

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ЗАКОРОЧЕННОМ ВОЛНОВОДЕ

К. А. БАРСУКОВ, Э. А. БЕГЛОЯН, Э. Д. ГАЗАЗЯН, Э. М. ЛАЗИЕВ

Рассмотрено излучение заряженной частицы, пересекающей закороченный волновод с диэлектрической пластинкой перпендикулярно его оси. Получены выражения для полей и интенсивностей в случае прямоугольного волновода. Показано, что в определенной части спектра излучение не выходит из пластины. Найдены условия интерференции волн от левой и правой границ пластины.

Излучение заряженной частицы, пролетающей перпендикулярно оси волновода, было рассмотрено в работах [1, 2], где предполагалось, что излучение распространяется как в левое, так и в правое полупространства. Так как результаты этих работ могут быть использованы для создания новых методов генерации микроволн, представляет интерес рассмотрение переходного излучения в волноводе, закороченном с одной стороны хорошо проводящим экраном.

Рассмотрим произвольный закороченный волновод, заполненный диэлектриком с кусочно-постоянной диэлектрической проницаемостью: ϵ_1 для $z < d$ и ϵ_2 для $z > d$. Волновод при $z=0$ закрыт идеально проводящей металлической стенкой (рис. 1). Частица заряда q пересекает волно-

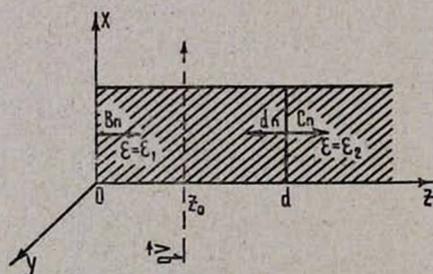


Рис. 1. Геометрия сечения волновода.

вод перпендикулярно его оси со скоростью v в точках $M_1(x_1, y_0, z_0)$ и $M_2(x_2, y_0, z_0)$. Поля излучения ищем в виде разложения по собственным функциям первой и второй краевых задач для поперечного сечения волновода для ТМ- и ТЕ-волн соответственно

$$E_{wz} = \sum_n E_n(z) \psi_n(x, y), \quad (1)$$

$$H_{wz} = \sum_n H_n(z) \hat{\psi}_n(x, y).$$

В области I поля излучения имеют вид

$$E_n(z)_I = \frac{q}{\epsilon_1 v} \left(A_n e^{-\hat{\gamma}_n |z - z_0|} \text{sign}(z - z_0) + b_n e^{-\hat{\gamma}_n z} + d_n e^{\hat{\gamma}_n z} \right), \quad (2)$$

$$H_n(z)_I = \frac{iq}{c \hat{\gamma}_n} \left(B_n e^{-\hat{\gamma}_n |z - z_0|} + \hat{b}_n e^{-\hat{\gamma}_n z} + \hat{d}_n e^{\hat{\gamma}_n z} \right),$$

$$A_n = \int_{x_1}^{x_2} e^{-i \frac{\omega}{v} \xi} \psi_n(\xi, y_0) d\xi, \quad B_n = - \int_{x_1}^{x_2} e^{-i \frac{\omega}{v} \xi} \frac{\partial \psi_n(\xi, y_0)}{\partial y_0} d\xi,$$

$$\gamma_n = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 - \lambda_n^2}, \quad \hat{\gamma}_n = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 - \hat{\lambda}_n^2},$$

где λ_n и $\hat{\lambda}_n$ — собственные значения первой и второй краевых задач.

В (2) первые члены определяют излучение в однородном волноводе (см. [1]), вторые и третьи — отраженные волны от левой и правой грани соответственно.

