

О ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИИ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЕ В ВОЛНОВОДЕ ПРИ ПРОЛЕТЕ ЗАРЯДА ПЕРПЕНДИКУЛЯРНО ОСИ ВОЛНОВОДА

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

Рассматриваются свойства переходного излучения, генерируемого заряженной частицей в диэлектрической пластине, помещенной в волновод. Предполагается, что частица пересекает волновод перпендикулярно его оси. Найдены поля и энергия излучения и его спектр в случае прямоугольного волновода. Показано, что в определенной части спектра пластина оказывается своеобразным резонатором и все излучение в этой части спектра "запирается" в пластине.

Теория переходного излучения в волноводе, заполненном диэлектриком, при пересечении его заряженной частицей перпендикулярно оси была развита в работе [1]. В реальном эксперименте конечные размеры пластины неизбежно скажутся на свойствах излучения. Этот эффект исследуется ниже на примере диэлектрической пластины конечной толщины, помещенной в волновод.

Рассмотрим произвольный регулярный волновод с образующей, параллельной оси z некоторой прямоугольной системы координат. В волновод помещена диэлектрическая пластина с проницаемостью ϵ , занимающая область $-d \leq z \leq d$ (рис. 1).

Заряженная частица с зарядом q движется с постоянной скоростью v вдоль оси x и пересекает волновод в точках $M_1(x_1, y_0, 0)$ и $M_2(x_2, y_0, 0)$.

Для нахождения полей излучения используем метод работы [1] с сохранением всех обозначений этой работы. Именно, полное поле будем искать в виде суммы полей ТМ и ТЕ, выражаемых через продольные составляющие электрического и магнитного векторов соответственно. Эти составляющие имеют вид:

в области $z > +d$

для ТМ-волн

$$E_{\omega z}^{(1)} = \frac{q}{v} \sum_{n=0}^{\infty} A_n \psi_n(x, y) e^{-i\Gamma_n z},$$

(1a)

для ТЕ-волн

$$H_{\omega z}^{(1)} = \frac{iq}{c\Gamma_n} \sum_{n=0}^{\infty} \hat{A}_n \hat{\psi}_n(x, y) e^{-i\Gamma_n z};$$

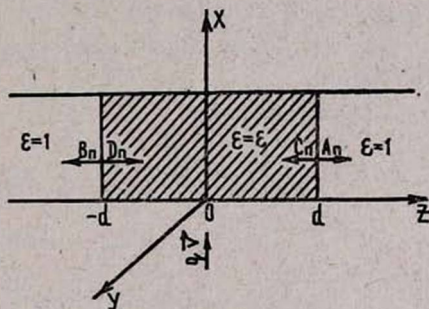
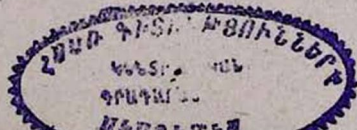


Рис. 1. Геометрия сечения волновода.



в области $z < -d$

для ТМ-волн
$$E_{\omega z}^{(3)} = \frac{q}{v} \sum_{n=0}^{\infty} B_n \psi_n(x, y) e^{i\Gamma_n z},$$

для ТЕ-волн
$$H_{\omega z}^{(3)} = \frac{iq}{c\hat{\Gamma}_n} \sum_{n=0}^{\infty} \hat{B}_n \hat{\psi}_n(x, y) e^{i\hat{\Gamma}_n z},$$

(16)

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

$$\text{Im } \Gamma_n < 0, \quad \text{Im } \hat{\Gamma}_n < 0.$$

Знаки у экспонент выбраны в соответствии с условиями излучения, согласно которым влево и вправо от пластины имеются лишь распространяющиеся от нее волны; $\psi_n(x, y)$ и $\hat{\psi}_n(x, y)$ удовлетворяют следующим уравнениям и граничным условиям:

$$\Delta_{\perp}^{\dagger} \psi_n(x, y) + \lambda_n^2 \psi_n(x, y) = 0, \quad \psi_n|_{\Sigma} = 0, \quad (2)$$

$$\Delta_{\perp} \hat{\psi}_n(x, y) + \hat{\lambda}_n^2 \hat{\psi}_n(x, y) = 0, \quad \frac{\partial \hat{\psi}_n}{\partial \vec{N}} \Big|_{\Sigma} = 0,$$

где $\Delta_{\perp}$ — поперечная двумерная часть оператора Лапласа, Σ — контур поперечного сечения волновода, $\vec{N}$ — нормаль к Σ .

