

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ ПРИ НАКЛОННОМ ВХОДЕ

Н. А. КОРХМАЗЯН, С. С. ЭЛБАКЯН

Рассмотрены особенности переходного излучения релятивистских частиц при наклонном пролете через границу вакуум—среда и среда—вакуум как для оптических, так и заоптических областей частот. Показано, что излучение в оптической области частот при входе частицы из вакуума в диэлектрик имеет острые максимумы в направлениях, определяемых из законов геометрической оптики. При выходе же частицы из диэлектрика в вакуум излучение, в основном, сосредоточено вдоль траектории. Приведены соответствующие формулы для спектральной плотности для двух взаимно перпендикулярных поляризадий.

В заоптической области частот все излучение в обоих случаях сосредоточено вдоль траектории и задается формулой Гарибяна [2].

С точки зрения теории переходное излучение хорошо изучено (см. [1, 2, 3, 4, 5] и приведенные в них ссылки). Что касается экспериментальных исследований, то нам кажется, что еще многое предстоит сделать, особенно в области больших энергий.

В работе [6] изучалось переходное излучение релятивистских частиц вперед и назад из системы параллельных тонких пластин в оптической области частот при наклонном влете. Полученные там результаты сравниваются с формулами (2), (3а) и (3в) работы [7]. Сами авторы работы [7] свои экспериментальные результаты также обсуждают на основе тех же формул. Однако эти формулы не удобны для непосредственного сопоставления с опытом и, кроме того, формула (3а) неверна. Понятно, что обсуждения экспериментальных результатов в указанных работах не могут быть полноценными.

Так как, с одной стороны, подобные исследования продолжаются, а с другой—имеются определенные надежды на применение этого излучения для регистрации частиц высоких энергий и для определения оптических параметров металлов [4], то нам представляется целесообразным детально исследовать особенности переходного излучения для релятивистских частиц при наклонном входе как в оптической, так и заоптической области частот.

Целью настоящей работы является выяснение вопроса о сконцентрированности излучения по определенным направлениям в пространстве при наклонном входе релятивистских частиц из вакуума в среду и наоборот. Несмотря на наличие большого числа теоретических работ, нигде не получены выражения для спектральной плотности излучения в оптической области частот, ввиду сложной угловой зависимости. Выяснение направленности излучения дает возможность провести интегрирование по углам и получить компактные формулы для спект-

ральной плотности, которые удобны для непосредственного использования при экспериментальных работах.

1. Пусть частица, двигаясь с постоянной скоростью \vec{v} в плоскости (x, z) , входит из вакуума в среду и наоборот, составляя угол ψ с осью z . Плоскость $z=0$ есть граница раздела, а ось z направлена из вакуума в среду и наоборот, в первом и втором случаях соответственно. Следуя работе [8] (см. также [9]), обозначим интенсивность продольно поляризованной компоненты излучения через $I^{\parallel} = \frac{dW^{\parallel}}{d\omega d\Omega}$, а

поперечно поляризованной — через $I^{\perp} = \frac{dW^{\perp}}{d\omega d\Omega}$. Интенсивности излучений в вакуум при границах вакуум—среда, среда—вакуум для продольно и поперечно поляризованных волн задаются формулами [8]:

$$I^{\parallel} = \frac{e^2 \beta^2 \cos^2 \psi}{\pi^2 c} |\varepsilon - 1|^2 \cos^2 \vartheta \times \\ \times \left| \frac{\sin \vartheta - \beta_x \sin^2 \vartheta \cos \varphi \pm \beta_z \sigma \sin \vartheta \mp \beta_x \beta_z \sigma \cos \varphi - \beta_z^2 \sin \vartheta}{[(1 - \beta_x \sin \vartheta \cos \varphi)^2 - \beta_z^2 \cos^2 \vartheta][1 - \beta_x \sin \vartheta \cos \varphi \pm \beta_z \sigma](\varepsilon \cos \vartheta + \sigma)} \right|^2, \quad (1)$$

$$I^{\perp} = \frac{e^2 \beta^6 \cos^4 \psi}{\pi^2 c} \times \\ \times \frac{\sin^2 \psi \cos^2 \vartheta \sin^2 \varphi |\varepsilon - 1|^2}{[(1 - \beta_x \sin \vartheta \cos \varphi)^2 - \beta_z^2 \cos^2 \vartheta][1 - \beta_x \sin \vartheta \cos \varphi \pm \beta_z \sigma](\cos \vartheta + \sigma)^2}, \quad (2)$$

где ϑ — угол излучения, отсчитываемый от отрицательного и положительного направления оси z соответственно,

$$\sigma = \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta}, \quad \beta_x = \beta \sin \psi, \quad \beta_z = \beta \cos \psi, \quad \beta = \frac{v}{c}, \quad \sqrt{\varepsilon} = n + ik.$$

Из формул (1) и (2) видно что при релятивистских скоростях переходное излучение сосредоточено в окрестности плоскости падения ($\varphi \sim 0$), причем излучение назад будет испускаться в основном под углами, удовлетворяющими условию $\vartheta - \psi \sim \sqrt{1 - \beta^2}$, т. е. по мере стремления $\beta \rightarrow 1$ излучение назад стремится к закону отражения для плоских волн (см. также [10]), а вперед, в вакуум, оно в основном сконцентрировано вокруг траектории частицы. При выходе из прозрачной среды в вакуум имеется также преломленная волна, интенсивность которой ничтожна по сравнению с первой.