В области II для полей имеем

$$E_n(z)_2 = \frac{q}{\varepsilon_2 v} c_n e^{-i \Gamma_n z},$$

$$H_n(z)_2 = \frac{i q}{c \hat{\Gamma}_n} c_n e^{-i \hat{\Gamma}_n z},$$

где

$$\Gamma_n = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - \lambda_n^2}, \quad \hat{\Gamma}_n = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - \hat{\lambda}_n^2}.$$

Условия непрерывности полей для правой границы имеют вид

$$\varepsilon_1 E_n(z)_1 = \varepsilon_2 E(z)_2, \quad H_n(z)_1 = H_n(z)_2$$

$$\frac{\partial E_n(z)_1}{\partial z} = \frac{\partial E_n(z)_2}{\partial z} \quad \text{для ТМ-волн,} \quad \frac{\partial H_n(z)_1}{\partial z} = \frac{\partial H_n(z)_2}{\partial z} \quad \text{для ТЕ-волн.}$$

На левой границе условия непрерывности тангенциальной составляющей электрического поля и нормальной составляющей индукции магнитного поля записываются в виде

$$\frac{\partial E_n(z)_1}{\partial z} = 0 \quad \text{для ТМ-волн,} \quad H_n(z)_1 = 0 \quad \text{для ТЕ-волн.} \quad (5)$$

Из (2) — (5) для неизвестных коэффициентов имеем

$$d_n = \frac{2 i p_n^- A_n e^{-i \gamma_n d} \sin \gamma_n z_0}{p_n^+ e^{i \gamma_n d} - p_n^- e^{-i \gamma_n d}},$$

$$b_n = \frac{p_n^- e^{-i \gamma_n (d-z_0)} - p_n^+ e^{i \gamma_n (d-z_0)}}{p_n^+ e^{i \gamma_n d} - p_n^- e^{-i \gamma_n d}} A_n, \quad (6)$$

$$c_n = \frac{4 i \varepsilon_2 \gamma_n A_n e^{i \Gamma_n d} \sin \gamma_n z_0}{p_n^+ e^{i \gamma_n d} - p_n^- e^{-i \gamma_n d}},$$

$$\hat{b}_n = - \frac{p_n^- e^{-i \hat{\gamma}_n (d-z_0)} + p_n^+ e^{i \hat{\gamma}_n (d-z_0)}}{p_n^+ e^{i \hat{\gamma}_n d} + p_n^- e^{-i \hat{\gamma}_n d}} B_n, \quad (7)$$

$$d_n^{\wedge} = \frac{2i \hat{p}_n^- B_n e^{-i \hat{\gamma}_n d} \sin \hat{\gamma}_n z_0}{\hat{p}_n^+ e^{i \hat{\gamma}_n d} + \hat{p}_n^- e^{-i \hat{\gamma}_n d}},$$

$$c_n^{\wedge} = \frac{4i \hat{\Gamma}_n B_n e^{-i \hat{\Gamma}_n d} \sin \hat{\gamma}_n z_0}{\hat{p}_n^+ e^{i \hat{\gamma}_n d} + \hat{p}_n^- e^{-i \hat{\gamma}_n d}},$$

где

$$\hat{p}_n^{\pm} = \varepsilon \gamma_n \pm \varepsilon_1 \Gamma_n, \quad \hat{\gamma}_n^{\pm} = \hat{\gamma}_n \pm \hat{\Gamma}_n.$$

Энергия излучения вычисляется по формуле

$$S = \sum_n S_n^{(TM)} + \sum_n S_n^{(TE)}, \quad (8)$$

где

$$S_n^{(TM)} = \lambda_n^{-2} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \varepsilon^{(v)} \gamma_n |E_n(z)|^2 \omega d\omega,$$

$$S_n^{(TE)} = \hat{\lambda}_n^{-2} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} |H_n(z)|^2 \omega d\omega.$$

