

## О ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОНКОМ СЛОЕ ВЕЩЕСТВА

Н. Ф. Шульга, С. Н. Добровольский

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»*

При прохождении релятивистских электронов через мишень с диэлектрической проницаемостью, отличной от диэлектрической проницаемости окружающей среды, возникает переходное излучение [1]. При этом спектрально-угловая плотность излучения существенно зависит от соотношения размеров мишени и характерных размеров области, ответственной за формирование переходного излучения. Как было показано в [2, 3], как продольный  $l_{coh}$ , так и поперечный  $l_{\perp}$  размеры этой области для определенного диапазона длин волн могут быть макроскопическими величинами. В частности, в далеком инфракрасном диапазоне волн для электронов с энергиями порядка 100 МэВ,  $l_{coh}$  достигает нескольких десятков метров и может значительно превышать расстояние до детектора, а  $l_{\perp}$  может быть порядка нескольких сантиметров, что сравнимо с поперечниками используемых в экспериментах мишеней (см., например, [4,5]). Приблизительные методы нахождения интенсивности излучения часто имеют ограниченную область применимости. Например, квазиклассическим методом [6] возможно получить только спектрально-угловую плотность излучения «вперед». В экспериментах же, для того, чтобы избавиться от интерференции полей излучения и собственного поля частицы, часто исследуется спектрально-угловое распределение излучения «назад». В настоящей работе получены формулы для потока электромагнитной энергии «вперед» и «назад» через плоскость детектора, расположенного на расстоянии  $z$  от мишени, при произвольных углах излучения для случая нормального влета релятивистского электрона в тонкий идеально проводящий диск радиуса  $a$  (диск расположен в плоскости  $z=0$ ).

$$\frac{d^3 S_z^{(forward)}}{d\omega d\Omega} \approx \frac{e^2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta}{\pi^2 v (\sin^2 \vartheta + \gamma^{-2})^2} \cdot \left\{ 1 + F^2 - 2F \cos \left[ \frac{\omega z}{2v} (\gamma^{-2} + \sin^2 \vartheta) \right] \right\}, \quad (1)$$

$$\frac{d^3 S_z^{(backward)}}{d\omega d\Omega} \approx \frac{e^2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta}{\pi^2 v (\sin^2 \vartheta + \gamma^{-2})^2} F^2. \quad (2)$$

где

$$F = \left( \chi^2 + (\omega/v\gamma)^2 \right) \frac{\omega}{v\gamma\chi}. \quad (3)$$

$$\cdot \int_0^a \rho d\rho J_1(\chi\rho) K_1(\omega\rho/v\gamma)$$

Здесь  $J_1$ ,  $K_1$  – функции Бесселя и Макдональда первого порядка [7], поперечная компонента волнового вектора  $\mathbf{k}$  ( $\mathbf{k} = \chi + e_z k_z$ ,  $\chi = \frac{\omega}{c} \sin \vartheta$ ).  $\omega$  – частота излученной волны,  $e$  – заряд электрона,  $\rho$  – поперечная координата,  $v$  – скорость электрона ( $v = \text{const}$ ),  $\gamma$  – Лоренц-фактор электрона,  $d\Omega = \sin \vartheta d\vartheta d\varphi$  – элемент телесного угла в направлении излучения, углы  $\vartheta$  и  $\varphi$  определяют направление излучения.

Первое слагаемое в (1) определяет поток электромагнитной энергии собственного поля электронов, второе – поток энергии образующегося излучения. Третье слагаемое обусловлено интерференцией, возникающей между полями излучений и собственным полем электрона. Функция  $F$  в (3) определяет влияние конечности поперечных размеров диска на интенсивность переходного излучения. Спектрально-угловая плотность излучения «назад» (2) определяется только отраженным от поверхности мишени полем налетающего электрона. Формулы (1)-(3) показывают, что учет конечности по-

перечных размеров мишени приводит к искажению спектра переходного излучения релятивистского электрона в области  $\lambda \geq \alpha/\gamma$  ( $\lambda$  – длина излученной волны), по сравнению со случаем пролета электрона через бесконечную пластину ( $\lambda \rightarrow \infty$ ). Из (1)-(3) следует также, что характер искажения спектра переходного излучения, обусловленного конечностью поперечных размеров мишени, одинаков как для излучения «вперед», так и для излучения «назад».

