

## О ВЛИЯНИИ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ СРЕДЫ НА ОБРАЗОВАНИЕ ЖЕСТКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*Г. М. Гариблян, Ян Ши*

При достаточно больших энергиях заряда в спектре переходного излучения появляются очень жесткие кванты, для которых мнимая часть поляризуемости среды больше действительной части. Показано, что в этом случае зависимость граничной частоты и полной интенсивности переходного излучения от лоренц-фактора заряда усиливается, а именно вместо линейной становится квадратичной.

Хорошо известно, что как полная энергия, так и граничная частота спектра переходного излучения, образуемого ультрарелятивистским зарядом на границе раздела непоглощающей среды с вакуумом, линейно зависят от лоренц-фактора заряда  $\gamma$  [1, 2]. Ниже будет показано, что явление переходного излучения содержит в себе еще один эффект, не отмеченный до сих пор.

Для этого заметим, что указанная линейная зависимость по сути дела основывается на том факте, что частотный спектр излучения "обрывается" на граничной частоте  $\omega_{\text{ГР}} = \omega_0 \gamma$  ( $\omega_0$  — плазменная частота среды), линейно зависящей от  $\gamma$ . А это обстоятельство, в свою очередь, обусловлено тем, что в формуле для частотно-углового распределения интенсивности излучения имеется характерная разность

$$(\gamma^{-2} + \theta^2)^{-1} - \left( \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \gamma^{-2} + \theta^2 \right)^{-1}, \quad (1)$$

где  $\theta$  — угол излучения. Когда  $\omega_0^2 / \omega^2 \ll \gamma^{-2}$  (или  $\omega \gg \omega_{\text{ГР}}$ ) эта разность мала и излучение становится ничтожным.

Однако это верно до тех пор, пока мнимая часть поляризуемости среды мала. Когда же она становится сравнимой или даже больше действительной части поляризуемости, то вместо указанной разности появляется величина

$$(\gamma^{-2} + \theta^2)^{-1} = \left( \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \gamma^{-2} + \theta^2 - i \frac{\mu c}{\omega} \right)^{-1}, \quad (2)$$

где  $\mu = \mu(\omega)$  — линейный коэффициент поглощения при данной частоте  $\omega$ ,  $c$  — скорость света. Отсюда видно, что для того, чтобы излучение исчезало, необходимо одновременное выполнение уже двух условий

$$\omega_0^2 / \omega^2 \ll \gamma^{-2} \text{ и } \mu c / \omega \ll \gamma^{-2}. \quad (3)$$

Или, другими словами, излучение мало, когда

$$\omega \gg \max \{ \omega_{\text{ГР}}, \omega_{\text{ГР}}^* \}, \quad (4)$$

где

$$\omega_{\text{ГР}}^* = \mu c \gamma^2. \quad (5)$$

Коэффициент поглощения  $\mu(\omega)$  имеет минимум, равный  $\mu_{\text{мин}}$  для частот с энергией в районе нескольких *мэв* для тяжелых элементов и больше для легких элементов, затем постепенно возрастает с увеличением  $\omega$  и стремится к некоторому предельному значению  $\mu_{\text{пр}}$  (см., например, [3, 4]). Значения  $\mu_{\text{мин}}$  и  $\mu_{\text{пр}}$  не сильно отличаются друг от друга (для Рь они отличаются примерно в три раза, а для легких элементов еще меньше).

Из выражений для  $\omega_{\text{ГР}}$  и  $\omega_{\text{ГР}}^*$  видно, что, если

$$\gamma \gg \gamma_0 = \omega_0 / \mu_{\text{мин}} c, \quad (6)$$

то  $\omega_{\text{ГР}}^* \gg \omega_{\text{ГР}}$  и частотный спектр переходного излучения "обрывается" уже на новой граничной частоте  $\omega_{\text{ГР}}^*$ , которая квадратично зависит от  $\gamma$ . Отсюда следует, что для заряженных частиц с  $\gamma$ -фактором, удовлетворяющим условию (6), полная энергия переходного излучения будет пропорциональна  $\gamma^2$ . Численные оценки дают для  $\gamma_0$  значения порядка  $4 \cdot 10^7$  для легких веществ типа углерода и  $6 \cdot 10^6$  для свинца.

Рассмотрим теперь конкретный случай пролета заряда через границу раздела среды с вакуумом с учетом поглощающей способности среды. Общую формулу для частотно-углового распределения [1] интенсивности переходного излучения, образуемого на такой границе, в области жестких частот ( $\omega \gg \omega_0$ ) нетрудно проинтегрировать по углу излучения. В результате получим следующую формулу для частотного спектра:

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi c} \left\{ \frac{|g|^2 - \gamma^{-4}}{|g - \gamma^{-2}|^2} \ln |g \gamma^2| + \left( \frac{2g'' \gamma^{-2}}{|g - \gamma^{-2}|^2} - \frac{g''}{g''} \right) \arctg \frac{g''}{g''} - 1 \right\}. \quad (7)$$

где

$$g = g' + ig'', \quad g' = \frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \gamma^{-2}, \quad g'' = -\frac{\mu c}{\omega}. \quad (8)$$

Когда неравенство (4) не выполняется, величина, стоящая внутри фигурных скобок формулы (7), вообще говоря, порядка единицы и медленно убывает с увеличением  $\omega$ . Когда же выполняется неравенство (4), то указанная величина становится много меньше единицы и достаточно быстро убывает с ростом  $\omega$  (см. рис. 1). Действительно, в этой области частот формулу (7) можно разложить по степеням  $\omega_{\text{ГР}}/\omega$  и  $\omega'_{\text{ГР}}/\omega$  и в результате получим

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{e^2}{6\pi c} \left\{ \left( \frac{\omega_{\text{ГР}}}{\omega} \right)^4 + \left( \frac{\omega'_{\text{ГР}}}{\omega} \right)^2 \right\} \ll \frac{e^2}{\pi c}. \quad (9)$$

Это означает, что полная энергия переходного излучения при  $\gamma \ll \ll \gamma_0$  примерно равна [1]  $e^2 \omega_0 \gamma / 3c$ , а при  $\gamma \gg \gamma_0$  она порядка  $e^2 \mu \gamma^2 / \pi$  (см. рис. 2).