В случае прямоугольного волновода с образующими $x=0$, $y=0$, $x=a$ и $y=b$, собственные функции которого есть

$$\psi_n = \psi_{n,m} = \frac{2}{\sqrt{ab}} \sin \frac{\pi m}{a} x \sin \frac{\pi n}{b} y,$$

$$\hat{\psi}_n = \hat{\psi}_{n,m} = \sqrt{\frac{\varepsilon_n \varepsilon_m}{ab}} \cos \frac{\pi m}{a} x \cos \frac{\pi n}{b} y, \quad (9)$$

$$\varepsilon_j = 2, \quad j \neq 0, \quad \varepsilon_0 = 1, \quad \lambda_n = \hat{\lambda}_n = \lambda_{n,m} = \pi \sqrt{\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}},$$

для энергии излучения в области II имеем

$$S_{n,m}^{(TM)} = T_{n,m} \operatorname{Re} \int_0^{\varepsilon_2 \Gamma_{n,m}} \frac{\Gamma_{n,m} |\gamma_{n,m}|^2 \sin \gamma_{n,m} z_0 \sin \gamma_{n,m}^* z_0 e^{-2 \operatorname{Im} \Gamma_{n,m} (d-z+z_0)}}{|p_{n,m}^+ e^{i \gamma_{n,m} d} - p_{n,m}^- e^{-i \gamma_{n,m} d}|^2} \times$$

$$\times \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\omega}{v} \right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 \right]^2} \omega d\omega,$$

$$S_{n,m}^{(TE)} = T'_{n,m} \int_0^{\infty} \frac{\Gamma_{n,m} \sin \gamma_{n,m} z_0 \sin \gamma_{n,m}^* z_0 e^{-2 \operatorname{Im} \Gamma_{n,m} (d-z+z_0)}}{|p_{n,m}^+ e^{i \gamma_{n,m} d} + p_{n,m}^- e^{-i \gamma_{n,m} d}|^2} \times$$

$$\times \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\omega}{v} \right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 \right]^2} \omega^3 d\omega, \quad (10)$$

где

$$T_{n,m} = \frac{64 q^2 \pi^2 m^2 \sin^2 \frac{\pi n}{b} y_0}{v^2 a^3 b \lambda_{n,m}^2},$$

$$T'_{n,m} = \frac{32 q^2 \pi^2 n^2 \varepsilon_m \sin^2 \frac{\pi n}{b} y_0}{v^2 c^2 a b^3 \lambda_{n,m}^2}.$$

Рассмотрим два частных случая.

а) $\varepsilon_1 \beta^2 < 1$, $\varepsilon_2 \beta^2 > 1$.В этом случае $S_{n,m}^{(TM)}$ и $S_{n,m}^{(TE)}$ имеют следующий вид:

$$S_{n,m}^{(TM)} = T_{n,m} \left\{ \int_{\omega_1}^{\infty} \frac{\Gamma_{n,m} \gamma_{n,m}^2 \varepsilon_2 \sin^2 \gamma_{n,m} z_0}{\varepsilon_2^2 \gamma_{n,m}^2 \sin^2 \gamma_{n,m} d + \varepsilon_1^2 \Gamma_{n,m}^2 \cos^2 \gamma_{n,m} d} \times \right.$$

$$\times \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\omega}{v} \right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 \right]^2} \omega d \omega +$$

$$+ \int_{\omega_2}^{\omega_1} \frac{\varepsilon_2 \Gamma_{n,m} |\gamma_{n,m}|^2 \operatorname{sh}^2 |\gamma_{n,m} z_0|}{\varepsilon_2^2 |\gamma_{n,m}|^2 \operatorname{sh}^2 |\gamma_{n,m}| d + \varepsilon_1^2 \Gamma_{n,m}^2 \operatorname{ch}^2 |\gamma_{n,m}| d} \times$$

$$\left. \times \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\omega}{v} \right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 \right]^2} \omega d \omega \right\}, \quad (11)$$

$$S_{n,m}^{(TE)} = T'_{n,m} \left\{ \int_{\omega_1}^{\infty} \frac{\Gamma_{n,m} \sin^2 \gamma_{n,m} z_0}{\gamma_{n,m}^2 \cos^2 \gamma_{n,m} d + \Gamma_{n,m}^2 \sin^2 \gamma_{n,m} d} \times \right.$$

