

УДК 535+539.12.01

ФИЗИКА

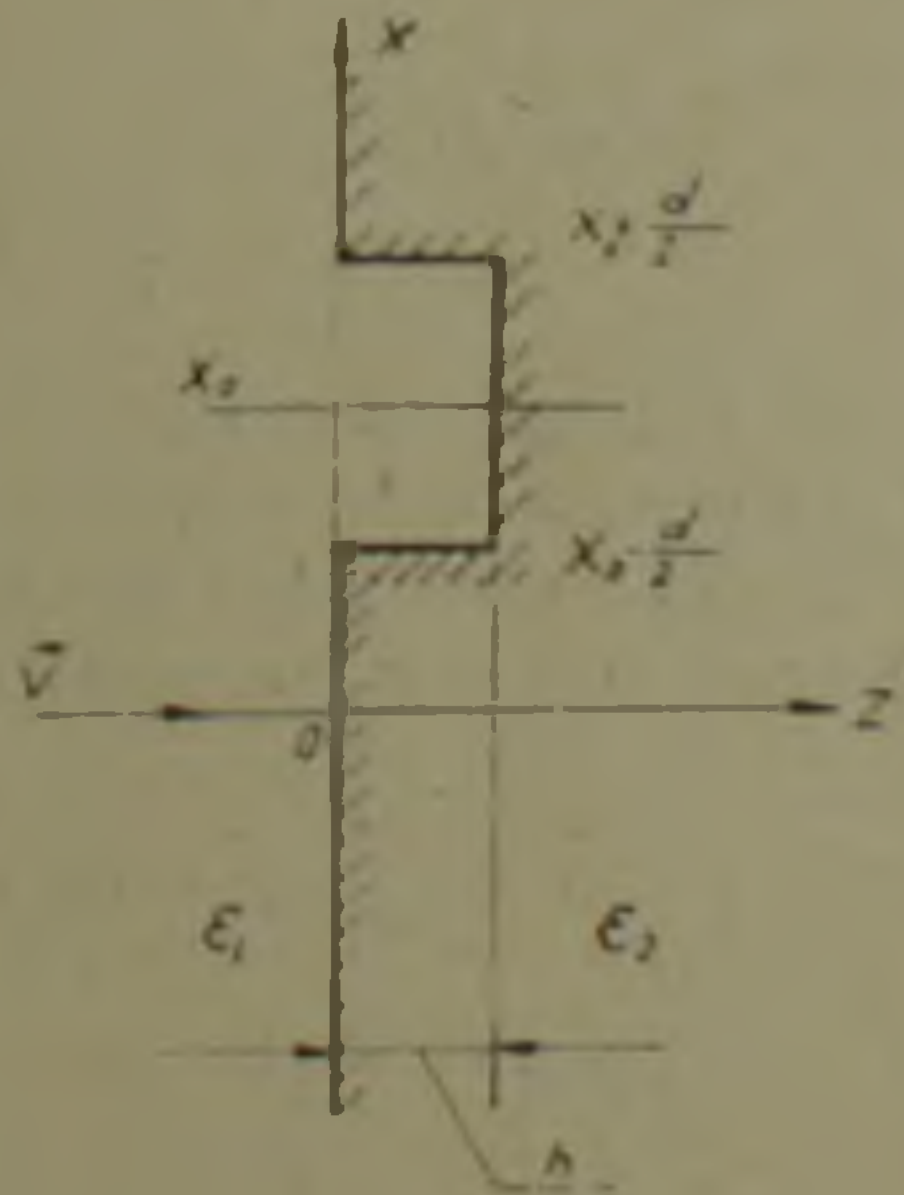
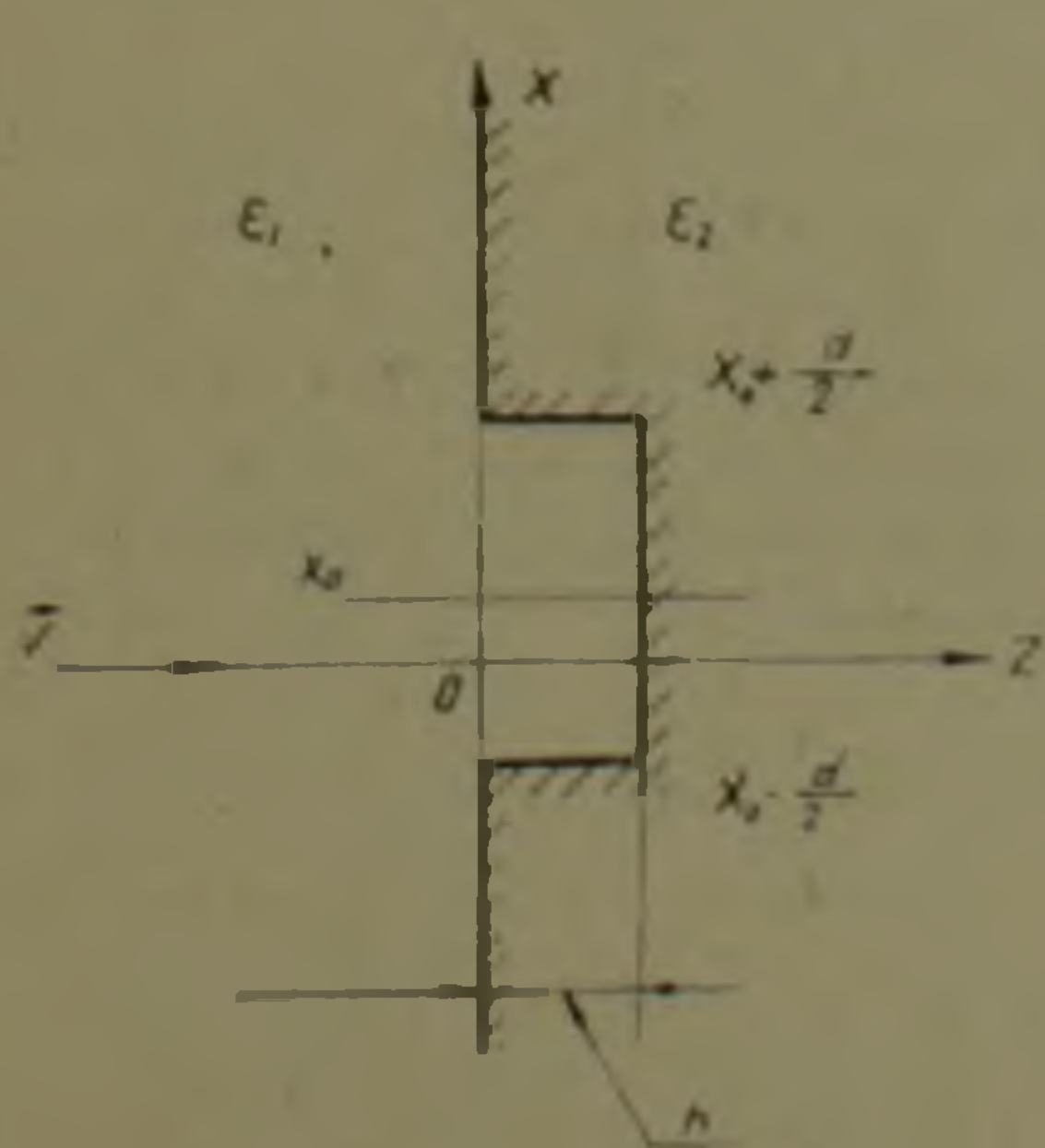
Р. А. Багнян, член-корреспондент АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаелян

Излучение при прохождении заряженной частицы через плоскость с изолированными неоднородностями

(Представлено 5/VII 1979)

Интерес представляет исследование излучения на поверхности раздела двух сред с изолированными неоднородностями. Такого типа исследования с одной стороны дадут ответ о влиянии дефектов поверхности на переходное излучение при идеально плоской границе раздела, с другой стороны приведут к новым результатам по исследованию самих неровностей поверхности.

Рассмотрение проведено в приближении теории возмущений (¹). В виде примера, поддающегося аналитическому решению, в дальнейшем будет рассмотрена поверхность раздела, изображенная на рисунке. Выбрана прямоугольная система координат с осью z вдоль



движения частицы, направленной из среды с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 в среду с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 . Для поля переходного излучения на больших расстояниях R_0 при пересечении заряженной частицы произвольной неровной границы раздела $z = f(x, y)$ из (1) имеем следующее выражение

$$\vec{E}_\omega(R_0) = \frac{e(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{8\pi^3 v \epsilon_0} l_{\text{кор}} \frac{e^{ikR_0}}{R_0} \left[\vec{k} \left[\vec{k} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\frac{\omega v}{c^2} - \frac{k'}{\epsilon_0}}{k'^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_0} \right] \right] e^{i \frac{f(x, y)}{l_{\text{кор}}}} \times \\ \times e^{i(k'_x - k_x)x + i(k'_y - k_y)y} dk'_x dk'_y dx dy, \quad (1)$$

где e и v соответственно заряд и скорость электрона, $\epsilon_0 = \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2}$ —

среднее значение диэлектрической постоянной двух сред, $\vec{k}(k_x, k_y, k_z)$ — волновой вектор излученного кванта $\left(k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_0} = \frac{1}{\lambda}, \quad \lambda = \frac{c}{\omega} \right)$;

ω и λ соответственно частота и длина волны излученного кванта,

$l_{\text{кор}} = \frac{\lambda \beta \sqrt{\epsilon_0}}{1 - \beta \sqrt{\epsilon_0} \cos \theta}$ — когерентная длина, $\beta = \frac{v}{c}$, c — скорость света,

θ — угол излучения фотона, отсчитываемый от оси z , и изменяется от 0 до π .

Изолированная неоднородность на плоской границе раздела $z = 0$ (выступ) задается следующей функцией:

$$z = f(x, y) = \begin{cases} h; & |x - x_0| \leq \frac{d}{2}, \quad |y - y_0| \leq \frac{b}{2} \\ 0; & |x - x_0| > \frac{d}{2}, \quad |y - y_0| > \frac{b}{2} \end{cases} \quad (2)$$

Здесь (x_0, y_0) — расстояние от траектории частицы до центра выступа, h — высота, d и b — ширины неоднородностей вдоль осей x и y .

Подставляя (2) в (1) и выделяя поле переходного излучения от плоской границы раздела $E^{\text{пл}}(R_0)$, получаем

$$\vec{E}_\omega(R_0) = \vec{E}^{\text{пл}}_\omega(R_0) + \frac{e(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{8\pi^3 v \epsilon_0} l_{\text{кор}} \frac{e^{ikR_0}}{R_0} \left(e^{i \frac{h}{l_{\text{кор}}}} - 1 \right) \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \left[\vec{k} \left[\vec{k}, \frac{\frac{\omega v}{c^2} - \frac{k'}{\epsilon_0}}{k'^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_0} \right] \right] \frac{\sin \left(\frac{k'_x - k_x}{2} d \right) \sin \left(\frac{k'_y - k_y}{2} b \right)}{\left(\frac{k'_x - k_x}{2} \right) \left(\frac{k'_y - k_y}{2} \right)} \times \\ \times e^{i(k'_x - k_x)x + i(k'_y - k_y)y} dk'_x dk'_y. \quad (3)$$

Поляризация излучения определяется двойным векторным произведением, стоящим под интегралом формулы (3). При движении частицы по оси z в отличие от плоской границы раздела здесь возможны две поляризации. Помимо параллельной поляризации ($\parallel$), электрический вектор которой лежит в плоскости излучения (содержащей волновой вектор излученного кванта $\vec{k}$ и нормаль к плоскости $z=0$), появляется перпендикулярная поляризация ($\perp$), электрический вектор которой перпендикулярен к плоскости излучения.

