

ФИЗИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ С ТВЕРДЫМ ТЕЛОМ

УДК 530.145

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ВО ВНЕШНЕМ ПОЛЕ ВО ВТОРОМ БОРНОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Н. Ф. Шульга

г. Харьков, ННЦ "Харьковский физико-технический институт"

В. В. Сыщенко

г. Белгород, Белгородский государственный университет

Рассмотрены эффекты, связанные с учетом второго борновского приближения в процессе тормозного излучения релятивистских электронов и позитронов во внешних полях произвольной структуры и, в частности, в поле отдельного атома и атомной плоскости.

Процесс тормозного излучения при высоких энергиях развивается в большой, растущей с энергией пространственной области вдоль импульса первичной частицы [1]. Если в пределах такой области частица сталкивается с большим числом атомов, то существенными могут оказаться корреляции между последовательными ее столкновениями, что, в свою очередь, может привести к появлению различных когерентных и интерференционных эффектов в излучении.

В настоящей статье рассмотрены эффекты, связанные с учетом второго борновского приближения в процессе тормозного излучения релятивистских электронов и позитронов во внешних полях произвольной структуры. Полученные результаты применены к случаям излучения в полях отдельных атомов и атомных плоскостей кристалла.

Излучение в первом борновском приближении. Тормозное излучение электронов и позитронов во внешнем поле в первом борновском приближении описывается двумя диаграммами Фейнмана (рис. 1). В соответствии с правилами диаграммной техники сечение процесса будет иметь вид:

$$d\sigma = \frac{e^4}{4(2\pi)^4 \omega \varepsilon \varepsilon'} \delta(\varepsilon - \varepsilon' - \omega) |M_1|^2 \times \\ \times |U_g|^2 d^3 p' d^3 k, \quad (1)$$

$$\text{где } M_1 = \bar{u}' \left\{ \hat{e}^* \frac{\hat{p} - \hat{g} + m}{(p - g)^2 - m^2} \gamma_0 + \right. \\ \left. + \gamma_0 \frac{\hat{p}' + \hat{g} + m}{(p' + g)^2 - m^2} \hat{e}^* \right\} u. \quad (2)$$

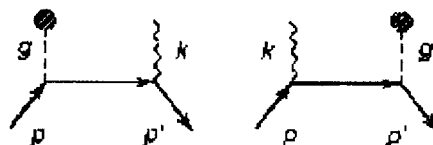


Рис. 1. Фейнмановские диаграммы процесса тормозного излучения во внешнем поле в первом борновском приближении.

Входящие в (1) величины M_1 и U_x являются функциями импульса, переданного внешнему полю. При этом и само сечение излучения может быть выражено непосредственно через переданный импульс (а также через угол θ между векторами \vec{k} и \vec{p}). Такое представление особенно удобно в области малых значений переданного импульса ($g_{\perp} \ll m$; такая ситуация реализуется, например, в теории когерентного излучения релятивистских электронов в кристалле), так как в этом случае мы сможем выполнить в матричном элементе разложение по малым значениям переданного импульса. Переход к новым переменным подробно описан в [2, 3]. Дифференциальное сечение при этом принимает вид:

$$d\sigma = \frac{e^4}{(2\pi)^4} \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \overline{|M_1|^2} |U_g|^2 \frac{\delta}{m^2} \frac{d\omega}{\omega} \frac{dy}{\sqrt{1-y^2}} d^3g, \quad (3)$$

