Краткие сообщения по физике № 12 декабрь 1971

К РАСЧЕТУ ПОЛЯРИЗАЦИИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С УЧЕТОМ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

В. Ф. Грушин

Известно, что в работе М. Мэя /1/ дан расчет величины поляризации тормозного излучения от релятивистских электронов. Он основан на полученных автором в наиболее полном виде выражениях для сечений испускания тормозных фотонов, поляризованных перпендикулярно и параллельно относительно плоскости, которая содержит импульс фотона и начальный импульс электрона. Соответствующие формулы, выведенные без учета многократного рассеяния электронов в мишени, удобно записать несколько иным образом, нежели в указанной работе, а именно

$$\frac{d\sigma_\perp}{d\Omega} = \frac{\Phi}{2\pi}\cdot\frac{d\varepsilon}{\varepsilon}\cdot\frac{1}{(1+x_0)^2}\left\{\left[1+(1-\varepsilon)^2\right]\ln\frac{1+x_0}{f} - \frac{(2-\varepsilon)^2}{2}\right\}, \tag{1}$$

$$\frac{d\sigma_\parallel}{d\Omega} = \frac{\Phi}{2\pi}\cdot\frac{d\varepsilon}{\varepsilon}\cdot\frac{1}{(1+x_0)^2}\left\{\left[1+(1-\varepsilon)^2\right]\ln\frac{1+x_0}{f} - \frac{(2-\varepsilon)^2}{2} - 8(1-\varepsilon)\frac{x_0}{(1+x_0)^2}\left[\ln\frac{1+x_0}{f} - 2\right]\right\}. \tag{2}$$

Здесь $\Phi = Z^2e^4/137$; $f = Z^{1/3}/108$; $\varepsilon = k/E_0$; $x_0 = E_0^2\theta_0^2$,

Ze - заряд ядра мишени, k - энергия фотона, E_0 - первоначальная энергия электрона (обе энергии - в единицах массы покоя электрона), θ_0 - угол между первоначальным направлением электрона и направлением тормозного фотона.

Эти формулы, вообще говоря, позволяют получить не только величину поляризации $P = (d\sigma_\perp - d\sigma_\parallel)/(d\sigma_\perp + d\sigma_\parallel)$, но и угловое распределение тормозного излучения $J \sim \sim 1/2(d\sigma_\perp + d\sigma_\parallel)$.

В той же работе /1/ показано, как можно в принципе учесть многократное рассеяние электронов в мишени, существенно влияющее на величину и угловое распределение P. Однако для получения необходимой формулы автор исходил не из выражений (1) и (2), а из упрощенных выражений, которые были им ранее выведены /2/ методом виртуальных фотонов в предположении полного экранирования. В результате приведенная в работе /1/ конечная формула (25) оказывается неприменимой на практике, ибо дает явно завышенное значение величины поляризации, даже большее, чем в случае отсутствия многократного рассеяния согласно (1) и (2).

Ниже мы получим без каких-либо упрощающих предположений выражение для поляризации, возникающей при использовании мишени ненулевой толщины.

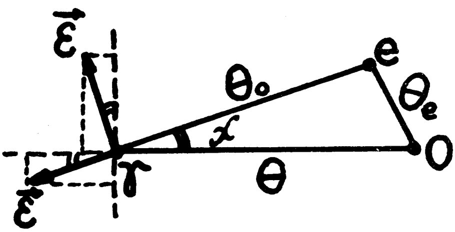

Рис. 1.

Рассмотрим рис. 1, который изображает проекции направлений электронов и фотона на плоскость, перпендикулярную импульсу падающего на мишень электрона.