Формула (3) упрощается для случая неоднородности в форме полоски, поскольку при $b \rightarrow \infty$, используя

$$\lim_{b \rightarrow \infty} \frac{\sin \left(\frac{k'_y - k_y}{2} b \right)}{\left(\frac{k'_y - k_y}{2} \right)} = 2\pi \delta(k'_y - k_y), \quad (4)$$

выражение (3) можно проинтегрировать по k'_y . Для интегрирования по k'_x применяем прием формального дифференцирования по d с последующим интегрированием.

Энергия излучения на больших расстояниях R_0 в интервале частот $d\omega$ и интервале телесного угла $d\Omega$ определяется обычным выражением классической электродинамики

$$dI(\omega, \vec{k}) = cV\epsilon_0 |E_+(R_0)|^2 R_0' d\Omega d\omega. \quad (5)$$

Для спектральных плотностей энергии излучения $I = \frac{dI(\omega, \vec{k})}{d\Omega d\omega}$ в случае полоски имеем следующие выражения:

$$\begin{aligned} I^{\parallel} = I_{\text{пл}}^{\parallel} & \left\{ 1 + 2 \left(\sin \frac{h}{2l_{\text{кор}}} \right) \left[\left(\text{sgn} \alpha \mu_a \sin \frac{h}{2l_{\text{кор}}} - \nu_a \cos \frac{h}{2l_{\text{кор}}} \right) e^{-|\alpha| \sqrt{p-k_x^2}} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \left(\text{sgn} \delta \mu_a \sin \frac{h}{2l_{\text{кор}}} - \nu_a \cos \frac{h}{2l_{\text{кор}}} \right) e^{-|\delta| \sqrt{p-k_x^2}} \right] + \right. \\ & \left. + \left(\sin^2 \frac{h}{2l_{\text{кор}}} \right) \left[2(\text{sgn} \alpha - \text{sgn} \delta) + 2(1 - \text{sgn} \alpha \text{sgn} \delta)(1 + \mu_a e^{-|\alpha| \sqrt{p-k_x^2}} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \mu_\delta e^{-|\delta| \sqrt{p-k_x^2}}) - 2(\text{sgn} \alpha \text{sgn} \delta \mu_a \mu_\delta + \nu_a \nu_\delta) e^{-(|\alpha|+|\delta|) \sqrt{p-k_x^2}} + \right. \right. \\ & \left. \left. + (\mu_a^2 + \nu_a^2) e^{-2|\alpha| \sqrt{p-k_x^2}} + (\mu_\delta^2 + \nu_\delta^2) e^{-2|\delta| \sqrt{p-k_x^2}} \right] \right\} \\ I^{\perp} = I_{\text{пл}}^{\perp} & \left(\sin^2 \frac{h}{2l_{\text{кор}}} \right) A^2 \left[e^{-2|\alpha| \sqrt{p-k_x^2}} + e^{-2|\delta| \sqrt{p-k_x^2}} - \right. \\ & \left. - 2 \cos [k_x(|\alpha| \text{sgn} \alpha - |\delta| \text{sgn} \delta)] e^{-(|\alpha|+|\delta|) \sqrt{p-k_x^2}} \right] \\ \alpha = x_0 - \frac{d}{2}, \quad \delta = x_0 + \frac{d}{2}; \quad p > k_x^2 \end{aligned} \quad (6)$$

$$p_{x,i} = B \sin(|x, \vec{v}|k_x) - \cos(|x, \vec{v}|k_x)$$

$$v_{x,i} = B \cos(|x, \vec{v}|k_x) + \sin(|x, \vec{v}|k_x)$$

$$I_{\text{из}}^1 = \frac{e^2 |\vec{\varepsilon}_2 - \vec{\varepsilon}_1|^2}{4\pi^2 c \varepsilon_0^2} \beta^2 \sin^2 \theta \left| \frac{1 - \beta^2 \varepsilon_0 - \beta \sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta}{(1 - \beta^2 \varepsilon_0 \cos^2 \theta)(1 - \beta \sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta)} \right|^2$$

