

ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Построена теория тормозного излучения нейтронов в электрическом поле атома. Найдено сечение процесса. Исследована зависимость сечения от энергии нейтронов, энергий и углов вылета фотонов. Показано, что существует две возможности излучения фотона нейтроном. В первом случае ориентация спина нейтрона не меняется, во втором – в процессе излучения спин нейтрона переворачивается.

Ключевые слова: быстрые нейтроны, тормозное излучение.

Введение

Нейтрон обладает электрическим зарядом равным нулю, но благодаря спину (а точнее аномальному магнитному моменту) нейтрон может взаимодействовать с электромагнитным полем. На возможность рассеяния нейтронов электрическим полем атома впервые указал Швингер [1]. Физика этого процесса объясняется следующим образом: в системе покоя нейтрона возникает магнитное поле, с которым взаимодействует магнитный момент нейтрона. Электромагнитное Швингеровское рассеяние нейтронов было экспериментально обнаружено в 1956 году [2]. В работе [3], посвященной полувековой годовщине обнаружения Швингеровского рассеяния нейтронов, сделан обзор теоретических и экспериментальных работ по этой тематике, а также описаны возможные новые эксперименты. Более того, в настоящее время изучаются спин-спиновые взаимодействия [4]. Когерентное Швингеровское рассеяние и каналирование нейтронов в кристаллах рассматривалось в работах [5–12].

Другой механизм взаимодействия нейтронов с электромагнитным полем – излучение фотонов. Впервые излучение фотонов нейтронами во внешнем магнитном поле было теоретически исследовано в [13–14] в рамках квантовой электродинамики. В работе [15] это излучение рассматривалось в рамках квази-классического метода. Этот новый вид излучения, возникающий благодаря взаимодействию спина с магнитным полем, был назван спиновый свет [15].

Сечение тормозного излучения

Рассмотрим тормозное излучение нейтрона в нерелятивистском случае. Релятивистский случай будет рассмотрен в отдельной работе. Согласно золотому правилу Ферми, сечение излучения фотона нейтроном имеет вид

$$d\sigma_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{fi}|^2 \delta(E_i - E_f - \hbar\omega) \frac{1}{J} d\rho, \quad (1)$$

$$d\rho = \frac{d^3p_f}{(2\pi\hbar)^3} \frac{d^3k}{(2\pi)^3}.$$

Здесь $|M_{fi}|^2$ – матричный элемент перехода нейтрона из начального состояния $|i\rangle$ в конечное $|f\rangle$ с испусканием фотона при рассеянии на атоме, ρ – плотность конечных состояний, \mathbf{p} – импульс нейтрона в конечном состоянии и \mathbf{k} – волновой вектор фотона, J – начальный поток нейтронов $J = v/V$, v – скорость нейтронов и V – нормировочный объем (в дальнейшем $V = 1$).

Матричный элемент имеет вид

$$M_{fi} = \sum_{\alpha} \int \left\{ \frac{\langle f | V_S | \alpha \rangle \langle \alpha | V_R | i \rangle}{E_i - E_{\alpha}} + \frac{\langle f | V_R | \alpha \rangle \langle \alpha | V_S | i \rangle}{E_i - E_{\alpha}} \right\} d\vec{k}_{\alpha}, \quad (2)$$

здесь

$$\begin{aligned} |i\rangle &= X_i \exp[i\mathbf{k}_i \mathbf{r}] |0\rangle, \\ |f\rangle &= X_f \exp[i\mathbf{k}_f \mathbf{r}] |1\rangle, \\ |\alpha\rangle &= X_{\alpha} \exp[i\mathbf{k}_{\alpha} \mathbf{r}] |1(0)\rangle \end{aligned} \quad (3)$$

волновые функции начального $|i\rangle$, конечного $|f\rangle$ и промежуточного $|\alpha\rangle$ состояний, $\mathbf{k}_{i(f,\alpha)}$ – волновой вектор нейтрона, $|0\rangle$ и $|1\rangle$ – волновые функции фотона в представлении вторичного квантования, $X_{i(f)}$ – спинорные волновые функции.

