

Ф. С. САДЫХОВ

УЧЕТ ВЫСШИХ МОМЕНТОВ ПЛОТНОСТИ ЗАРЯДА ЯДРА ПРИ ТОРМОЗНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ПРОДОЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО ЭЛЕКТРОНА

В данной заметке рассматривается влияние четвертого момента плотности заряда ядра на тормозное излучение продольно поляризованного релятивистского электрона.

В [1—4] исследовалось влияние конечных размеров ядра на процесс тормозного излучения продольно поляризованного электрона и образования пар с учетом поляризационных корреляций частиц. При этом ограничились только первыми двумя членами разложения формфактора заряда ядра $F(q)$. Однако при очень больших энергиях электронов необходимо учитывать высшие моменты плотности заряда ядра.

С учетом четвертого момента плотности заряда ядра эффективное сечение тормозного излучения продольно поляризованного электрона, после интегрирования по телесному углу $d\Omega' = \sin\theta'd\theta'd\varphi'$ рассеянного электрона имеет вид (см. обозначения [1])

$$d\sigma_{ls}(\theta, d\Omega) = \{d\sigma_{ls}(\theta, \langle r^2 \rangle) + d\sigma_{ls}(\theta, \langle r^4 \rangle) - d\sigma_{ls}(\theta, \langle r^2 \rangle \langle r^4 \rangle)\} d\Omega, \quad (1)$$

где

$$d\sigma_{ls}(\theta, \langle r^4 \rangle) = \frac{6\pi}{5} a_T \langle r^4 \rangle (\Phi_4(\theta) + ls\Phi_5(\theta)),$$

$$d\sigma_{ls}(\theta, \langle r^2 \rangle \langle r^4 \rangle) = 2\pi a_T \langle r^2 \rangle \langle r^4 \rangle (\Phi_6(\theta) + ls\Phi_7(\theta)),$$

$$a_T = \frac{z^2 \alpha^3}{2\pi^2} \cdot \frac{k' dx}{kx}.$$

Здесь, $d\sigma_{ls}(\theta, \langle r^2 \rangle)$ — сечение тормозного излучения продольно поляризованного электрона с учетом среднеквадратичного радиуса ядра, которое найдено нами ранее [1]; функции $\Phi_4(\theta)$ и $\Phi_5(\theta)$ определяются с помощью формулы (7) работы [1].

Величины $\langle r^2 \rangle$ и $\langle r^4 \rangle$ — среднеквадратичный радиус и четвертый момент плотности заряда ядра, которые определяются из [5]; $l, s = \pm 1$ характеризуют продольную поляризацию излученного γ -кванта

и электрона. Функции $\Phi_i(\theta)$ ($i=6,7$) в общем виде очень громоздки. Однако в крайне релятивистском случае их можно сильно упростить

$$\begin{aligned} \Phi_6(\theta) = & \frac{b^4 k_0^4}{3 \cdot 5!} \left\{ 2(1-a)(2-a^3) - \frac{2}{3}(1-a)^2(21-21a+23a^2) + \right. \\ & + 2(1-a)^2(1-4a+4a^2) - 2(10+9a-6a^2)\Delta_0 + \\ & + 2(1-a)^3 \left(4-10a + \frac{19}{3}a^2 \right) \frac{1}{\Delta_0} - (1+2a+4a^2)\Delta_0^2 + \\ & + 2 \left[(1-a)(2-2a+a^2) \frac{1}{\Delta_0} - (1-a^2) \right] \frac{T^2}{b^2 k_0^2} \sin^2 \theta + \\ & + \frac{16}{3}(1-a)^4 b^2 k_0^2 \left[(3a-1)(1-a) - 2a\Delta_0 + (1-a)^3 \frac{1}{\Delta_0} \right] \frac{T^2}{(T^2+k'^2)^2} - \\ & \left. - 4(1-a)^3 \frac{T^2}{b^2 k_0^2} \frac{\sin^2 \theta}{\Delta_0} + \frac{\varepsilon \Delta_0}{1-a} [2(2-2a+a^2) - (a^2 + 2(1-a)^3)\Delta_0] \right\}. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Phi_7(\theta) = & \frac{ab^4 k_0^4}{3 \cdot 5!} \left\{ 2(1-a) \left[\frac{1}{3}(23-31a^2+14a^3) - (1-a+a^2) \right] + \right. \\ & + \frac{2}{3}(1-a)^2(3a^2-6a-11) - 2(6+3a+a^2)\Delta_0 + \\ & + (1-a)^3 \left(7a - \frac{123}{3} \right) \frac{1}{\Delta_0} + 4\Delta_0^2 - 2(1-a) \frac{T^2}{b^2 k_0^2} \sin^2 \theta + \\ & \left. + 2(1-a)(2-a) \frac{T^2}{b^2 k_0^2} \frac{\sin^2 \theta}{\Delta_0} + \frac{(2-a)\varepsilon}{1-a} \sin^2 \theta \right\}, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} T &= bk_0 \sqrt{1+a^2-2a \cos \theta}, \quad a = \frac{\varepsilon_1}{E_e}, \quad b = \frac{E_e}{m_0 c^2} \\ k_0 &= \frac{m_0 c}{\hbar}, \quad \Delta_0 = 1 - \cos \theta, \quad \varepsilon = 2 \ln [2b(1-a)]. \end{aligned}$$

Степень круговой поляризации тормозного излучения с учетом четвертого момента плотности заряда ядра определяется по формуле

$$\begin{aligned} P(\theta) = s \frac{\Phi_1(\theta) - \langle r^2 \rangle \Phi_3(\theta) + \left[\langle r^2 \rangle^2 + \frac{3}{5} \langle r^4 \rangle \right] \times}{\Phi_0(\theta) - \langle r^2 \rangle \Phi_2(\theta) + \left[\langle r^2 \rangle^2 + \frac{3}{5} \langle r^4 \rangle \right] \times} \quad (2) \\ \frac{\times \Phi_5(\theta) - \langle r^2 \rangle \langle r^4 \rangle \Phi_7(\theta)}{\times \Phi_4(\theta) - \langle r^2 \rangle \langle r^4 \rangle \Phi_6(\theta)} \end{aligned}$$

Здесь функции $\Phi_j(\theta)$ ($j=0, 1, 2, 3, 4, 5$) определяются формулами (7), (8) работы [1].