где $\delta = \omega m^2 / 2\varepsilon\varepsilon'$. Входящая сюда переменная y связана с θ соотношением

$$(\varepsilon\theta/m)^2 = b + y\sqrt{a}, \quad -1 \leq y \leq 1, \quad (4)$$

где

$$a = \frac{4g_\perp^2}{m^2\delta} \left(g_\parallel - \delta - \frac{g_\perp^2}{2\varepsilon} \right),$$

$$b = \frac{1}{\delta} \left(g_\parallel - \delta - \frac{g_\perp^2}{2\varepsilon} + \frac{g_\perp^2\delta}{m^2} \right),$$

g_\parallel и \vec{g}_\perp — компоненты \vec{g} , параллельная и ортогональные импульсу \vec{p} падающей частицы. Из положительности радикала (4) следует, что

$$g_\parallel \geq \delta + g_\perp^2 / 2\varepsilon. \quad (5)$$

В области малых значений переданного импульса ($g_\perp \ll m$) усредненное по поляризациям начальных частиц и просуммированное по поляризациям конечных частиц дифференциальное сечение излучения приобретает следующий вид:

$$d\sigma = \frac{e^4}{4\pi^3} \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \frac{\delta}{m^2} \frac{d\omega}{\omega} \frac{g_\perp^2}{g_\parallel^2} d^3g \times$$

$$\times \left[1 + \frac{\omega^2}{2\varepsilon\varepsilon'} - 2 \frac{\delta}{g_\parallel} \left(1 - \frac{\delta}{g_\parallel} \right) \right] |U_g|^2. \quad (6)$$

Если кроме условия $g_\perp \ll m$ выполняется неравенство $g_\perp \gg \delta$, то в (6) можно пренебречь зависимостью фурье-компоненты потенциала от g_\parallel . Тогда после интегрирования по g_\parallel сечение излучения может быть записано в виде

$$d\sigma = dw(g_\perp) d\sigma_e^{(B)}, \quad (7)$$

где $d\sigma_e^{(B)}$ — сечение упругого рассеяния в первом борновском приближении и $dw(g_\perp)$ — вероятность излучения:

$$dw(g_\perp) = \frac{2e^2}{3\pi} \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \left(1 + \frac{2}{3} \frac{\omega^2}{\varepsilon\varepsilon'} \right) \frac{g_\perp^2}{m^2} \frac{d\omega}{\omega}. \quad (8)$$

Сечение излучения во втором борновском приближении. Вторая борновская поправка к амплитуде тормозного излучения во внешнем поле описывается тремя

диаграммами Фейнмана, изображенными на рис. 2. Тогда, в соответствии с правилами диаграммной техники, сечение излучения со второй борновской поправкой принимает вид:

$$d\sigma = \frac{e^4}{4(2\pi)^4} \frac{\delta(\varepsilon - \varepsilon' - \omega)}{\omega\varepsilon\varepsilon'} \times$$

$$\times d^3p' d^3k \left\{ \overline{|M_1|^2} |U_g|^2 - \right.$$

$$\left. - 2eU_g \operatorname{Re} \int M_1 \overline{M_2} U_q U_{g-q} \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \right\}, \quad (9)$$

где матричный элемент M_1 определяется формулой (2), а M_2 имеет вид:

$$M_2 = \overline{u'} \left\{ \gamma_0 \frac{\hat{p}' + \hat{q} + m}{(p' + q)^2 - m^2} \hat{e}^{*x} \right.$$

$$\times \frac{\hat{p} - \hat{g} + \hat{q} + m}{(p - g + q)^2 - m^2} \gamma_0 +$$

$$+ \gamma_0 \frac{\hat{p}' + \hat{q} + m}{(p' + q)^2 - m^2} \gamma_0 \frac{\hat{p}' + \hat{g} + m}{(p' + g)^2 - m^2} \hat{e}^{*x} +$$

$$\left. + \hat{e}^* \frac{\hat{p} - \hat{g} + m}{(p - g)^2 - m^2} \gamma_0 \frac{\hat{p} - \hat{q} + m}{(p - q)^2 - m^2} \gamma_0 \right\} u,$$

$\vec{g} = \vec{p} - \vec{p}' - \vec{k}$ — импульс, переданный внешнему полю.

