Известия НАН Армении, Физика, т.44, №5, с.353-362 (2009)

УДК 621.372

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕХОДНОГО И ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЙ И КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ НИМИ

Э.Д. ГАЗАЗЯН, А.Д. ТЕР-ПОГОСЯН

Ереванский физический институт им. А.И. Алиханяна, Армения

(Поступила в редакцию 11 марта 2009 г.)

Показано, что возникающее на границе раздела двух сред переходное излучение испускается как излучение Вавилова–Черенкова, если в среде, где распространяется переходное излучение, выполняется условие равенства фазовой скорости испущенной волны и скорости движения частицы (условие возникновения излучения Вавилова–Черенкова). Доказательство этого утверждения проведено путем анализа зоны формирования переходного излучения, которая при выполнении этого условия может стать сколь угодно большой и обеспечить интерференцию между полем переходного излучения и собственным кулоновским полем движущейся частицы. В итоге излученное поле трансформируется в поле черенковского излучения. Задача рассмотрена как для случая волновода, так и для свободного пространства.

1. Введение

Проблемы переходного и черенковского излучений подробно исследованы в многочисленных работах (см., например, [1-5]) и в начальный период функционирования Ереванского физического института являлись одним из основных направлений исследований. Тем не менее, некоторые вопросы и теперь нуждаются в уточнениях и более четких формулировках. В частности, это касается проблемы зоны формирования переходного излучения, которая связывается с понятием когерентной длины взаимодействия, введенным М.Л. Тер-Микаеляном в его исследованиях физики тормозного излучения [1]. Нам представляется не лишним в связи со столетним юбилеем основателя ЕрФИ А.И. Алиханяна еще раз коснуться этой проблемы, тем более что в начальном периоде становления института эти исследования превратили его в центр по теоретическим и экспериментальным исследованиям черенковского и переходного излучений.

В настоящей работе мы преследуем цель исследовать эффект переходного излучения, уделяя особое внимание проблеме зоны его формирования. В частности, будет рассмотрено переходное излучение в случае, когда в одной из сред выполняется условие черенковского излучения. Эти эффекты рассматриваются в волноводах, затем совершаются предельные переходы к свободному пространству путем устремления поперечных размеров волновода к бесконечности.

В оптическом диапазоне частот для излучающих частиц не сверхвысоких энергий при расчете энергии переходного излучения обычно учитывается поток вектора Пойнтинга только излученного поля, а поток от собственного поля заряда и связанного с ним интерференционного поля (результата сложения собственного поля и поля излучения) не принимают в расчет, т.е. предполагается, что на достаточно больших расстояниях от границы достаточно учитывать лишь поле излучения заряда. Это расстояние получило название зоны формирования переходного излучения. Между тем, на длинах волн от сантиметровых до дециметровых и далее эффекты, вносимые интерференцией между полем излучения и собственным полем заряда, могут быть значительными, и при интерпретации экспериментальных данных возникает необходимость учитывать и собственное поле заряда [6,7]. Это обстоятельство становится существенным при рассмотрении излучения заряженных частиц в радиоволноводах, а также при измерениях в свободном пространстве в радиодиапазоне, когда интерференционный член вносит существенный вклад в картину поля излучения. Как увидим ниже, именно вкладом этого поля обусловлена корреляция между переходным и черенковским излучениями.

2. Переходное излучение на границе двух сред с учетом вклада собственного поля излучающей частицы

Рассмотрим регулярный волновод с образующими, параллельными оси z. При $z<0$ (область I) имеется среда с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon=\varepsilon_1$, при $z>0$ (область II) – среда с $\varepsilon=\varepsilon_2$ ($\mu_1=\mu_2=1$). Заряд с поперечными координатами x_0, y_0 движется со скоростью $v=\beta c$ параллельно оси волновода и пересекает границу двух сред $z=0$. Плотности тока $\mathbf{j}(0,0,j_z)$ и заряда ρ записываются как

$$j_z = ev\delta(x-x_0)\delta(y-y_0)\delta(z-vt), \quad \rho = j_z/v. \tag{1}$$

Волновые уравнения для векторного $\mathbf{A}(0,0,A_z)$ и скалярного φ потенциалов по обе стороны границы $z=0$ имеют вид

$$\Delta A_{zI,II} - \frac{\varepsilon_{1,2}}{c^2}\frac{\partial^2 A_{zI,II}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c} j_z, \quad \Delta\varphi_{zI,II} - \frac{\varepsilon_{1,2}}{c^2}\frac{\partial^2\varphi_{zI,II}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{\varepsilon_{1,2}} j_z. \tag{2}$$