В уравнении (2) суммирование проводится по промежуточным спиновым состояниям и интегрирование по волновому вектору нейтрона, E_i , E_{α} – суммарные энергии в начальном и промежуточном состояниях. Знаменатель в первом слагаемом в (2) равен

$$Z_I = E_i - E_{\alpha} = E_{i,kin} - E_{\alpha,kin} - \hbar\omega$$

и во втором

$$Z_{II} = E_i - E_{\alpha} = E_{i,kin} - E_{\alpha,kin},$$

здесь $E_{i(f,\alpha),kin}$ – кинетическая энергия нейтрона, $\hbar\omega$ – излученная энергия фотона. Оператор взаимодействия нейтронов с электрическим полем атома имеет вид [1, 16]

$$V_S = \frac{\mu}{mc} \sigma [E, i\hbar\nabla]. \quad (4)$$

Здесь $\mu = \mu\sigma$ – оператор магнитного момента

нейтрона, σ – матрицы Паули, $\mu = 1,91\mu_n$, где $\mu_n = e\hbar / 2mc$ – ядерный магнетон, m – масса нейтрона, E – электрическое поле атома и $i\hbar\nabla$ оператора импульса.

Оператор испускания фотона нейтроном имеет вид (см., напр.: [13, 17])

$$V_R = -\mu \sum \sqrt{\frac{2\pi\hbar c^2}{\omega_k}} [ik, \mathbf{e}_k] \hat{a}_k^+ \exp[-ikr]. \quad (5)$$

Здесь ω_k – частота, \mathbf{e}_k – вектор поляризации, \mathbf{k} – волновой вектор испущенного фотона, \hat{a}_k^+ – оператор рождения фотона.

Остальные обозначения в формуле (2)

$$\begin{aligned} \langle \alpha | V_S | \beta \rangle &= \frac{\mu}{mc} \langle X_\alpha, 1(0) | \int \exp[-i\vec{k}_\alpha \vec{r}] (\sigma[E, i\hbar\nabla]) \times \\ &\times \exp[ik_\beta r] d\vec{r} | X_\beta, (0)1 \rangle - \end{aligned} \quad (6)$$

матричный элемент рассеяния нейтрона в электрическом поле атома,

$$\begin{aligned} \langle \alpha | V_R | \beta \rangle &= \sum \sqrt{\frac{2\pi\hbar c^2}{\omega_k}} \times \\ &\times \langle X_\alpha, 1 | \mu [ik, \mathbf{e}_k] \int \exp[-ik_\alpha r] \times \\ &\times \exp[-ikr] \exp[ik_\beta r] d\vec{r} \hat{a}_k^+ | X_\beta, 0 \rangle - \end{aligned} \quad (7)$$

матричный элемент испускания фотона нейтроном.

Подставляя (3)–(5) в (6)–(7) после интегрирования по \mathbf{r} находим для заданных волнового вектора и вектора поляризации испущенного фотона:

$$\begin{aligned} \langle \alpha | V_S | \beta \rangle &= \frac{1}{mc} \langle X_\alpha | [-i\mu, [k_\beta - k_\alpha, \mathbf{e}]] | X_\beta \rangle \frac{4\pi Ze}{(k_\beta - k_\alpha)^2}, \\ \langle \alpha | V_R | \beta \rangle &= \sqrt{\frac{2\pi\hbar c^2}{\omega}} \langle X_\alpha | [-i\mu, [k, \mathbf{e}]] | X_\beta \rangle \delta(k_\beta - k_\alpha - k). \end{aligned}$$

Здесь e – заряд электрона, Z – атомный номер атома мишени.

После суммирования по промежуточным спиновым состояниям нейтрона и интегрирования по промежуточным волновым векторам нейтрона получаем

$$\begin{aligned} M_{fi} &= \frac{1}{m} \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{\omega_k}} \mu^2 \frac{Ze}{q^2} \left\{ \langle X_f | X_i \rangle \left(\frac{K_I}{Z_I} + \frac{K_{II}}{Z_{II}} \right) [k, \mathbf{e}] + \right. \\ &+ i \langle X_f | \sigma | X_i \rangle \left[\left(\frac{K_I}{Z_I} - \frac{K_{II}}{Z_{II}} \right) [k, \mathbf{e}] \right] \left. \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь введены следующие обозначения: $\hbar\mathbf{q} = \hbar(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f - \mathbf{k})$ – переданный атому импульс и $\mathbf{K}_I = [\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i - \mathbf{k}]$, $\mathbf{K}_{II} = [\mathbf{k}_f + \mathbf{k}, \mathbf{k}_i]$.

