ЖЭТФ, 2002, том 122, вып. 5 (11), стр. 928–932

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА ЗАХВАТА УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ В ТОНКИХ ПОГЛОЩАЮЩИХ ПЛЕНКАХ

В. В. Ломоносов [*], ***А. И. Гуревич***

Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия

Поступила в редакцию 18 мая 2002 г.

В рамках временно́й квантовой теории вычислена зависимость сечения захвата ультрахолодных нейтронов в тонких по сравнению с длиной волны нейтрона мишенях. Показано, что при малых скоростях нейтрона сечение захвата $\sigma_c \sim v$, т.е. стремится к нулю при стремлении к нулю величины скорости нейтрона v.

PACS: 25.40.Fq

1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа была инициирована результатами эксперимента [1] по пропусканию ультрахолодных нейтронов через образцы, содержащие естественный гадолиний и обогащенные изотопом Gd^{157} (см. также [2]). У двух изотопов Gd^{155} и Gd^{157} имеются резонансы в сечении радиационного захвата, расположенные вблизи тепловой области. Поэтому естественный гадолиний характеризуется очень большим сечением захвата в тепловой области. Если считать, что зависимость сечения захвата от скорости нейтронов v определяется законом $1/v$ [3], то величина сечения захвата для ультрахолодных нейтронов должна становиться огромной, около 15 Мб. Измерение зависимости величин сечений захвата нейтронов от скорости нейтронов в [1] показало, что она описывается законом $1/v$ вплоть до скоростей приблизительно 9 м/с, а при меньших скоростях наблюдаются значительные отклонения от этого закона, и сечение захвата начинает уменьшаться. Таким образом, закон $1/v$ в этой области скоростей нейтронов перестает выполняться. Авторы [1] объясняют этот эффект флуктуациями числа рассеивающих ядер в объеме взаимодействия, связанными с конкретными образцами. Принципиально это объяснение возможно, но при этом возникает ряд других вопросов. Во-первых, будет ли выполняться закон $1/v$ для идеально приготовленных мишеней? Во-вторых, существуют ли физические ограничения на величину сечения захвата при стремлении скорости нейтрона к нулю? И в-третьих, так как закон $1/v$ верен лишь для процесса взаимодействия нейтрона со свободным ядром, то зависимость сечения захвата на ядрах, входящих в состав плотного вещества, может существенно отличаться от этого закона. Последнее обстоятельство обсудим более подробно. С уменьшением скорости возрастает длина волны λ нейтрона, и соответственно возрастает объем вещества, с которым взаимодействует нейтрон. Для ультрахолодных нейтронов число ядер в объеме взаимодействия $N \approx n\lambda^3 \gg 1$, где n — плотность числа ядер в веществе. Поэтому, так как упругое рассеяние нейтрона на этом ансамбле происходит когерентно, сечение упругого рассеяния зависит от N нелинейным образом, а сечения неупругих процессов — в первом приближении линейно. Поэтому соотношения между упругими и неупругими процессами для ансамбля ядер и для отдельного ядра, когда выполняются условия для когерентного рассеяния, существенно различаются. Этот эффект подавления неупругих каналов [4] при брэгговском рассеянии тепловых нейтронов на идеальных кристаллах хорошо известен. Аналогичный эффект наблюдается и при брэгговском рассеянии рентгеновских лучей [5]. Для тепловых нейтронов и рентгеновских лучей, длина волны которых сравнима с расстоянием между рассеивающими центрами, когерентное рассеяние возможно только при выполнении условия

[*] E-mail: lom@alpha.ru

Брэгга. Для ультрахолодных нейтронов, длина волны которых много больше расстояния между ядрами, когерентное рассеяние на ансамбле ядер мишени существует независимо от выполнения условий Брэгга. Поэтому эффект подавления неупругих каналов должен наблюдаться при выполнении определенных физических условий. Для упрощения расчетов будем предполагать, что длина волны ультрахолодных нейтронов $\lambda \leq d$, где d — толщина мишени. Будем пользоваться однорезонансным приближением для рассмотрения процесса захвата нейтронов. Для изотопов Gd^{155} (энергия первого резонанса $\varepsilon_0 \approx 0,0268$ эВ, энергия второго резонанса $\varepsilon_1 \approx 2$ эВ) и Gd^{157} ($\varepsilon_0 \approx 0.0314$ эВ, $\varepsilon_1 \approx 2.825$ эВ) полная ширина резонансов много меньше расстояния между ними, поэтому условие для однорезонансного приближения хорошо выполняется.

2. КВАНТОВОМЕХАНИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ ЧЕРЕЗ ВЕЩЕСТВО

Временна́я эволюция квантовой системы нейтроны+ядра мишени определяется полным гамильтонианом. Разделим полный гамильтониан на две части: H_0, которая определяет состояние ядер мишени и свободное движение падающего пучка нейтронов, и гамильтониан V, который ответственен за взаимодействие падающих нейтронов с ядрами мишени. В резонансном приближении полную волновую функцию системы нейтроны+ядра мишени разложим в ряд по собственным функциям оператора H_0:

$$\Psi(t) = A_{n_{\mathbf{p}}}(t)\phi_{\mathbf{p}}\Phi_N + \sum_{i=1}^{N} C_{\mathbf{p}}^i(t)\Phi_N^* + \\ + \sum_{\mathbf{p}'} B_{\mathbf{p},\mathbf{p}'}(t)\phi_{\mathbf{p}'}\Phi_N + \sum_{\mathbf{k}} B_{\mathbf{p},\mathbf{k}}(t)\Phi_N|1\mathbf{k}\rangle. \quad (1)$$

Здесь $A_{n_{\mathbf{p}}}(t)$ — амплитуда состояния, в котором ядра мишени находятся в основном состоянии и существует начальное распределение падающего потока нейтронов; $C_{\mathbf{p}}^i(t)$ — амплитуда состояния, в котором одно ядро мишени в точке $\mathbf{r}_i$ возбуждено и один нейтрон из начального распределения с импульсом $\mathbf{p}$ поглощен; $B_{\mathbf{p},\mathbf{p}'}(t)$ — амплитуда состояни, в котором ядра мишени находятся в основном состоянии, из начального состояния поглощен нейтрон с импульсом $\mathbf{p}$ и излучен нейтрон с импульсом $\mathbf{p}'$; $B_{\mathbf{p},\mathbf{k}}(t)$ — амплитуда состояния, в котором один нейтрон с импульсом $\mathbf{p}$ поглощен из начального распределения и излучен γ-квант с импульсом $\mathbf{k}$, одно из ядер мишени увеличило свое массовое число на единицу.

Используя метод Гайтлера [6] для решения временно́го уравнения Шредингера, можно написать систему уравнений для фурье-образов амплитуд:

$$\begin{aligned}
&(\omega + i\epsilon)A_{n_{\mathbf{p}}}(\omega) = 1 + \sum_{i=1}^{N}\sum_{\mathbf{p}} V_{\mathbf{p}}^* e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}_i} C_{\mathbf{p}}^i(\omega),\\
&(\omega - \varepsilon_0 + \varepsilon_p + i\epsilon)C_{\mathbf{p}}^i(\omega) = V_{\mathbf{p}} e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}_i} A_{n_{\mathbf{p}}}(\omega) +\\
&+ \sum_{\mathbf{p}'} V_{\mathbf{p}'} e^{i\mathbf{p}'\cdot\mathbf{r}_i} B_{\mathbf{p},\mathbf{p}'}(\omega) +\\
&+ \sum_{\mathbf{k}} V_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_i} B_{\mathbf{p},\mathbf{k}}(\omega),\\
&(\omega - \varepsilon_{p'} + \varepsilon_p + i\epsilon)B_{\mathbf{p},\mathbf{p}'}(\omega) =\\
&= \sum_{i=1}^{N} V_{\mathbf{p}'}^* e^{-i\mathbf{p}'\cdot\mathbf{r}_i} C_{\mathbf{p}}^i(\omega),\\
&(\omega - \omega_k + \varepsilon_p + \Delta M + i\epsilon)B_{\mathbf{p},\mathbf{k}}(\omega) =\\
&= \sum_{i=1}^{N} V_{\mathbf{k}}^* e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_i} C_{\mathbf{p}}^i(\omega).
\end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $V_{\mathbf{p}}$ и $V_{\mathbf{p}'}$ — матричные элементы, соответствующие поглощению нейтрона ядром мишени с импульсами соответственно $\mathbf{p}$ и $\mathbf{p}'$; $V_{\mathbf{k}}$ — матричный элемент, соответствующий поглощению γ-кванта составным ядром; ω_k, ε_p и $\varepsilon_{p'}$ — энергии соответственно γ-кванта, нейтрона с импульсом $\mathbf{p}$ и нейтрона с импульсом $\mathbf{p}'$; $\Delta M = E_{A+1} - E_A$ — энергия связи нейтрона в составном ядре с $A+1$ нуклоном, ϵ — величина, стремящаяся к нулю. При написании системы уравнений (2) для простоты выкладок предполагалось, что из составного ядра испускается только один γ-квант и нет каскадного излучения квантов. Подставляя выражения для $B_{\mathbf{p},\mathbf{p}'}(\omega)$ и $B_{\mathbf{p},\mathbf{k}}(\omega)$ в уравнение для $C_{\mathbf{p}}^i(\omega)$ и используя равенство