$$A = - \frac{\cos \theta_x (1 - \beta^2 \varepsilon_0 \cos^2 \theta)}{\sin^2 \theta (1 - \beta^2 \varepsilon_0 - \beta \sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta)(1 - \beta^2 \varepsilon_0 + \beta^2 \varepsilon_0 \cos^2 \theta_y)^{1/2}}$$

$$B = \frac{\cos \theta_x (1 - \beta^2 \varepsilon_0) (\cos \theta + \beta \sqrt{\varepsilon_0} \sin^2 \theta)}{\sin^2 \theta (1 - \beta^2 \varepsilon_0 - \beta \sqrt{\varepsilon_0} \cos \theta)(1 - \beta^2 \varepsilon_0 + \beta^2 \varepsilon_0 \cos^2 \theta_y)^{1/2}}$$

$$p = \frac{1 - \beta^2 \varepsilon_0 \cos^2 \theta}{\beta^2 \varepsilon_0}; \quad k_x = \frac{\cos \theta_x}{\lambda}; \quad k_y = \frac{\cos \theta_y}{\lambda}; \quad k_z = \frac{\cos \theta}{\lambda};$$

$$\cos \theta_x = \sin \theta \cos \varphi$$

$$\cos \theta_y = \sin \theta \sin \varphi$$

φ — азимутальный угол излученного фотона.

При $d \rightarrow \infty$ получаются формулы для спектральных плотностей энергии переходного излучения от плоской границы раздела.

Анализ выражений (6) удобно провести, выделив два случая (см. рисунок): *a* — частица пересекает полосу ($x_0 - \frac{d}{2} < 0, x_0 + \frac{d}{2} > 0$;

следовательно $-\frac{d}{2} < x_0 < \frac{d}{2}$); *b* — частица движется перпендикулярно

плоскости полосы на расстоянии $x_0 - \frac{d}{2}$ от края полосы ($x_0 - \frac{d}{2} > 0,$

$x_0 + \frac{d}{2} > 0$; следовательно $x_0 > \frac{d}{2}$).

Хорошо известно, что электрическое поле быстро движущейся частицы затухает при удалении от траектории в перпендикулярном движению направлении и, для излучения или рассеяния частоты ω существенны размеры в направлении, перпендикулярном движению частицы (см. например (2)).

$$\rho_{\text{эфф}} = \frac{\lambda \beta \sqrt{\varepsilon_0}}{(1 - \beta^2 \varepsilon_0)^{1/2}}. \quad (7)$$

В параллельном направлении, как хорошо известно в излучении, играют роль продольные расстояния порядка $l_{\text{кор}}$.

В случае *a*, если $x_0 \ll d/2$, как и следовало ожидать, при $d \gg \rho_{\text{эфф}}$ формулы переходят в выражения для плоской границы раздела. При $d \ll \rho_{\text{эфф}}$ для нерелятивистских частиц ($\beta \sqrt{\varepsilon_0} \ll 1, \rho_{\text{эфф}} \sim l_{\text{кор}} \sim \lambda \beta \sqrt{\varepsilon_0}$

$\frac{h}{l_{\text{кор}}} \gg \frac{d \cos \theta_x}{\lambda}$) из (6) получаем:

$$I^{\parallel} = I_{\text{на}}^{\parallel} \left(1 - \frac{2d}{\rho_{\text{эфф}}} \sin^2 \frac{h}{2l_{\text{кор}}} \right); \quad (8)$$

$$I^{\perp} = I_{\text{на}}^{\perp} \left(\frac{\beta \sqrt{\varepsilon_0}}{2\rho_{\text{эфф}}} \frac{d \sin 2\varphi}{\sin \frac{h}{2l_{\text{кор}}}} \right)^2.$$