Если учесть, что импульс фотона $\hbar\mathbf{k}$ намного

меньше импульса нейтрона до и после излучения $\hbar\mathbf{k} < \hbar\mathbf{k}_i$, $\hbar\mathbf{k}_f$, то матричный элемент значительно упрощается:

$$M_{fi} = i \frac{1}{2m\hbar\omega} \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{\omega}} \mu^2 \frac{Ze}{q^2} S_{fi} [K[k, \mathbf{e}]].$$

Здесь $K = [k_f, k_i]$ и $S_{fi} = \langle X_f | \sigma | X_i \rangle$. Запишем квадрат матричного элемента в следующем виде:

$$|M_{fi}|^2 = \frac{\pi\hbar^2}{2m\hbar\omega^3} \mu^4 \frac{Z^2 e^2}{q^4} |\mathbf{A}_{fi} \mathbf{e}|^2,$$

в последней формуле введен новый вектор

$$\mathbf{A}_{fi} = (S_{fi} \mathbf{k}) K - (K \mathbf{k}) S_{fi}.$$

Суммируя по поляризации фотонов с помощью хорошо известной формулы [16]

$$e_i e_j^* \rightarrow \frac{1}{2} (\delta_{ij} - n_i n_j), \quad \mathbf{n} = \frac{\mathbf{k}}{k},$$

находим

$$\begin{aligned} |M_{fi}|^2 &= \frac{\pi\hbar^2}{2m\hbar\omega^3} \mu^4 \frac{Z^2 e^2}{q^4} \times \\ &\times ((\mathbf{A}_{fi} \mathbf{A}_{fi}^*) - (\mathbf{A}_{fi} \mathbf{n})(\mathbf{A}_{fi}^* \mathbf{n})). \end{aligned} \quad (9)$$

Подставляя матричный элемент (8) в сечение (1), находим сечение тормозного излучения нейтрона при его рассеянии на атоме.

Выберем систему координат таким образом, чтобы начальный импульс нейтрона был направлен вдоль оси OZ , после рассеяния нейтрон движется в плоскости YOX (плоскость рассеяния). Рассмотрим следующие возможные ориентации спина нейтрона: спин нейтрона параллелен начальному импульсу нейтрона, спин нейтрона перпендикулярен импульсу нейтрона и лежит в плоскости рассеяния, спин нейтрона перпендикулярен плоскости рассеяния.

С учетом закона сохранения энергии волновые векторы нейтрона до и после излучения равны

$$k_i = \sqrt{2mE_{i,KIN}} / \hbar, \quad k_f = \sqrt{2m(E_{i,KIN} - \hbar\omega)} / \hbar. \quad (10)$$

Проведенный анализ показывает, что в первых двух случаях существует две возможности излучения фотона нейтроном: в первом случае в процессе излучения ориентация спина нейтрона не меняется, в другом случае излучение фотона нейтроном происходит с переворотом спина нейтрона. В третьем случае процесс излучения возможен только с переворотом спина нейтрона.

Рассмотрим случай, когда спин нейтрона параллелен начальному импульсу нейтрона и, следовательно, параллелен оси OZ . Спиновые волновые в этом случае имеют вид

$$X_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad X_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Для тормозного излучения нейтрона с сохранением ориентации спина дифференциальное сечение имеет вид

$$\frac{d\sigma_{\uparrow\uparrow}}{d\Omega_n d\Omega d\hbar\omega} = \frac{2Z^2\alpha\mu^4}{\pi^2} \frac{k_f^2 k_i^2 k^2}{\hbar^2 c^2 \hbar\omega} \times \frac{(\cos\Theta^2 + \cos\Phi^2 \sin\Theta^2) \sin\Theta_n^2}{(k_f^2 + k_i^2 + R^{-2} - 2k_f k_i \cos\Theta_n)^2}, \quad (11)$$

здесь $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$ – постоянная тонкой структуры,

$\hbar\omega$ – энергия, Θ и Φ – углы вылета фотона относительно начального направления движения нейтрона, Ω – элемент телесного угла, отвечающий направлению излученного фотона, Θ_n – угол рассеяния нейтрона, Ω_n – элемент телесного угла, отвечающий направлению рассеянию нейтрона, Z – атомный номер и R – радиус экранирования. Использован экранированный атомный потенциал в простой форме:

$$V(r) = \frac{Ze}{r} e^{-r/R}.$$

После интегрирования по углам рассеяния нейтрона получаем

$$\frac{d\sigma_{Z\uparrow\uparrow}}{d\Omega d\hbar\omega} = \frac{Z^2\alpha\mu^4}{2\pi\hbar^2 c^2 \hbar\omega} F(k_f, k_i) \times (\cos\Theta^2 + \cos\Phi^2 \sin\Theta^2), \quad (12)$$

здесь введено обозначение

$$F(k_f, k_i) = \frac{k^2}{k_f k_i R^2} \times \left(\left(1 + (k_i^2 + k_f^2) R^2 \right) \text{Arctg} \left[\frac{2k_f k_i R^2}{1 + (k_i^2 + k_f^2) R^2} \right] - \right. \\ \left. - 2k_f k_i R^2 \right). \quad (13)$$

В формулах (11)–(13) и далее волновые векторы k_f , k_i нейтрона в начальном и конечном состоянии определены в соответствии с (10).