Как обычно, разлагаем потенциалы и ток в интеграл Фурье по частотам:

$$A_z = \int_{-\infty}^{\infty} A_{z\omega}e^{i\omega t}d\omega, \quad \varphi = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_\omega e^{i\omega t}d\omega, \quad j_z = \int_{-\infty}^{\infty} j_{z\omega}e^{i\omega t}d\omega, \tag{3}$$

откуда для обратной Фурье-компоненты тока будем иметь

$$j_{z\omega} = \frac{e}{2\pi}\sum_n \psi_n(x,y)\,\psi_n(x_0,y_0)\exp\left(-i\frac{\omega}{v}z\right), \tag{4}$$

где $\psi_n(x,y)$ – собственные функции поперечного сечения волновода для первой краевой задачи, удовлетворяющие двумерному волновому уравнению $\Delta\psi_n + \chi_n^2\psi_n = 0$. В дальнейшем для краткости изложения мы будем обозначать $\psi_n(x,y) \equiv \psi_n$, $\psi_n(x_0,y_0) \equiv \psi_{n0}$. Поля по обе стороны границы ищем в виде суммы собственного поля частицы и поля излучения:

$$A_{zI,II} = \sum_n \psi_n \psi_{n0} \left(\frac{2e}{c} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\left(\omega t - \frac{\omega}{v} z\right)}}{s_{n1,2}} d\omega + \int_{-\infty}^{\infty} A_{n1,2} e^{i\left(\omega t \pm \gamma_{n1,2} z\right)} d\omega \right),$$
$$\varphi_{I,II} = \sum_n \psi_n \psi_{n0} \left(\frac{2e}{v\varepsilon_{1,2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\left(\omega t - \frac{\omega}{v} z\right)}}{s_{n1,2}} d\omega + \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_{n1,2} e^{i\left(\omega t \pm \gamma_{n1,2} z\right)} d\omega \right), \tag{5}$$

где $s_{n1,2} = \chi_n^2 + \left(\omega^2/v^2\right) - \varepsilon_{1,2}\left(\omega^2/c^2\right) = \left(\omega^2/v^2\right) - \gamma_{n1,2}^2$.

Граничные условия на границе двух сред $z = 0$ состоят из требования непрерывности тангенциальной компоненты вектора электрического поля и нормальной компоненты вектора электрической индукции, что приводит к следующим уравнениям для потенциалов:

$$\varphi_I = \varphi_{II}, \quad \varepsilon_1\left(\frac{1}{c}\frac{\partial A_{zI}}{\partial t} + \frac{\partial \varphi_I}{\partial z}\right) = \varepsilon_2\left(\frac{1}{c}\frac{\partial A_{zII}}{\partial t} + \frac{\partial \varphi_{II}}{\partial z}\right). \tag{6}$$

Пользуясь калибровкой Лоренца $\left(\partial A_z/\partial z\right) + \left(\varepsilon/c\right)\left(\partial\varphi/\partial t\right) = 0$, получим соотношения между скалярным и векторным потенциалами:

$$\varphi_{n1,2} = \mp \frac{c\gamma_{n1,2}}{\varepsilon_{1,2}\,\omega} A_{n1,2}. \tag{7}$$

Подставив выражения (5) для потенциалов в граничные условия (6), а также пользуясь калибровочными соотношениями (7), получим уравнения для амплитуд $A_{n1,2}$, решения которых имеют вид

$$A_{n1,2} = \left(2e/vc\right)\left(\omega/s_{n1,2}\right)\alpha_{n1,2}, \tag{8}$$

где

$$\alpha_{n1,2} = \frac{\varepsilon_2 s_{n2} - \varepsilon_1 s_{n1} \mp \varepsilon_{1,2}\beta\frac{\omega}{c}\gamma_{n2,1}\left(\varepsilon_1 - \varepsilon_2\right)}{s_{n2,1}\left(\varepsilon_1\gamma_{n2} + \varepsilon_2\gamma_{n1}\right)}. \tag{8a}$$

