

УДК 539.12.01

О ТОРМОЗНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ФОТОНОВ ПРИ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЯДРАХ

А. И. Эль-Гавхари

(кафедра теоретической физики)

Получено общее выражение для дифференциального сечения процесса тормозного излучения при электромагнитном рассеянии неполяризованных электронов на поляризованных ядрах с произвольным спином при учете циркулярной поляризации γ -квантов. Показано, что учет поляризации ядра таких процессов открывает возможности для исследования ядерных мультиполей по отдельности.

В последние годы появился ряд теоретических и экспериментальных работ по исследованию поляризованных ядер [1–4]. Такие исследования могут открыть хорошие перспективы для изучения структуры ядер и ядерных взаимодействий. Ориентацию ядер может вызывать магнитное сверхтонкое взаимодействие, а также воздействие сверхнизких температур, когда пространственное вырождение снимается и магнитные подуровни энергетически разделяются.

В экспериментальных исследованиях процессов взаимодействия с ориентированными ядрами имеют дело не с одним ядром, а с ансамблями ядер, в которых заселенности обычно вырожденных магнитных подуровней являются неодинаковыми [5].

Исследование ядер с помощью рассеяния на них электронов является одним из наиболее эффективных методов изучения структуры ядра, поскольку при заданном значении энергии возбуждения можно менять переданный импульс q в широком интервале и таким образом изучать зависимость формфакторов от q^2 [2, 6–8]. При этом использование в таких процессах поляризованной ядерной мишени [9] становится особенно важным, так как поляризация ядра приводит к интерференции ядерных мультиполей $\tilde{Q}_{xi}\tilde{Q}_{yj}^*(x, y = C, L, M, E)$ [6], что открывает новые перспективы в изучении структуры ядра.

Настоящая работа, являющаяся развитием [10–13], посвящена изучению процессов тормозного излучения при электромагнитном рассеянии неполяризованных электронов на поляризованных ядрах произвольного спина с учетом циркулярной поляризации γ -квантов:

$$e + A(J_i T_i) \rightarrow e' + A^*(J_f T_f) + \gamma. \quad (1)$$

Здесь $J_i, T_i (J_f T_f)$ — спин и изоспин начального (конечного) состояния ядра. Получено общее выражение для дифференциального сечения процесса (1).

Матричный элемент процесса (1) в низшем порядке теории возмущений можно представить в виде

$$M_{fi} = C_\gamma L_\mu^\gamma J_\mu^\gamma, \quad (2)$$

где $C_\gamma = \alpha/q^2$, $\alpha = e^2/4\pi$, q^2 — переданный 4-импульс; L_μ^γ и J_μ^γ — электромагнитные лептонные и адронные токи.

Если считать лептоны точечными частицами, то лептонный ток можно представить в виде

$$L_\mu^\gamma = e \left\{ \bar{u}(p') \gamma_\mu u(p) \left[\frac{(\varepsilon p)}{(\chi p)} - \frac{(\varepsilon p')}{(\chi p')} \right] - \bar{u}(p') \left[\frac{\gamma_\mu \hat{\chi} \hat{\varepsilon}}{2(\chi p)} + \frac{\hat{\varepsilon} \hat{\chi} \gamma_\mu}{2(\chi p')} \right] u(p) \right\}. \quad (3)$$

Здесь $u(p)$ ($\bar{u}(p')$) и $p(p')$ — дираковский спинор и 4-импульс начального (конечного) электрона; $\chi(\varepsilon)$ — 4-импульс (4-вектор поляризации) фотона.

Далее, предполагая справедливость мультипольного разложения для тока перехода ядра $\langle f | J_\mu(q) | i \rangle$, состояние которого полностью определяется значениями спина I_n , изоспина T_n и их проекции M_n и M_{T_n} , где $n = i(f)$ для начального (конечного) состояния, в случае электромагнитного взаимодействия имеем

$$J_\mu = \beta_\nu^\tau (J_\mu)_\tau M_\tau; \quad \tau = 0, 1; \quad M_\tau = 0; \quad \beta_\nu^\tau = 1. \quad (4)$$

Для приведенных по спину и изоспину ядерных матричных элементов используем представление [14]:

$$\begin{aligned} \langle J_f M_f | \hat{Q}_{IM_I} | J_i M_i \rangle = \\ = (-)^{J_f - M_f} \begin{pmatrix} J_f & I & J_i \\ -M_f & M_I & M_i \end{pmatrix} \langle J_f || \hat{Q}_I || J_i \rangle. \end{aligned} \quad (5)$$