Для релятивистских частиц $\left(\beta \sim 1, \theta \sim \sqrt{1-\beta^2}, \varepsilon_0 = 1, \rho_{\text{эфф}} \sim \frac{\lambda}{\sqrt{1-\beta^2}}, l_{\text{кор}} \sim \frac{\lambda}{1-\beta \cos \theta} \gg \frac{h}{l_{\text{кор}}} \gg \frac{d \cos \theta}{\rho_{\text{эфф}}} \right)$ имеем для рассматриваемого случая:

$$I^{\parallel} = I_{\text{на}}^{\parallel} \left[1 + 2 \left(\frac{2 \cos^2 \varphi}{\sqrt{1 + \sin^2 \varphi}} - 1 \right) \frac{d}{\rho_{\text{эфф}}} \sin^2 \frac{h}{2l_{\text{кор}}} \right]; \quad (9)$$

$$I^{\perp} = I_{\text{на}}^{\perp} \left(\frac{d \cos \varphi}{\rho_{\text{эфф}}} \sin \frac{h}{2l_{\text{кор}}} \right)^2.$$

В случае б, когда расстояние от траектории частицы до нижнего края полоски больше чем поперечные размеры поля, т. е. поле частицы не задевает полоску ($x_0 - d/2 \gg \rho_{\text{эфф}}$), получаются формулы переходного излучения от плоской границы раздела. При $x_0 - d/2 < \rho_{\text{эфф}}$ поле частицы задевает полоску. Полагая также $x_0 \gg d/2$, для нерелятивистских частиц ($\beta \sqrt{\varepsilon_0} \ll 1, \rho_{\text{эфф}} \sim l_{\text{кор}} \sim \lambda \beta \sqrt{\varepsilon_0}$) из (6) имеем:

$$I^{\parallel} = I_{\text{на}}^{\parallel} \left[1 + (1 + \cos^2 \varphi \operatorname{ctg}^2 \theta) \left(\frac{\beta \sqrt{\varepsilon_0}}{\rho_{\text{эфф}}} \frac{d \cos \theta}{\sin \frac{h}{2l_{\text{кор}}}} \right)^2 \right]; \quad (10)$$

$$I^{\perp} = I_{\text{на}}^{\perp} \left(\frac{\beta \sqrt{\varepsilon_0}}{2\rho_{\text{эфф}}} \frac{d \sin 2\varphi}{\sin \frac{h}{2l_{\text{кор}}}} \right)^2,$$

а для релятивистских частиц $\left(\beta \sim 1, \theta \sim \sqrt{1-\beta^2}, \varepsilon_0 = 1, \rho_{\text{эфф}} \sim \frac{\lambda}{\sqrt{1-\beta^2}}, l_{\text{кор}} \sim \frac{\lambda}{1-\beta \cos \theta} \gg \frac{h}{l_{\text{кор}}} \gg \frac{d \cos \theta}{\rho_{\text{эфф}}} \right)$ получаем:

$$I^{\parallel} = I_{\text{на}}^{\parallel} \left[1 + \frac{2}{1 + \sin^2 \varphi} \left(\frac{d \cos \varphi}{\rho_{\text{эфф}}} \sin \frac{h}{2l_{\text{кор}}} \right)^2 \right]; \quad (11)$$

$$I^{\perp} = I_{\text{на}}^{\perp} \left(\frac{d \cos \varphi}{\rho_{\text{эфф}}} \sin \frac{h}{2l_{\text{кор}}} \right)^2.$$

Выражения (8) — (11) поддаются наглядной интерпретации. Характерными величинами, с которыми нужно сравнивать высоту h и ширину d неоднородности, являются длина формирования излучения (когерентная длина $l_{\text{кор}}$) и поперечные размеры поля частицы $\rho_{\text{эфф}}$. При $h \ll l_{\text{кор}}$ либо при $d \leq \rho_{\text{эфф}}$ или $d \gg \rho_{\text{эфф}}$ неоднородности практически не влияют на излучение. Таким образом эффект связан с неод-

породностями в перпендикулярном движению направлении порядка $d \sim \rho_{\text{эф}}$ и по своей природе соответствует дифракционному излучению.