Поле переходного излучения в пластине представим в виде суммы полей.

Для ТМ-волн

$$E_{\omega z}^{(2)} = E_{\omega z}^{(0)} + \frac{q}{\varepsilon v} \sum_{n=0}^{\infty} (C_n e^{i\Gamma_n z} + D_n e^{-i\Gamma_n z}) \psi_n(x, y), \quad (3)$$

для ТЕ-волн

$$H_{\omega z}^{(2)} = H_{\omega z}^{(0)} + \frac{iq}{c\hat{\Gamma}_n} \sum_{n=0}^{\infty} (\hat{C}_n e^{i\hat{\Gamma}_n z} + \hat{D}_n e^{-i\hat{\Gamma}_n z}) \hat{\psi}_n(x, y),$$

где

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

$$\text{Im } \gamma_n < 0, \quad \text{Im } \hat{\gamma}_n < 0,$$

а $E_{\omega z}^{(0)}$ и $H_{\omega z}^{(0)}$ — поля заряда в волноводе в случае однородного заполнения, определенные в работе [1].

Неизвестные коэффициенты в (1а), (16) и (3) связаны следующими граничными условиями:

для ТМ-волн

$$E_n^{(3)}(z) = \varepsilon E_n^{(2)}(z), \quad \frac{\partial E_n^{(3)}(z)}{\partial z} = \frac{\partial E_n^{(2)}(z)}{\partial z} \quad \text{при } z = -d, \quad (4)$$

$$E_n^{(1)}(z) = \varepsilon E_n^{(2)}(z), \quad \frac{\partial E_n^{(1)}(z)}{\partial z} = \frac{\partial E_n^{(2)}(z)}{\partial z} \quad \text{при } z = +d,$$

для ТЕ-волн

$$H_n^{(3)}(z) = H_n^{(2)}(z), \quad \frac{\partial H_n^{(3)}(z)}{\partial z} = \frac{\partial H_n^{(2)}(z)}{\partial z} \quad \text{при } z = -d, \quad (5)$$

$$H_n^{(1)}(z) = H_n^{(2)}(z), \quad \frac{\partial H_n^{(1)}(z)}{\partial z} = \frac{\partial H_n^{(2)}(z)}{\partial z} \quad \text{при } z = +d.$$

Решения систем (4) и (5) приводят к следующим выражениям для амплитуд:

$$A_n = -B_n = \frac{2\gamma_n a_n e^{i\gamma_n d}}{P_n^+ e^{i\gamma_n d} + P_n^- e^{-i\gamma_n d}}, \quad (6)$$

$$D_n = -C_n = \frac{P_n^- a_n e^{-i\gamma_n d}}{P_n^+ e^{i\gamma_n d} + P_n^- e^{-i\gamma_n d}},$$

$$\hat{A}_n = \hat{B}_n = \frac{2\hat{\gamma}_n b_n e^{i\hat{\gamma}_n d}}{\hat{P}_n^+ e^{i\hat{\gamma}_n d} - \hat{P}_n^- e^{-i\hat{\gamma}_n d}}, \quad (7)$$

$$\hat{C}_n = \hat{D}_n = \frac{\hat{P}_n^- b_n e^{-i\hat{\gamma}_n d}}{\hat{P}_n^+ e^{i\hat{\gamma}_n d} - \hat{P}_n^- e^{-i\hat{\gamma}_n d}},$$

где

$$a_n = \int_0^a e^{-i\frac{\omega}{v}x} \psi_n(x, y_0) dx, \quad b_n = - \int_0^a e^{-i\frac{\omega}{v}x} \frac{\partial \psi_n(x, y_0)}{\partial y_0} dx,$$

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

Поперечные составляющие полей выражаются через продольные обычным образом.

Так как в поставленной задаче области $z > +d$ и $z < -d$ симметричны, ограничимся рассмотрением области $z > +d$. Для n -ой моды энергия излучения может быть определена по формулам (см. [1]):

$$S_n^{(TM)} = \lambda_n^{-2} \operatorname{Re} \int_0^\infty \varepsilon(\omega) \gamma_n |E_n(z)|^2 \omega d\omega, \quad (8)$$

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

где $E_n(z)$ и $H_n(z)$ — амплитуды полей в разложении по собственным функциям поперечного сечения для TM - и TE -волн.