$$\xi(x) = \frac{1}{x + i\epsilon} = P\left(\frac{1}{x}\right) - i\pi\delta(x),$$

получим

$$\begin{aligned}
&\left(\omega - \varepsilon_0 + \varepsilon_p + i\frac{\Gamma_n}{2} + i\frac{\Gamma_\gamma}{2}\right) C_{\mathbf{p}}^i(\omega) =\\
&\qquad = V_{\mathbf{p}} e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}_i} A_{n_{\mathbf{p}}}(\omega) -\\
&- \left(\frac{\Gamma_n}{2}\sum_{i\neq j}^{N} \frac{\exp(ip|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|)}{p|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} + \frac{\Gamma_\gamma}{2} \times \right.\\
&\left. \times \sum_{i\neq j}^{N} \frac{\exp(ik|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|)}{k|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|}\right) C_{\mathbf{p}}^j(\omega),
\end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\Gamma_n = 2\pi \sum_{\mathbf{p}'} |V_{\mathbf{p}'}|^2 \xi(\omega - \varepsilon_{p'} + \varepsilon_p),$$

$$\Gamma_\gamma = 2\pi \sum_{\mathbf{k}} |V_{\mathbf{k}}|^2 \xi(\omega - \omega_k + \varepsilon_p + \Delta M),$$

а также учтено, что при упругом рассеянии нейтронов $|\mathbf{p}| \approx |\mathbf{p}'|$. Для ультрахолодных нейтронов условие $\Gamma_\gamma p/\Gamma_n k \ll 1$ обычно выполняется ($\Gamma_\gamma \sim 10^3 \Gamma_n$, $p \sim 10^5$ см$^{-1}$, $k \sim 10^{10}$ см$^{-1}$ для энергии кванта порядка 1 МэВ, и $\Gamma_\gamma p/\Gamma_n k \sim 10^{-2}$). Если в этом приближении ввести плотность числа ядер мишени $n(\mathbf{r})$ и обозначить $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma$, выражение (3) можно представить в виде

$$\left(\omega - \varepsilon_0 + \varepsilon_p + i\frac{\Gamma}{2}\right) C_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, \omega) = V_{\mathbf{p}} \exp(i\mathbf{p}\mathbf{r}) A_{n_{\mathbf{p}}}(\omega) - \\ - \frac{\Gamma_n}{2} \int d\mathbf{r}' n(\mathbf{r}') C_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}', \omega) \frac{\exp(ip|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{p|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (4)$$

Для определенности направим падающий поток нейтронов по нормали к поверхности мишени. В этом случае имеем $n(\mathbf{r}) = n$ для всех x, y при $0 \le z \le d$ и $n(\mathbf{r}) = 0$ во всех других точках пространства. Из соображений симметрии очевидно, что $C_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}, \omega)$ не может зависеть от координат x и y. Поэтому можно проинтегрировать (4) по этим координатам:

$$\left(\omega - \varepsilon_0 + \varepsilon_p + i\frac{\Gamma}{2}\right) C_{\mathbf{p}}(z, \omega) = V_{\mathbf{p}} \exp(ipz) A_{n_{\mathbf{p}}}(\omega) - \\ - i\frac{\pi \Gamma_n n}{p^2} \int_0^d dz' C_{\mathbf{p}}(z', \omega) \exp(ip|z - z'|). \quad (5)$$