Энергию переходного излучения определяем как поток вектора Пойнтинга через поперечное сечение волновода за время пролета заряда:

$$W = \frac{c}{8\pi}\mathrm{Re}\int_{-\infty}^{\infty} dt \int \left[\mathbf{EH}^*\right]_z dxdy, \tag{9}$$

или, выражая поля через потенциалы,

$$W=\frac{c}{8\pi}\operatorname{Re}\int_{-\infty}^{\infty}dt\int\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\frac{\partial A^{*}}{\partial x}+\frac{\partial\varphi}{\partial y}\frac{\partial A^{*}}{\partial y}\right)_{z}dxdy\,. \tag{9a}$$

Теперь в выражение (9a) подставим полное поле (5), т.е. поле переходного излучения и собственное поле заряда. В результате интегрирования по поперечному сечению волновода и за время пролета получим для энергии излучения W_2 “вперед”, в область II ($z>0$)

$$\begin{gathered}W_2=\frac{2e^2}{v^2}\sum_n\chi_n^2\left|\psi_{n0}\right|^2\times\\ \times\operatorname{Re}\int_0^{\infty}\left[\frac{\omega\gamma_{n2}}{\varepsilon_2}\left|\alpha_{n2}\right|^2e^{-2\operatorname{Im}y_{n2}z}+\left(\frac{v\gamma_{n2}}{\varepsilon_2}+\frac{\omega}{\varepsilon_2^{\,*}}\right)\alpha_{n2}\cos\left[\left(\frac{\omega}{v}-\gamma_{n2}\right)z\right]+\frac{v}{\varepsilon^{*}{}_2}\right]\frac{d\omega}{\left|s_{n2}\right|^2}.\end{gathered}\tag{10}$$

Суммирование в (10) производится по всем распространяющимся модам. В случае прозрачных сред это выражение упрощается:

$$\begin{gathered}W_2=\frac{2e^2}{v^2}\sum_n\chi_n^2\left|\psi_{n0}\right|^2\times\\ \times\operatorname{Re}\int_0^{\infty}\left\{\omega\gamma_{n2}\left|\alpha_{n2}\right|^2+\left(\omega+\gamma_{n2}v\right)\alpha_{n2}\cos\left[\left(\frac{\omega}{v}-\gamma_{n2}\right)z\right]+v\right\}\frac{d\omega}{\varepsilon_2\left|s_{n2}\right|^2}.\end{gathered}\tag{11}$$

Энергию излучения в область I ($z<0$) мы не будем приводить: для того, чтобы получить это выражение, достаточно в (11) произвести замены $\beta\to-\beta$ ($v\to-v$) и заменить индексы $1\leftrightarrow 2$. Как видим из (11), энергия излучения состоит из трех слагаемых: первое из них соответствует обычно рассчитываемому переходному излучению, последнее слагаемое соответствует собственному полю заряда и, наконец, третье слагаемое представляет из себя интерференционный член, зависящий от расстояния между границей раздела двух сред и точкой наблюдения.

Совершим в выражении (11) предельный переход от волновода к свободному пространству путем устремления радиуса волновода R к бесконечности. Рассмотрим случай осевого пролета заряда ($r=0$) в круглом волноводе, собственная функция которого $\psi_n(r)=bJ_0(\chi_n r)$, где $b=\left[\pi R^2J_1(\chi_n R)\right]^{-1/2}$. Для больших R воспользуемся асимптотическим представлением бесселевых функций для большого аргумента:

$$b=\sqrt{\frac{\chi_n}{2R}}\,,\quad \chi_n=\frac{\pi(n+3/4)}{R}\,,\quad \Delta\chi_n=\chi_{n+1}-\chi_n=\frac{\pi}{R}\,. \tag{12}$$

Тогда с помощью (12) получаем

$$\left|\psi_{no}\right|^2=\frac{\chi_n}{2R}=\frac{\chi_n\Delta\chi_n}{2\pi} \tag{12a}$$

и

$$\left|\psi_{no}\right|^2 \chi_n^2 = \frac{\chi_n^3 \Delta\chi_n}{2\pi}. \qquad (12б)$$

Таким образом, схема перехода от суммирования к интегрированию будет такая:

$$\sum_n \left|\psi_{no}\right|^2 \chi_n^2 \to \frac{1}{2\pi}\int k_\rho^3 dk_\rho , \qquad (12в)$$