Суммарное излучение равно

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

где суммирование проводится по распространяющимся модам.

1. Случай прямоугольного волновода

Общий случай оказывается довольно сложным для анализа, поэтому ниже мы ограничимся исследованием излучения в прямоугольном волноводе, представляющем практический интерес.

Пусть плоскости $x = 0$, $y = 0$, $x = a$, $y = b$ являются стенками волновода и частица при движении параллельно оси x пересекает их в точках $(0, y_0, 0)$ и $(a, y_0, 0)$. Ортонормированные собственные функции и собственные значения первой и второй краевых задач для поперечного сечения волновода имеют вид

$$\psi_n(x, y) = \psi_{n,m}(x, y) = \sqrt{\frac{4}{ab}} \sin \frac{\pi m}{a} x \sin \frac{\pi n}{b} y,$$

$$\hat{\psi}_n(x, y) = \hat{\psi}_{n,m}(x, y) = \sqrt{\frac{\epsilon_n \epsilon_m}{ab}} \cos \frac{\pi m}{a} x \cos \frac{\pi n}{b} y,$$

где

$$\epsilon_j = 2, j \neq 0, \epsilon_0 = 1, \lambda_n = \hat{\lambda}_n = \lambda_{n,m} = \pi \sqrt{\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}}.$$

Энергия излучения согласно (8) равна

$$S_{n,m}^{(TM)} = \left(\frac{2\pi n}{av} \right)^2 T_{n,m} \int_{c\lambda_{n,m}}^{\infty} \frac{\Gamma_{n,m} \epsilon^{-1} \gamma_{n,m}^2}{\gamma_{n,m}^2 \cos^2 \gamma_{n,m} d + \epsilon \Gamma_{n,m}^2 \sin^2 \gamma_{n,m} d} \times \\ \times \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega}{v} + \frac{\pi m}{a} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\omega}{v} \right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 \right]^2} \omega d\omega, \quad (9)$$

$$S_{n,m}^{(TE)} = \left(\frac{2\pi n}{cbv} \right)^2 \frac{\epsilon_n T_{n,m}}{2} \int_{c\lambda_{n,m}}^{\infty} \frac{\Gamma_{n,m}}{\gamma_{n,m}^2 \sin^2 \gamma_{n,m} d + \Gamma_{n,m}^2 \cos^2 \gamma_{n,m} d} \times \\ \times \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega}{v} + \frac{\pi m}{a} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\omega}{v} \right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 \right]^2} \omega^3 d\omega, \quad (10)$$

где

$$T_{n,m} = \frac{4q^2}{ab} \cdot \lambda_{n,m}^{-2} \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi n y_0}{b} \right),$$

$c\lambda_{n,m}$ — корень уравнения $\text{Re } \Gamma_{n,m} = 0$.

Формулы (9) и (10) позволяют исследовать спектр переходного излучения для конкретных параметров излучателя. На рис. 2 приведены кривые, иллюстрирующие зависимость излученной энергии от безразмерного параметра $\chi = \frac{\omega}{c} \lambda_{n,m}^{-1}$ при $\varepsilon = 8$, $\lambda_{n,m} d = 1$ и $\lambda_{n,m} d = 15$.

в ультрарелятивистском случае для волн TE_{01} и TE_{03} ; через S_0 обозначено

$$S_0 = \left(\frac{2\pi n}{v \lambda_{n,m}} \right)^2 \cdot \frac{c \varepsilon_m T_{n,m}}{2}.$$

На графике видно, что спектр излучения непрерывный и в нем отсутствуют частоты, удовлетворяющие условию

$$\left(\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{2} \right) \frac{a}{2} = \pi s \quad \text{и} \quad \frac{\pi n y_0}{b} = \pi l,$$

где $s = 1, 2, 3 \dots$ и $l = 1, 2, 3 \dots$.

Отметим также, что наличие пластины приводит к ясно выраженным резонансным эффектам, а излученная энергия уменьшается с ростом номера волны.