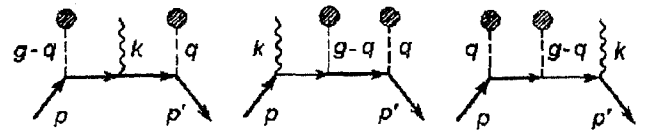


Рис. 2. Диаграммы, соответствующие второму борновскому приближению в описании тормозного излучения.

После перехода к новым переменным, описанного выше, получим следующее выражение для дифференциального сечения:

$$d\sigma = \frac{e^4}{(2\pi)^4} \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \frac{\delta}{m^2} \frac{d\omega}{\omega} \frac{dy}{\sqrt{1-y^2}} d^3g \times$$

$$\times \left\{ \overline{|M_1|^2} |U_g|^2 - \right.$$

$$\left. - 2eU_g \operatorname{Re} \int M_1 \overline{M_2}^* U_q U_{g-q} \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \right\}. \quad (10)$$

Путем простых преобразований произведение $M_1 M_2^*$, просуммированное по поляризациям конечных частиц и усредненное по поляризациям начальных частиц, после

выполнения интегрирования по u можно привести к виду (с точностью до членов порядка m^2/ε^2):

$$\overline{M_1 M_2} \rightarrow -\frac{\pi g_{\perp}^2 (\bar{g}_{\perp} - \bar{q}_{\perp}) \bar{q}_{\perp}}{\varepsilon g_{\parallel}^2 (g_{\parallel} - q_{\parallel}) q_{\parallel}} \times \left\{ \frac{\varepsilon^2 + \varepsilon'^2}{\varepsilon \varepsilon'} + \frac{\omega^2}{\varepsilon \varepsilon'^2} \left(1 - \frac{\delta}{g_{\parallel}} \right) - 4 \frac{\delta}{g_{\parallel}} \left(1 - \frac{\delta}{g_{\parallel}} \right) \left(1 + 2 \frac{\omega}{\varepsilon'} \right) + 2 \frac{\omega}{\varepsilon'} \right\}.$$

Подставляя это соотношение в исходное выражение (10), мы получаем сечение излучения в произвольном внешнем поле с учетом второго борновского приближения:

$$d\sigma = \frac{e^4 \varepsilon' \delta}{4\pi^3 \varepsilon m^2 \omega} \frac{g_{\perp}^2}{g_{\parallel}^2} d^3 g \times \left\{ \left[1 + \frac{\omega^2}{2\varepsilon\varepsilon'} - 2 \frac{\delta}{g_{\parallel}} \left(1 - \frac{\delta}{g_{\parallel}} \right) \right] |U_g|^2 + \frac{e}{(2\pi)^3 \varepsilon} \left[1 + \frac{\omega^2}{2\varepsilon\varepsilon'} + \frac{\omega}{\varepsilon'} - 2 \left(1 + 2 \frac{\omega}{\varepsilon'} \right) \frac{\delta}{g_{\parallel}} \left(1 - \frac{\delta}{g_{\parallel}} \right) + \frac{\omega^3}{2\varepsilon\varepsilon'^2} \left(1 - \frac{\delta}{g_{\parallel}} \right) \right] U_g \times \operatorname{Re} \int d^3 q \frac{(\bar{g}_{\perp} - \bar{q}_{\perp}) \bar{q}_{\perp}}{(g_{\parallel} - q_{\parallel} + i0)(q_{\parallel} + i0)} U_q U_{g-q} \right\}. \quad (11)$$