Более детальное исследование формул (1), (2) показывает, что излучение в указанных направлениях имеет два резких максимума, угол раствора между которыми $\Delta\vartheta \sim \sqrt{1 - \beta^2} \rightarrow 0$ при $\beta \rightarrow 1$. Для интегрирования по углам введем новую переменную ξ , положив $\vartheta = \psi + \xi$, при условии

$$0 < \xi < \xi_0, \quad \sqrt{1 - \beta^2} \ll \xi_0 \ll \cos \psi, \quad \varphi_0 \sin \psi \gg \xi_0, \quad \varphi_0 \ll 1, \\ \varepsilon > 1. \quad (3)$$

где ξ_0 и φ_0 верхние пределы интегрирования по ξ и φ .

В результате интегрирования для спектральной плотности излучения в оптической области частот получим:

$$\frac{dW^{\parallel}}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi c} R^{\parallel} \left[\ln \frac{\xi_0}{\sqrt{1-\beta^2}} + \ln 2 - 1 \right] \quad (z < 0), \quad (4)$$

$$\frac{dW^{\perp}}{d\omega} = \frac{e^2}{c\pi} R^{\perp} \left[\ln \frac{\xi_0}{\sqrt{1-\beta^2}} + \ln 2 \right] \quad (z < 0), \quad (5)$$

$$\frac{dW^{\parallel}}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi c} \left[\ln \frac{\xi_0}{\sqrt{1-\beta^2}} + \ln 2 - 1 \right] \quad (z > 0), \quad (6)$$

$$\frac{dW^{\perp}}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi c} \left[\ln \frac{\xi_0}{\sqrt{1-\beta^2}} + \ln 2 \right] \quad (z > 0), \quad (7)$$

$$\text{где } R^{\parallel} = \left| \frac{\varepsilon \cos \psi - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi}}{\varepsilon \cos \psi + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi}} \right|^2, \quad R^{\perp} = \left| \frac{\cos \psi - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi}}{\cos \psi + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi}} \right|^2$$

коэффициенты отражения при продольной и поперечной поляризациях соответственно. Эти формулы справедливы для углов входа не близких к $\psi = 0$ и вплоть до углов $\frac{\pi}{2} - \psi \gg \sqrt{1-\beta^2}$. Формулы (4)–(7) не зависят от φ_0 , но слабо зависят от ξ_0 , что обусловлено требованием $\varphi_0 \sin \psi \gg \xi_0$.

Из (6) и (7) видно, что излучение вперед, в отличие от излучения назад, не зависит ни от угла влета, ни от свойств среды. Причем при $\varepsilon \rightarrow \infty$, т. е. при границе идеальный проводник–вакуум, $R^{\perp} = R^{\parallel} = 1$.

В заоптической области частот все излучение испускается вперед (при выходе частицы в вакуум) и равно

$$W = W^{\parallel} + W^{\perp} = \frac{1}{3} \frac{e^2 \omega_0}{c \sqrt{1-\beta^2}}, \quad (8)$$

где $\omega_0^2 = \frac{4\pi N e^2}{m}$. Эта формула была получена Гарибяном [2]. (см. также [11, 12]).

2. Если частица входит из вакуума в диэлектрик под углом ψ , удовлетворяющему условию Брюстера $\operatorname{tg} \psi = \sqrt{\varepsilon}$, то продольно поляризованная компонента излучения назад обращается в нуль ($R^{\parallel} = 0$), а в диэлектрике имеются обе компоненты излучения. Интенсивности излучений в диэлектрике при границах вакуум–среда, среда–вакуум равны

$$I^{\parallel} = \frac{e^2 \beta^2 \cos^2 \psi}{\pi^2 c} \sqrt{\varepsilon} (\varepsilon - 1)^2 \cos^2 \vartheta \times$$

$$\times \left| \frac{\sin \vartheta - \beta_x \sqrt{\varepsilon} \sin^2 \vartheta \cos \varphi \mp \beta_x \sigma \sin \vartheta \pm \beta_x \beta_z \sigma \sqrt{\varepsilon} \cos \varphi - \beta_z^2 \varepsilon \sin \vartheta}{(1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon} \sin \vartheta \cos \varphi \mp \beta_x \sigma) [(1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon} \sin \vartheta \cos \varphi)^2 - \beta_z^2 \cos^2 \vartheta] (\cos \vartheta + \sqrt{\varepsilon \sigma})} \right|^2, \quad (9)$$

$$I^{\perp} = \frac{e^2 \beta^6 \cos^4 \psi}{\pi^2 c}$$

$$\frac{\varepsilon^{3/2} \sin^2 \psi \cos^2 \theta (1 - \varepsilon)^2 \sin^2 \varphi}{\{[1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon} \sin \theta \cos \varphi \mp \beta_z \sigma] [(1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon} \sin \theta \cos \varphi)^2 - \beta_z^2 \varepsilon \cos^2 \theta] (\sqrt{\varepsilon} \cos \theta + \sigma)\}^2}, \quad (10)$$

