из геометрий вычисления проводились при 55 начальных энергиях нейтронов в области 0,5—18 *Мэв*. Эти энергии выбирались с учетом резонансной структуры сечения взаимодействия нейтронов с ядрами углерода. Метод вычислений описан в работе [6]. Статистическая точность вычислений составляла 0,2—0,8%.

Влияние резонансной структуры сечения углерода сказывается при всех рассмотренных геометриях кристалла стильбена, причем с увеличением размеров сцинтиллятора оно усиливается. Характер резонансной структуры эффективности и соотношение между точно вычисленной эффективностью и рассчитанной в приближении однократного $(n-p)$-рассеяния можно объяснить, если наряду с однократным рассеянием на ядрах водорода и углерода рассмотреть вклад в эффективность многократных процессов взаимодействия.

Для качественной оценки рассмотрим двукратные процессы взаимодействия. Как было показано в работе [6], вклад в эффективность процессов двукратного $(n-p)$-рассеяния существен только при $E \approx B$, в то время как вклад в эффективность процессов, в которых первое рассеяние происходит на ядрах углерода, а второе на протонах, существен во всем диапазоне энергий. При этом оказывается, что именно указанный вклад с точностью до членов порядка H^2 [6] и компенсирует уменьшение эффективности, вызванное первым рассеянием на углероде. Этим и объясняется то, что в области до ~ 10 *Мэв* приближение однократного $(n-p)$-рассеяния хорошо согласуется с реальной эффективностью. При более высоких энергиях за счет процессов, в которых происходит поглощение нейтрона [реакции (n, α) и $(n, 3\alpha)$], такая компенсация происходит лишь частично.

Указанная выше компенсация зависит от знака величины [6]

$$q\Sigma_{C,s} - \frac{1}{2}(\Sigma_t - \Sigma_H). \qquad (1)$$

Здесь $\Sigma_{C,s}$, Σ_t, Σ_H — макроскопические сечения рассеяния на углероде, полное сечение взаимодействия нейтронов с веществом сцинтиллятора и сечение $(n-p)$-рассеяния соответственно; $q = \frac{\langle L \rangle}{H}$, где $\langle L \rangle$ — средний путь, пройденный нейтроном после рассеяния на ядре углерода; H — толщина сцинтиллятора. При $\Sigma_t = \Sigma_{C,s} + \Sigma_H$ (поглощение отсутствует) величина (1) пропорциональна $(q - 1/2)$. Для случая $q < 1/2$ резонансы в углеродном сечении дают пики в эффективности, а при $q > 1/2$ — провалы (см. рисунок *а, б*).

Результаты настоящей работы показывают, что в диапазоне энергий до 10 *Мэв* при использовании сцинтилляторов относительно малых размеров в случаях, когда не требуется высокой точности, с успехом можно использовать формулу для эффективности в приближении однократного $(n-p)$-рассеяния. Для более точных расчетов все необходимые данные для кристаллов с другими размерами могут быть получены интерполяцией графиков, приведенных в настоящей работе.

Поступило в Редакцию 8/VI 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Г. Дорошенко и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», **27**, 1308 (1963).
2. T. Hardy. Rev. Scient. Instrum., **29**, 705 (1958).
3. H. Grassler, K. Tesch. Nucl. Instrum. and Methods, **10**, 353 (1961).
4. R. Batchelor et al. Nucl. Instrum. and Methods, **13**, 70 (1961).
5. C. Wiegand et al. Rev. Scient. Instrum., **33**, 526 (1962).
6. В. Г. Золотухин, Г. Г. Дорошенко, Б. А. Ефименко. «Атомная энергия», **15**, 194 (1963).

УДК 621.039.512.26

Расчет эффективного резонансного интеграла блока из смеси ядер резонансного поглотителя и поглотителя с гладким сечением

Ю. Г. Пашкин, В. В. Чекунов

При расчете эффективного резонансного интеграла блока из смеси ядер резонансного поглотителя и поглотителя с гладким сечением (например, поглощающего стержня из боридов редкоземельных элементов и т. п.) необходимо учитывать взаимную блокировку этих ядер.

Учет блокировки ядер с гладким сечением поглощения ядрами с резонансным поглощением можно произвести, например, на основании работы [1].

Ниже предлагается метод расчета эффективного резонансного интеграла для ядер с резонансным сечением поглощения с учетом экранирующего действия ядер, имеющих гладкое сечение поглощения.

