

Расчет доплеровского температурного коэффициента реактивности на изолированных резонансах для гомогенной среды

П. Е. БУЛАВИН, Г. И. ТОШИНСКИЙ

УДК 621.039.512.26

Расчет доплеровского температурного коэффициента реактивности в ядерных реакторах связан с вычислением температурной производной от фактора самоэкранирования на резонансах. В работе [1] приведены результаты расчета температурной производной от фактора самоэкранирования на изолированных резонансах для неомогенной плоской среды (кривые Г. Рое). Этими результатами, по-видимому, можно пользоваться и для гомогенных сред, если осуществить предельный переход к нулевой толщине пластин поглотителя и замедлителя. Однако в работе [1] не приведена методика расчета, и поэтому нельзя судить о точности полученных результатов. В связи с этим была рассчитана температурная производная от фактора самоэкранирования на изолированных резонансах для гомогенной среды. Ниже приводятся методика и результаты расчета.

Выражение для фактора самоэкранирования на изолированном резонансе в гомогенной среде можно представить в виде (см., например, [2, 3])

$$f(\xi, h) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Psi(x, \xi)}{1 + h\Psi(x, \xi)} dx, \quad (1)$$

где

$$\Psi(x, \xi) = \frac{\xi}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-\frac{\xi^2}{4}(x-y)^2}}{1+y^2} dy \quad (2)$$

приближенная форма резонанса с учетом эффекта Доплера для газовой модели поглотителя; $\xi = \Gamma/\Delta$ — отношение брейт-вигнеровской и доплеровской ширины резонанса; $\Delta = 2\sqrt{\frac{E_r kT}{A}}$ — доплеровская ширина*; $h = \rho\sigma_0/\Sigma_s$ (в случае приближения узкого резонанса)**; ρ — ядерная концентрация резонансного поглотителя; σ_0 — полное сечение в максимуме резонанса; Σ_s — полное сечение потенциального рассеяния.

Выражение (1) справедливо в предположении, что эффектом интерференции между резонансным и потенциальным рассеянием можно пренебречь. Это допущение выполняется для чисто поглощающего резонанса ($\Gamma_n \ll \Gamma$) или для разбавленной среды ($\rho\sigma_{pa} \ll \Sigma_s$, где σ_{pa} — сечение потенциального рассеяния резонансного поглотителя).

* Для кристаллических тел T является температурой тела, если $\theta_D \ll T$ где θ_D — дебаевская температура. Если $\theta_D \gg T$, то вместо T следует подставлять эффективную температуру $T_{эфф}$ [5].

** В случае приближения широкого резонанса [6] $h = \frac{\rho\sigma_{0a}}{\Sigma_{sm}}$, где σ_{0a} — сечение захвата в максимуме резонанса; Σ_{sm} — сечение потенциального рассеяния на всех ядрах, кроме резонансного поглотителя.

При $h \ll 1$ подынтегральную функцию в (1) можно разложить в ряд по h и ограничиться членами порядка

h . Тогда, используя соотношение $\int_{-\infty}^{\infty} \Psi^2(x, \xi) dx = \frac{1}{2} \pi \Psi(0, \xi \sqrt{2})$ [4], получим

$$f(\xi, h) = 1 - \frac{h}{2} \Psi(0, \xi \sqrt{2}). \quad (3)$$

Дифференцируя выражение (3) по T , получим при $h \ll 1$

$$T \frac{\partial f}{\partial T} = -\frac{h}{4} [(1 + \xi^2) \Psi(0, \xi \sqrt{2}) - \xi^2]. \quad (4)$$

Используя (1) и (2), можно получить выражение для $T \frac{\partial f}{\partial T}$ при произвольных h

$$T \frac{\partial f}{\partial T} = \frac{1}{\pi} \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\left[\frac{\xi^2}{2}(x^2-1) - 1 \right] \Psi(x, \xi) + \frac{\xi^2}{2} - x\xi^2 \Phi(x, \xi)}{[1 + h\Psi(x, \xi)]^2} dx, \quad (5)$$

где

$$\Phi(x, \xi) = \frac{\xi}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ye^{-\frac{\xi^2}{4}(x-y)^2}}{1+y^2} dy. \quad (6)$$

