

Авторы выражают глубокую благодарность О. И. Лейпунскому и М. И. Певзнеру за ценные указания и обсуждение полученных результатов.

Поступило в Редакцию 20/IX 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. М. Воронков и др. «Атомная энергия», 13, 327 (1962).

2. Е. Р. Близард. Последние достижения в защите реакторов в США. Доклад № 260, представленный США на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
3. Е. А. Крамер-Агеев, В. С. Трошин. В сб. «Вопросы дозиметрии и защиты от излучений». Под ред. В. И. Иванова М., Атомиздат, 1964, стр. 12.
4. Х. Д. Андросенко, Г. Н. Смиренкин. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 64 (1962).

Угловое распределение энергии и дозы рассеянных нейтронов в воде

Л. М. ШИРКИН

УДК 539.125.52

При расчете защиты необходимо знать угловое распределение быстрых нейтронов, выходящих из замедляющей среды. В настоящее время имеется весьма ограниченное число данных, относящихся к этому вопросу. Это объясняется большими трудностями, возникающими при изучении углового распределения рассеянных нейтронов как экспериментальными, так и теоретическими методами.

Для проведения экспериментального исследования необходимы достаточно эффективные нейтронные спектрометры. Такие спектрометры появились лишь в последнее время [1]. Теоретическое изучение вопроса приводит к рассмотрению кинетического уравнения. Однако точное решение кинетического уравнения затруднительно, в то время как приближенные методы дают обычно результаты при предположениях, которые невыполнимы в реальных условиях. Поэтому для нахождения углового распределения рассеянных нейтронов целесообразно применить метод Монте-Карло. Несмотря на сравнительно небольшую точность расчета, этот метод позволяет получать конечные результаты в форме, удобной для практических приложений.

В настоящей работе методом Монте-Карло было рассчитано угловое распределение энергии и дозы рассеянных в воде нейтронов. Исследовался плоский мононаправленный источник с энергией 3,3 и 8,0 Мэв в барьерной геометрии. Максимальная толщина барьера из воды составляла 10 длин свободного пробега. Использовалась методика расчета, описанная в работе [2]. Для повышения статистической точности расчетов применялось комбинирование метода Монте-Карло с аналитическими методами [3].

Для ускорения вычислений был использован метод расщеплений [4]: число нейтронов, прошедших данный слой, при расчете следующего слоя увеличивалось в два раза. Для каждого источника число историй нейтронов в первом слое воды было равно 400. При расчете прохождения нейтронов через воду данные по сечениям и угловым распределениям нейтронов, рассеивающихся на кислороде, были взяты из работы [5]. Замедление нейтронов прослеживалось до энергии 0,1 Мэв. Для повышения статистической точности результатов расчета в первом слое воды дополнительно рассчитывалось по 1600 историй для каждого источника. Кроме того, при толщинах приблизительно 7—10 длин свободного пробега было проведено усреднение угловых распределений для двух соседних барьеров. Такое усреднение возможно потому, что начиная с этих толщин угловое распределение рас-

сеянных нейтронов мало зависит от толщины барьера. При подсчете дозы использовалась функция перехода от потока нейтронов к дозе [6].

Среднеквадратичные ошибки для каждого слоя в любом интервале углов высчитались по приближенной формуле

$$\sigma_{\theta}^2 \approx \sqrt{N_i (\theta_{n+1} - \theta_n)} f_{cp},$$

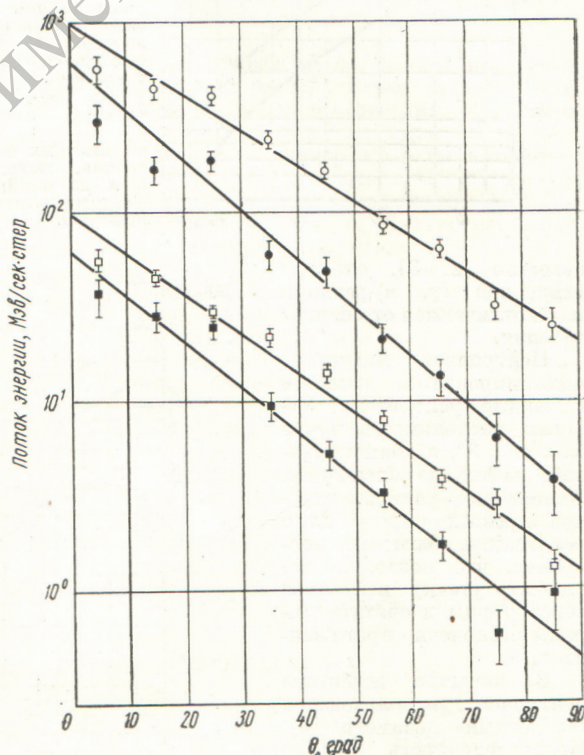


Рис. 1. Угловое распределение энергии рассеянных нейтронов в воде от плоского мононаправленного источника:

○ — $E_0 = 3,3$ Мэв, $\Sigma_0x = 1,4$; ● — $E_0 = 3,3$ Мэв, $\Sigma_0x = 9,0$; □ — $E_0 = 8,0$ Мэв, $\Sigma_0x = 1,1$; ■ — $E_0 = 8,0$ Мэв, $\Sigma_0x = 9,5$. Каждая точка соответствует потоку энергии в интервале 10° .

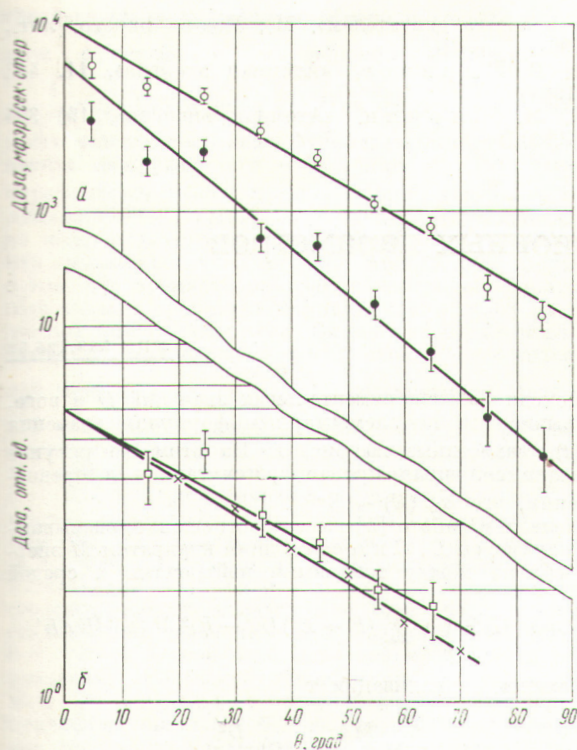


Рис. 2. Угловое распределение дозы рассеянных нейтронов в воде:

а — плоский мононаправленный источник, $E_0 = 3,3$ Мэв, $\Sigma_0 x = 1,4$; б — $\Sigma_0 x = 9,0$; б — угловое распределение в телесный угол $d\Omega$: $\square$ — $\Sigma_0 x = 3,1$, плоский мононаправленный источник, расчет методом Монте-Карло; $\times$ — $\Sigma_0 x = 3,3$; $E_0 = 3,4$ Мэв, точечный изотропный источник, экспериментальные данные [1]. Каждая точка соответствует дозе в интервале 10° .

где $N_i (\theta_{n+1} - \theta_n)$ — число нейтронов, прошедших i -й слой и рассеявшихся в интервале углов $(\theta_{n+1} - \theta_n)$; $f_{\text{ср}}$ — средняя доза или средняя энергия, приходящаяся на один рассеянный нейтрон. На рис. 1 приведено угловое распределение потока энергии рассеянных нейтронов на различных расстояниях от источника.

Угловая зависимость потока энергии быстрых нейтронов, рассеянных в воде под углом θ в единичном телесном угле, приближенно может быть представлена экспоненциальным законом

$$I(\theta) \sim e^{-\theta/\theta_0},$$

где θ_0 — константа углового распределения. Угловое распределение дозы рассеянных нейтронов для источника с $E_0 = 3,3$ Мэв также подчиняется экспоненциальной зависимости. Распределение дозы показано на рис. 2; здесь же для сравнения приведены угловые распределения, рассчитанные методом Монте-Карло и измеренные экспериментально [1]. В этой работе зависимость дозы от угла описывается формулой

$$D(\theta) \sim \sin \theta e^{-\theta/\theta_0},$$

т. е. угловое распределение дозы нейтронов определяется в телесном угле $d\Omega$.

