

НИИАР П-200

Научно-исследовательский институт
атомных реакторов им.В.И.Ленина

А.П.Платонов

РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ
НЕЙТРОНОВ
В ГОМОГЕННЫХ СРЕДАХ

Димитровград • 1973

А.П.Платонов

НИИАР П-200
УДК 621.039.51.12

Резонансное поглощение нейтронов в однородных средах

Приведено сравнение эффективных резонансных интегралов захвата U^{238} , определенных как точно, так и приближенными методами. Сравнение параметров в IR-приближении, определенных на основе точных значений резонансных интегралов и приближенными методами, показывает на необходимость применения численных методов при анализе резонансного поглощения на промежуточных уровнях U^{238} .

Препринт Научно-исследовательского института атомных реакторов
им. В.И.Ленина, Димитровград, 1973

A.P. Platonov

NIIA R-200
UDC 621.039.51.12

Neutron Resonance Absorption in Homogeneous Media

The effective resonance ^{238}U capture integrals determined both accurately and by approximation methods are compared. The comparison among the parameters to IR-approximation determined both based on the precise values of resonance integrals and by approximation methods shows the demand for applying numerical methods to analyzing the resonance absorption at intermediate ^{238}U levels.

Preprint. Scientific Research Institute of Atomic Reactors
Named after V.I. Lenin, Dimitrovgrad, 1973

Научно-исследовательский институт
атомных реакторов
им. В.И.Ленина

НИИАР П-200

А.П.Платонов

РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ НЕЙТРОНОВ
В ГОМОГЕННЫХ СРЕДАХ

Дмитровград
1973

Р е ф е р а т

Приведено сравнение эффективных резонансных интегралов захвата σ^{238} , определенных как точно, так и приближенными методами. Для определения точных значений использовался численный метод решения уравнения замедления. Рассмотрено резонансное поглощение на ядрах U^{238} для энергетического интервала 170-220 эв, содержащего два рассматриваемых резонанса с относительно большими ширинами и заметной интерференционной структурой в сечениях. На основе точных значений резонансного интеграла рассчитаны параметры для расчетов эффективных интегралов в JR -приближении, описанном в работе, и проведено сравнение с приближенными значениями. Результаты расчетов показывают необходимость численных методов при анализе резонансного поглощения на "промежуточных" уровнях U^{238} .

I. ВВЕДЕНИЕ

При рассмотрении резонансного поглощения в гомогенной бесконечной среде необходимо знание основных особенностей энергетической зависимости потока нейтронов в окрестностях отдельных резонансов. Точное определение спектра потока нейтронов требует решения уравнения замедления, что в настоящее время возможно лишь численными методами. Приближенные методы решения уравнения замедления в общем случае дают возможность оценить лишь интегральные характеристики резонансного поглощения нейтронов, в то время как использование численных методов позволяет определить истинную энергетическую зависимость потока нейтронов в окрестностях резонансов с учетом таких эффектов, как интерференция потенциального и резонансного рассеяния, доплеровское уширение линий, а также учесть зависимость спектра потока от атомного номера замедлителя в многокомпонентных средах. Знание энергетической зависимости потока нейтронов дает возможность сравнить точность расчетов эффективных резонансных интегралов различными приближенными методами.

В данной работе рассмотрены основные методы приближенного расчета эффективного резонансного интеграла. Описаны особенности резонансного поглощения нейтронов с учетом точной энергетической зависимости потока нейтронов в окрестности резонансов и приведено сравнение значений резонансных интегралов, полученных как точно, так и приближенными методами.

Приведены спектры потока нейтронов и эффективные резонансные интегралы для двух уровней U^{238} с энергиями 189,6 и 208,6 эв в гомогенных смесях урана с различными замедлителями.

2. МЕТОДЫ РАСЧЕТА ЭФФЕКТИВНОГО РЕЗОНАНСНОГО ИНТЕГРАЛА

Резонансное поглощение нейтронов в однородных бесконечных средах характеризуется величиной эффективного резонансного интеграла [1]

$$J_{\Sigma\phi} = \frac{1}{\phi_0} \int_{u_1}^{u_2} \sum_a(u) \phi(u) du, \quad (1)$$

где $[u_1, u_2]$ - рассматриваемый интервал энергий;

$\sum_a(u)$ - макроскопическое сечение поглощения;

$\phi(u)/\phi_0$ - отношение, которое определяет энергетическую зависимость потока нейтронов в окрестностях резонанса, нормированную на величину потока при надрезонансных энергиях.

Приближения, рассматриваемые в теории резонансного поглощения, связаны с той или иной аппроксимацией энергетической зависимости потока $\phi(u)$ в резонансной области.

Спектр потока нейтронов в многокомпонентной однородной среде с моноэнергетическим источником единичной мощности описывается уравнением замедления, которое имеет вид [2]:

$$\sum_a(u) \phi(u) = \sum_{i=1}^n \int_{u-r_i}^u \phi(u') \sum_{s_i}(u') P_i(u-u') du' + d(u), \quad (2)$$

где

$$P_i(u) = \begin{cases} d_i e^{-u} & \text{при } 0 < u < r_i, \\ 0 & \text{в остальных случаях;} \end{cases}$$

$\sum_a(u), \sum_{s_i}(u)$ - полное сечение и сечение рассеяния i -ой компоненты среды;

$$d_i = \frac{(A_i + 1)^2}{4 A_i}; \quad r_i = \ln(1/d_i);$$

A_i - атомный номер i -ой компоненты;

n - число элементов в среде.

Рассмотрим основные приближения для спектра потока нейтронов, применяемые для расчета эффективных резонансных интегралов.