Формулы (1) и (2) дают возможность оценивать влияние второго и четвертого моментов плотности заряда ядра на эффективное сечение и степень круговой поляризации тормозного излучения. Они могут быть применимы в области не очень высоких энергий, когда $qr < 1$ (q — передаваемый импульс), и могут быть использованы для оценки влияния конечных размеров ядра на угловое распределение (область больших углов вылета γ -квантов) и степени круговой поляризации тормозного излучения продольно поляризованного электрона высокой энергии.

На рис. 1 показана зависимость отношения сечений $J_1 = \frac{d\sigma_{ls}(\theta)}{d\sigma_{ls}^T(\theta)}$ и $J_2 = \frac{d\sigma(\theta)}{d\sigma^T(\theta)}$ от угла вылета θ γ -квантов при значениях $E_e = 250$ Мев и $\varepsilon_\gamma = 125$ Мев и $s = l = 1$ ($s = l = -1$) для углерода C^{12} ($d\sigma^T(\theta)$ — пред-

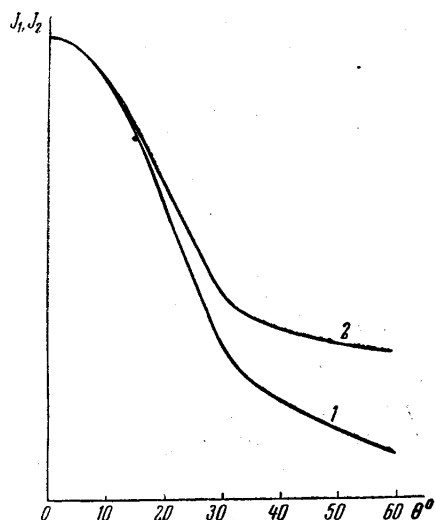


Рис. 1. Зависимость отношения сечений от угла вылета θ γ -квантов для C^{12} при $E_e = 250$ Мев, $\varepsilon_\gamma = 125$ Мев, $s = l = 1$.
Кривая 1 — $\frac{d\sigma_{ls}(\theta)}{d\sigma_{ls}^T(\theta)}$; кривая 2 — $\frac{d\sigma(\theta)}{d\sigma^T(\theta)}$

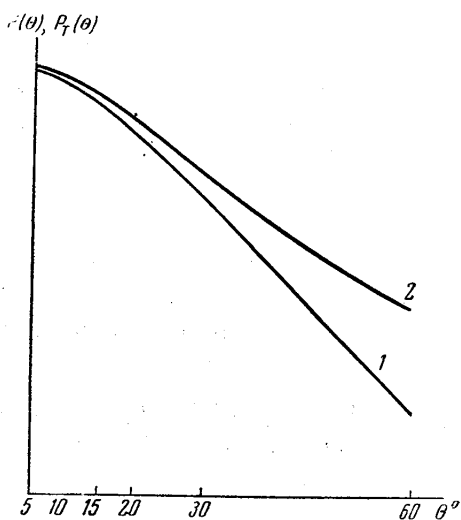


Рис. 2. Зависимость степени круговой поляризации от угла вылета θ γ -квантов при $E_e = 250$ Мев, $\varepsilon_\gamma = 125$ Мев, $s = 1$,
Кривая 1 — $P(\theta)$, для C^{12} ; кривая 2 — $P_T(\theta)$

ставляет собой сечение неполяризованного тормозного излучения в поле точечного ядра, а $d\sigma_{ls}^T(\theta)$ — сечение поляризованного по кругу тормозного излучения от продольно поляризованного электрона в поле точечного ядра). Зависимость степени круговой поляризации тормозного излучения для ядра конечных размеров ($P(\theta)$) и точечного ядра ($P_T(\theta)$) от θ при $E_e = 250$ Мев, $\varepsilon_\gamma = 125$ Мев, и $s = 1$, представлена на рис. 2. Для ядра C^{12} воспользовались значениями $\langle r^2 \rangle = 5,790 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$, $\langle r^4 \rangle = 5,061 \cdot 10^{-51} \text{ см}^4$ (см[5]). Как видно из рис. 1 и 2 в области больших энергий и углов влияние высших моментов плотности заряда ядра на угловое распределение сечения и степень поляризации тормозного излучения является существенным.

В заключение выражаю благодарность проф. А. А. Соколову и доц. Б. К. Керимову за ценные указания при выполнении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Керимов Б. К., Садыхов Ф. С. ЖЭТФ, 40, 553, 1961.
2. Керимов Б. К., Садыхов Ф. С. Изв. АН СССР, сер. физ., 25, 166, 1961.
3. Керимов Б. К., Садыхов Ф. С. «Изв. вузов», физика, № 3, 14, 1961.
4. Садыхов Ф. С. «Вест. Моск. ун-та», сер. физ., астроном., № 6, 1961.
5. Hofstadter R. Ann. Rev. Nucl. Sci., 7, 231, 1957.

Поступила в редакцию
18. 3. 1961 г.

Кафедра
статистической физики и механики