$$\times \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\omega}{v} \right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 \right]^2} \omega^3 d \omega +$$

$$+ \int_{\omega_2}^{\omega_1} \frac{\Gamma_{n,m} \operatorname{sh}^2 |\gamma_{n,m} z_0|}{|\gamma_{n,m}|^2 \operatorname{ch}^2 |\gamma_{n,m}| d + \Gamma_{n,m}^2 \operatorname{sh}^2 |\gamma_{n,m}| d} \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\omega}{v} \right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 \right]^2} \omega^3 d \omega \left. \right\},$$

где ω_1 — корень уравнения $\operatorname{Re} \gamma_{n,m} = 0$, ω_2 — корень уравнения $\operatorname{Re} \Gamma_{n,m} = 0$.

В выражениях (11) можно условно разделить переходное и черенковское излучения. Так, первые интегралы в (11) описывают энергию переходного излучения, вторые — энергию „черенковского“ излучения, образовавшегося во II-ой области. Действительно, в [1] показано, что

условия $\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a} = 0$ совместно с $\text{Re} \gamma_{n,m} \neq 0$ определяют частоты черенковского излучения $\omega_{\text{чер}}$ в области $\omega_2 < \omega_{\text{чер}} < \omega_1$. Из (11) видно, что в спектре излучения присутствие частот $\omega = \frac{\pi m}{a} v$ возможно лишь

при значениях $a \geq \frac{\lambda_0}{2} \beta$, λ_0 — длина волны в свободном пространстве,

$$\beta = \frac{v}{c}.$$

$$\text{б) } \varepsilon_1 \beta^2 > 1, \varepsilon_2 \beta^2 < 1.$$

В этом случае для частот ω' , заключенных в интервале $\omega_1 < \omega' < \omega_2$, условие распространения во II-ой области не выполняется. Поскольку частоты $\omega = \frac{\pi m}{a} v$, определяющие черенковский спектр, лежат именно в этой области частот, то излучение во II-ой области обусловлено только эффектом переходного излучения и имеет вид

$$S_{n,m}^{(TM)} = T_{n,m} \int_{\omega_2}^{\infty} \frac{\Gamma_{n,m} \gamma_{n,m}^2 \varepsilon_2 \sin^2 \gamma_{n,m} z_0}{\varepsilon_2^2 \gamma_{n,m}^2 \sin^2 \gamma_{n,m} d + \varepsilon_1^2 \Gamma_{n,m}^2 \cos^2 \gamma_{n,m} d} \times \\ \times \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\omega}{v} \right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 \right]^2} \omega d \omega, \quad (12)$$

$$S_{n,m}^{(TE)} = T'_{n,m} \int_{\omega_2}^{\infty} \frac{\Gamma_{n,m} \sin^2 \gamma_{n,m} z_0}{\gamma_{n,m}^2 \cos^2 \gamma_{n,m} d + \Gamma_{n,m}^2 \sin^2 \gamma_{n,m} d} \times \\ \times \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\omega}{v} \right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 \right]^2} \omega^3 d \omega.$$

„Запертое“ излучение определяется как потери энергии частицы в области частот $\omega_1 < \omega < \omega_2$ и равно

$$W_{n,m}^{(TM)} = T_{n,m} \text{Re} \int_{\omega_2}^{\omega_1} \gamma_{n,m} \sin \gamma_{n,m} z_0 \varepsilon_1^{-1} \times \\ \times \left[\frac{\varepsilon_1 \Gamma_{n,m} \cos \gamma_{n,m} (d - z_0) + i \varepsilon_2 \gamma_{n,m} \sin \gamma_{n,m} (d - z_0)}{\varepsilon_1 |\Gamma_{n,m} \cos \gamma_{n,m} d + \varepsilon_2 \gamma_{n,m} \sin \gamma_{n,m} d|} \right] \times$$