С этой целью запишем уравнение замедления нейтронов в гомогенной двухкомпонентной среде при энергиях, значительно меньших энергии источника в операторной форме,

$$(\sigma + \sigma_m) \Phi(u) = \sigma_m K_m \Phi(u) + K_s \sigma_s \Phi(u), \quad (3)$$

где оператор K определяется как

$$K_m \Phi(u) = \int_{u-r_m}^u \Phi(u') P_m(u-u') du', \quad K_s \sigma_s \Phi(u) = \int_{u-r}^u \sigma_s(u') \Phi(u') P(u-u') du';$$

σ , σ_s - микроскопическое полное сечение и сечение рассеяния резонансной компоненты ($\sigma_s = \sigma_p + \sigma_{sr}$, σ_p - потенциальное сечение, σ_{sr} - резонансное);

σ_m - сечение рассеяния замедлителя, приходящееся на один атом поглотителя.

В первом приближении положим, что действие оператора на функцию $\Phi(u)$ дает асимптотическое значение потока $[I]$, т.е.

$$K_m \Phi = \Phi_{as} \quad \text{и} \quad K_s \sigma_s \Phi = \sigma_p \Phi_{as}. \quad (4)$$

Далее, полагая асимптотическое значение потока равным I ,

$$\Phi_{as} = I,$$

запишем решение уравнения (3) в данном приближении в следующем виде:

$$\Phi(u) = \frac{\sigma_m + \sigma_p}{\sigma_m + \sigma(u)}. \quad (5)$$

Это приближение известно как приближение "узкого" резонанса (\mathcal{NR} -приближение), когда для описания спектра потока используется асимптотическое решение уравнения замедления в надрезонансной области, где сечения не зависят от энергии [1,2].

Использование данного приближения для расчета эффективных резонансных интегралов в двухкомпонентной среде возможно, строго говоря, лишь в предельном случае хорошо изолированного резонанса с шириной Γ значительно меньшей, чем величина средней потери энергии при упругом рассеянии [3].

Следующим приближением, для которого можно записать решение уравнения замедления, является случай, когда резонансы настолько широки, что поглощение оказывается существенным в интервале энергии много большем, чем максимальная потеря энергии при упругом рассеянии нейтронов на ядрах резонансной компоненты, в то время как для ядер замедлителя резонанс остается узким. В этом случае, с учетом нормировки асимптотического значения потока, действие оператора K на функцию $\Phi(u)$ можно записать следующим образом:

$$K_m \Phi(u) = 1 ; K_s \sigma_s \Phi(u) = \sigma_s \Phi(u), \quad (6)$$

т.е. в уравнении (2) для ядер поглотителя предполагается, что

$$P(u-u') \approx \delta(u-u').$$

С учетом формул (6) решение уравнения (3) определяется формулой

$$\Phi(u) = \frac{\sigma_m}{\sigma_m + \sigma_a(u)}. \quad (7)$$

Энергетическая зависимость потока нейтронов, определяемая формулами (5) и (7), справедлива в двух крайних приближениях, когда потеря энергии нейтроном при упругом рассеянии на ядрах резонансной компоненты во много раз меньше или больше ширины резонанса. При практических расчетах эффективных резонансных интегралов для конкретных уровней критерием применимости того или иного приближения может служить величина [1,2]

$$\Gamma_p = \Gamma \sqrt{\frac{\sigma_0}{\sigma_m + \sigma_p}}, \quad (8)$$

называемая практической шириной и представляющая собой интервал энергии между двумя точками, в которых общее резонансное сечение становится равным сечению потенциально-го рассеяния. Если $\Gamma_p > E/\alpha$, что характерно для низ-колежащих резонансов $U^{2/3}$, то для расчета эффективного резонансного интеграла применяют обычно приближение "ши-рокого резонанса" [4], если $\Gamma_p < E/\alpha$ - используется приближение "узкого резонанса". Для "промежуточных" уров-ней, когда $\Gamma_p \sim E/\alpha$, применение вышеописанных прибли-жений не приводит к желаемой точности при вычисленных ре-зонансных интегралах. В связи с этим можно предположить, что энергетическая зависимость потока, определяемая ли-нейной интерполяцией между вышеприведенными выражениями для спектра потока, будет давать более точные значения ре-зонансного интеграла.

С этой целью для оператора K_1 введем следующую интерпо-ляционную формулу [5,6]

$$K_1 \sigma_s \phi(u) = \lambda \sigma_p \phi_{a_2} + (1-\lambda) \sigma_s(u) \phi(u), \quad (9)$$

где параметр λ можно рассматривать как среднюю вероят-ность того, что энергия нейтрона в результате упругого столкновения с ядрами поглотителя станет ниже резонанс-ной [7].

По аналогии с формулой (9) мы можем записать линейную интерполяционную формулу и для оператора K_m , которая бу-дет учитывать "промежуточность" резонанса по отношению к замедлителю, т.е.

$$K_m \phi(u) = m \phi_{a_2} + (1-m) \phi(u). \quad (10)$$

Учитывая нормировку асимптотического потока, получим ре-шение уравнения (3) с учетом формул (9) и (10) [6]

$$\phi(u) = \frac{m \sigma_m + \lambda \sigma_p}{m \sigma_m + \sigma_a(u) + \lambda \sigma_s(u)}, \quad (11)$$

которое в предельных случаях $\lambda = 1$ и $\lambda = 0$ ($M \equiv 1$) дает результаты приближений "узкого резонанса" и "широкого резонанса" соответственно.