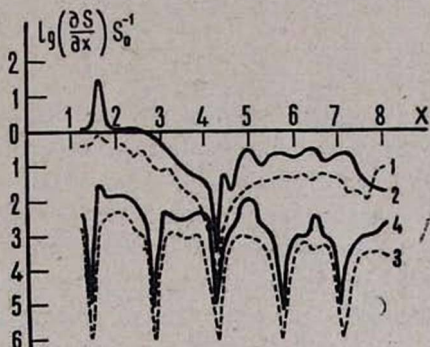


Рис. 2. Спектр излучения в прямоугольном волноводе с диэлектрической пластиной ($\varepsilon = 8$). Кривые 1 ($\lambda_{01} d = 1$) и 2 ($\lambda_{01} d = 15$) соответствуют волне H_{01} . Кривые 3 ($\lambda_{03} d = 1$) и 4 ($\lambda_{03} d = 15$) — волне H_{03} .

2. Тонкая пластина

Рассмотрим частный случай, когда длина волны в пластине много больше d , т. е.

$$\frac{\lambda_{n,m}}{d} \gg 1 \quad \text{или} \quad \gamma_{n,m} d \ll 1. \quad (11)$$

Если $\varepsilon > 1$, то и $\Gamma_{n,m} d \ll 1$.

Разлагая коэффициенты A_n и $\hat{A}_n$ в ряд по степеням $\gamma_{n,m} d$ и $\Gamma_{n,m} d$ и ограничиваясь членами, содержащими d^2 , из (9) и (10) получим

$$S_{n,m}^{(TM)} = \left(\frac{2\pi m}{av} \right)^2 T_{n,m} \int_{c_{n,m}}^{\infty} \varepsilon \Gamma_{n,m} (1 + P_{n,m}^- P_{n,m}^+ d^2) \times \\ \times \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\omega}{v} \right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 \right]^2} \omega d\omega,$$

(12)

$$S_{n,m}^{(TE)} = \left(\frac{\pi n}{cbv}\right)^2 \varepsilon_m T_{n,m} \int_{c\lambda_{n,m}}^{\infty} \Gamma_{n,m}^{-1} (1 - \gamma_{n,m}^2 \Gamma_{n,m}^{-2} P_{n,m}^- P_{n,m}^+ d^n) \times \\ \times \frac{\sin^2\left(\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a}\right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\omega}{v}\right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2\right]^2} \omega^3 d\omega,$$

где интеграл берется по той области частот, для которой пластина является тонкой, т. е. выполняются условия (11).

При $d=0$ из (12) получаются выражения для энергии переходного излучения в случае однородного заполнения. Если в волновод помещена „тонкая“ пластина, то к энергии переходного излучения добавляется член, пропорциональный квадрату толщины пластины и не зависящий от направления движения частицы, т. е. переходное излучение в этом случае носит дипольный характер.

3. Излучение Вавилова-Черенкова

Если $\varepsilon^2 < 1$, то поток энергии обусловлен чисто переходным излучением на стенках волновода. Если же $\varepsilon^2 > 1$, наряду с переходным излучением возникает излучение Вавилова-Черенкова. Из выражений (9) и (10) можно вывести (см. [1]), что частоты, определяемые из условия $\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a} = 0$, не распространяются в волноводе, кроме области,

занимаемой пластиной. С другой стороны, как это было показано в [1], условие $\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a} = 0$ совместно с $\text{Re } \gamma_{n,m} \neq 0$ определяет черенковские частоты. Таким образом, оказывается, что на этих частотах излучение, генерируемое частицей в пластине, не выходит из нее. Этот эффект аналогичен эффекту полного внутреннего отражения, когда частица летит в среде около границы раздела.

Строго говоря, разделение полного излучения на переходное и черенковское в рассматриваемом случае оказывается невозможным. Но вместе с тем при достаточно толстой диэлектрической пластинке, для которой выполняется неравенство

$$\frac{a}{2v} (\omega - \omega_{n,m \text{ чер.}}) \gg 1, \quad (13)$$

в полном спектре переходного излучения появляется ясно выраженный пик черенковского излучения в окрестности частоты $\omega_{n,m \text{ чер.}} = \frac{\pi m}{a} v$.

Заметим, что при условии (13) спектр становится квазинепрерывным с очень большим количеством линий в черенковском пике.