На рис. 1 показано угловое распределение тормозного излучения нейтрона на атоме вольфрама (а), рассчитанное по формуле (11), и индикатриса излучения (б). Энергия нейтрона $E_{i,KIN} = 1$ МэВ, энергия излученного фотона равна $\hbar\omega = 0.1$ МэВ.

Для тормозного излучения нейтрона с переворотом спина полностью дифференциальное сечение равно

$$\frac{d\sigma_{Z\uparrow\downarrow}}{d\Omega_n d\Omega d\hbar\omega} = \frac{2Z^2\alpha\mu^4}{\pi^2} \frac{k_f^2 k_i^2 k^2}{\hbar^2 c^2 \hbar\omega} \times$$

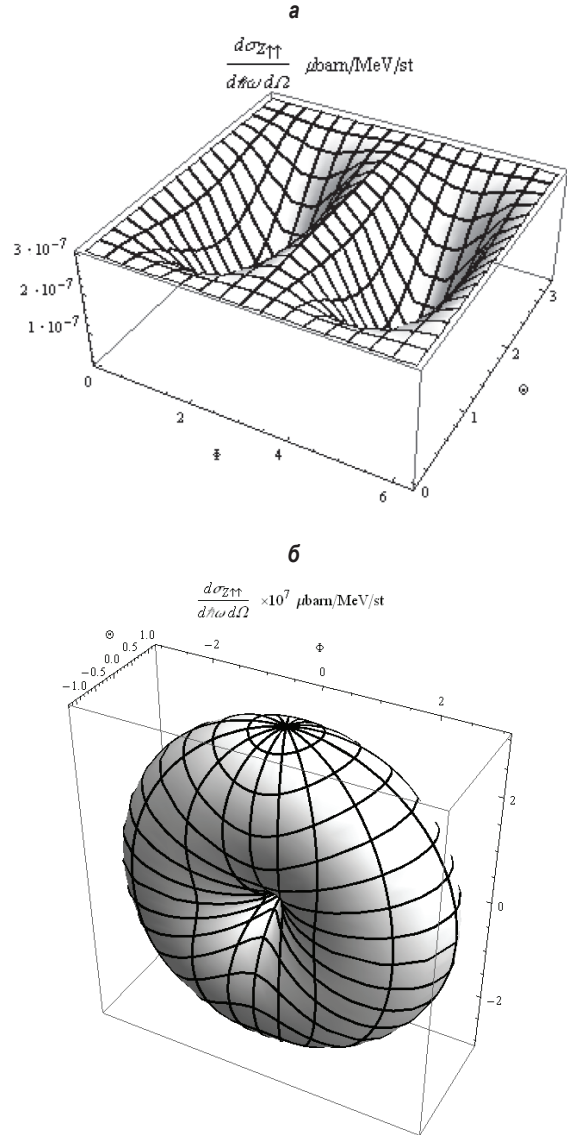


Рис. 1. Сечение излучения фотона нейтроном $\frac{d\sigma_{Z\uparrow\uparrow}}{d\Omega d\hbar\omega}$ (а)

и индикатриса излучения (б)

$$\times \frac{\sin\Theta^2 \sin\Theta_n^2}{(k_f^2 + k_i^2 + R^{-2} - 2k_f k_i \cos\Theta_n)^2}, \quad (14)$$

и проинтегрированное по углам рассеяния нейтрона сечение равно

$$\frac{d\sigma_{Z\uparrow\downarrow}}{d\Omega d\hbar\omega} = \frac{Z^2\alpha\mu^4}{2\pi\hbar^2 c^2 \hbar\omega} F(k_f, k_i) \sin\Theta^2. \quad (15)$$

На рис. 2 показано угловое распределение тормозного излучения нейтрона на атоме вольфрама с переворотом спина (а) (14) и индикатриса излучения (б). Энергия нейтрона $E_{i,KIN} = 1$ МэВ, энергия излученного фотона равна $\hbar\omega = 0.1$ МэВ.