Используя полученные выражения для потоков в окрестностях резонанса, выпишем формулы для эффективного резонансного интеграла

$$J_{\text{эф}}(NR) = \int \frac{\sigma_a(\sigma_p + \sigma_m)}{\sigma_m + \sigma(u)} du, \quad (12a)$$

$$J_{\text{эф}}(NRIM) = \int \frac{\sigma_a \sigma_m}{\sigma_a(u) + \sigma_m} du; \quad (12b)$$

$$J_{\text{эф}}(JR) = \int \frac{\sigma_a(M\sigma_m + \lambda\sigma_p)}{M\sigma_m + \sigma_a(u) + \lambda\sigma_s} du. \quad (12c)$$

Явный вид формул (12) получим, выбирая энергетическую зависимость сечений в форме Брейта-Вигнера.

$$\sigma_t = \sigma_p + \sigma_0 (\Psi(x, \xi) \cos 2\varphi + \chi(x, \xi) \sin 2\varphi); \quad (13)$$

$$\sigma_a = \sigma_0 \Psi(x, \xi) \frac{\Gamma}{\Gamma'}; \quad (14)$$

где $\sigma_0 = 4\pi\lambda^2 \frac{\Gamma_n}{\Gamma} g$ - сечение в максимуме резонанса с энергией E_0 , полной шириной Γ и нейтронной шириной Γ_n ;

$\sigma_p = 4\pi\lambda^2 g \sin^2 \varphi$ - сечение потенциального рассеяния;

g - статистический вес;

φ - фаза потенциального рассеяния;

Ψ, χ - функции доплеровского уширения резонансов [1];

$$\xi = \frac{\Gamma}{\Delta}; \quad \Delta = 2\sqrt{\frac{E_0 \lambda \Gamma}{A}};$$

λ - приведенная длина волны;

k - постоянная Больцмана;

T - температура среды;

$$x = 2 \frac{E - E_0}{\Gamma}.$$

Подставляя формулы (13) и (14) в (12), получим явный вид эффективного резонансного интеграла [1,8]

$$J_{\text{эф}} = J_{\infty} \cdot K_a(d, \zeta, \varphi), \quad (15)$$

где $J_{\infty} = \frac{\pi G_0 \Gamma}{2 T}$ - значение резонансного интеграла при бесконечном разбавлении;

$$K_a(d, \zeta, \varphi) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Psi(x, \zeta) dx}{1 + d [\Psi(x, \zeta) \cos 2\varphi + \chi(\zeta, \zeta) \sin 2\varphi]}, \quad (16)$$

а параметр d определяется для каждого приближения следующим образом:

NR -приближение

$$d = \frac{G_0}{G_p + G_m};$$

$NRIM$ -приближение

$$d = \frac{G_0}{G_m} \cdot \frac{\Gamma}{\Gamma};$$

JR -приближение

$$d = \frac{G_0}{\lambda G_p + \mu G_m} \cdot \frac{\Gamma + \lambda \Gamma_n}{\Gamma}.$$

Таким образом, расчеты эффективного резонансного интеграла в любом из рассмотренных приближений сводятся к расчету специальных функций K_a [8] для различных значений параметров d , ζ и φ .

Для расчета эффективного резонансного интеграла в JR -приближении требуется знание параметров λ и μ в интерполяционной формуле для спектра потока (Π). Определим эти параметры из условия равенства приближенного значения эффективного резонансного и точного

$$\int \sigma_a \Phi(u) du = \int \sigma_a \Phi^{(1)}(u) du, \quad (17)$$

где функции Φ и $\Phi^{(1)}$ определяются следующими уравнениями в операторном виде:

$$\Phi = \frac{1}{\sigma_m + \sigma} [\sigma_m K_m \Phi + K_s \sigma_s \Phi] \quad (18)$$

и

$$\Phi^{(1)} = \frac{1}{\sigma_m + \sigma} [\sigma_m \mu + (1 - \mu) \sigma_m \Phi^{(1)} + \lambda \sigma_p + (1 - \lambda) \sigma_s \Phi^{(1)}]. \quad (19)$$

Подставляя выражение для $\frac{1}{\sigma_m + \sigma}$ из уравнения (19) в (18), получим:

$$\Phi = \Phi^{(1)} \left\{ 1 + \frac{1}{\mu \sigma_m + \lambda \sigma_p} [\lambda (\sigma_s \Phi - \sigma_p) + K_s \sigma_s \Phi - \sigma_s \Phi + \mu (\sigma_m \Phi - \sigma_m) + \sigma_m K_m \Phi - \sigma_m \Phi] \right\}, \quad (20)$$

а затем, подставляя данное выражение в правую часть формулы (17), получим соотношение для нахождения параметров λ и μ [9]

$$\lambda = 1 - \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \sigma_a(x) \Phi^{(1)} \{ \sigma_p - K_s \sigma_s \Phi \} dx}{\int_{-\infty}^{\infty} \sigma_a(x) \Phi^{(1)} \{ \sigma_p - \sigma_s \Phi \} dx}, \quad (21)$$

$$\mu = 1 - \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \sigma_a(x) \Phi^{(1)} \{ 1 - K_m \Phi \} dx}{\int_{-\infty}^{\infty} \sigma_a(x) \Phi^{(1)} \{ 1 - \Phi \} dx}. \quad (22)$$

Формулы (21) и (22) дают точные выражения для параметров λ и μ , так как в правых частях этих формул стоят точные значения потока $\Phi(u)$.