Энергия излучения в черенковском пике для TM - и TE -волн определяется выражениями

$$\begin{aligned}
W_{n,m}^{(TM)} &= \left(\frac{2\sqrt{2}\pi m}{a} \right)^2 T_{n,m} \operatorname{Re} \int f(\omega) \frac{\sin^2 \left[\frac{a}{2v} (\omega - \omega_{n,m \text{ чер.}}) \right]}{(\omega - \omega_{n,m \text{ чер.}})^2} d\omega, \\
W_{n,m}^{(TE)} &= \left(\frac{2\pi n}{cb} \right)^2 \varepsilon_m T_{n,m} \operatorname{Re} \int \hat{f}(\omega) \frac{\sin^2 \left[\frac{a}{2v} (\omega - \omega_{n,m \text{ чер.}}) \right]}{(\omega - \omega_{n,m \text{ чер.}})^2} d\omega, \\
f(\omega) &= \varepsilon_{\gamma_{n,m}} \cdot \frac{P_{n,m}^+ e^{i\gamma_{n,m} d} - P_{n,m}^- e^{-i\gamma_{n,m} d}}{P_{n,m}^+ e^{i\gamma_{n,m} d} + P_{n,m}^- e^{-i\gamma_{n,m} d}} \cdot \frac{\omega v^2}{(\omega + \omega_{n,m \text{ чер.}})^2}, \\
\hat{f}(\omega) &= \gamma_{n,m}^{-1} \cdot \frac{\hat{P}_{n,m}^+ e^{i\gamma_{n,m} d} + \hat{P}_{n,m}^- e^{-i\gamma_{n,m} d}}{\hat{P}_{n,m}^+ e^{i\gamma_{n,m} d} - \hat{P}_{n,m}^- e^{-i\gamma_{n,m} d}} \cdot \frac{\omega^2 v^2}{(\omega + \omega_{n,m \text{ чер.}})^2}.
\end{aligned}
\tag{14}$$

Интегралы берутся в области ω около частоты $\omega_{n,m \text{ чер.}}$. Ширину этой области можно определить из соотношения

$$\frac{a}{2} \left[\frac{d}{d\omega} \left(\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a} \right) \right]_{\omega = \omega_{n,m \text{ чер.}}} \cdot \Delta\omega_{n,m \text{ чер.}} \simeq 2\pi$$

или

$$\Delta\omega_{n,m \text{ чер.}} = \frac{4\pi v}{a}.$$

Иными словами, $\Delta\omega_{n,m \text{ чер.}}$ представляет собой ширину „черенковского“ пика.

Спектральные плотности $\varphi_{n,m}^{(TM)}(\omega_{n,m \text{ чер.}})$ и $\hat{\varphi}_{n,m}^{(TE)}(\omega_{n,m \text{ чер.}})$, соответствующие черенковской частоте, определяются значениями подынтегральных выражений в (14) при $\omega \rightarrow \omega_{n,m \text{ чер.}}$, т. е.

$$\begin{aligned}
\varphi_{n,m}^{(TM)}(\omega_{n,m \text{ чер.}}) &= T_{n,m} \left(\frac{2\sqrt{2}\pi m}{a} \right)^2 \operatorname{Re} f(\omega_{n,m \text{ чер.}}), \\
\hat{\varphi}_{n,m}^{(TE)}(\omega_{n,m \text{ чер.}}) &= T_{n,m} \left(\frac{2\pi n}{cb} \right)^2 \varepsilon_m \operatorname{Re} \hat{f}(\omega_{n,m \text{ чер.}}).
\end{aligned}
\tag{15}$$

4. „Запертое“ излучение

В области частот $\omega'_{n,m} < \omega < c\lambda_{n,m}$, где $\omega'_{n,m}$ — корень уравнения $\operatorname{Re} \gamma_{n,m} = 0$, переходное излучение оказывается запертым в пластине.