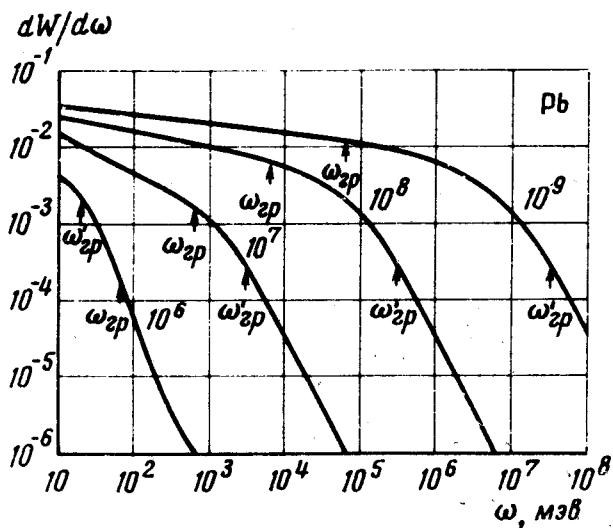


Рис. 1. Частотный спектр переходного излучения, образуемого на границе свинец – вакуум для различных значений  $\gamma$ -фактора заряда (цифры на кривых). Стрелками на кривых указаны соответствующие значения граничных частот

Рассмотренное выше влияние поглощения на свойства переходного излучения имеет место при больших значениях  $\gamma$ -фактора заряда. Однако известно, что при значениях  $\gamma$ -фактора, больших некоторого критического  $\gamma_{\text{кр}}$ , начинает сказываться также влияние многократного рассеяния (см., например, [5, 6]). Поэтому представляет интерес выяснить, какой из этих эффектов наступит раньше. Численные оценки показывают, что если быстрой частицей является электрон, то влияние многократного рассеяния наступит значительно раньше, если же

быстрой частицей является мюон или более тяжелая частица, то здесь, наоборот, влияние поглощения наступает раньше.

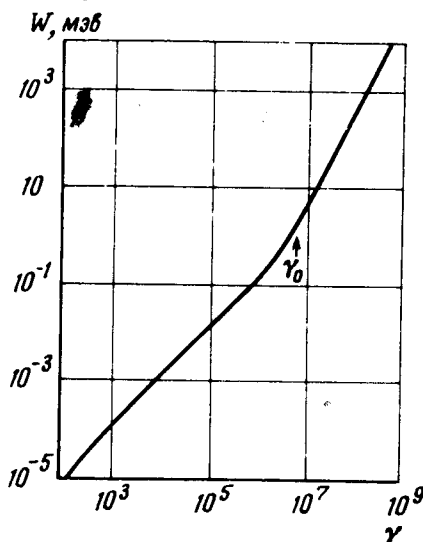


Рис. 2. Зависимость полной интенсивности переходного излучения, образуемого на границе свинец - вакуум, начиная с 1 кэв, от  $\gamma$ -фактора заряда

Для переходного излучения в пластине картина качественно остается такой же, если толщина пластины  $a$  порядка или больше длины поглощения  $\mu^{-1}$  вплоть до граничных частот.

В противоположном случае начинают сказываться эффекты интерференции излучений, образуемых на обеих границах пластины. Тогда определяющую роль будет играть зона формирования переходного излучения в веществе  $z_{\text{пер}} = 2c(\omega g')^{-1}$ . Нетрудно показать, что в этом случае при  $\omega \sim \omega'_{\text{гр}}$  ( $\gamma > \gamma_0$ ) величина  $a$  оказывается меньше  $z_{\text{пер}}$ . Поэтому спектр на этих частотах будет подавлен, что приведет к тому, что полная интенсивность будет значительно ослаблена.

В заключение отметим, что вышеприведенные рассуждения справедливы до тех пор пока  $\hbar\omega \ll E$  (где  $E = m_0 c^2 \gamma$  — энергия пролетающей заряженной частицы). Поэтому когда  $\gamma$ -фактор заряда настолько велик, что  $\omega'_{\text{гр}} > E/\hbar$ , или  $\gamma > m_0 c / \hbar \mu_{\text{пр}}$ , указанная выше квадратичная зависимость граничной частоты спектра и полной интенсивности излучения от  $\gamma$  должна перестать иметь место и снова замениться линейной.

Ереванский  
физический институт  
Академии наук Армянской ССР

Поступила в редакцию  
30 июня 1976 г.

### Литература

- [1] Г.М.Гарибян. ЖЭТФ, 37, 527, 1959.
- [2] К.А.Барсуков. ЖЭТФ, 37, 1106, 1959.
- [3] В.Гайтлер. Квантовая теория излучения. М., 1956.
- [4] Ш.Дейвиссон. В кн. "Альфа, бета и гамма спектроскопия". М., 1969, том 1.
- [5] М.И.Рязанов. УФН, 114, 393, 1974.
- [6] Г.М.Гарибян, Ян Ши. ЖЭТФ, 70, 1927, 1976.