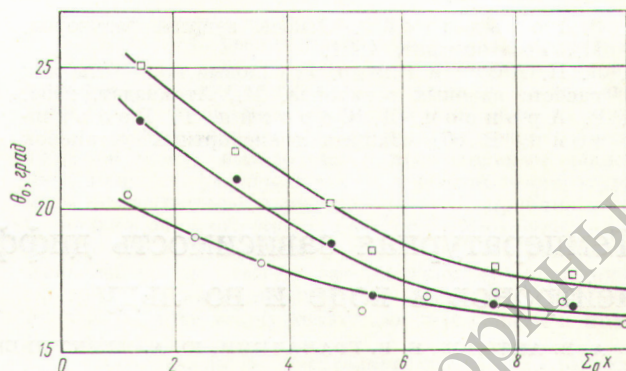


Рис. 3. Зависимость константы углового распределения дозы и энергии рассеянных нейтронов в воде от толщины барьера в случае плоского мононаправленного источника с энергией E_0 : $\square$ — 3,3 Мэв (распределение дозы); $\bullet$, $\circ$ — 3,3 и 8,0 Мэв соответственно (распределение энергии).

Экспериментальное значение константы углового распределения дозы для $E_0 = 3,4$ Мэв и $\Sigma_0 x = 3,3$ равно 47° , расчетное значение $\theta_0 = 52^\circ$ (для $\Sigma_0 x = 3,1$). Принимая во внимание, что эксперимент проводился с точечным изотропным источником, а расчет — с плоским мононаправленным источником, совпадение расчетных и экспериментальных данных можно считать вполне удовлетворительным. Особенно если учесть, что, согласно работе [3], в результате своеобразной «фокусировки» рассеянных нейтронов точечного источника значение θ_0 для него на небольших расстояниях должно быть меньше, чем для плоского мононаправленного источника (при одинаковых $\Sigma_0 x$ и E_0). На рис. 3 приведена зависимость константы углового распределения от толщины защитного барьера. Если для γ -квантов θ_0 практически не зависит от толщины барьера [7, 8], то для нейтронов эта закономерность не выполняется. Так, для нейтронов с $E_0 = 3,3$ Мэв константа углового распределения дозы равна $\sim 26^\circ$ при $\Sigma_0 x \approx 1$, в то время как при $\Sigma_0 x \approx 10$ $\theta_0 = 17^\circ$, т. е. наблюдается изменение константы углового распределения более чем на 50%. Для оценки пригодности расчета углового распределения нейтронов в приближении однократного рассеяния был определен вклад многократно рассеянных нейтронов в поток на различных расстояниях от источника (нерассеянные нейтроны в расчет не принимались). Для источника с $E_0 = 8,0$ Мэв этот вклад оказался равным 37% при $\Sigma_0 x = 1,2$; 71% при $\Sigma_0 x = 4,7$ и 88% при $\Sigma_0 x = 9,4$.

Таким образом, расчет углового распределения нейтронов в приближении однократного рассеяния уже при толщинах порядка нескольких длин свободного пробега неизбежно приводит к существенным ошибкам. Этот вывод подтверждается результатами расчетов, приведенными в работе [1].

Поступило в Редакцию 29/VII 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Дулин и др. «Атомная энергия», **17**, 486 (1964).
2. Л. М. Ширкин. «Атомная энергия», **17**, 509 (1964).
3. Л. М. Ширкин. «Атомная энергия», **19**, 288 (1965).

4. Г. Гольдштейн. Основы защиты реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
5. Л. П. Абагян и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
6. Р. Аронсон, Д. Сертейн, Г. Гольдштейн, В. сб. «Защита транспортных установок

- с ядерным двигателем». М., Изд-во иностр. лит., 1961, стр. 40.
7. А. В. Ларичев. «Атомная энергия», 11, 443 (1961).
8. Л. М. Ширкин. «Атомная энергия», 19, 394 (1965).

Температурная зависимость диффузионных параметров нейтронов в воде и во льду

А. В. АНТОНОВ, Б. В. ГРАНАТКИН, Ю. А. МЕРКУЛЬЕВ

УДК 539.125.52

В работах [1, 2] методом импульсного источника были определены температурные зависимости коэффициента диффузии $D(t)$ и коэффициента диффузионного охлаждения $C(t)$ тепловых нейтронов для воды в диапазоне температур $0-+286^\circ\text{C}$ и льда при температурах $-1, -79, -196^\circ\text{C}$.

Полученная нами температурная зависимость коэффициента диффузионного охлаждения в воде $C(t)$ несколько отличается от результатов расчета [3] по моделям Нелкина и Радковского. Эти расхождения можно частично объяснить отсутствием корректного способа определения геометрических параметров малых объемов воды, но они объясняются также недостатками моделей.