Необходимо отметить, что плотность излучения «вперед» зависит от того, расположен ли детектор в зоне формирования излучения или вне ее. Вклад интерференционного слагаемого в (1) зависит от соотношения  $z_0/l_{coh}$ , где  $l_{coh} = 2\gamma^2\lambda$  – длина когерентности переходного излучения. При  $z_0 \leq l_{coh}$  (случай, когда детектор расположен в пределах зоны формирования излучения) интерференционное слагаемое не мало, и необходимо учитывать вклад интерференции в угловую плотность потока электромагнитной энергии. В случае, когда детектор расположен далеко за пределами длины формирования излучения ( $z \gg l_{coh}$ ), третье сла-

гаемое в (1) стремится к нулю и плотность потока энергии «вперед» имеет вид

$$\frac{d^3 S_z^{(forward)}}{d\omega d\Omega} \approx \frac{e^2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta}{\pi^2 v (\sin^2 \vartheta + \gamma^{-2})^2} \{1 + F^2\}, \quad (4)$$

где первое слагаемое определяет поток электромагнитной энергии собственного поля электрона, второе – плотность потока переходного излучения релятивистского электрона на мишени конечных поперечных размеров. Как видно из (2) и (4), спектрально-угловые плотности переходного излучения «вперед» и «назад» совпадают.

#### Библиографический список

1. Гинзбург В. Л., Франк И. М. // ЖЭТФ, 1946. – Т. 16. – С. 15.
2. Шульга Н. Ф., Добровольский С. Н. // Письма в ЖЭТФ, 1997 – Т.65. – С.581.
3. Shul'ga N. F., Dobrovolsky S. N. // Nucl. Instr. and Meth. – 1998. – V.14. – P. 180.
4. Shibata Y., Ishi K., Takahashi T. et al. // Phys. Rev. E 1994, V.49, P.785.
5. Happek U., Sievers A. J., Blum E. B. // Phys. Rev. Lett. 1991, V.67, P.2962.
6. Тер-Микаэлян М. Л. // Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван: Изд. АН Арм.ССР, 1969. – С.457.
7. Двайт Г. Б. // Таблицы интегралов и другие математические формулы. – М.: Наука, 1983. – С. 172.

УДК 620 193 6

## ОБ ЭФФЕКТЕ ТИПА РАМЗАУЭРА-ТАУНСЕНДА ПРИ РАССЕЯНИИ ОТРИЦАТЕЛЬНО ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ЦЕПОЧКЕ АТОМОВ КРИСТАЛЛА

Н. Ф. Шульга В. И. Трутень

Институт теоретической физики

ИНЦ «Харьковский физико-технический институт»

При падении быстрой заряженной частицы на цепочку атомов кристалла под малым углом  $\psi$  к ее оси существенны корреляции между последовательными столкновениями частицы с атомами цепочки. В результате этих корреляций рассеяние частиц происходит в основном вдоль азимутального угла  $\varphi$  в плоскости, ортогональной оси цепочки [1]. При углах падения частиц на цепочку  $\psi$ , превышающих критический

угол осевого каналирования  $\psi_c$ , характерные значения азимутальных углов рассеяния малы. С уменьшением угла  $\psi$  характерные значения азимутальных углов рассеяния увеличиваются, и при  $\psi \sim \psi_c$  они могут достигать  $180^\circ$ . Особый интерес представляет рассеяние на цепочке атомов отрицательно заряженных частиц, поскольку при всех значениях углов  $\psi$  такие частицы могут подходить на близкие расстояния к оси це-