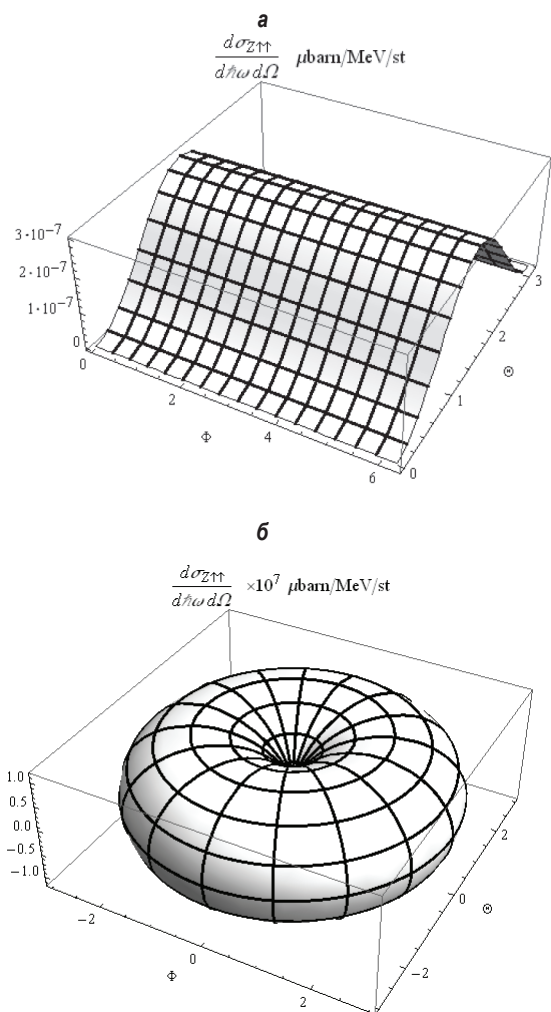


Рис. 2. Сечение излучения фотона нейтроном $\frac{d\sigma_{z\uparrow\downarrow}}{d\Omega d\hbar\omega}$ (а) и индикатриса излучения (б)

Как следует из рис. 1 и 2, эти два типа тормозного излучения нейтрона различаются угловыми распределениями испущенных фотонов.

В случае, когда спин нейтрона перпендикулярен начальному импульсу нейтрона и лежит в плоскости рассеяния нейтрона (параллелен оси ОУ), спиновые волновые функции нейтрона имеют вид

$$X_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}, \quad X_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}.$$

Расчеты показывают, что сечение тормозного излучения нейтрона с переворотом спина для выбранной ориентации спина совпадает с сечением тормозного излучения нейтрона без переворота спина для спина, ориентированного вдоль импульса нейтрона, и наоборот:

$$\frac{d\sigma_{y\uparrow\downarrow}}{d\Omega_n d\hbar\omega} = \frac{d\sigma_{z\uparrow\uparrow}}{d\Omega_n d\hbar\omega}, \quad \frac{d\sigma_{y\uparrow\uparrow}}{d\Omega_n d\hbar\omega} = \frac{d\sigma_{z\uparrow\downarrow}}{d\Omega_n d\hbar\omega}.$$

После интегрирования по углам вылета фотона

получаем общую формулу для рассмотренных выше типов тормозного излучения нейтронов:

$$\frac{d\sigma_{Z(Y)}}{d\hbar\omega} = \frac{16}{3} \frac{Z^2 \alpha \mu^4}{\hbar^2 c^2 \hbar\omega} F(k_f, k_i). \quad (15)$$

На рис. 3 показано сечение, проинтегрированное по углам фотона в зависимости от энергии нейтрона $E_{i,KIN}$ и энергии фотона $\hbar\omega$ при столкновении нейтрона с атомом вольфрама.