где k_ρ – поперечная составляющая волнового вектора $\mathbf{k}$, $k_\rho = \sqrt{\varepsilon_2}\,(\omega/c)\sin\theta_2$, $dk_\rho = \sqrt{\varepsilon_2}\,(\omega/c)\cos\theta_2 d\theta_2$. Таким образом,

$$\sum_n \left|\psi_{no}\right|^2 \chi_n^2 \to \frac{1}{4\pi^2}\int \left(\frac{\sqrt{\varepsilon_2}\,\omega}{c}\right)^4 \sin^2\theta_2 \cos\theta_2 d\Omega , \quad d\Omega = 2\pi \sin\theta_2 d\theta_2 . \qquad (13)$$

Остальная процедура перехода к свободному пространству в выражении (11) проста. Для этого воспользуемся концепцией Бриллюэна (см., например, [8]):

$$\cos\theta_{1,2} = \frac{c\gamma_{n1,2}}{\sqrt{\varepsilon_{1,2}}\,\omega}, \quad \sin\theta_{1,2} = \frac{c\chi_n}{\sqrt{\varepsilon_{1,2}}\,\omega}, \quad \left(\frac{\sin\theta_2}{\sin\theta_1} = \frac{\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2}}\right). \qquad (14)$$

С помощью (14) нетрудно получить, что

$$\gamma_{n2} = \sqrt{\varepsilon_2 \frac{\omega^2}{c^2} - \chi_n^2} = \sqrt{\varepsilon_2}\,\frac{\omega}{c}\cos\theta_2 , \quad \gamma_{n1} = \sqrt{\varepsilon_1 \frac{\omega^2}{c^2} - \chi_n^2} = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2 \sin^2\theta_2} ,$$

$$s_{n2} = \frac{\omega^2}{v^2}\left(1 - \varepsilon_2 \beta^2 \cos^2\theta_2\right), \quad s_{n2} = \frac{\omega^2}{v^2}\left[1 - \beta^2\left(\varepsilon_1 - \varepsilon_2 \sin\theta_2\right)\right], \qquad (15)$$

$$\omega \mp \gamma_{n2} v = \omega\left(1 \mp \sqrt{\varepsilon_2}\,\beta\cos\theta_2\right).$$

Воспользовавшись формулами (14) и (15), получим следующее выражение для α_{n2}:

$$\alpha_{n2} = -\frac{c}{\sqrt{\varepsilon_2}\,\omega}\frac{\left(\varepsilon_1 - \varepsilon_2\right)\left(1 - \varepsilon_2\beta^2 - \beta\sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2 \sin^2\theta_2}\right)}{\left(1 - \beta\sqrt{\varepsilon_1 - \varepsilon_2 \sin^2\theta_2}\right)\left(\varepsilon_1 \cos\theta_2 + \sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_2 - \varepsilon_2^2 \sin^2\theta_2}\right)} . \qquad (16)$$

Подставив все предельные переходы (13)–(16) в выражение для энергии (11), получим для энергии переходного излучения в свободном пространстве (случай прозрачной среды):

$$W_2 = \frac{e^2 v^2}{\pi^2 c^3} \iint \left\{ \cos\theta_2 \left|\alpha'_{n2}\right|^2 + \left(1+\sqrt{\varepsilon_2}\beta\cos\theta_2\right)\alpha'_{n2} \cos\left[\left(1-\sqrt{\varepsilon_2}\beta\cos\theta_2\right)\frac{\omega z}{v}\right] + \sqrt{\varepsilon_2}\beta \right\} \times$$
$$\times \frac{\sqrt{\varepsilon_2}}{\left(1-\varepsilon_2\beta^2\cos^2\theta_2\right)^2} \sin^2\theta_2 \cos\theta_2 d\Omega_2\, d\omega, \qquad (17)$$

где $\alpha'_{n2} = \left(\sqrt{\varepsilon_2}\ \omega/c\right)\alpha_{n2}$.