Для определения параметров λ и μ воспользуемся методом последовательных приближений, т.е. заменим в уравнениях (21) и (22) функцию $\Phi(u)$ на $\Phi^{(1)}(u)$. При этом воспользуемся для оператора K представлением в переменных x [9]

$$H\phi(x) = \int_x^{x+\delta} \Phi(x') dx', \quad (23)$$

где

$$x = 2 \frac{E - E_0}{\Gamma} \quad \text{и} \quad \delta = \frac{2E_0}{\Delta\Gamma},$$

а для описания энергетического хода сечений воспользуемся одноуровневой формулой Брейта-Вигнера с учетом интерференции потенциального и резонансного рассеяния [10]:

$$G = G_p + G_0 \frac{\cos 2\varphi - x \sin 2\varphi}{1+x^2}; \quad (24)$$

$$G_0 = \frac{\sigma_0 \Gamma}{\Gamma} \frac{1}{(1+x^2)}; \quad G_s = G - G_a. \quad (25)$$

Выражение для потока в JR -приближении с учетом формул (24) и (25) будет иметь вид:

$$\phi^{(1)} = \frac{1+x^2}{\gamma^2 + \beta x + x^2}, \quad (26)$$

где

$$\gamma^2 = 1 + \frac{G_0}{M\sigma_m + \lambda\sigma_p} \left[\frac{(1-\lambda)\Gamma + \lambda\Gamma \cos 2\varphi}{\Gamma} \right];$$

$$\beta = \frac{G_0}{M\sigma_m + \lambda\sigma_p} \cdot \frac{\lambda\Gamma \sin 2\varphi}{\Gamma}.$$

Подставляя выражения для сечений и потока в формулы (21) и (22) и производя интегрирование, получим следующие трансцендентные уравнения для определения параметров λ и μ [11]

$$\lambda = 1 - \left[\frac{\arctg \chi}{\chi} + \frac{\delta}{2\chi^2} \frac{C_1}{C_2} \ln(1 + \chi^2) \right]; \quad (27)$$

$$\mu = 1 - \left[\frac{\arctg \chi_m}{\chi_m} + \frac{\delta_m}{2\chi_m^2} \frac{b}{C_4} \ln(1 + \chi_m^2) \right], \quad (28)$$

где $\chi_i = \left(\frac{C_3}{\delta_i} \right)^{-1/2}; C_3 = \sqrt{4\gamma^2 - b^2}; C_1 = (\sigma_p b - B);$

$$B = -\sigma_0 \cos 2\varphi; C_2 = \sigma_p C_4 - 2A + bB;$$

$$A = \left(\sigma_0 \cos 2\varphi - \frac{\Gamma_r}{\Gamma} \right); C_4 = 2(\gamma^2 - 1) - b^2.$$

Подставляя в выражение для λ и μ параметр φ , равный 0, получим известные формулы для определения параметров λ и μ без учета интерференции в виде [5,6]

$$\lambda = 1 - \chi; \quad (29)$$

$$\mu = 1 - \chi_m. \quad (30)$$

где

$$\chi_i = \frac{\arctg x_i}{x_i}; \quad x_i = \frac{\delta_i}{2\gamma}$$

и

$$\gamma^2 = 1 + \frac{\sigma_0}{\mu\sigma_m + \lambda\sigma_p} \left(\frac{\Gamma_r + \lambda\Gamma_m}{\Gamma} \right).$$

Расчеты резонансных интегралов в JR -приближении сопряжены с большими вычислительными трудностями. Эти трудности явно выступают при расчетах параметров λ и μ с учетом интерференции резонансного и потенциального рассеяния [II], так как значения параметров λ и μ могут быть неоднознач-

ными и выходить из интервала $[0,1]$ [12]. Вышеприведенные расчеты параметров λ и μ не включают доплеровское уширение линий, однако и данный эффект может быть включен в схему расчетов [13]. Хотя обычно в расчетах резонансного интеграла в JR -приближении учет интерференции и эффект Доплера [14,15] рассматривают отдельно, применяя методику учета температурного эффекта в NR -приближении:

$$J_{эф}(\lambda, \lambda', T) = J_{эф}(\lambda) - J_{эф}(\lambda') + J_{эф}(\lambda', T), \quad (31)$$

где T - температура среды;

λ' - параметр λ , вычисленный с учетом интерференции;

$J_{эф}(\lambda', T)$ - значение резонансного интеграла, определенное с учетом температуры среды [1].

Определение резонансного интеграла по формуле (15) и наличие таблиц специальных функций K_a [8] позволяют производить приближенные расчеты $J_{эф}$ с учетом интерференции потенциального и резонансного рассеяния и Доплер-эффекта одновременно.

3. ОСОБЕННОСТИ РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ДЛЯ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ УРОВНЕЙ

Рассмотренные в предыдущем параграфе методы расчета эффективных резонансных интегралов являются приближенными и не учитывают ряда особенностей как в энергетической зависимости потока, так и в сечениях, что заметно сказывается на значениях интегралов. Прямой путь оценки точности методов заключается в сравнении приближенных результатов с точными, полученными в численных расчетах для широкой области изменения параметров.

В настоящей работе точные значения эффективных резонансных интегралов вычислялись на основе энергетической зависимости потока в окрестностях резонансов, которая определялась в результате численного решения уравнения замедления нейтронов в однородных бесконечных средах [16,17].

Для иллюстрации основных особенностей резонансного поглощения на промежуточных уровнях были рассчитаны спектры плотности столкновений нейтронов в гомогенных смесях U^{238} с различными нерезонансными замедлителями на интервале энергии 170–220 эв (рис. 1). В рассматриваемом интервале находятся два промежуточных резонанса при энергиях 189,6 и 208,6 эв с характерными интерференционными особенностями. Параметры этих резонансов [18]:

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= 189 \text{ мэв} & \Gamma_{r1} &= 23 \text{ мэв} \\ \Gamma_2 &= 81 \text{ мэв} & \Gamma_{r2} &= 25 \text{ мэв} \\ \sigma_p &= 11 \text{ барн.} \end{aligned}$$

При расчетах спектр плотности столкновений нормировался на единицу при энергиях выше 285 эв.