$$\times \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\omega}{v} \right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 \right]^2} \omega d \omega, \quad (13)$$

$$W_{n,m}^{(TE)} = T'_{n,m} \operatorname{Re} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{\sin \gamma_{n,m} z_0}{\gamma_{n,m}} \times$$

$$\times \left[\frac{i \gamma_{n,m} \cos \gamma_{n,m} (d - z_0) - \Gamma_{n,m} \sin \gamma_{n,m} (d - z_0)}{\gamma_{n,m} \cos \gamma_{n,m} d - |\Gamma_{n,m}| \sin \gamma_{n,m} d} \right] \times$$

$$\times \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\omega}{v} \right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 \right]^2} \omega^3 d \omega.$$

Подынтегральные выражения (13) имеют полюса, определяемые из уравнений

$$\operatorname{tg} \gamma_{n,m} d = - \frac{\varepsilon_1 |\Gamma_{n,m}|}{\varepsilon_2 \gamma_{n,m}} \quad \text{для ТМ-волн,} \quad (14)$$

$$\operatorname{ctg} \gamma_{n,m} d = - \frac{|\Gamma_{n,m}|}{\gamma_{n,m}} \quad \text{для ТЕ-волн.}$$

Решение уравнений (14) можно провести графически. На рис. 2 приведены зависимости левых и правых частей (14) от безразмерного параметра $\gamma_{n,m} d$. Абсциссы точек пересечения определяют полюса подынтегральных выражений в (13). График построен для случая $\varepsilon_1 = 10, \varepsilon_2 = 1, \lambda_{n,m} d = 1$ (I-ая кривая) и $\lambda_{n,m} d = 2,295$ (II-ая кривая). Чтобы уравнение (14) имело k корней, необходимо выполнение условия

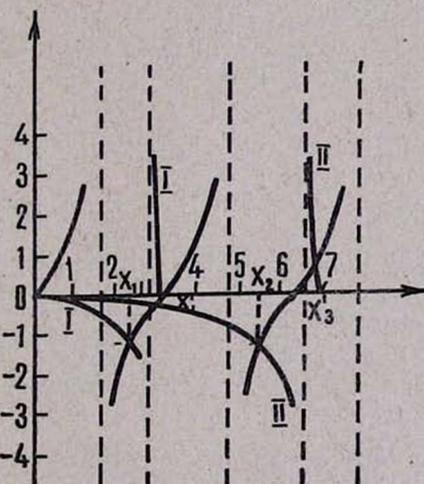


Рис. 2. Решение уравнений (14).

ральных выражений в (13). График построен для случая $\varepsilon_1 = 10, \varepsilon_2 = 1, \lambda_{n,m} d = 1$ (I-ая кривая) и $\lambda_{n,m} d = 2,295$ (II-ая кривая). Чтобы уравнение (14) имело k корней, необходимо выполнение условия

$$\frac{2k-1}{2} \pi < \lambda_{n,m} d \sqrt{\varepsilon - 1} < \pi k.$$

Таким образом пластина вместе с прилегающей к ней частью волновода образуют открытый резонатор, собственные частоты которого определяются уравнениями (14).

В случае, когда $\gamma_{n,m} d \ll 1$ и $\Gamma_{n,m} \ll 1$, (12) имеет вид

$$S_{n,m}^{(TM)} = \frac{T_{n,m}}{4} \int_{\omega_1}^{\infty} \frac{\varepsilon_2 \gamma_{n,m}^2 \sin^2 \gamma_{n,m} z_0}{\varepsilon_1 \Gamma_{n,m}} \left[1 - \frac{\gamma_{n,m}^2}{\varepsilon_1^2 \Gamma_{n,m}^2} p_{n,m}^+ p_{n,m}^- d^2 \right] \times \\ \times \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\omega}{v} \right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 \right]^2} \omega d \omega, \quad (15)$$

$$S_{n,m}^{(TE)} = \frac{T_{n,m}'}{4} \int_{\omega_1}^{\infty} \frac{\Gamma_{n,m} \sin^2 \gamma_{n,m} z_0}{\varepsilon_2^2 \gamma_{n,m}^2} \left[1 + p_{n,m}^+ p_{n,m}^- d^2 \right] \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\omega}{v} \right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 \right]^2} \omega^3 d \omega.$$