Первое слагаемое в выражении (17) совпадает с традиционными расчетами энергии переходного излучения (см., например, [1,9]). Выражение для энергии излучения упрощается в случае, когда одна из сред – металл. Положим, что $\varepsilon_1 \to \infty$, а $\varepsilon_2 \equiv \varepsilon$, заодно опустим все индексы “2”, т.е. рассматриваем случай излучения “вперед”, в среду, когда заряд пересекает границу металл–среда. Тогда $\alpha_{n2} = -1/\gamma_{n2} \equiv -1/\gamma_n$, и выражение для энергии излучения в среду (см. формулу (11)) будет иметь вид [6]

$$W_2 = 2e^2v^2 \sum_n \chi_n^2 \left|\psi_{n0}\right|^2 \mathrm{Re}\int_0^\infty \frac{\omega - \left(\omega+\gamma_n v\right)\cos\left[\left(\omega-\gamma_n v\right)\frac{z}{v}\right] + \gamma_n v}{\varepsilon\gamma_n\left(\omega^2-\gamma_n^2 v^2\right)^2} d\omega. \qquad (11а)$$

Из (11а) видно, из каких слагаемых состоит энергия излучения: собственно излучения, интерференционного члена и члена, ответственного за собственное поле. Перепишем (11а) в виде

$$W = e^2v^2 \sum_n \chi_n^2 \left|\psi_{n0}\right|^2 \mathrm{Re}\int_0^\infty \left\{ \frac{\sin\left[\left(\omega-\gamma_n v\right)\frac{z}{v}\right]}{\frac{\omega-\gamma_n v}{2v}} \right\}^2 \frac{d\omega}{\varepsilon\gamma_n\left(\omega+\gamma_n v\right)}. \qquad (11б)$$

Упростим также выражение (17) для энергии переходного излучения в свободном пространстве, когда заряд из металла влетает в среду с $\varepsilon_2 \equiv \varepsilon$. В этом случае $\alpha'_2 \to 1/\cos\theta_2$ и, опуская и здесь все индексы “2”, получим из (17) для излучения в среду [7]

$$W = \frac{e^2v^2}{\pi^2c^3} \iint \sqrt{\varepsilon} \frac{\left\{1+\left(1+\sqrt{\varepsilon}\beta\cos\theta\right)\cos\left[\left(1-\sqrt{\varepsilon}\beta\cos\theta\right)\frac{\omega z}{v}\right] + \sqrt{\varepsilon}\beta\cos\theta\right\}}{\left(1-\varepsilon\beta^2\cos^2\theta\right)^2} \sin^2\theta d\Omega d\omega, \qquad (17а)$$

или

$$W = \frac{e^2}{2\pi^2c^3} \iint \sqrt{\varepsilon} \left\{ \frac{\sin\left[\left(1-\sqrt{\varepsilon}\beta\cos\theta\right)\frac{\omega z}{2v}\right]}{\frac{1-\sqrt{\varepsilon}\beta\cos\theta}{2v}} \right\}^2 \frac{\sin^2\theta d\Omega d\omega}{\left(1+\sqrt{\varepsilon}\beta\cos\theta\right)^2}. \qquad (17б)$$

3. Зона формирования переходного излучения в волноводе

Как следует из формул (11а) и (17а), выражение для измеряемого (регистрируемого) потока энергии переходного излучения записывается в виде суммы трех слагаемых: обусловленное эффектом переходного излучения (первое слагаемое), потоком энергии, уносимым заряженной частицей в виде собственного кулоновского поля (третье слагаемое), и слагаемого, обусловленного интерференцией между указанными двумя полями. Этот интерференционный член существенным образом зависит от расстояния z между точкой наблюдения (измерения) и границей раздела двух сред. Он носит осциллирующий характер и на достаточно больших расстояниях от границы раздела при интегрировании по частотам уменьшается и может оказаться пренебрежимо малой величиной.

Действительно, осциллирующий интерференционный член для расстояний z, превышающих значение

$$Z_0(\omega) = \frac{2\pi v}{\omega - \gamma_{n2} v}, \tag{18}$$

стремится к нулю после интегрирования по частоте. Полоса частот интегрирования определяется из условия $\Delta\omega Z_0/v \sim 2\pi$ и равна

$$\Delta\omega \sim \frac{2\pi v}{Z_0}. \tag{19}$$

Максимального значения величина $Z_0(\omega)$ достигает на тех частотах, при которых групповая скорость излученной волны становится равной скорости движения частицы ($v = d\omega/d\gamma = v_{\mathrm{gr}}$) и оказывается равной

$$Z_0 \approx \frac{2\pi\beta\gamma}{\chi} \approx \lambda_{\mathrm{cr}}\gamma, \tag{18a}$$

т.к. $\lambda_{\mathrm{cr}} = 2\pi/\chi$, $\beta \approx 1$.