Искомый резонансный интеграл можно записать в виде

$$J_{\text{эфф}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\sigma_c(u)}{\Sigma_t(u)} \psi(u)\, du, \qquad (1)$$

где $\psi(u)$ — средняя плотность столкновения нейтронов летаргии u в блоке, помещенном в среду с изотропным потоком $nv = 1$; $\sigma_c(u)$ — сечение поглощения в резонансе; $\Sigma_t(u) = \Sigma_r(u) + \Sigma_c^{\text{гл}}(u) + \Sigma_p(u)$ — полное сечение блока, равное сумме полного сечения в резонансе $\Sigma_r(u)$, гладкого сечения $\Sigma_c^{\text{гл}}(u)$ и сечения потенциального рассеяния материала блока $\Sigma_p(u)$.

В общем случае $\psi(u)$ должно быть определено из приведенного в работе [2] уравнения

$$\psi(u) = \frac{S}{4V} W(u) + {}$$

$$+ [1 - P(u)] \int_{u-r}^{u} \psi(u') \frac{\Sigma_p(u')}{\Sigma_t(u')} f(u - u')\, du', \qquad (2)$$

где $S/4$ — полный поток нейтронов летаргии u из окружающей блок среды через его поверхность S в единичном интервале летаргии; f — функция рассеяния; V — объем блока; $W(u)$ — вероятность столкновения нейтронов в блоке; $P(u)$ — вероятность вылета без столкновения нейтронов, замедляющихся в блоке, причем согласно [3] для изотропного потока в блоке

$$P(u)\,du = \frac{S}{4V}\cdot\frac{W(u)}{\Sigma_t(u)}\,du. \tag{3}$$

Если резонанс узкий, т. е. ширина его намного меньше средней потери энергии при столкновении, то под интегралом в уравнении (2) поток нейтронов летаргии u' $[\psi(u')/\Sigma_t(u')]$ может быть заменен на поток нейтронов той же летаргии при отсутствии резонанса $\psi^0(u')/\Sigma_t^0(u')$.

Решение для $\psi^0(u)$ найдем из уравнения (2) в предположении, что на интервале $\Delta u = r\Sigma_c^{\text{гл}}$ и Σ_p не зависят от летаргии и равны своим значениям при энергии резонанса E_0. В этом случае с учетом нормировки функции рассеяния $\int\limits_{u-r}^{u} f(u-u')\,du' = 1$ и соотношения (3) уравнение (2) для $\psi^0(u)$ принимает вид

$$\psi^0 = (1-P^0)\frac{\Sigma_p}{\Sigma_t^0}\psi^0 + P^0\Sigma_t^0$$

и, следовательно,

$$\psi^0 = \frac{P^0\Sigma_t^0}{1-(1-P^0)\dfrac{\Sigma_p}{\Sigma_t^0}}. \tag{4}$$

Теперь решение (2) с учетом (3) и (4) будет иметь вид

$$\psi(u) = \frac{P^0\Sigma_p}{1-(1-P^0)\dfrac{\Sigma_p}{\Sigma_t^0}} + P(u)\times$$

$$\times\left[\Sigma_t(u) - \frac{P^0\Sigma_p}{1-(1-P^0)\dfrac{\Sigma_p}{\Sigma_t^0}}\right]$$

или

$$\psi(u) = \Sigma_p^* + P(u)\,[\Sigma_t(u) - \Sigma_p^*], \tag{5}$$

где

$$\left.\begin{aligned} \Sigma_p^* &= \Sigma_p\frac{P^0}{1-(1-P^0)\dfrac{\Sigma_p}{\Sigma_t^0}};\\ \Sigma_t^0 &= \Sigma_c^{\text{гл}} + \Sigma_p. \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Подставив выражение (5) для $\psi(u)$ в (1), получим выражение для эффективного резонансного интеграла

$$J_{\text{эфф}} = \int\limits_{-\infty}^{\infty} du\left\{\sigma_c(u)\frac{\Sigma_p^*}{\Sigma_t(u)} + \sigma_c(u)\frac{\Sigma_t(u)-\Sigma_p^*}{\Sigma_t(u)}P(u)\right\}, \tag{7}$$

т. е. обычное выражение для $J_{\text{эфф}}$ (см., например, [4]), в числителе которого вместо Σ_p стоит Σ_p^*, определяемое выражением (6).