При $d = 0$ (15) переходят в выражения для потока энергии в случае однородного заполнения. Подынтегральные выражения в (15) состоят из двух членов, первый из которых определяет излучение в волноводе, заполненном однородным диэлектриком, а второй — добавку, связанную с малостью d и имеющую дипольный характер. Интегрирование производится в области частот, для которой выполняются условия малой толщины. Положив в (10) $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, для потока энергии имеем

$$S_{n,m}^{(TM)} = T \int_{\omega_1}^{\infty} \frac{\gamma_{n,m} \sin^2 \gamma_{n,m} z_0}{\varepsilon(\omega)} \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\omega}{v} \right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 \right]^2} \omega d \omega, \quad (16)$$

$$S_{n,m}^{(TE)} = T_{n,m}' \int_{\omega_1}^{\infty} \frac{\sin^3 \gamma_{n,m} z_0}{\gamma_{n,m}^{-1}} \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\omega}{v} \right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 \right]^2} \omega^3 d \omega.$$

Из (10) и (16) видно, что при $z_0 = \frac{\lambda_b}{2}$ с излучение равно нулю, а при $z_0 = \frac{\lambda_b}{4}(2n+1)$ излучение в правое полупространство в 4 раза больше, чем в случае пластины [2]; s, n — целые числа.

Ереванский физический институт,
Московский государственный
педагогический институт им. Ленина

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. К. А. Барсуков, Э. Д. Газазян, Э. М. Лазиев. Изв. вузов, Радиофизика, 15, 191 (1972).
2. К. А. Барсуков, Э. А. Беглоян, Э. Д. Газазян, Э. А. Геворкян, Э. М. Лазиев. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 397 (1972).

ԱՆՅՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅՔՈՒՄԸ ԱԼԻՔՍԱՐՈՒՄ, ՈՐԻ ՄԻ ԿՈՂՄԸ
ՓԱԿՎԱԾ Է ԻԴԵԱԼԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴԻԶՈՎ

Կ. Ա. ԲԱՐՍՈՒԿՈՎ, Է. Ա. ԲԵԳԼՈՅԱՆ, Է. Դ. ԳԱԶԱԶՅԱՆ, Է. Մ. ԼԱԶԻԵՎ

Դիտարկված է լիցքավորված մասնիկի ճառագայթումը մի ծայրը իդեալական հաղորդիչով փակված (կարճված) ալիքատարը հատելիս, երբ ալիքատարում տեղադրված է դիէլեկտրիկ թիթեղ:

Ստացված են դաշտերի և ինտենսիվությունների արտահայտությունները ուղղանկյուն ալիքատարի դեպքում: Ցույց է տրված, որ հաճախությունների որոշակի տիրույթում ճառագայթման էներգիայի մի մասը «փակվում» է թիթեղում: Ստացված են ինտերֆերենցիայի պայմանները թիթեղի աջ և ձախ սահմաններից:

TRANSITION RADIATION IN SHORTED WAVEGUIDE

K. A. BARSUKOV, E. A. BEGLOIAN, E. D. GAZAZIAN, E. M. LAZIEV

Radiation generated by the particle traversing a shorted waveguide with dielectric plate is considered. The formulae for fields and intensities in the case of rectangular waveguide are given. It is shown that for particular band of the spectra the radiation does not leave the plate. The conditions for constructive and destructive interference of radiation from left and right boundaries of the plate are given.