Поскольку в реальной ситуации мы имеем дело не с отдельной частицей, а с пучком частиц, то имеет смысл привести выражения для спектральных плотностей энергии излучения $\bar{I}$, усредненных по пучку частиц (проинтегрированных по x_0, y_0). Для выступа получаем:

$$\begin{aligned} \bar{I}_{\perp} = I_{\text{на}} \left(\pi \rho^2 - 4db \sin^2 \frac{h}{2l_{\text{кор}}} \right) + \frac{e^2 |\varepsilon_2 - \varepsilon_1|^2 c \sqrt{\varepsilon_0}}{16 \pi^4 v^2 \varepsilon_0} k^2 l_{\text{кор}}^2 \sin^2 \frac{h}{2l_{\text{кор}}} \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{(k'_y k_y + k'_x k_x) \frac{k_z}{q} - q \frac{\omega}{v} (1 - \beta^2 \varepsilon_0)}{k'^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0} \right]^2 \frac{\sin^2 \left(\frac{k'_x - k_x}{2} d \right) \sin^2 \left(\frac{k'_y - k_y}{2} b \right)}{\left(\frac{k'_x - k_x}{2} \right)^2 \left(\frac{k'_y - k_y}{2} \right)^2} \times \\ \times dk'_x dk'_y \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \bar{I}_{\perp} = \frac{e^2 |\varepsilon_2 - \varepsilon_1|^2 c \sqrt{\varepsilon_0}}{16 \pi^4 v^2 \varepsilon_0} l_{\text{кор}}^2 \frac{k^4}{q^2} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{k_x k'_y - k_y k'_x}{k'^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0} \right)^2 \frac{\sin^2 \left(\frac{k'_x - k_x}{2} d \right) \sin^2 \left(\frac{k'_y - k_y}{2} b \right)}{\left(\frac{k'_x - k_x}{2} \right)^2 \left(\frac{k'_y - k_y}{2} \right)^2} \times \\ \times dk'_x dk'_y \end{aligned}$$

$$q^2 = k_x^2 + k_y^2$$

ρ — размеры пучка.

При $d, b \rightarrow \infty$ выражения (12) переходят в формулы для плоской границы раздела, поскольку

$$\lim_{d \rightarrow \infty} \frac{\sin^2 \left(\frac{k'_x - k_x}{2} d \right)}{\left(\frac{k'_x - k_x}{2} \right)^2} = 2\pi d \delta(k'_x - k_x). \quad (13)$$

При рассмотрении полосы для случая a после интегрирования формул (6) по x_0, y_0 от $-d/2$ до $d/2$ имеем

$$\begin{aligned} \bar{I}_{\perp} = I_{\text{на}} \left\{ \frac{\pi d^2}{2} + d \left(\sin^2 \frac{h}{2l_{\text{кор}}} \right) \left| \frac{1 + B^2}{\sqrt{p - k_x^2}} \left(1 - e^{-2d \sqrt{p - k_x^2}} \right) - 4E e^{-2d \sqrt{p - k_x^2}} \sin d k_x \right. \right. \\ \left. \left. + 4D (1 - e^{-2d \sqrt{p - k_x^2}} \cos d k_x) + 2d e^{-d \sqrt{p - k_x^2}} ((1 - B^2) \cos d k_x - 2B \sin d k_x) \right| \right\} \end{aligned} \quad (14)$$

$$\bar{I}_{\perp} = I_{\text{на}} d \left(\sin^2 \frac{h}{2l_{\text{кор}}} \right) A^2 \left| \frac{1 - e^{-2d \sqrt{p - k_x^2}}}{\sqrt{p - k_x^2}} - 2d e^{-d \sqrt{p - k_x^2}} \cos d k_x \right|,$$