где $\sigma = \sqrt{1 - \varepsilon \sin^2 \theta}$. Из (9) и (10) видно, что при $\varphi \sim 0$ и $\beta \rightarrow 1$ в оптической области частот излучение вперед испускается согласно закону преломления для плоских волн, т. е. $\sin \theta_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \sin \psi$, излучение же

назад, которое ничтожно мало, удовлетворяет закону отражения для плоских волн. Имеется также слабое излучение вдоль траектории частицы. Введя, как и прежде, переменную ξ согласно соотношению $\theta = \theta_0 + \xi$ при выполнении условий (3) и проинтегрировав по углам, для спектральной плотности излучения вперед в диэлектрик получим ($z > 0$):

$$\frac{dW^{\parallel}}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi c} T^{\parallel} \left[\ln \frac{\xi_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} + \ln 2 - 1 + \ln \frac{\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi}}{\cos \psi} \right], \quad (11)$$

$$\frac{dW^{\perp}}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi c} T^{\perp} \left[\ln \frac{\xi_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} + \ln 2 + \ln \frac{\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi}}{\cos \psi} \right], \quad (12)$$

$$\text{где } T^{\parallel} = \frac{4\varepsilon \cos \psi \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi}}{(\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi} + \varepsilon \cos \psi)^2} \text{ и } T^{\perp} = \frac{4 \cos \psi \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi}}{(\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \psi} + \cos \psi)^2}$$

коэффициенты прохождения при продольной и поперечной поляризациях. При выполнении условия Брюстера имеем

$$\frac{dW^{\parallel}}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi c} \left[\ln \frac{\xi_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} + \ln 2 - 1 + 2 \ln \operatorname{tg} \psi \right], \quad (11')$$

$$\frac{dW^{\perp}}{d\omega} = \frac{e^2}{\pi c} \sin^2 2\psi \left[\ln \frac{\xi_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} + \ln 2 + 2 \ln \operatorname{tg} \psi \right]. \quad (12')$$

Из изложенного видно, что имеется возможность суммировать излучение от многих поверхностей раздела.

В заоптической области частот излучение сконцентрировано вдоль траектории частицы и снова задается формулой (8).

В заключение выражаем благодарность Г. М. Гарибяну за обсуждения.

Ереванский физический институт,
Ереванский государственный
университет

Поступила 25.IX.1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 33, 1403 (1957).
2. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 37, 527 (1957).
3. Ф. Г. Басс, В. М. Яковенко, УФН, 86, 189 (1965).
4. И. М. Франк, УФН, 87, 189 (1965).
5. В. Е. Пафомов, препринт ФИАН А-72, 1964.

6. J. Oostens, S. Prunster, C. L. Wang, and Luke C. L. Juan, Phys. Rev. Letters, 19, 540 (1967).
7. H. Boersch, P. Dobberstein, D. Fritzsche und G. Sauerbrey, Z. Phys. 187, 97 (1965).
8. Н. А. Корхмазян, Изв. АН АрмССР, серия физ-мат. наук, 15, 115 (1962).
9. В. Е. Пафолов, Радиофизика, 5, 484 (1962).
10. Н. А. Корхмазян, Изв. АН АрмССР, серия физ-мат. наук, 11, 87 (1958).
11. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 38, 1814 (1960).
12. Н. А. Корхмазян, Изв. АН АрмССР, серия физ-мат. наук, 13, 139 (1960).

ԱՆՅՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՌԱՆՁԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ
ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ՄԱՍՆԻԿԻ ԹԵՔ ԱՆԿՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ն. Ա. ԿՈՐԽՄԱԶՅԱՆ, Ս. Ս. ԷԼԲԱԿՅԱՆ

Ուսումնասիրված են ուլյատիվիստիկ մասնիկի անցումային ճառագայթման որոշ առանձնահատկությունները վահումից միջավայր և միջավայրից վահում նրա թեք անցման դեպքում, հաճախությունների օպտիկական և հետօպտիկական տիրույթներում:

ON SOME CHARACTERISTICS OF TRANSITION
RADIATION IN THE CASE OF OBLIQUE INCIDENCE OF
RELATIVISTIC CHARGED PARTICLES

N. A. KORCHMAZIAN, S. S. ELBAKIAN

Calculations have been made to investigate some characteristics of transition radiation in the case of oblique incidence of the charged particles in optical region and above it.