Разлагая адронные токи в ряд по мультипольным операторам, исследуя при этом циклическую систему координат, получим [8, 10–12]

$$\begin{aligned} M_{fi}^\gamma = C_\gamma \sum_{j M_j} (-)^{J_f - M_f} (2j + 1)^{1/2} \begin{pmatrix} J_f & j & J_i \\ -M_f & M_j & M_i \end{pmatrix} \times \\ \times \left\{ (2\pi)^{1/2} \sum_{\lambda=\pm 1} L_\lambda \times \right. \\ \times \left[\langle J_f || \lambda J_i^{\text{mag}} - \hat{J}_i^{\text{el}} || J_i \rangle D_{M_j \lambda}^J(-\varphi^*, -\theta^*, \varphi^*) \right] - \\ \left. - \left[L_3 \langle J_f || \hat{l}_j || J_i \rangle - L_0 \langle J_f || \hat{m}_j || J_i \rangle \right] D_{M_j 0}^j(-\varphi^*, \theta^*, \varphi^*) \right\}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $D_{M_i' M_i}^{J_i}(\theta^*, \varphi^*)$ — D -функция Вигнера, M_i — проекция спина ядра на ось z , θ^* и φ^* — углы, определяющие направление спина ядра в сферической системе координат, в которой ось z совпадает с направлением переданного импульса \mathbf{q} .

Мультипольные операторы $\hat{m}_j, \hat{l}_j, \hat{J}_j^{\text{el}}, \hat{J}_j^{\text{mag}}$ называются соответственно зарядовым, продольным, поперечным электрическим и поперечным магнитным векторными мультипольными операторами, квантовое число j определяется из правила отбора $|J_f - J_i| \leq j \leq J_f + J_i$.

В случае, когда тормозной фотон вылетает по направлению импульса начального электрона, дифференциальное сечение процесса (1) дается выражением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{e'} dE_{\gamma}} = \frac{\alpha}{\pi} \xi \frac{d\sigma}{d\Omega_{e'}}. \quad (7)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{E^2}{E_{\gamma}(E - E_{\gamma})^2} \times \\ &\times \left[\left(\frac{E - E_{\gamma}}{E} \right) \left(2 \ln \frac{2E}{m} - 1 \right) + \left(\frac{E_{\gamma}}{E} \right)^2 \ln \frac{2E}{m} \right], \\ \frac{d\sigma}{d\Omega_{e'}} &= 4\pi \sigma_M f_{\text{rec}}^{-1} \times \\ &\times \sum_{\tau\tau'} \begin{pmatrix} T_f & \tau & T_i \\ -M_{T_f} & 0 & M_{T_i} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_f & \tau' & T_i \\ -M_{T_f} & 0 & M_{T_i} \end{pmatrix} \times \\ &\times \left\{ \sum_{j \geq 0} f_j^i P_j(\cos \theta^*) (V_L W_L^j + V_T W_T^j) + \right. \\ &+ \sum_{j \geq 2} \left[f_j^i P_j^2(\cos \theta^*) \cos(2\varphi^*) V_{TT} W_{TT}^j + \right. \\ &\quad \left. \left. + P_j^1(\cos \theta^*) \cos \varphi^* V_{TL} W_{TL}^j \right] + \right. \\ &+ s_{\gamma} \left[\sum_{j \geq 1} f_j^i P_j(\cos \theta^*) V_{T'} W_{T'}^j + \right. \\ &\quad \left. + \sum_{j \geq 1} f_j^i P_j^1(\cos \theta^*) \cos \varphi^* V_{TL'} W_{TL'}^j \right] \times \\ &\quad \left. \times \frac{1}{\xi E} \left(1 - 2 \ln \frac{2E}{m} + \frac{E_{\gamma}}{E} \ln \frac{2E}{m} \right) \right\}, \quad (8) \end{aligned}$$

где $\sigma_M = \{Z\alpha \cos(\theta/2)/[2E \sin^2(\theta/2)]\}^2$ — моттовское сечение рассеяния; θ — угол рассеяния; $f_{\text{rec}} = 1 + (2E/M_{\text{nucl}}) \sin^2 \theta/2$ — функция, учитывающая отдачу ядра; M_{nucl} — масса ядра; $P_j^m(\cos \theta^*)$ — присоединенные полиномы Лежандра; f_j^i — функция Фано [5]; $s_{\gamma} = \pm 1$ — спиральность фотона. Лептонные функции V_i ($i = L, T, TT, \dots$) определены сле-