Точки O, e и γ – точки пересечений с этой плоскостью направлений соответственно электрона до мишени, электрона в момент испускания тормозного фотона и самого фотона. $\vec{\varepsilon}$ – вектор поляризации фотона. Среди углов, обозначенных на рисунке, θ_e – угол многократного рассеяния электрона. Поскольку теперь нас будет интересовать поляризация как функция угла θ, а не θ_0, необходимо преобразовать формулы (1) и (2), относя направления вектора поляризации не к плоскости, содержащей γ и e, а к плоскости, содержащей γ и O. Из геометрических соотношений легко получить преобразованные выражения для сечений

$$d\sigma'_\perp = d\sigma_\perp\cos^2\chi + d\sigma_\parallel\sin^2\chi = \frac{\Phi}{2\pi}\cdot\frac{de}{e}\cdot\frac{d\Omega}{(1+x_0)^2}\times$$

$$\times\left\{\left[1+(1-e)^2\right]\ln\frac{1+x_0}{f} - \frac{(2-e)^2}{2} - \right.$$

$$\left. - 8(1-e)\sin^2\chi\frac{x_0}{(1+x_0)^2}\left[\ln\frac{1+x_0}{f} - 2\right]\right\}, \qquad (3)$$

$$d\sigma'_\parallel = d\sigma_\parallel\cos^2\chi + d\sigma_\perp\sin^2\chi = \frac{\Phi}{2\pi}\cdot\frac{de}{e}\cdot\frac{d\Omega}{(1+x_0)^2}\times$$

$$\times\left\{\left[1+(1-e)^2\right]\ln\frac{1+x_0}{f} - \frac{(2-e)^2}{2} - \right.$$

$$\left. - 8(1-e)\cos^2\chi\frac{x_0}{(1+x_0)^2}\left[\ln\frac{1+x_0}{f} - 2\right]\right\}. \qquad (4)$$

Далее необходимо усреднить полученные выражения по углам многократного рассеяния θ_e и проинтегрировать по χ, учтя также, что $\theta_e^2 = \theta_0^2 + \theta^2 - 2\theta_0\theta\cos\chi$.

Функция распределения для углов θ_e выбирается в виде $\sim \exp(-\alpha\theta_e^2)$, где параметр α зависит от толщины мишени. Проведя необходимые действия, найдем следующую формулу для величины поляризации как функции угла θ, параметра ϵ и толщины мишени:

$$P(v,\epsilon,\beta) = \left(\int_0^\infty du \frac{u^3\exp(-\beta u^2)}{(1+u^2)^4}\left[\ln\left(108\frac{1+u^2}{Z^{1/3}}\right) - 2\right]\left[I_0(2\beta uv) - \frac{I_1(2\beta uv)}{\beta uv}\right]\right) \Bigg/ \left(\int_0^\infty du \exp(-\beta u^2) I_0(2\beta uv) \times \right.$$
$$\times \left\{\left[\frac{\varphi(\epsilon)}{4}\cdot\frac{u}{(1+u^2)^2} - \frac{u^3}{(1+u^2)^4}\right]\left[\ln\left(108\frac{1+u^2}{Z^{1/3}}\right) - 2\right] + \right.$$
$$\left.\left. + \frac{u}{(1+u^2)^2}\left[\frac{\epsilon^2}{8(1-\epsilon)} + \frac{\varphi(\epsilon)}{4}\right]\right\}\right). \qquad (5)$$

Здесь использованы обозначения Мэя: $u = E_0\theta_0$, $v = E_0\theta$, $\beta = \alpha E_0^{-2}$, $\varphi(\epsilon) = \left[1 + (1-\epsilon)^2\right]/(1-\epsilon)$; I_0 и I_1 – бесселевы функции от мнимого аргумента. Заметим, что величина P зависит (правда, не сильно) от Z мишени таким образом, что мишени с меньшим Z оказываются более предпочтительными.

Расчеты по формуле (5) показали, что учет многократного рассеяния электронов, например, в бериллиевой мишени $(Z = 4)$ толщиной всего лишь 2.10^{-3} рад. ед., приводит к снижению величины P в максимуме с 41% до 20%; кроме того, сам максимум сдвигается в область больших углов $(v \approx 2,3)$.

Считаю приятным долгом выразить благодарность

В. А. Петухову за интерес к работе, В. И. Манько за полезные обсуждения и Е. М. Морозу за численные проверки полученной формулы.

Поступила в редакцию
6 сентября 1971 г.

Литература

1. M. May. Phys. Rev., 84, 265 (1951).
2. M. May, G. C. Wick. Phys. Rev., 81, 628 (1951).