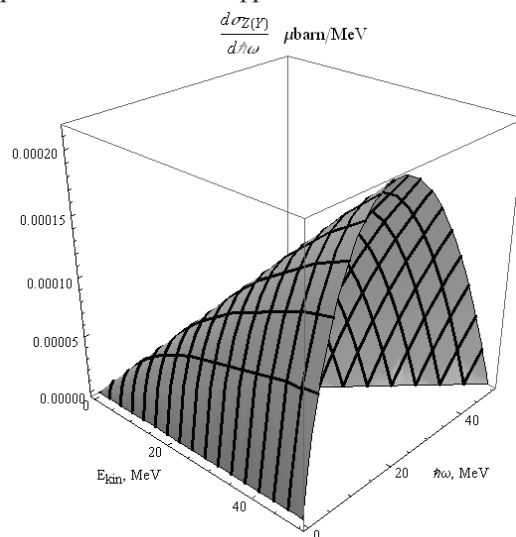


Рис. 3. Сечение тормозного излучения нейтронов $\frac{d\sigma_{Z(Y)}}{d\hbar\omega}$ как функция кинетической энергии нейтрона $E_{i,KIN}$ и энергии фотона $\hbar\omega$

На рис. 4 показано полное сечение $\sigma_{Z(Y)}$ как функция кинетической энергии нейтрона $E_{i,KIN}$. Для построения графика формула (15) была численно проинтегрирована.

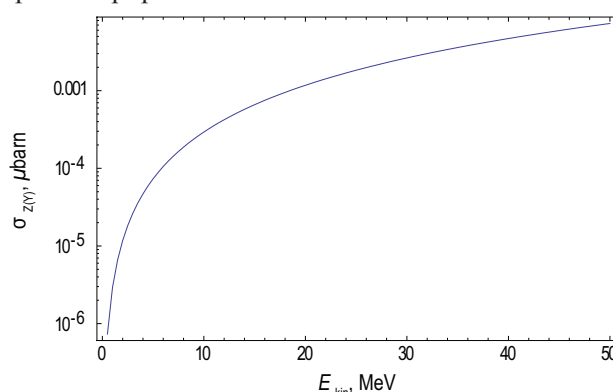


Рис. 4. Полное сечение $\sigma_{Z(Y)}$ как функция кинетической энергии нейтрона $E_{i,KIN}$

Рассмотрим последнюю ситуацию, когда спин нейтрона перпендикулярен плоскости рассеяния нейтрона (параллелен оси ОХ). В этом случае спиновые волновые функции нейтрона имеют вид

$$X_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad X_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}.$$

Расчеты показывают, что в этом случае отличным от нуля оказывается только сечение с переворотом спина. Для дифференциального сечения имеем

$$\frac{d\sigma_{X\uparrow\downarrow}}{d\Omega_n d\Omega d\hbar\omega} = \frac{2Z^2\alpha\mu^4}{2\pi^2} \frac{k_f^2 k_i^2 k_n^2}{\hbar^2 c^2 \hbar\omega} \times \frac{(5 - \cos 2\Theta + 2 \cos 2\Phi \sin \Theta^2) \sin \Theta_n^2}{(k_f^2 + k_i^2 + R^{-2} - 2k_f k_i \cos \Theta_n)^2}. \quad (16)$$

После интегрирования по углам рассеяния нейтрона получаем

$$\frac{d\sigma_{X\uparrow\downarrow}}{d\Omega d\hbar\omega} = \frac{Z^2\alpha\mu^4}{2\pi\hbar^2 c^2 \hbar\omega} F(k_f, k_i) \times (5 - \cos 2\Theta + 2 \cos 2\Phi \sin \Theta^2). \quad (17)$$

На рис. 5 показано угловое распределение тормозного излучения нейтрона на атоме вольфрама с переворотом спина (а) (14) и индикатриса излучения (б). Энергия нейтрона $E_{i,KIN} = 1$ МэВ, энергия излученного фотона равна $\hbar\omega = 0.1$ МэВ.

После интегрирования по углам вылета фотона получаем

$$\frac{d\sigma_{X\uparrow\downarrow}}{d\hbar\omega} = \frac{32}{3} \frac{Z^2\alpha\mu^4}{\hbar^2 c^2 \hbar\omega} F(k_f, k_i). \quad (18)$$

На рис. 6 показано сечение, проинтегрированное по углам фотона в зависимости от энергии нейтрона $E_{i,KIN}$ и энергии фотона $\hbar\omega$ при столкновении нейтрона с атомом вольфрама.

На рис. 7 показано полное сечение $\sigma_{Z(Y)}$ как функция кинетической энергии нейтрона $E_{i,KIN}$. Для построения графика формула (15) была численно проинтегрирована.

