поэтому, зная $\tau_{1,46 \text{ эв}}$ для какого-либо нейтронного источника, можно найти квадрат длины замедления нейтронов этого источника $\tau_{0,025 \text{ эв}} = \tau_{1,46 \text{ эв}} + \Delta\tau$ до $E = 0,025 \text{ эв}$. Например, $\tau_{0,025 \text{ эв}}$ для нейтронов деления, замедляющихся в воде, получается равным

$$\tau_{0,025 \text{ эв}} = \tau_{1,46 \text{ эв}} + \Delta\tau = 30,4 \pm 2 \text{ см}^2,$$

так как [1]:

$$\tau_{1,46 \text{ эв}} = 29,4 \pm 1,5 \text{ см}^2.$$

В заключение авторы выражают искреннюю признательность профессору И. И. Гуревичу за ценное обсуждение результатов работы, А. П. Венедиктову и Б. В. Соколову, принимавшим участие в изготовлении установки и измерениях, и А. В. Тельнову, помогавшему при изготовлении установки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Барков, К. Н. Мухин, Атомная энергия, № 3, 31 (1956).
2. Л. М. Барков, А. П. Венедиктов, К. Н. Мухин, Атомная энергия, № 3, 40 (1956).
3. W. Bothe, Zeitschrift für Physik B120, 437 (1943).
4. C. W. Tittle, Nucleonics 8, № 6, 5 (1951).
5. G. R. Gamertsfelder, M. Goldhaber, Phys. Rev. 62, 556 (1942).
6. A. Berthelot, R. Cohen, H. Reel, C. R. 225, 406 (1947).
7. C. W. Tittle, Phys. Rev. 80, 756 (1950).
8. K. E. Larsson, Arkiv för Fysik 2, 47 (1950).
9. F. J. Sisk, E. C. Campbell, Bull. Am. Phys. Soc. 26, № 1, 58A (1951).
10. G. E. Dardel, N. G. Sjöstrand, Phys. Rev. 96, 1245 (1954).
11. А. В. Антонов, А. И. Исаков, И. Д. Мурын, Б. А. Неупокоев, П. М. Франк, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штраух, Физические исследования (Доклады советской делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии). Изд. АН СССР, 1955, стр. 158.
12. F. R. Scott, D. B. Tomson, W. Wright, Phys. Rev. 95, 583 (1954).
13. R. E. Marshak, Rev. Mod. Phys. 19, 185 (1947).