Спектры потока и резонансные интегралы вычислялись при различных значениях сечения нерезонансного замедлителя, отнесенного к одному ядру урана (C_m) при температурах 300, 900 и 2100°K. Для выяснения зависимости от атомного веса замедлителя рассматривались системы: U:H, U:D, U:Fe, U:Рb. В расчетах учитывались особенности резонансной структуры сечений в рассматриваемом интервале [18], а для смеси, содержащей ядра водорода, были получены также упрощенные результаты, не учитывавшие интерференцию резонансного и потенциального рассеяния.

Результаты расчетов эффективных резонансных интегралов для каждого уровня, приведенные в таблице I, дают основа — ния сделать ряд выводов относительно особенностей резонансного поглощения на промежуточных уровнях.

Прежде всего, отметим важность учета интерференции резонансного и потенциального рассеяния при расчетах резонансных интегралов, даже для относительно небольших концентраций ($C_m < 100$ б) и температур $T > 300^\circ\text{K}$ в рассматриваемом энергетическом интервале [10,8]. Неучет данного эффекта приводит к значительному занижению резонансного интеграла при малых значениях сечения замедлителя.

Зависимость резонансного интеграла от концентрации для $C_m > 100$ б проявляет общую тенденцию к увеличению с ростом

σ_m , подобную результату NR -приближения [1], однако для $\sigma_m < 100$ б эта зависимость существенно слабее (рис. 2), что в значительной степени связано с уменьшением относительной вероятности поглощения в области интерференционного минимума при уменьшении σ_m [10,8].

Общий характер увеличения резонансного интеграла с температурой средн (рис. 3) качественно такой же, что и для NR -приближения, учитывающего интерференцию резонансного и потенциального рассеяния [8]. Интересно отметить, что для рассматриваемого энергетического интервала в случае концентрированных сред возможно, в принципе, не только увеличение, но и уменьшение $J_{\text{эф}}$ в некотором интервале роста температуры (рис. 4), что также связано с соответствующим уменьшением вероятности поглощения в области интерференционного минимума [17].

Использование в расчетах точного спектра плотности столкновений в рассматриваемом интервале изменения энергии (рис. 1) позволило оценить эффект влияния неасимптотических отклонений в спектре ниже уровня 208,6 эв на резонансный интеграл для уровня 189,6 эв. Приведенные расчеты (табл.2) при различных концентрациях (σ_m) и температурах позволяют сделать вывод, что наилучшее согласие величин суммарного резонансного интеграла и интегралов, определенных в приближении изолированных уровней (табл. 1), дает известная формула [2]

$$J_{\text{эф}}^{\text{сум}} = J_1 + \rho J_2, \quad (32)$$

где ρ - вероятность избежать резонансного поглощения после первого резонанса;

J_1, J_2 - резонансные интегралы для уровней 208,6 и 189,6 эв соответственно.

При этом различие между точными значениями и значениями, определенными по формуле (32), в среднем составляет около 2% для рассматриваемого интервала энергии.

ТАБЛИЦА I

ЗНАЧЕНИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ ИНТЕГРАЛОВ ДЛЯ U^{238} В ИНТЕРВАЛЕ 170-220 эВ
(ВЕРХНЕЕ ЗНАЧЕНИЕ ДЛЯ УРОВНЯ 189,6 эВ, НИЖНЕЕ - ДЛЯ 208,6 эВ)

G_m барн	T°K	U: H		U: O	U: Fe	U: Pb
		без интер- ференции	с интерфе- ренцией			
I	300	0,0664	0,1250	0,1165	0,0983	0,0868
		0,0542	0,0810	0,0815	0,0746	0,0679
	900	0,0663	0,1236	0,1149	0,0968	0,0854
		0,0585	0,0779	0,0782	0,0714	0,0646
	2100	0,0680	0,1198	0,1113	0,0936	0,0822
		0,0654	0,0799	0,0801	0,0729	0,0655
IO	300	0,1270	0,1896	0,1797	0,1496	0,0989
		0,0930	0,1230	0,1208	0,1109	0,0854
	900	0,1310	0,1915	0,1810	0,1503	0,0983
		0,1068	0,1340	0,1312	0,1199	0,0901
	2100	0,1399	0,1963	0,1852	0,1526	0,0976
		0,1295	0,1558	0,1521	0,1377	0,0999

Таблица 2

Значение эффективного резонансного интеграла U^{238} для двух уровней с энергиями 189,6 и 208,6 эВ

G _m барн	T°K	U:H			U:O		U:Fe		U:Pb	
		точн.		J, +ρJ ₂	точн.	J, +ρJ ₂	точн.	J, +ρJ ₂	точн.	J, +ρJ ₂
		без интер- ферен- ции	с интер- ферен- цией							
I	300	0,108	0,171	0,197	0,158	0,153	0,120	0,115	0,101	0,097
	900	0,112	0,170	0,193	0,156	0,151	0,118	0,114	0,100	0,096
	2100	0,118	0,171	0,191	0,157	0,149	0,118	0,113	0,099	0,095
10	300	0,218	0,308	0,310	0,288	0,284	0,225	0,223	0,141	0,139
	900	0,236	0,321	0,323	0,299	0,293	0,232	0,230	0,143	0,141
	2100	0,267	0,348	0,349	0,322	0,316	0,246	0,243	0,148	0,146
100	300	0,570	0,643	0,640	0,626	0,622	0,570	0,569	0,408	0,407
	900	0,688	0,765	0,762	0,742	0,736	0,669	0,666	0,462	0,461
	2100	0,858	0,940	0,937	0,906	0,900	0,805	0,802	0,527	0,527
1000	300	1,736	1,770	1,771	1,754	1,753	1,700	1,701	1,501	1,502
	900	2,094	2,129	2,132	2,107	2,105	2,032	2,143	1,759	1,760
	2100	2,453	2,487	2,491	2,458	2,455	2,359	2,361	1,999	1,999