Результаты измерения зависимости $D(t)$ для воды и льда хорошо согласуются с температурной зависимостью коэффициента диффузии, полученной в работе [4]. Аналитическое выражение для $D(t)$, приведенное в работе [4], упрощается для случая, когда $\sigma_{tr} \sim E^{-0,5}$, при этом оказывается, что $D(t) \sim (T^\circ\text{K})^{0,5}$, где $T^\circ\text{K}$ — абсолютная температура воды. Так как плотность льда постоянна, то график зависимости $D(t)$ изображается прямой $D(t) \sim T^\circ\text{K}$. При переходе от льда к воде при 0°C коэффициент диффузии претерпевает разрыв из-за скачкообразного увеличения плотности.

Исходя из экспериментальных значений D в воде, мы вычислили по элементарным формулам значения $\sigma_{tr}(t)$, нанесенные на рис. 1. На этом же рисунке показана сплошная кривая, рассчитанная в предположении, что $\sigma_{tr}(E) \sim E^{-0,5}$.

Нелкин в работе [5] вывел соотношение, связывающее параметры D , C и α со средним квадратом M энергии обмена между тепловыми нейтронами и средой

$$M = k^{-2} T^{-2} \int \int \sum (E \rightarrow E') (E' - E)^2 M(E) dE dE'$$

и временем термализации τ

$$\frac{1}{\tau} = \frac{M\bar{v}}{3} = F(\alpha) \frac{D^2}{C}.$$

Здесь k — постоянная Больцмана; T — температура замедлителя в $^\circ\text{K}$; $\sum (E \rightarrow E')$ — индикатриса рассеяния; $M(E) = \frac{E}{k^2 T^2} e^{-E/kT}$; $\bar{v} = \sqrt{\frac{8}{\pi} kT}$ — средняя скорость тепловых нейтронов; $F(\alpha)$ — коэффициент, зависящий от α . Для воды и льда при $\alpha = 0,5$ этот коэффициент, согласно [5], равен 0,75. С помощью

указанного выражения по экспериментальным данным D , C и α для воды получена температурная зависимость

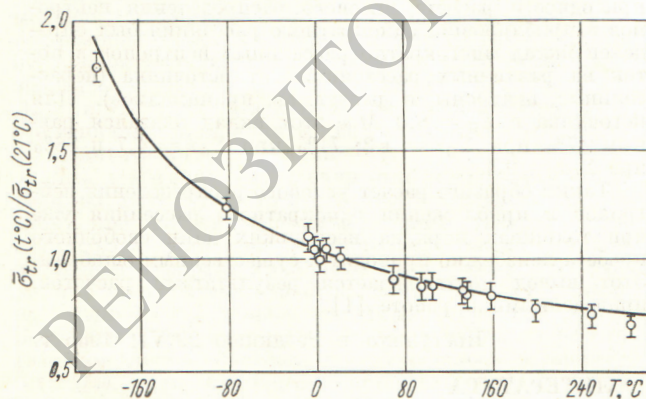


Рис. 1. Зависимость транспортного сечения тепловых нейтронов от температуры воды и льда.

Построена в единицах $\sigma_{tr}(21^\circ\text{C}) = 70,8$ барн. Сплошная линия определяется выражением $\sigma_{tr}(t) / \sigma_{tr}(21^\circ\text{C}) = [294, 1 / (t + 273, 1)]^{0,5}$.

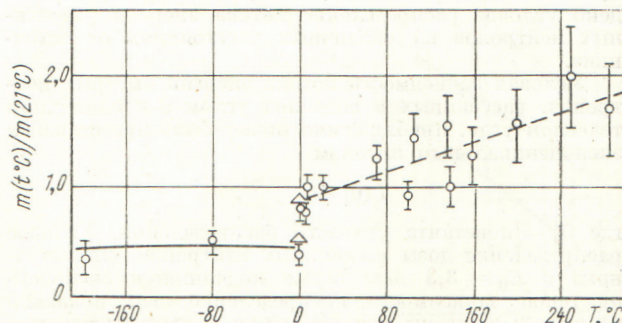


Рис. 2. Температурная зависимость среднего квадрата энергии обмена для воды и льда.

Экспериментальные данные: Δ — Длоуги, Квитек [8]; $\circ$ — Антонов и др. [1, 2]. Пунктирная линия проведена по экспериментальным точкам работы [1]. Сплошная линия построена с помощью графической зависимости $m(\frac{\theta}{T})$, полученной Нелкиным [5] для $\theta = 215^\circ\text{K}$. Все данные приведены в относительных единицах $m(21^\circ\text{C}) = 49$ барн.