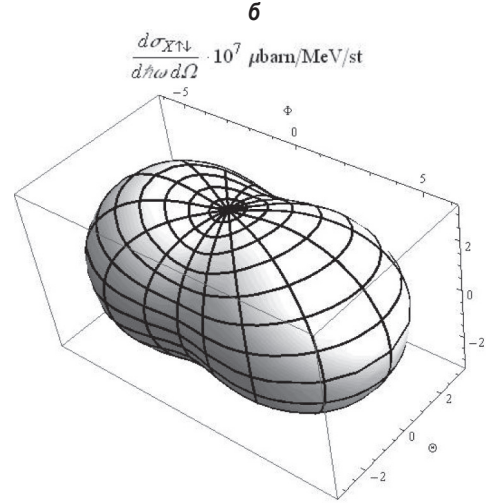
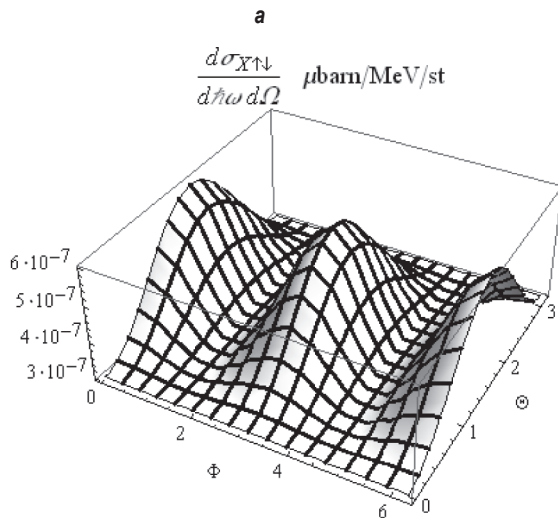


Рис. 5. Сечение излучения фотона нейтроном $\frac{d\sigma_{X\uparrow\downarrow}}{d\Omega d\omega}$ (а) и индикатриса излучения (б)

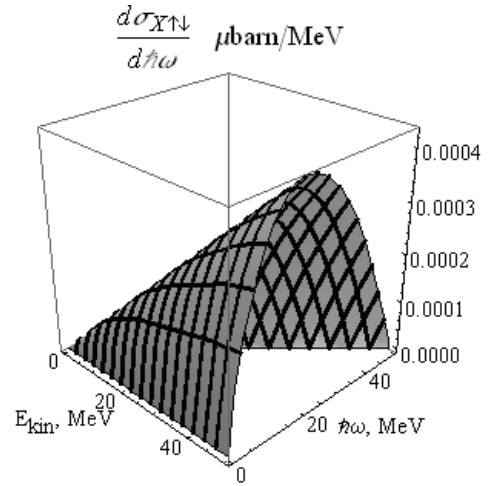


Рис. 6. Сечение тормозного излучения нейтронов $\frac{d\sigma_{X\uparrow\downarrow}}{d\hbar\omega}$ как функция кинетической энергии нейтрона $E_{i,KIN}$ и энергии фотона $\hbar\omega$

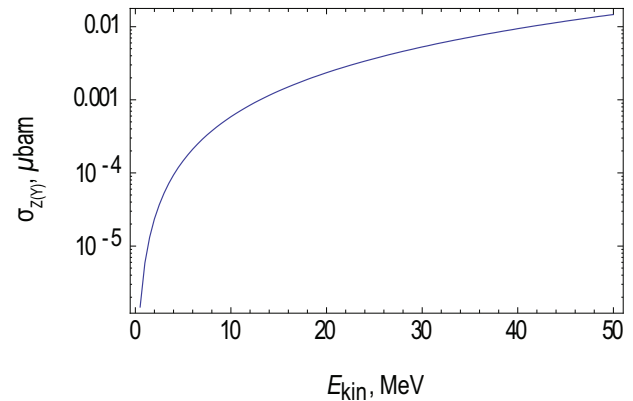


Рис. 7. Полное сечение $\sigma_{Z(Y)}$ как функция кинетической энергии нейтрона $E_{i,KIN}$

Заключение

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что если спин нейтрона лежит в плоскости рассеяния, то существует две возможности излучения фотона нейтроном: в первом случае в процессе излучения ориентация спина нейтрона не меняется, в другом случае излучение фотона нейтроном происходит с переворотом спина нейтрона. Эти два типа тормозного излучения нейтрона различаются угловыми распределениями испущенных фотонов.

Если спин нейтрона лежит в плоскости рассеяния нейтрона и перпендикулярен его импульсу, то сечение тормозного излучения нейтрона с переворотом спина совпадает с сечением тормозного излучения нейтрона без переворота спина для спина, ори-

ентированного вдоль импульса, и наоборот: сечение без переворота спина (спин перпендикулярен импульсу нейтрона) совпадает с сечением с переворотом спина (спин ориентирован вдоль импульса).