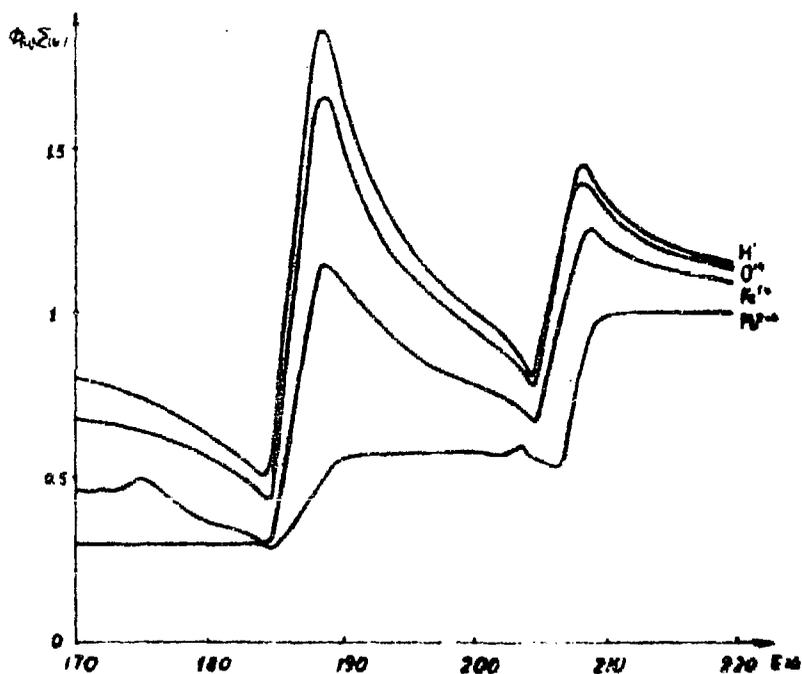


Рис. I. Плотность столкновений нейтронов в однородных смесях U^{238} с водородом, кислородом, железом и свинцом ($\sigma_m = 10$ барн, $T = 300^\circ K$)

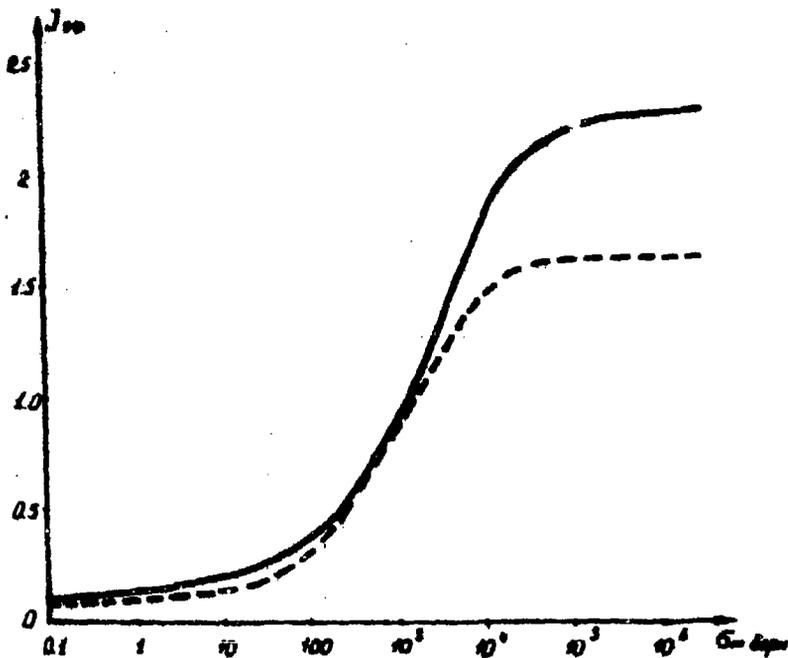


Рис. 2. Зависимость $J_\infty U^{238}$ для уронней 189,6 эв (сплошная линия) и 208,6 эв (пунктирная линия) в однородной смеси U:H ($T = 300^\circ\text{K}$) от величины сечения замедлителя (G_m).