дующим образом:

$$\begin{aligned} V_L &= (q_{\mu}^2/\mathbf{q}^2); \\ V_T &= \frac{1}{2}(q_{\mu}^2/\mathbf{q}^2) \text{tg}^2(\theta/2); \\ V_{TT} &= -\frac{1}{2}(q_{\mu}^2/\mathbf{q}^2); \\ V_{TL} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(q_{\mu}^2/\mathbf{q}^2) \left((q_{\mu}^2/\mathbf{q}^2) + \text{tg}^2(\theta/2) \right)^{1/2}; \\ V_{T'} &= -\text{tg}(\theta/2) \left((q_{\mu}^2/\mathbf{q}^2) + \text{tg}^2(\theta/2) \right); \\ V_{TL'} &= \frac{1}{\sqrt{2}} - (q_{\mu}^2/\mathbf{q}^2) \text{tg}(\theta/2), \end{aligned} \quad (9)$$

где $E_{\gamma}(E)$ — энергия фотона (электрона).

Адронные функции W_i^j ($i = L, T, TL', \dots$), входящие в дифференциальное сечение (8), даются формулами [8, 10]:

$$\begin{aligned} W_L^l &= \sum_{jj'} p_{jj'}^+ A_{00}^l F_{cj} F_{cj'}; \\ W_T^l &= \sum_{jj'} A_{-1,1}^l \left[p_{jj'}^+ (F_{Ej} F_{Ej'} + F_{Mj} F_{Mj'}) + \right. \\ &\quad \left. + p_{jj'}^- (F_{Ej'} F_{Mj} - F_{Mj'} F_{Ej}) \right]; \\ W_{TL}^l &= \sum_{jj'} A_{1,0}^l F_{cj'} (p_{jj'}^+ F_{Mj} + p_{jj'}^- F_{Ej}); \\ W_{TT}^l &= -\sum_{jj'} \left[p_{jj'}^+ (F_{Ej} F_{Ej'} + F_{Mj} F_{Mj'}) - \right. \\ &\quad \left. - p_{jj'}^- (F_{Ej} F_{Mj'} - F_{Mj} F_{Ej'}) \right]; \\ W_{T'}^l &= -W_T^l; \quad W_{TL'}^l = W_{TL}^l, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} p_{jj'}^+ &= \frac{1}{2} (-)^{(1/2)(j'-j)} (1 + (-)^{j'+j}); \\ p_{jj'}^- &= \frac{1}{2} (-)^{(1/2)(j'-j+1)} (1 - (-)^{j'+j}); \\ A_{m,m'}^l &= (-)^{J_i+J_f} [j'] [j] [l] \left(\frac{(l-M)!}{(l+M)!} \right)^{1/2} \times \\ &\quad \times \begin{pmatrix} j' & j & l \\ m' & m & M \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} j' & j & l \\ J_i & J_i & J_f \end{matrix} \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь $[j] = \sqrt{2j+1}$, $[j'] = \sqrt{2j'+1}$, $[l] = \sqrt{2l+1}$.

Формула (8) является наиболее общей для дифференциального сечения тормозного излучения фотона при рассеянии электронов на поляризованных ядрах и обобщает результаты [13] на случай поляризации ядра мишени [12]. В формуле (8) члены, пропорциональные f_0^i , дают дифференциальное сечение тормозного излучения фотона при рассеянии электрона на неполяризованной ядерной мишени, причем характе-

ристики тормозного излучения в этом случае определяются двумя адронными функциями: W_L^0 и W_T^0 , которые зависят только от квадратов матричных элементов кулоновского и поперечных электрического и магнитного векторных мультипольных операторов различного ранга. В дальнейшем мы будем интересоваться случаем, когда $p(J_i = M_i) = 1$ (100%-я поляризация ядра).

Перейдем к случаю рассеяния электрона на поляризованной ядерной мишени со спином $J_i = J_f = 1$ (без учета круговой поляризации фотона), при котором разрешенными мультипольными операторами являются \hat{Q}_{C0} , \hat{Q}_{C2} и \hat{Q}_{M1} . Определим следующую величину:

$$R = \frac{d\sigma(\varphi^* = 0, \theta^* = \pi/2) - d\sigma(\varphi^* = \pi, \theta^* = \pi/2)}{d\sigma(\varphi^* = 0, \theta^* = \pi/2) + d\sigma(\varphi^* = \pi, \theta^* = \pi/2)}, \quad (12)$$

т. е. ориентационная ось направлена по или против оси x ($\varphi^* = 0, \theta^* = \pi/2; \varphi^* = \pi, \theta^* = \pi/2$). Тогда из (8) можно получить следующее выражение для R :

$$R \propto V_{TL} W_{TL}^l = f_2^l V_{TL} F_{M1} F_{C2}. \quad (13)$$

Величина R , как видно, определяется лишь интерференцией вида $F_{M1} F_{C2}$. В этом случае различие в сечениях $d\sigma(\varphi^* = 0)$ и $d\sigma(\varphi^* = \pi)$ возникает в основном за счет интерференционного члена, который отсутствует при рассеянии на неполяризованных ядрах.