Дифференцируя (5) дважды по z, получим дифференциальное уравнение

$$C''_{\mathbf{p}}(z, \omega) + \alpha^2 C_{\mathbf{p}}(z, \omega) = 0, \quad (6)$$

где

$$\alpha^2 = p^2 \left(1 - \frac{2\pi \Gamma_n}{p^3} \frac{1}{\omega - \varepsilon_0 + \varepsilon_p + i\Gamma/2}\right). \quad (7)$$

Решение уравнения (6) имеет вид

$$C_{\mathbf{p}}(z, \omega) = A e^{i\alpha z} + B e^{-i\alpha z}. \quad (8)$$

Коэффициенты A и B определяются из интегрального уравнения (5) подстановкой решения (8) в точках $z = 0$ и $z = d$. Общий вид коэффициентов A и B достаточно громоздкий, но если выполняется условие $pd \ll 1$, выражения для коэффициентов A и B значительно упрощаются и имеют вид

$$A = \frac{V_{\mathbf{p}} A_{n_{\mathbf{p}}}(\omega)}{\omega - \varepsilon_0 + \varepsilon_p + i(\Gamma/2) f(\alpha d)} \frac{1 - e^{-i\alpha d}}{e^{i\alpha d} - e^{-i\alpha d}}, \\ B = -\frac{V_{\mathbf{p}} A_{n_{\mathbf{p}}}(\omega)}{\omega - \varepsilon_0 + \varepsilon_p + i(\Gamma/2) f(\alpha d)} \frac{1 - e^{i\alpha d}}{e^{i\alpha d} - e^{-i\alpha d}}, \quad (9)$$

где

$$f(\alpha d) = 1 + i\frac{2\pi \Gamma_n}{\Gamma} \frac{n}{p^2 \alpha} \frac{2 - e^{-i\alpha d} - e^{i\alpha d}}{e^{i\alpha d} - e^{-i\alpha d}}. \quad (10)$$

Подставив выражение (9) в выражение для общего решения (8), получим:

$$C_{\mathbf{p}}(z, \omega) = \frac{V_{\mathbf{p}} A_{n_{\mathbf{p}}}(\omega)}{\omega - \varepsilon_0 + \varepsilon_p + i(\Gamma/2) f(\alpha d)} \times \\ \times \frac{e^{i\alpha z}(1 - e^{-i\alpha d}) - e^{-i\alpha z}(1 - e^{i\alpha d})}{e^{i\alpha d} - e^{-i\alpha d}}. \quad (11)$$

Используя (11) и систему уравнений (2), можно найти все амплитуды состояний и вычислить соответствующие сечения. Для вычисления сечения захвата используем методику, развитую Гайтлером [6]. Представим амплитуду $B_{\mathbf{p},\mathbf{k}}(\omega)$ в виде

$$B_{\mathbf{p},\mathbf{k}}(\omega) = U_{\mathbf{p},\mathbf{k}}(\omega) \xi(\omega - \omega_k + \varepsilon_p + \Delta M) A_{n_{\mathbf{p}}}(\omega). \quad (12)$$

Согласно [6], сечение захвата может быть записано в виде

$$\sigma_c = 2\pi \sum_{\mathbf{k}} |U_{\mathbf{p},\mathbf{k}}(\omega = 0)|^2 \frac{\delta(E_{in} - E_{fin})}{j_{\mathbf{p}}}, \quad (13)$$

где $j_{\mathbf{p}}$ — плотность потока падающих нейтронов, E_{in} и E_{fin} — начальная и конечная энергии системы мишень + нейтрон. Выражение для $U_{\mathbf{p},\mathbf{k}}(\omega)$ имеет вид

$$U_{\mathbf{p},\mathbf{k}}(\omega) = n \int \frac{dx\, dy\, dz\, V_{\mathbf{p}} V_{\mathbf{k}}^* \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}{\omega - \varepsilon_0 + \varepsilon_p + i(\Gamma/2) f(\alpha d)} \times \\ \times \frac{e^{i\alpha z}(1 - e^{-i\alpha d}) - e^{-i\alpha z}(1 - e^{i\alpha d})}{e^{i\alpha d} - e^{-i\alpha d}}. \quad (14)$$