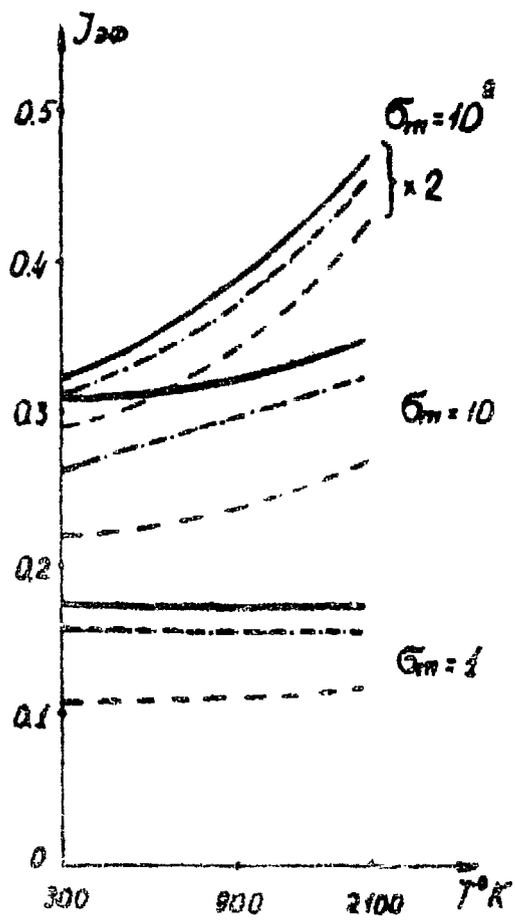


Рис. 3. Температурная зависимость J_{20} для уровня 189,6 эв U^{238} в гомогенной смеси с водородом (сплошная линия - с учетом интерференции, пунктирная - без нее) и кислородом (штрих-пунктирная линия) ($\sigma_m = 1, 10, 100$ барн)

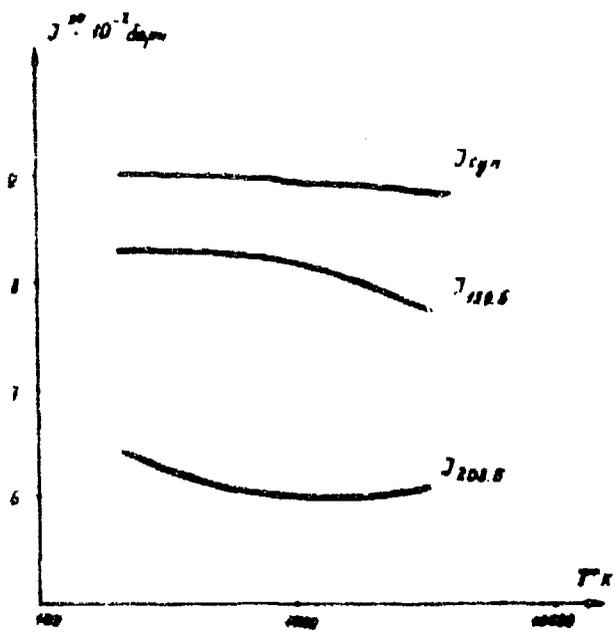


Рис. 4. Температурная зависимость резонансного интеграла U^{238} в чистом веществе

Зависимость спектра плотности столкновений при одинаковых σ_m и температурах от атомного веса замедлителя (рис. 1) существенно влияет на значения резонансных интегралов и иллюстрирует степень "промажуточности" уровней U-238 в рассматриваемом интервале энергии по отношению к различным замедлителям (рис. 5). Наибольшие расхождения в значениях резонансного интеграла для крайних весов замедлителя наблюдаются при значениях $\sigma_m \sim 100$ барн.

Детальное сравнение значений резонансного интеграла, определенных с использованием точного спектра потока и приближенными методами, проведем в терминах λ и μ . С этой целью рассчитаем коэффициенты самоэкранирования для рассматриваемых уровней

$$K_a(\alpha, \zeta, \varphi) = J_{\text{эф}} / J_{\infty}$$

при заданных значениях ζ и φ . По таблицам величины K_a [8] найдем соответствующее значение "эффективного" потенциального сечения как

$$\sigma_p^{*\varphi} = \sigma_0 / \alpha$$

и определим величину "эффективного" потенциального сечения по аналогии с JR-приближением

$$\sigma_p^{*\varphi} = (\lambda \sigma_p + \mu \sigma_m) \frac{\Gamma}{\Gamma_p + \lambda \Gamma_m} \quad (33)$$

Для определения λ и μ поступим следующим образом: так как в гомогенной смеси, содержащей ядра водорода, параметр μ тождественно равен 1, рассчитаем для данной смеси параметр λ и далее будем предполагать, что для смеси с любым замедлителем параметр λ постоянен и равен своему значению в смеси U:H. Таким образом, зависимость от атомного веса замедлителя будет определяться параметром μ . Значения параметров λ и μ , определенных по формуле (34) (табл. 3), не выходят за пределы интервала [0,1]. Для сравнения в таблице 4 приведены значения

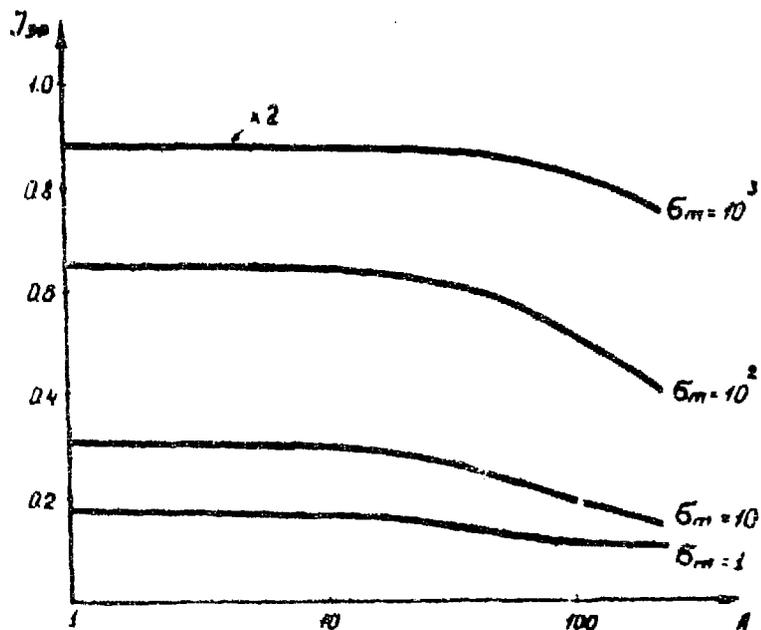


Рис. 5. Зависимость $J_{\infty} U^{2.3A}$ на интервале 170-220 эв от атомного веса замедлителя ($T = 300^{\circ}\text{K}$)