Из (8) можно определить еще одну величину. Рассмотрим степень циркулярной поляризации фотонов, определяемую формулой

$$p_\gamma = \frac{d\sigma(s_\gamma = 1) - d\sigma(s_\gamma = -1)}{d\sigma(s_\gamma = 1) + d\sigma(s_\gamma = -1)} = \frac{\Delta}{\Sigma}, \quad (14)$$

которая в случае неполяризованной ядерной мишени тождественно равна нулю. Поэтому отклонение значения этой величины от нуля прямо пропорционально вкладам интерференции мультиполей Q_{M1} , Q_{C0} , Q_{C2} .

В случае поляризованного ядра мишени возьмем ядро с $J_i = J_f = 1$. Тогда Δ описывается выражением

$$\Delta \propto f_1^l (V_{T'} P_1(\cos \theta^*) W_{T'}^1 + V_{TL'} P_1^1(\cos \theta^*) \cos \varphi^* W_{TL'}^1). \quad (15)$$

Здесь

$$W_{T'}^1 = -\frac{3}{2\sqrt{2}} F_{M1}^2, \quad (16)$$

$$W_{TL'}^1 = -2\sqrt{3} F_{M1} \left(F_{C0} + \frac{1}{2\sqrt{2}} F_{C2} \right).$$

Рассмотрим следующие случаи.

А. Ориентационная ось перпендикулярна к плоскости рассеяния ($\theta^* = \varphi^* = \pi/2$), тогда

$$P_\gamma - \left(\frac{\Delta}{\Sigma} \right)_N = 0. \quad (17)$$

Б. Ориентационная ось направлена по или против оси x ($\varphi^* = 0, \theta^* = \pi/2; \varphi^* = \pi, \theta^* = \pi/2$), тогда

$$P_\gamma^{S,L} \propto W_{TL'}^1 = F_{M1} \left(F_{C0} + \frac{1}{2\sqrt{2}} F_{C2} \right). \quad (18)$$

Величина P_γ , как видно из (18), в длинноволновом приближении определяется лишь интерференцией вида $F_{M1} F_{C0}$.

Таким образом, из выражений (13)–(18), которые содержат интерференции матричных элементов кулоновского и поперечных мультиполей, видно, что учет поляризации ядра в таких процессах открывает возможности для исследования по отдельности этих матричных элементов F_{M1} , F_{C0} , F_{C2} как функций от переданного импульса.

Литература

1. Фигнер М. Ориентация короткоживущих радиоактивных ядер. Современные методы ядерной спектроскопии. М., 1984. С. 90–131.
2. Donnelly T.W., Raskin A.S. // Ann. of Phys. (N. Y.). 1986. **169**. P. 247.
3. Самсоненко Н.В., Усман М.Д., Невский А.Д. и др. // Изв. вузов, Физика. 1993. № 1. С. 36.
4. Авдеева Т.М., Калашиников Ю.А. // Изв. РАН, сер. физ. 1995. **59**, № 5. С. 38.
5. Fano U. // Phys. Rev. 1953. **90**. P. 577.
6. Donnelly T.W. Polarization Degree of Freedom in Electron Scattering from Nuclei. N. Y., 1986. P. 151–212.
7. Ализаде В.Н. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1989. **53**, № 1. С. 127.
8. Керимов Б.К., Муалла Т., Эль-Гавхари А.И. // Матер. научн. конф. Отделения ядерной физики АН СССР по фундаментальным взаимодействиям элементарных частиц (26–29.11.1990).
9. Изосимов И.Н., Наумов Ю.В. // ЭЧАЯ. 1987. **18**. С. 249.
10. Зухейр Аль-Мамма, Самсоненко Н.В., Эль-Гавхари А.И. Деп. ВИНТИ № 9151 В-87 от 29.12.87.
11. Усман Адаму, Зухейр Аль-Мамма, Эль-Гавхари А.И. и др. // Матер. XI конф. УДН: Математика. Физика. Химия. 1988. С. 12.
12. Усман Адаму, Самсоненко Н.В., Эль-Гавхари А.И. // Там же. С. 12.
13. Усман Адаму, Зухейр Аль-Мамма, Самсоненко Н.В., Эль-Гавхари А.И. // Матер. XXIII конф. УДН. 1987. С. 6.
14. Варцалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К. Квантовая теория углового момента. Л., 1975.

Поступила в редакцию
15.09.97