где

$$E = \lambda \beta \sqrt{\epsilon_0} \cos \theta, \frac{2\beta \sqrt{\epsilon_0} \sin^2 \theta (1 - \beta^2 \epsilon_0 - \beta \sqrt{\epsilon_0} \cos \theta) + \cos \theta (1 - \beta^2 \epsilon_0 \cos^2 \theta)}{\sin^2 \theta (1 - \beta^2 \epsilon_0 - \beta \sqrt{\epsilon_0} \cos \theta) (1 - \beta^2 \epsilon_0 \cos^2 \theta)}$$

$$D = \lambda \beta \sqrt{\epsilon_0} \times$$

$$\frac{\beta \sqrt{\epsilon_0} \cos^2 \theta (1 - \beta^2 \epsilon_0) (\cos \theta + \beta \sqrt{\epsilon_0} \sin^2 \theta) - \sin^2 \theta (1 - \beta^2 \epsilon_0 + \beta^2 \epsilon_0 \cos^2 \theta) (1 - \beta^2 \epsilon_0 - \beta \sqrt{\epsilon_0} \cos \theta)}{\sin^2 \theta (1 - \beta^2 \epsilon_0 - \beta \sqrt{\epsilon_0} \cos \theta) (1 - \beta^2 \epsilon_0 \cos^2 \theta) (1 - \beta^2 \epsilon_0 + \beta^2 \epsilon_0 \cos^2 \theta)^{1/2}}.$$

Для случая б, интегрируя выражения (6) по x_0 , y_0 от $d/2$ до $\rho = \infty$, получаем:

$$\begin{aligned} \bar{I}_1 = I_{n,1}^1 \left\{ \pi \left(\rho - \frac{d}{\sqrt{2}} \right)^2 + 2 \left(\rho - \frac{d}{2} \right) \left(\sin \frac{h}{2l_{\text{кор}}} \right) \right\} D \sin \frac{h}{2l_{\text{кор}}} - E \cos \frac{h}{2l_{\text{кор}}} + \\ + e^{-d\sqrt{\rho - k_x^2}} \left(E \cos \left(dk_x - \frac{h}{2l_{\text{кор}}} \right) + D \sin \left(dk_x - \frac{h}{2l_{\text{кор}}} \right) \right) + \\ + \left(\rho - \frac{d}{2} \right) \frac{\sin^2 \frac{h}{2l_{\text{кор}}}}{2\sqrt{\rho - k_x^2}} (B^2 + 1) (1 + e^{-2d\sqrt{\rho - k_x^2}} - 2e^{-d\sqrt{\rho - k_x^2}} \cos dk_x) \} \end{aligned} \quad (15)$$

$$\bar{I}_2 = I_{n,2}^1 \left(\rho - \frac{d}{2} \right) \frac{\sin^2 \frac{h}{2l_{\text{кор}}}}{2\sqrt{\rho - k_x^2}} A^2 (1 + e^{-2d\sqrt{\rho - k_x^2}} - 2e^{-d\sqrt{\rho - k_x^2}} \cos dk_x).$$

При $h=0$ все формулы переходят в выражения для переходного излучения в случае плоской границы раздела (1).

Институт физических исследований
Академии наук Армянской ССР

Р. А. БАГИЯН, Հայկական ՍՍՀ ԳԱ րդրակից-անդամ Մ. Լ. ՏԵՐ-ՄԻԿԱԵԼՅԱՆ

Մեկուսացված անհամասեռություններ ունեցող հաղորդչի միջով լիցիավորված մասնակի անցման դեպքում առաջացող հառաջադրումը

Աշխատանքում առաջարկված է անցումային ճառագայթման բանաձևերի ստացումը միջավայրը բաժանող մեկուսացված անհամասեռություններ ունեցող սահմանի դեպքում այն ենթադրությամբ, որ դիէլեկտրիկական հատկությունների փոփոխումը մի միջավայրից դեպի մյուսը փոքր է:

Գրգռումների տեսության մոտավորությամբ աշխատանքում ստացված արդյունքները կարևոր նշանակություն ունեն միջավայրը բաժանող տարրեր ձևերի անհարթություններով մակերեսները ուսումնասիրելու համար:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. М. Л. Тер-Микаелян, Р. А. Багиян, ДАН Арм. ССР, т. 55, № 1 (1972). 2. М. Л. Тер-Микаелян, Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Изд. АН Арм. ССР, Ереван, 1969; М. Л. Ter-Mikaelian, High energy electromagnetic processes in condensed media, John Wiley and Sons Inc. 1972.