Значения параметров λ и μ для уровней U^{238} с энергиями 189,6 и 208,6 эв

G_m барн	А	Уровень с $E = 189,6$ эв				Уровень с $E = 208,6$ эв			
		λ		μ		λ		μ	
		точн.	JR	точн.	JR	точн.	JR	точн.	JR
10	I	0,049 (0,345)	0,178	I	I	0,148 (0,797)	0,480	I	I
	16		0,167	0,922	0,876		0,477	0,944	0,952
	56		0,163	0,408	0,626		0,470	0,745	0,841
	208		0,103		0,124		0,442		0,490
100	I	0,382 (0,571)	0,430	I	I	0,708 (0,885)	0,730	I	I
	16		0,422	0,938	0,945		0,729	0,978	0,979
	56		0,418	0,771	0,816		0,726	0,903	0,928
	208		0,379	0,377	0,424		0,715	0,691	0,746
1000	I	0,704 (0,753)	0,731	I	I	0,850 (0,979)	0,900	I	I
	16		0,730	0,986	0,980		0,897	0,987	0,993
	56		0,728	0,948	0,939		0,896	0,957	0,975
	208		0,718	0,689	0,748		0,893	0,764	0,906

В круглых скобках приведены значения λ для резонансных интегралов, определенных без учета интерференции потенциального и резонансного рассеяния.

параметров λ и μ , определенных по формулам (29) и (30) без учета интерференции резонансного и потенциального рассеяния и температурных эффектов (точные значения параметров λ и μ даны при 300°K). Незначительные отклонения параметров λ в методе Гольдштейна-Ковна [5,6] с изменением атомного веса замедлителя делают справедливыми наши предположения о независимости данного параметра от атомного веса. Существенное отличие в параметрах, определенных из численного расчета и в схеме JR -приближения для концентрированных сред, связано с необходимостью учета энергетических особенностей сечений и спектра потока нейтронов в области интерференционного минимума [10]. Температурная зависимость коэффициентов λ и μ , полученная на основе численных расчетов, оказывается несущественной. При этом изменения соответствующих величин в интервале $300^\circ + 2100^\circ\text{K}$ не превышает 2-3%.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ основных особенностей резонансного поглощения на примере выбранного интервала энергии, содержащего два промежуточных резонанса U^{238} , иллюстрирует точность известных приближенных методов теории резонансного поглощения [5,6]. Качественные особенности в зависимостях резонансных интегралов от концентрации (C_m) и температуры для данного замедлителя оказываются, в основном, такими же, что и в NR -приближении, учитывающем интерференцию резонансного и потенциального рассеяния [10,8]. Расчет же абсолютных значений резонансных интегралов в концентрированных средах для замедлителей разного веса дает значения, существенно отличающиеся от результатов NR -приближения и от значений, полученных в практической схеме JR -приближения, что определяется неасимптотической структурой спектра потока в окрестностях резонанса (рис. 1). Неучет этой структуры приводит к существенным погрешностям в эффективных резонансных интегралах и их зависимости от C_m и температуры среды.

ЛИТЕРАТУРА

- I. Дреснер Л. Резонансное поглощение в ядерных реакторах. Госатомиздат, М. (1962).
2. Вейнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов. Изд-во Иностранной литературы, М. (1961).
3. Yousef M.Y.A., Amin E.A., Lukyanov A.A. J. Nucl. Energy, Parts A/B, 19 (1965) 693.
4. Адлер Ф., Хинман Г., Нордгейм Л. Труды II-ой⁰ Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Избранные доклады иностранных ученых, т. 2. Нейтронная физика. Атомиздат, М. (1959).
5. Goldstein R, Cohen E.R. Nucl.Sci.Eng., 13 (1962) 132.
6. Goldstein R. Nucl. Sci. Eng., 22 (1965) 387.
7. Forti G. Nucl. Sci. Eng., 19 (1964) 449.
8. Абагян Л.П. и др. Распространение резонансных нейтронов в гомогенных средах. Теория и специальные функции. БИЯД, приложение. Атомиздат, М. (1968).
9. Corcuera R.P., Solanilla R. J.Nucl. Energy, 23(1969)643.
10. Лукьянов А.А., Орлов В.В. В сб. "Теория и методы расчета ядерных реакторов". Госатомиздат, М. (1962) 179.
11. Ishiguro Y. Nucl.Sci.Eng., 32 (1968) 422.
12. Mikkelsen J. Nucl. Sci. Eng., 39 (1970) 403.
13. Goldstein R. Trans. Am. Nucl. Soc., 15 (1972) 291.

14. Sehgal B.R. J. Nucl. Energy, 19 (1965) 921.
15. McKay M.H., Pollard J.P. Nucl.Sci.Eng., 16(1963)243.
16. Платонов А.П. ИЭМ и МФ, 12 (1972) 1325.
17. Платонов А.П., Лукьянов А.А. Атомная энергия, 33
(1972) 985.
18. Абагян Л.П. и др. БИЯЦ, вып. 3 (1966) 418.

Рукопись поступила в редакционно-
издательскую группу ОНТИ 7.XII.72 г.
В окончательной редакции 21.05.73г.



Отпечатано в Научно-исследовательском институте атомных реакторов
им. В.И.Ленина

T-07805 от 24.04.73. Тираж 100.

Редактор Д.А.Галкина.

1,5 уч.-изд.л.

Май, 1973.