Функции $\Psi(x, \xi)$ и $\Phi(x, \xi)$ связаны с действительной $u(x, y)$ и мнимой $v(x, y)$ частями комплексного интеграла вероятности следующим образом:

$$\Psi(x, \xi) = \frac{\xi}{2} \sqrt{\pi} u\left(\frac{\xi}{2}x, \frac{\xi}{2}\right); \quad (7)$$

$$\Phi(x, \xi) = \frac{\xi}{2} \sqrt{\pi} v\left(\frac{\xi}{2}x, \frac{\xi}{2}\right). \quad (8)$$

Таблицы функций $u(x, y)$ и $v(x, y)$ приведены в работе [7].

Функция $T \frac{\partial f}{\partial T}$, выражение для которой дается формулой (5), имеет максимум как по ξ , так и по h . Введем для удобства новую функцию [1]

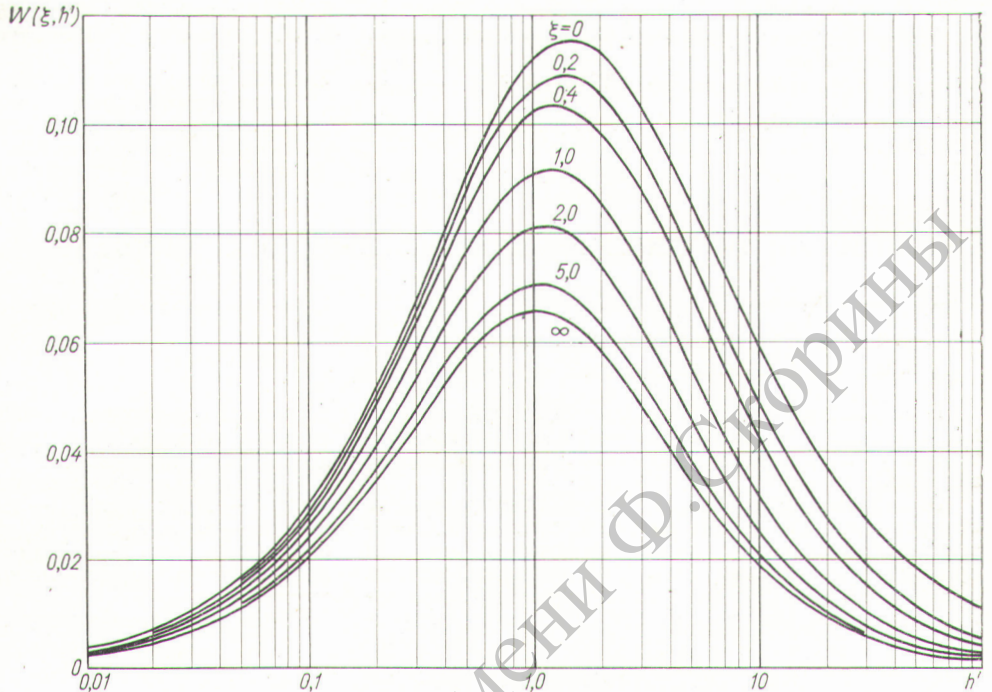
$$W(\xi, h) = \frac{T \frac{\partial f}{\partial T}}{1 - \Psi(0, \xi)}, \quad (9)$$

которая не имеет максимума по ξ и при $\xi \rightarrow 0$ и $\xi \rightarrow \infty$ имеет ненулевые пределы, незначительно

Кривые для вычисления доплеровского температурного коэффициента

$$W(\xi, h') = \frac{T \partial f / \partial T}{1 - \Psi(0, \xi)},$$

где $\Psi(0, \xi) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \xi e^{-\xi^2/4} \times [1 - \text{erf}(\xi/2)].$



отличающиеся друг от друга. Из (5) следует выражение для функции $W(\xi, h')$

$$W(\xi, h') = \frac{1}{\pi [1 - \Psi(0, \xi)]} \times \int_0^\infty \frac{\left[\frac{\xi^2}{2} (x^2 - 1) - 1 \right] \Psi(x, \xi) + \frac{\xi^2}{2} - x \xi^2 \Phi(x, \xi)}{\left[1 + h' \frac{\Psi(x, \xi)}{\Psi(0, \xi)} \right]^2} dx, \quad (10)$$

где $h' = \frac{e \sigma_0 \Psi(0, \xi)}{\Sigma_s}$ — отношение макроскопического сечения в максимуме резонанса с учетом эффекта Доплера к полному сечению потенциального рассеяния.