Вероятность вылета замедляющихся нейтронов из блока без столкновения определяется выражением [3]

$$P(u) = \frac{\langle 1-\exp[-l\Sigma_t(u)]\rangle}{\Sigma_t(u)\langle l\rangle}, \tag{8}$$

где символ $\langle\ \rangle$ означает усреднение по всем возможным направлениям в блоке $\left(\langle l\rangle = \frac{4v}{S} = \bar{l}\right)$.

Если резонанс имеет форму Брейта—Вигнера, то после интегрирования (7) с учетом эффекта Доплера получим

$$J_{\text{эфф}} = J_\gamma\frac{1}{(1+\alpha)\sqrt{1+h}}\cdot\frac{\Sigma_p^*}{\Sigma_p}\left\{\eta_1 + \left[\frac{h}{1+h}\eta_2 + \right.\right.$$

$$\left.\left. + 2\left[(1+\alpha)\frac{\Sigma_p}{\Sigma_p^*} - 1\right]\eta_1\right]\frac{\langle F(\beta, h, \alpha)\rangle}{2\langle\beta\rangle}\right\}. \tag{9}$$

Здесь J_γ — истинный резонансный интеграл;

$$h = \frac{\Sigma_{r_0}}{\Sigma_p + \Sigma_c^{\text{гл}}};\quad \alpha = \frac{\Sigma_c^{\text{гл}}}{\Sigma_p};\quad \beta = l(\Sigma_c^{\text{гл}} + \Sigma_p);$$

функции $\eta_1(\xi, h)$ и $\eta_2(\xi, h)$ протабулированы в работе [5];

$$\langle F(\beta, h, \alpha)\rangle = \frac{\left\langle\displaystyle\int\frac{\Sigma_c(\Sigma_r - \Sigma_p^*)}{\Sigma_t^2}(1-e^{-l\Sigma_t})\,du\right\rangle}{\left\langle\displaystyle\int\frac{\Sigma_c(\Sigma_r-\Sigma_p^*)}{\Sigma_t^2}du\right\rangle}, \tag{10}$$

причем $\langle F(\beta, h, \alpha)\rangle$, совпадающая при $\alpha=0$ с $F(\beta, h)$ из [5], требует численного интегрирования.

Величину рассматриваемого эффекта с достаточной точностью можно оценить, записав искомый эффективный интеграл в виде

$$J_{\text{эфф}} = J_{\text{эфф}}^0 K,$$

где $J_{\text{эфф}}^0$ — эффективный резонансный интеграл, определяемый по методике [4] без учета экранирующего действия ядер с гладким сечением;

$$K = \frac{J_{\text{эфф}}}{J_{\text{эфф}}^0}.$$

При вычислении K можно воспользоваться для вероятности пролета нейтрона через блок без столкновения приближением Вигнера [6]

$$P^0 = \frac{1}{1+\bar{l}\Sigma_t^0}\quad\text{и}\quad P(u) = \frac{1}{1+\bar{l}\Sigma_t(u)}.$$

В этом случае

$$\Sigma_p^* = \Sigma_p\frac{1}{1+\bar{l}\Sigma_c^{\text{гл}}};$$

$$J_{\text{эфф}} = J_\gamma\frac{1}{1+\bar{l}\Sigma_c^{\text{гл}}}\,\frac{1}{\sqrt{1+h'}}\eta_1(\xi, h');$$

$$J_{\text{эфф}}^0 = J_\gamma\frac{1}{\sqrt{1+h_0'}}\eta_1(\xi, h_0');$$

$$h'=\frac{\Sigma_{r_0}}{\Sigma_c^{\text{гл}}+\Sigma'_p}\ ;\quad h'_0=\frac{\Sigma_{r_0}}{\Sigma'_p}\ ;\quad \Sigma'_p=\Sigma_p+\frac{1}{l}$$

и, следовательно,

$$K=\frac{1}{1+l\Sigma_c^{\text{гл}}}\sqrt{\frac{1+h'_0}{1+h'}}\,. \qquad (11)$$

Ниже приведены значения K, рассчитанные по формуле (11) для двух резонансов Hf^{177} в цилиндрическом блоке из диборида гафния HfB_2 диаметром 10 *мм* (плотность 11,2 *г/см*^{3}):

E_0, *эв*	1,095	2,38
σ_{r_0}, *барн*	$3{,}01\cdot10^4$	$6{,}8\cdot10^4$
K	0,284	0,338

В заключение авторы благодарят А. А. Лукьянова за полезное обсуждение и ценные замечания.