При малых частотах ($\omega \ll \varepsilon$) после интегрирования по g_{\parallel} от δ до $+\infty$ сечение излучения распадается на произведение вероятности излучения и сечение упругого рассеяния с учетом второй борновской поправки (ср. с формулой (7)):

$$d\sigma = d\omega(g_{\perp}) d\sigma_e(g_{\perp}), \quad (12)$$

где

$$d\omega(g_{\perp}) = \frac{2e^2 \varepsilon' g_{\perp}^2}{3\pi \varepsilon m^2 \omega} d\omega, \quad (13)$$

$$d\sigma_e(g_{\perp}) = \frac{e}{(2\pi)^2} d^2 g_{\perp} \left[|U_g|^2 + \frac{e}{(2\pi)^3 \varepsilon} U_g \times \operatorname{Re} \int d^3 q \frac{(\bar{g}_{\perp} - \bar{q}_{\perp}) \bar{q}_{\perp}}{(q_{\parallel} - i0)^2} U_q U_{g-q} \right]. \quad (14)$$

В качестве простейшего частного случая найдем выражение для сечения излуче-

ния в кулоновском поле. Подставляя в (14) выражение для экранированного потенциала Кулона

$$U(r) = \frac{Z|e|}{r} e^{-r/R}, \quad U_g = \frac{4\pi Z|e|}{\bar{g}^2 + R^{-2}}, \quad (15)$$

(где $Z|e|$ – заряд атомного ядра), выполняя интегрирование по $d^3 q$ и устремляя радиус экранировки R к бесконечности, мы получим следующее выражение для сечения излучения в кулоновском поле в пределе малых частот:

$$d\sigma = \left\{ \frac{2e^2 \varepsilon' g_{\perp}^2}{3\pi \varepsilon m^2 \omega} \frac{d\omega}{\omega} \right\} \frac{4Z^2 \alpha^2}{p^2 v^2} \frac{d\omega}{g^4} \times \left\{ 1 - \frac{e Z \alpha \pi}{|e| 2} g \right\},$$

где учтено, что $g_{\perp} = p g$, g – угол рассеяния конечной частицы, α – постоянная тонкой структуры.

Таким образом, при малых частотах сечение излучения разбивается на произведение вероятности излучения и сечения упругого рассеяния. В случае произвольных частот такое разбиение невозможно из-за наличия второй борновской поправки, если мы интересуемся членами $\sim \varepsilon^{-1}$.

Зависимость сечения излучения в поле ядра от знака заряда частицы допускает наглядную интерпретацию: позитрон, двигаясь в поле атома, проводит меньше времени в области с большим градиентом потенциала, чем электрон, поэтому позитрон излучает слабее, чем электрон.

Излучение электронов и позитронов в поле кристаллографической плоскости во втором борновском приближении. Рассмотрим теперь взаимодействие электронов и позитронов с непрерывным потенциалом атомной плоскости

$$U(x) = \frac{1}{L_y L_z} \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} dz \sum_{n=1}^N u(\vec{r} - \vec{r}_n),$$

где $u(\vec{r} - \vec{r}_n)$ – потенциал отдельного атома, расположенного в точке \vec{r}_n , L_y, L_z – размеры плоскости в соответствующих направлениях. Здесь, в отличие от рассмотренных выше случаев, сечение излучения нельзя представить в виде произведения вероятности излучения и сечения упругого рассея-

ния. Этот факт вытекает из того, что в случае упругого рассеяния (см. [4, 5]) законы сохранения энергии и импульса при рассеянии на непрерывном потенциале плоскости допускают только рассеяние на нулевой угол и зеркальное отражение частиц от плоскости, в то время как в случае излучения фотона вследствие перераспределения энергии и импульса между конечными частицами законы сохранения допускают любой угол рассеяния электрона (позитрона).