Для дальнейших вычислений нам понадобится явное выражение для коэффициента α через параметры резонанса. Из (7) при $\omega = 0$ получим

$$\alpha^2 = p^2 \left(1 - \frac{4\pi \Gamma_n^0}{\Gamma} \frac{n}{p_0^3} \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_p} \frac{\Delta - i}{\Delta^2 + 1}\right), \quad (15)$$

где Γ_n^0 — нейтронная ширина нулевого ядерного уровня, p_0 — импульс нейтрона при резонансной энергии ε_0, $\Delta = 2(\varepsilon_p - \varepsilon_0)/\Gamma$. Энергия падающих ультрахолодных нейтронов удовлетворяет неравенству

$$\varepsilon_p \leq \frac{4\pi\Gamma_n^0}{\Gamma} \frac{n}{p_0^3} \varepsilon_0, \tag{16}$$

величина α может быть записана в виде

$$\alpha \approx \left(\frac{4\pi\Gamma_n^0}{\Gamma} \frac{n}{p_0}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{i}{2|\Delta|}\right). \tag{17}$$

Рассмотрим два предельных случая. Пусть $\alpha d \ll 1$, тогда нетрудно показать, что величина сечения захвата определяется выражением

$$\sigma_c = \frac{N\sigma_{n\gamma}^0 \sqrt{\dfrac{\varepsilon_0}{\varepsilon_p}}}{\Delta^2 + \left(1 + \delta_1 \sqrt{\dfrac{\varepsilon_0}{\varepsilon_p}}\right)^2}. \tag{18}$$

Если $\alpha d \gg 1$, то выражение для сечения захвата имеет вид

$$\sigma_c = \frac{N\sigma_{n\gamma}^0 \sqrt{\dfrac{\varepsilon_0}{\varepsilon_p}}}{\left(\Delta + \delta_2 \sqrt{\dfrac{\varepsilon_0}{\varepsilon_p}}\right)^2 + \left(1 + \delta_2 |\Delta| \sqrt{\dfrac{\varepsilon_0}{\varepsilon_p}}\right)^2}. \tag{19}$$

Здесь $\sigma_{n\gamma}^0$ — сечение захвата в строгом резонансе, N — число ядер в мишени,

$$\delta_1 = \frac{\pi\Gamma_n^0}{\Gamma} \frac{nd}{p_0^2},$$

$$\delta_2 = \sqrt{\frac{\pi\Gamma_n^0 n}{\Gamma p_0^3}} \frac{1}{\Delta^2 + 1}.$$

Как видно из выражений для сечения захвата (18) и (19), при выполнении неравенств $\delta_1\sqrt{\varepsilon_0/\varepsilon_p} \ll 1$ в случае (18) и $\delta_2\sqrt{\varepsilon_0/\varepsilon_p} \ll 1$ в случае (19) величина

$$\sigma_c \propto \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_p}} \propto \frac{1}{v},$$

т. е. закон $1/v$ в этой области энергий нейтрона выполняется. Однако, если $\delta_1\sqrt{\varepsilon_0/\varepsilon_p} \gg 1$ или $\delta_2\sqrt{\varepsilon_0/\varepsilon_p} \gg 1$, то сечение захвата

$$\sigma_c \propto \sqrt{\frac{\varepsilon_p}{\varepsilon_0}} \propto v$$

и при дальнейшем уменьшении энергии нейтрона величина сечения захвата стремится к нулю. В то время, как показано в [7], величина упругого сечения рассеяния нейтронов растет при уменьшении энергии нейтронов и в пределе, при стремлении величины энергии нейтронов к нулю, достигает своего предельного значения порядка геометрического размера мишени.