Для формы резонанса, близкой к брейт-вигнеровской (при $\xi \gg 1$), используя асимптотические разложения функций Ψ и Φ [7] и интегрируя (10), получаем

$$W(\infty, h) = \frac{4 + 3h}{2h \sqrt{1+h}} + \frac{4}{h^2 \sqrt{1+h}} - \frac{4}{h^2}. \quad (11)$$

Для формы резонанса, близкой к доплеровской, используя разложения для Ψ и Φ [7], получаем при $\xi \ll 1$

$$W(0, h') = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{(2v^2 - 1) e^{-v^2}}{[1 + h' e^{-v^2}]^2} dv. \quad (12)$$

При $h' < 1$ подынтегральные функции в (10) и (12) можно разложить в ряд по h' . В результате получим следующие формулы:

$$W(\xi, h') = \sum_{n=0}^\infty (-1)^n \beta_n(\xi) h'^{n+1}, \quad (13)$$

где

$$\beta_n(\xi) = -\frac{n+2}{[1 - \Psi(0, \xi)]} \cdot \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \left\{ \left[\frac{\xi^2}{2} (x^2 - 1) - 1 \right] \times \right. \\ \left. \times \Psi(x, \xi) + \frac{\xi^2}{2} - x \xi^2 \Phi(x, \xi) \right\} \left[\frac{\Psi(x, \xi)}{\Psi(0, \xi)} \right]^{n+1} dx;$$

$$W(\infty, h) = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^\infty (-1)^n \frac{(2n+3)!!}{(2n+2)!!} \cdot \frac{n+1}{n+3} h^{n+1}; \quad (14)$$

$$W(0, h') = \frac{1}{2} \sum_{n=0}^\infty (-1)^n \frac{n+1}{\sqrt{n+2}} h'^{n+1}. \quad (15)$$

По формулам (10)–(15) рассчитана функция $W(\xi, h')$ в интервалах $0,01 \leq h' \leq 100$ и $0 \leq \xi \leq \infty$. Результаты расчета представлены на рисунке.

Функция $W(\xi, h')$ несильно зависит от ξ и поэтому хорошо интерполируется на любые значения ξ (для $\xi > 1$ удобно вести интерполяцию по $1/\xi$). Результаты расчета функции $W(\xi, h')$ заметно отличаются от результатов работы [1] где случай гомогенной среды получается путем предельного перехода, при котором $\mu N(\theta)$ переходит в $h'/2$. Это отличие наблюдается даже при $\xi \rightarrow \infty$ ($\theta = 1/\xi^2 \rightarrow 0$), когда имеется аналитическое выражение для $W(\xi, h')$ (11).

Поступило в редакцию 21/I 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ядерные реакторы. Материалы КАЭ США. М., Изд-во иностр. лит., 1956, стр. 246.

2. G. Goertzel. Estimation of Doppler Effect in Intermediate and Fast Neutron Reactors, A/conf, 8/P/613, USA, 1955.
3. И. В. Гордеев и др. «Атомная энергия», 3, 252 (1957).
4. H. Bethe, G. Placzek. Phys. Rev., 51, 450 (1937).
5. W. Lamb. Phys. Rev., 55, 190 (1939).
6. Л. Дреснер. Резонансное поглощение в ядерных реакторах. М., Госатомиздат, 1962.
7. В. И. Фаддеева, Н. М. Терентьев. Таблицы функций интеграла вероятности от комплексного аргумента. М., Гостехиздат, 1954.

Ослабление потоков нейтронов высоких энергий гетерогенными защитами

Л. Н. ЗАЙЦЕВ, М. М. КОМОЧКОВ, В. В. МАЛЬКОВ,
Б. С. СЫЧЕВ, Е. П. ЧЕРЕВАТЕНКО

УДК 621.039.512.45

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований распределения потоков нейтронов различных энергетических групп в слоистых защитах.