Выбирая потенциал отдельного атома в виде экранированного потенциала Кулона (15) и подставляя фурье-компоненты непрерывного потенциала атомной плоскости в (11), получаем следующее выражение для сечения излучения:

$$d\sigma = Z^2 \alpha^3 16\pi \frac{N}{a_y a_z} \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \frac{\delta}{m^2} \frac{d\omega}{\omega} \frac{dg_x}{\theta^2} \times \left[1 + \frac{\omega^2}{2\varepsilon\varepsilon'} - 2 \frac{\delta}{g_x \theta} \left(1 - \frac{\delta}{g_x \theta} \right) \right] \frac{1}{(g_x^2 + R^{-2})^2} + \frac{e}{|e|} \frac{2Z\alpha}{\varepsilon a_y a_z} \frac{1}{g_x^2 + R^{-2}} \left[1 + \frac{\omega^2}{2\varepsilon\varepsilon'} + \frac{\omega}{\varepsilon'} - 2 \left(1 + 2 \frac{\omega}{\varepsilon'} \right) \frac{\delta}{g_{||}} \left(1 - \frac{\delta}{g_{||}} \right) + \frac{\omega^3}{2\varepsilon\varepsilon'^2} \left(1 - \frac{\delta}{g_{||}} \right) \right] \frac{1}{\theta^2} \frac{2\pi R}{g_x^2 + 4R^{-2}}, \quad (16)$$

где θ – угол падения частиц на плоскость. При выводе мы учли, что $g_{||} = g_x \theta$, так как $g_y = g_z = 0$ в непрерывном потенциале плоскости. В пределе малых частот сечение излучения будет иметь вид:

$$d\sigma = Z^2 \alpha^3 16\pi \frac{N}{a_y a_z} \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \frac{\delta}{m^2} \frac{d\omega}{\omega} \frac{1}{\theta^2} \times$$

$$\times \int_{\delta/\theta}^{\infty} \frac{dg_x}{(g_x^2 + R^{-2})^2} \left(1 + \frac{\omega^2}{2\varepsilon\varepsilon'} - 2 \frac{\delta}{g_x \theta} \left(1 - \frac{\delta}{g_x \theta} \right) \right) \times \left\{ 1 + \frac{e}{|e|} \frac{4\pi Z\alpha R}{\varepsilon a_y a_z} \frac{1}{\theta^2} \frac{g_x^2 + R^{-2}}{g_x^2 + 4R^{-2}} \right\}.$$

Последний результат согласуется с результатом работы [6], где впервые было рассмотрено излучение электронов и позитронов в поле кристаллографической плоскости с учетом второго борновского приближения при $\omega \ll \varepsilon$.

Зависимость сечения излучения в поле плоскости от знака заряда частицы допускает наглядную интерпретацию: электрон, притягиваясь к плоскости, в отличие от позитрона, проводит меньше времени в области с большим градиентом потенциала, чем позитрон, что приводит к различию в величине сечения излучения.

Библиографический список

1. Тер-Микаелян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. – Ереван: Изд-во АН Арм ССР, 1969. – 457 с.
2. Ахиезер А.И., Шульга Н.Ф. Электродинамика высоких энергий в веществе. – М.: Наука, 1993. – 344 с.
3. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. – М.: Наука, 1981. – 432 с.
4. Сыщенко В.В., Шульга Н.Ф. // Укр. физ. журн. – 1995. – Т. 40. – № 1, 2. – С. 15.
5. Ахиезер А.И., Шульга Н.Ф., Трутьев В.И., Гриненко А.А., Сыщенко В.В. // УФН. – 1995. – Т. 165. – № 10. – С. 1165.
6. Ахиезер А.И., Фомин П.И., Шульга Н.Ф. // Письма в ЖЭТФ. – 1971. – Т. 13. – Вып. 12. – С. 713.

Работа частично поддержана грантом РФФИ (проект 00-02-16337).

УДК 539.12

ОБ ИДЕНТИФИКАЦИИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПИКОВ, НАБЛЮДАВШИХСЯ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ В ХИРОСИМЕ, И СПЕКТРАЛЬНЫХ ПИКОВ ПРИ ИЗ ПОЛИКРИСТАЛЛА

А.В. Шагин

г. Харьков, ННЦ «Харьковский физико-технический институт»

В работе предложено объяснение происхождения наблюдавшихся в эксперименте в REFER и ранее не идентифицированных спектральных пиков в рентгеновском диапазоне. Показано,