Поступило в Редакцию 4/IV 1964 г.
В окончательной редакции 31/VII 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. В. Голашвили. «Атомная энергия», 12, 155 (1962).
2. А. А. Лукьянов, В. В. Орлов. В сб. «Теория и методы расчета ядерных реакторов». М., Госатомиздат, 1962, стр. 179.
3. Б. Спинрад, Ж. Черник, И. Корнгольд. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958)». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1960, стр. 539.
4. В. В. Орлов, Т. В. Голашвили, А. Н. Васкин. В сб. «Нейтронная физика». М., Госатомиздат, 1961, стр. 116.
5. Г. И. Марчук. Методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961, стр. 418.
6. Л. Дреснер. Резонансное поглощение в ядерных реакторах. М., Госатомиздат, 1962.

УДК 621.039.512

Представление уравнений динамики реактора через обратный период

Н. Г. Челинцев

Как известно [1], динамическое поведение реактора при работе на малой мощности может быть представлено уравнениями

$$\frac{dn}{dt}=\frac{\varrho-\beta}{l}\,n+\sum_{i=1}^{6}\lambda_iC_i+S; \qquad (1)$$

$$\frac{dC_i}{dt}=\frac{\beta_i}{l}\,n-\lambda_iC_i. \qquad (2)$$

Продифференцируем уравнение (1), заменив величину dC_i/dt на ее значение из уравнения (2), и разделим оба уравнения на n. Тогда

$$\frac{1}{n}\cdot\frac{d^2n}{dt^2}=\frac{1}{l}\cdot\frac{d\varrho}{dt}+\frac{\varrho-\beta}{l}\cdot\frac{1}{n}\cdot\frac{dn}{dt}+$$

$$+\frac{1}{l}\sum_{i=1}^{6}\lambda_i\beta_i-\sum_{i=1}^{6}\lambda_i^2\frac{C_i}{n},$$

$$\frac{1}{n}\cdot\frac{dC_i}{dt}=\frac{\beta_i}{l}-\lambda_i\frac{C_i}{n}.$$

Заметим, что

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{n}\cdot\frac{dn}{dt}\right)=\frac{1}{n}\cdot\frac{d^2n}{dt^2}-\left(\frac{1}{n}\cdot\frac{dn}{dt}\right)^2;$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{C_i}{n}\right)=\frac{1}{n}\cdot\frac{dC_i}{dt}-\frac{C_i}{n}\cdot\frac{1}{n}\cdot\frac{dn}{dt},$$

где величина dn/ndt—обратный период реактора. Обозначив $dn/ndt=a$, получим окончательно

$$\frac{da}{dt}+a^2=\frac{1}{l}\cdot\frac{d\varrho}{dt}+\frac{\varrho-\beta}{l}\,a+\frac{1}{l}\sum_{i=1}^{6}\lambda_i\beta_i-\sum_{i=1}^{6}\lambda_i^2\frac{C_i}{n}, \qquad (3)$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{C_i}{n}\right)+\frac{C_i}{n}(a+\lambda_i)=\frac{\beta_i}{l}. \qquad (4)$$

При отсутствии источника ($S=0$) уравнение (1) может быть представлено через обратный период непосредственно после деления на n:

$$a=\frac{\varrho-\beta}{l}\sum_{i=1}^{6}\lambda_i\frac{C_i}{n}. \qquad (5)$$

В некоторых случаях использование уравнений (3)—(5) вместо уравнений (1) и (2) для нахождения величины a (или $T=1/a$) позволяет упростить решение. Приведем два простых примера.

1. Формула «обратных часов» получается из уравнений (4) и (5) при условии $\frac{d}{dt}\left(\frac{C_i}{n}\right)=0$:

$$a=\frac{\varrho-\beta}{l}+\frac{1}{l}\sum_{i=1}^{6}\frac{\beta_i\lambda_i}{a+\lambda_i}.$$

2. При любом законе изменения реактивности $\rho=\rho\,(t)$ легко найти величину обратного периода реактора при $S=0$, если принять $l=0$ и заменить шесть групп запаздывающих нейтронов одной группой. Решая совместно уравнения (4) и (5), получаем

$$-\frac{d\varrho}{dt}-(\varrho-\beta)(a+\lambda)=\beta\lambda,$$

откуда

$$a=\frac{\varrho\lambda+\frac{d\varrho}{dt}}{\beta-\varrho}.$$