С учетом (18а) выражение (19) перепишется в виде

$$\Delta\omega \sim \frac{2\pi v}{\lambda_{кр}\gamma}. \tag{19a}$$

Как видим, ширина полосы частот, по которым производится интегрирование, обратно пропорциональна энергии частицы (лоренц-фактору γ) и сужается по мере роста ее энергии.

Таким образом, как видно из (18а), в волноводе зона формирования переходного излучения оказывается пропорциональной лоренц-фактору γ, тогда как в свободном пространстве она пропорциональна γ^2. Разница между волноводом и свободным пространством обусловлена тем, что переходное излучение в волноводе эффективно излучается на основных модах. Введя поперечное волновое число $\chi = (\omega/c)\sin\vartheta$ согласно концепции Бриллюэна о распространении волны в волноводе (см. также (14)), получим, что $\lambda_{\mathrm{cr}} = \lambda/\sin\vartheta$.

Только для очень высоких мод, что соответствует распространению волны в свободном пространстве, $\sin\theta \sim \vartheta \sim 1/\gamma$ и $Z_0 \sim \lambda\gamma^2$. Это есть основная отличительная черта между случаями волновода и свободного пространства в формировании переходного излучения. Тот факт, что в волноводе зона формирования пропорциональна γ, объясняется тем, что переходное излучение в нем возбуждается на основных модах, при больших значениях угла θ.

4. Черенковское излучение в полубесконечном (закороченном) волноводе

Обсуждение эффекта черенковского излучения в заполненном диэлектриком волноводе с закорачивающей идеальной проводящей металлической стенкой, установленной в его поперечном сечении, позволяет рассмотреть “начало” формирования этого излучения, т.е. проследить за эволюцией возникновения и распространения этого излучения. Пусть заряженная частица движется вдоль оси цилиндрического волновода и пересекает идеально проводящую пластинку, закорачивающую волновод. Пусть далее скорость движущейся частицы такова, что удовлетворяется условие черенковского излучения, т.е. $\beta\sqrt{\varepsilon} > 1$. Рассмотрение этого эффекта теперь удобнее проводить, исследуя формулы (11б) и (17б), где интегрирование по частотам сводится к вычислению полюсов соответственно в точках $\omega_n = \gamma_n v$ (волновод) и $\cos\theta = 1/\beta\sqrt{\varepsilon}$ (свободное пространство). Воспользовавшись формулой [10]

$$\lim_{N\to\infty} = \frac{\sin^2 N x}{N x^2} = \pi\delta(x), \tag{20}$$

приходим к следующему выражению для энергии, излученной зарядом в волноводе:

$$W = 2e^2\pi z \sum_n \psi_{n0}^2\, \varepsilon^{-1} \left| 1 + \frac{\omega}{2} \frac{\frac{\partial}{\partial\omega}\left(\varepsilon\beta^2 - 1\right)}{\left(\varepsilon\beta^2 - 1\right)} \right|^{-1}_{\omega=\omega_{n\,\mathrm{Cher}}} . \tag{21}$$

В (21) суммирование проводится по частотам $\omega = \omega_{n\,\mathrm{Cher}}$, определяемым из уравнения

$$\omega_n = \gamma_n v \quad \text{или} \quad \omega_n = \frac{v\chi_n}{\sqrt{\beta^2\varepsilon - 1}} . \tag{22}$$

Разделив (21) на *z*, можем убедиться в том, что полученное выражение будет совпадать с выражением для взятых с обратным знаком потерь энергии на единицу длины пути черенковского излучения заряда, движущегося по оси бесконечного волновода, которые рассчитываются по формуле $\partial W/\partial z = \int \rho E_z dv$

и приведены в обзоре Б.М. Болотовского [11]. Точно так же, если с помощью (20) произвести интегрирование по углам в (17б), то мы придем к известной формуле Тамма–Франка [9]

$$W = \frac{e^2}{c^2} \int \left(1 - \frac{1}{\varepsilon\beta^2}\right) d\omega \,. \qquad (23)$$

К тому же выражению (23) можно придти, совершив в формуле (21) предельный переход к свободному пространству.