Используя выражение для полных потерь частицы в указанном интервале частот, получим

$$W_{n,m}^{(TM)} = \left(\frac{2\sqrt{2}\pi m}{av} \right)^2 \cdot T_{n,m} \operatorname{Re} \int_{\omega_1}^{c\lambda_{n,m}} \frac{\gamma_{n,m}}{\varepsilon} \times$$

$$\times \left[\frac{\varepsilon \Gamma_{n,m} \cos \gamma_{n,m} d + i \gamma_{n,m} \sin \gamma_{n,m} d}{\gamma_{n,m} \cos \gamma_{n,m} d - \varepsilon |\Gamma_{n,m}| \sin \gamma_{n,m} d} \right] \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\omega}{v} \right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 \right]^2} \omega d \omega, \quad (16)$$

$$W_{n,m}^{(TE)} = \left(\frac{2\pi n}{cb} \right)^2 \varepsilon_m T_{n,m} \operatorname{Re} \int_{\omega_1}^{c\lambda_{n,m}} \gamma_{n,m}^{-1} \times \\ \times \left[\frac{\Gamma_{n,m} \sin \gamma_{n,m} d - i \gamma_{n,m} \cos \gamma_{n,m} d}{\gamma_{n,m} \sin \gamma_{n,m} d + |\Gamma_{n,m}| \cos \gamma_{n,m} d} \right] \frac{\sin^2 \left(\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\omega}{v} \right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 \right]^2} \omega^3 d \omega,$$

где $\Gamma_{n,m} = i |\Gamma_{n,m}|$.

В (16) интегрирование в комплексной плоскости ω сводится к сумме вычетов в точках, определяемых из решения уравнений

$$\operatorname{ctg} \gamma_{n,m} d = \varepsilon \gamma_{n,m}^{-1} |\Gamma_{n,m}|, \quad (17)$$

$$\operatorname{tg} \gamma_{n,m} d = -\gamma_{n,m}^{-1} |\Gamma_{n,m}|.$$

Решение уравнений (17) может быть выполнено, например, графически, откуда полюса подынтегральной функции могут быть записаны в виде

$$\omega_k = \frac{c}{d \sqrt{\varepsilon}} (X_k^2 - \lambda_{n,m}^2 d^2)^{1/2}, \quad (18)$$

где X_k — корни уравнений (17).

Совершенно ясно, что спектр „запертого“ излучения дискретный, сама пластина эквивалентна своеобразному резонатору с собственными частотами, определяемыми из (18).

Поступила 23.VI.1972

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. К. А. Барсуков, Э. Д. Газазян, Э. М. Лазнев. Изв. высш. учебн. завед., Радиофизика, 15, 191 (1972).
2. К. А. Барсуков. ЖТФ, 30, 1337 (1960).

ՄԱՍՆԻԿԻ ԶԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՄԱՍԻՆ ԵՐԲ ԵՄ ՀԱՏՈՒՄ Է ԱՆԻՔԱՏԱՐՈՒՄ
ՏԵԼԱԴԻՐԱՍ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԹԱՂԱՆԹԸ ՈՒՂՂԱՀԱՅԱՑ ԱՆԻՔԱՏԱՐԻ ԱՌԱՆՑՔԻՆ

Կ. Ա. ԲԱՐՍՈՒԿՈՎ, Է. Ա. ԲԵՂՈՅԱՆ, Է. Դ. ԳԱԶԱՉՅԱՆ, Է. Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ,
Է. Մ. ԼԱԶՆԵՎ

Դիտարկված են անցումային ճառագայթման հատկությունները, որը գրգռում է լիցքավորված մասնիկը ալիքատարում տեղադրված դիէլեկտրիկ թաղանթում: Ենթադրվում է, որ մասնիկը հատում է ալիքատարը ուղղահայաց նրա առանցքին: Որոշված են ճառագայթման դաշ-

տնրը, էներգիան և նրա սպեկտրը ուղղանկյուն ալիքատարի դեպքում: Ցույց է տրված, որ սպեկտրի որոշակի տիրույթում թաղանթը հանդիսանում է յուրահատուկ ռեզոնատոր և այդ տիրույթում ճառագայթված ամբողջ էներգիան «փակվում» է թաղանթի մեջ:

ON THE TRANSITION RADIATION IN DIELECTRIC PLATE IN WAVEGUIDE AT PASSING OF A CHARGED PARTICLE PERPENDICULAR TO WAVEGUIDE AXIS

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

Properties of transition radiation generated by charged particle in dielectric plate in a regular waveguide are considered.

It is assumed that the particle crosses a waveguide perpendicular to its axis. The field and energy of particle radiation and its spectrum are obtained. It has been shown that in a certain part of the spectrum the radiation is locked in the plate.