Экспериментальные исследования проводились на синхротроне ОИЯИ в потоке нейтронов, получающихся при бомбардировке бериллиевой мишени протонами с энергией 660 Мэв. Геометрия опыта описана в работе [1]. Потоки нейтронов регистрировались пороговыми детекторами из In^{115} , P^{31} и C^{12} , краткая харак-

теристика которых дана в работе [2]. В опытах использовалась также рентгеновская пленка индивидуальных дозиметров γ -излучения.

Защита компоновалась из следующих материалов: железо — вода; железо — тяжелый бетон*; вода — железо — вода. Кривые ослабления потоков нейтронов показаны на рис. 1—3. На рис. 3 приведено также распределение в защите мощности дозы γ -излучения.

* Состав бетона приведен в работе [3].

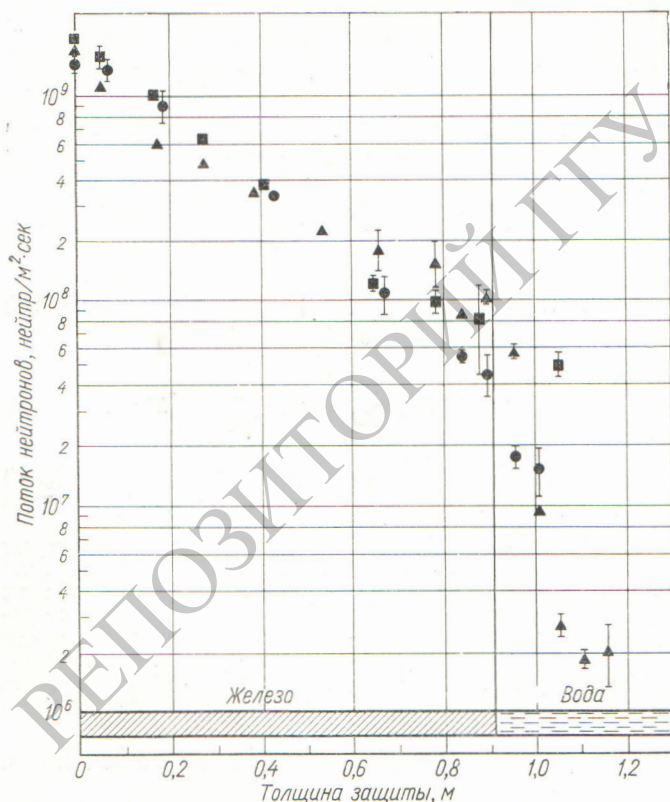


Рис. 1. Распределение потоков нейтронов в защите железо—вода:

■ — распределение потока нейтронов высоких энергий ($E > 20$ Мэв); ● — быстрых нейтронов ($1,5 < E < 20$ Мэв); ▲ — резонансных нейтронов ($E \approx 1,44$ Мэв).

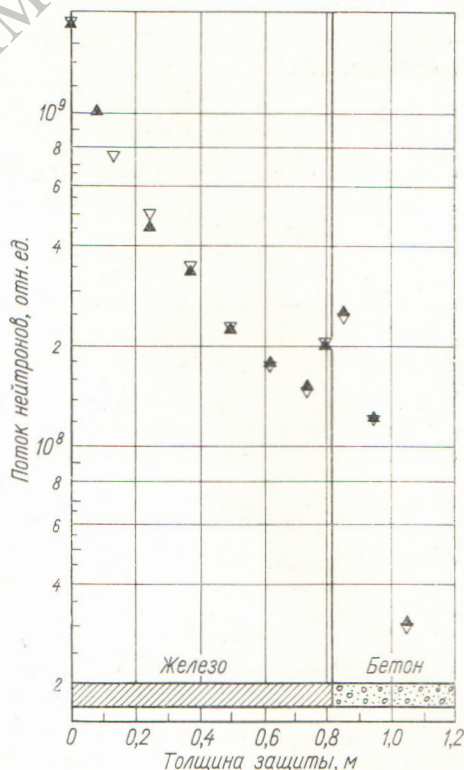


Рис. 2. Распределение потоков нейтронов в защите железо — тяжелый бетон:

▽, ▲ — распределение потока резонансных нейтронов по данным двух опытов.