5. Заключение

Рассмотрение эффекта переходного излучения в полубесконечном волноводе, закороченном идеально проводящей стенкой, позволяет проследить за эволюцией формирования поля переходного излучения и уточнить понятие зоны его формирования, представив это поле как сумму разнесенных во времени двух сигналов – обусловленного полем излучения и собственным кулоновским полем излучающей частицы.

Наличие среды, заполняющей полубесконечный волновод, приводит к замедлению излученной волны, и при выполнении условия Черенкова, когда ее фазовая скорость становится равной скорости излучающего заряда ($\omega/\gamma_n = v_{ph} = v$), зона формирования принимает сколь угодно большие значения, что приводит к интерференции между полем излучения и полем заряда и делает невозможным различить переходное и черенковское излучения. Таким образом, совершается трансформация переходного излучения в излучение Вавилова–Черенкова. Выше приведены доказательства существования такой корреляции как в случае волновода (21), так и для свободного пространства (23).

ЛИТЕРАТУРА

1. **М.Л.Тер-Микаелян**. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1969.
2. **Г.М.Гарибян, Ян Ши**. Рентгеновское переходное излучение. Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1983.
3. **V.L.Ginzburg, V.N.Tsitovich**. Transition Radiation and Transition Scattering. Bristol, Adam Hilger, 1990.
4. Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий. Ереван, изд. ЕрФИ, 1977.
5. Труды II Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий. Ереван, изд. ЕрФИ, 1984.
6. **E.D.Gazazyan, S.S.Elbakian, K.A.Ispirian, A.D.Ter-Poghosyan.** Transition Radiation Formation Zone in Waveguide. EPAC-2002, Paris, 3-7 June 2002, p.978.
7. **S.S.Elbakian, E.D.Gazazyan, K.A.Ispirian, A.D.Ter-Poghosyan**. NIM, **B 201**, 44 (2003).
8. **Б.З.Каценеленбаум**. Высокочастотная электродинамика. М., Наука, 1966.
9. **Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц**. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.
10. Г.**Корн, Т.Корн.** Справочник по математике. М., Наука, 1984.
11. **Б.М.Болотовский.** Теория эффекта Вавилова-Черенкова (III). УФН, 75, 295 (1961).

ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ԵՎ ՉԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄՆԵՐԻ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԵՎ ԿՈՌԵԼՅԱՑԻԱՆ ՆՐԱՆՑ ՄԻՋԵՎ

Է.Դ. ԳԱԶԱՋՅԱՆ, Ա.Դ. ՏԵՐ-ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ երկու միջավայրերի բաժանման սահմանին ծագող անցումային ճառագայթումն առաքվում է որպես չերենկովյան ճառագայթում, երբ այն միջավայրում, որում տարածվում է անցումային ճառագայթումը առաքվող ալիքի փուլային արագությունը հավասարվում է ճառագայթող մասնիկի արագությանը, ինչը չերենկովյան ճառագայթման առաջացման պայմանն է: Այս պնդման ապացույցը հիմնված է անցումային ճառագայթման ձևավորման գոտու վերլուծության վրա, որը նշված պայմանի իրականացման դեպքում կարող է դառնալ ցանկացած չափի մեծ և ապահովել ինտերֆերենցիան անցումային ճառագայթման և շարժվող լիցքի սեփական կուլոնյան դաշտի միջև: Արդյունքում անցումային ճառագայթման դաշտը վերածվում է չերենկովյան դաշտի: Խնդիրը դիտարկված է ինչպես ալիքատարի, այն-պես էլ ազատ տարածության դեպքերի համար:

FEATURES OF TRANSITION AND CHERENKOV RADIATIONS AND THE CORRELATION BETWEEN THEM

E.D. GAZAZYAN, A.D. TER-POGHOSYAN

It is shown that transition radiation arising at the boundary of two media is being emitted as a Cherenkov one, if the phase velocity of transition radiation waves in the medium of transition radiation propagation becomes equal to the velocity of the moving radiating particle, which is the necessary condition for the Cherenkov radiation. The proof of this statement is based on the analysis of transition radiation formation zone, which may become large enough and provide interference between the field of transition radiation and the own Coulomb field of the moving particle, in case when the Cherenkov radiation condition is fulfilled. As a result, the transition radiation field transforms into the Cherenkov field. The problem is considered for cases of both a wave-guide and free space.