3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сравним полученные результаты с экспериментальными данными зависимости сечения захвата ультрахолодных нейтронов от их скорости (энергии) для металлической пленки Gd^{157}. Для изотопа Gd^{157} резонансные параметры равны $g\Gamma_n^0 \approx 0.56$ МэВ, $\Gamma \approx 106$ МэВ, $\varepsilon_0 \approx 0.03$ эВ. В эксперименте [1] использовалась мишень толщиной $d \approx 114\,\text{Å}$. Воспользовавшись этими значениями, вычислим величину скорости нейтрона, при которой сечение захвата начинает уменьшаться. Нетрудно показать, что для Gd^{157} эта величина определяется из неравенства $\delta_1\sqrt{\varepsilon_0/\varepsilon_p} > 1$, при выполнении которого $\sigma_c \propto v$. Подставим в это выражение резонансные параметры и получим $v <$ 4–5 м/с, что вполне согласуется с результатами, приведенными в [4].

Полученные выше выражения для сечения захвата (18) и (19) позволяют найти максимальное значение величины сечения. Продифференцуем выражения (18) и (19) по энергии нейтрона и найдем величину энегии, при которой эти выражения достигают максимума. Для выражения (18) получим

$$(\varepsilon_p)_{max} = \varepsilon_0 \frac{\delta_1^2}{\Delta^2 + 1},$$

для (19)

$$(\varepsilon_p)_{max} = \varepsilon_0 \delta_2^2.$$

Соответственно, максимально возможные значения сечений захвата будут равны

$$(\sigma_c)_{max} = \frac{N\sigma_{n\gamma}^0}{2\delta_1} \frac{1}{\sqrt{\Delta^2 + 1} + 1}, \tag{20}$$

если $\alpha d \ll 1$, и

$$(\sigma_c)_{max} = \frac{N\sigma_{n\gamma}^0}{2\delta_2} \frac{1}{\Delta^2 + 1}, \tag{21}$$

если $\alpha d \gg 1$. Отметим, что если бы выполнялся закон $1/v$, то величина сечения захвата нейтронов для $\varepsilon_p = (\varepsilon_p)_{max}$ при выполнении условия $\alpha d \gg 1$ была бы в два раза больше величины сечения захвата нейтронов (21).

В заключение отметим, что полученное выше выражение для сечения захвата (18) позволяет ответить на академический вопрос о зависимости сечения захвата нейтронов для «изолированного ядра» при стремлении скорости нейтрона к нулю. Действительно, как следует из (18), при любом отличном от нуля значении параметра δ_1 найдется такая энергия нейтрона (или скорость), при которой $\delta_1(\varepsilon_0/\varepsilon_p)^{1/2}_{max} > 1$, и при энергиях $\varepsilon_p < (\varepsilon_p)_{max}$ величина сечения захвата перестает увеличиваться, а в пределе еще меньших энергий обращается в нуль. Величина δ_1 определяется резонансными параметрами ядра и значением плотности числа ядер в объеме взаимодействия нейтрона с ядрами $V \sim \lambda^3$. При стремлении скорости нейтрона к нулю длина волны нейтрона стремится к бесконечности и объем взаимодействия становится бесконечно большим, поэтому даже в идеальной постановке эксперимента по рассеянию нейтронов на одном изолированном ядре в бесконечно большом объеме взаимодействия обязательно найдутся ядра, тождественные с ядром мишени. Таким образом, в этом случае параметр δ_1 становится отличным от нуля и, соответственно, величина сечения захвата ограничена.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Rauch, M. Zawisky, and Ch. Stellmach, Phys. Rev. Lett. **83**, 4995 (1999).

2. J. Felber, R. Gähler, and R. Golub, Phys. Rev. Lett. **85**, 5667 (2000); H. Rauch, M. Zawiski, Ch. Stellmach, and P. Geltenbort, **85**, 5668 (2000).

3. И. И. Гуревич, Л. В. Тарасов, *Физика нейтронов низких энергий*, Наука, Москва (1965), с. 22.

4. А. М. Афанасьев, Ю. Каган, ЖЭТФ **48**, 327 (1965).

5. G. Bormann, Z. Phys. B **127**, 297 (1950).

6. W. Heitler, *Quantum Theory of Radiation*, Oxford Univ. Press, New York (1954).

7. А. И. Гуревич, В. В. Ломоносов, ЖЭТФ **109**, 916 (1996).