В случае, когда спин нейтрона перпендикулярен плоскости рассеяния нейтрона, отличным от нуля оказывается только сечение с переворотом спина.

Из сравнения формул (15) и (18) видно, что сечение тормозного излучения нейтрона, когда его спин перпендикулярен плоскости рассеяния, в два раза больше, чем сечение для спина, лежащего в плоскости рассеяния.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант 10-02-01386-а, и гранта «Поддержка ведущих научных школ», проект № 224.2012.2.

Список литературы

1. Schwinger J. On the polarization of fast neutrons // Phys. Rev. 1948. Vol. 73. P. 407.
2. Александров Ю. А., Бондаренко И. И. Обнаружение Швингеровского рассеяния нейтронов // ЖЭТФ. 1956. Т. 31. С. 726.
3. Alexandrov Yu. A. To Semi-Centenary anniversary of discovering and starting the first works on neutron polarization // Preprint E3-2006-142 JINR. 2006. P. 17.
4. Жотиков В. Г. Экспериментальное наблюдение спин-спинового дальнего действия // Вестн. Томского гос. пед. ун-та (Tomsk State Pedagogical University Bulletin). 2004. Вып. 6 (43). С. 7.
5. Дюмин А. С., Коренблит И. Я., Рубан В. А., Токарев Б. Б. Электромагнитное (Швингеровское) рассеяние быстрых нейтронов в кристаллах // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31. С. 413.
6. Барышевский В. Г., Зайцева А. М. Ориентационная зависимость рассеяния быстрых нейтронов в кристаллах // Изв. вузов. Физика. 1985. Вып. 3. С. 103.
7. Kunashenko Yu. P. Coherent Schwinger scattering of fast neutrons versus coherent elastic nuclear scattering in a crystal // IL Nuovo Cimento. 2011. Vol. 34 C. No 4. P. 453.
8. Дюмин А. С., Рубан В. А., Токарев Б. Б., Власов М. Ф. Рассеяния быстрых нейтронов в кристаллах // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. С. 61.
9. Высоцкий В. И., Кузьмин Р. Н. Магнитное каналирование нейтронов в немагнитных кристаллах // ЖЭТФ. 1982. Т. 82. С. 177.
10. Высоцкий В. И., Кузьмин Р. Н. Каналирование нейтральных частиц и квантов в кристаллах // УФН. 1992. Т. 162. С. 2.
11. Высоцкий В. И., Кузьмин Р. Н. Особенности ориентационного движения релятивистских и медленных нейтронов и частиц с аномальным магнитным моментом в кристаллах // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2010. Вып. 4. С. 162.
12. Korotchenko K. B., Kunashenko Yu. P. Neutrons planar channeling in crystals // IL Nuovo Cimento. 2011. Vol. 34 C. No 4. P. 537.
13. Тернов И. М., Багров В. Г., Хапаев А. М. Электромагнитное излучение нейтрона во внешнем магнитном поле // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 613.
14. Любошиц В. Л. О спиновой поляризации нейтронов в электрическом и магнитном полях // Ядерная физика. 1966. Т. 4. С. 269.
15. Бордовицын В. А., Тернов И. М., Багров В. Г. Спиновый свет // УФН. 1995. Т. 38. С. 1037.
16. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1989. 704 с.
17. Галицкий В. Н., Карнаков В. И., Коган В. И. Задачи по квантовой механике. М.: Наука, 1981. 648 с.

Кунашенко Ю. П., доктор физико-математических наук, профессор.

Томский государственный педагогический университет.

Ул. Киевская, 60, Томск, Россия, 634061.

Томский политехнический университет.

Пр. Ленина, 30, Томск, Россия, 634050.

E-mail: kunashenkoyup@sibmail.com

Материал поступил в редакцию 11.05.2012.

Y. P. Kunashenko

BREMSSTRAHLUNG FROM FAST NEUTRONS

The theory of bremsstrahlung from fast neutrons in electric field of atom is developed. The cross-section of process is derived. The angular and energy cross-section dependence is investigated. There are two possibilities of the photon emission: with and without neutron spin flip.

Key words: *fast neutrons, bremsstrahlung.*

Tomsk State Pedagogical University.

Ul. Kievskaya, 60, Tomsk, Russia, 634061.

Tomsk Polytechnic University.

Pr. Lenina, 30, Tomsk, Russia, 634050.

E-mail: kunashenkoyup@sibmail.com