

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՍԿԻՆԻ ՍՈՑԻԱԼԻՍՏԻԿԱՆ ՀԱՅԿԱՍՏԱՆԻ  
НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ—163(76)

ՏՄ 720 71 15

Լ.Ս.ՕԿՍՅԱՆ Է.Ս.ՍՈԳՅԱՆ

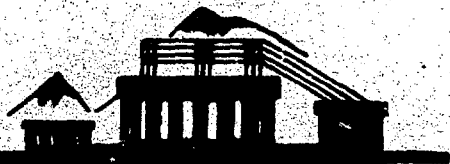
ИЗЛУЧЕНИЕ В ЗАКОРОЧЕННОМ ВОЛНОВОДЕ С  
ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНОЙ

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1976

ԵՐԵՎԱՆ



Scientific Report EPM-I63(76)

G.G.OKSUZYAN, E.S.POGOSYAN

RADIATION IN SHORTED WAVE-  
GUIDE WITH DIELECTRIC PLATE

The radiation energy losses of a charged particle flying along the axis of cylindrical waveguide with a dielectric plate are calculated. The results of the experimental investigation of the dependence of radiation power of electron bunches on the waveguide dispersion are given.

Yerevan Physics Institute

Yerevan, 1976

УДК.538.56:539.12:621,372.8

Научное сообщение ЕФИ-163(76)

Г.Г.ОКСУЗЯН, Э.С.ПОГОСЯН

ИЗЛУЧЕНИЕ В ЗАКОРОЧЕННОМ ВОЛНОВОДЕ  
С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНОЙ

Рассчитаны потери на излучение заряженной частицы, пролетающей вдоль оси закороченного цилиндрического волновода с диэлектрической пластиной. Приведены результаты экспериментального исследования зависимости мощности излучения сгустков электронов от дисперсии волновода.

Ереванский физический институт  
Ереван 1976

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-163(76)

Г.Г.ОКСУЗЯН, Э.С.ПОГОСЯН

ИЗЛУЧЕНИЕ В ЗАКОРОЧЕННОМ ВОЛНОВОДЕ  
С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНОЙ

Ереван 1976

© *Ереванский физический институт, 1976*

Излучение периодической последовательности заряженных сгустков в волноводных структурах может быть использовано для исследования помехоустойчивости систем связи, поскольку спектр излучения простирается до достаточно высоких гармоник основной частоты группирования, фазовые соотношения между которыми строго определены. Излучатель, рассчитанный в данной работе (рис.1), удобен для применения и может быть, например, непосредственно подключен к антенной системе соответствующей аппаратуры.

Условия задачи следующие: вдоль оси  $Oz$  цилиндрического полубесконечного волновода, закороченного при  $z = 0$  идеально проводящей стенкой, движется частица с зарядом  $q$  и скоростью  $\vec{v}$ . Волновод заполнен диэлектрической средой с  $\epsilon_{1,3} = 1$  при  $0 \leq z \leq d_1$ ,  $z \geq d_2$  и  $\epsilon_2 = \epsilon$  при  $d_1 \leq z \leq d_2$ . Определим потери энергии на излучение. Задачу решим методом, изложенным в работах [1,2]. Поле излучения будем описывать вектором-потенциалом  $A_z$ , направленным по току частицы:

$$\Delta A_{z\omega_{1,2,3}} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{1,2,3} A_{z\omega_{1,2,3}} = 0. \quad (1)$$

Вектор-потенциал  $\vec{A}_\omega$ , описывающий собственное поле частицы, удовлетворяет уравнению:

$$\Delta \overset{\circ}{A}_{\omega 1,2,3} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{1,2,3} \overset{\circ}{A}_{\omega 1,2,3} = -\frac{4\pi}{c} j_{\omega} , \quad (2)$$

где  $j_{\omega} = \frac{q}{2\pi} e^{-i\frac{\omega}{v}z} \delta(x-x_0) \delta(y-y_0)$  .

Индекс  $\omega$  обозначает фурье-компоненту соответствующей физической величины. Поле излучения ищем в виде:

$$A_{\omega_1} = \frac{2q}{c} \sum_{n=0}^{\infty} (A_n e^{i\Gamma_n z} + D_n e^{-i\Gamma_n z}) \psi_n(M_0) \psi_n(M)$$

$$A_{\omega_2} = \frac{2q}{c} \sum_{n=0}^{\infty} (\bar{B}_n e^{i\gamma_n z} + B_n^+ e^{-i\gamma_n z}) \psi_n(M_0) \psi_n(M) \quad (3)$$

$$A_{\omega_3} = \frac{2q}{c} \sum_{n=0}^{\infty} C_n e^{-i\Gamma_n z} \psi_n(M_0) \psi_n(M) ,$$

где  $\Gamma_n = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \Lambda_n^2}$ ,  $\gamma_n = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - \Lambda_n^2}$   $\Lambda_n$  - собственные значения,  $\psi_n(x, y)$  - собственные функции,  $x_0, y_0$  - координаты пересечения волновода частицей. Неизвестные коэффициенты  $A_n$ ,  $C_n$ ,  $B_n^{\pm}$  и  $D_n$  определяются из граничных условий, которые на границах диэлектрика имеют вид:

$$A_{\omega_1} = A_{\omega_2} , \quad \epsilon \frac{\partial A_{\omega_1}}{\partial z} = \frac{\partial A_{\omega_2}}{\partial z} \quad z = d_1 \quad (4)$$

$$A_{\omega_2} = A_{\omega_3} , \quad \epsilon \frac{\partial A_{\omega_3}}{\partial z} = \frac{\partial A_{\omega_2}}{\partial z} \quad z = d_2 \quad (5)$$

При идеальной проводимости закорачивающей стенки волновода условия обращения в нуль тангенциальной составляющей напряженности электрического поля и нормальной составляющей индукции магнитного поля приводят к

$$\frac{\partial A_{\omega_1}}{\partial z} = 0 \quad \text{при } z = 0. \quad (6)$$

Опуская выкладки, связанные с решением уравнений (4), (5), (6), приведем значение коэффициента  $C_n$  для поля, распространяющегося вправо (см. рис. 2):

$$C_n = \frac{\omega(\varepsilon-1)}{v d_n \Delta_n} e^{i(\Gamma_n d_2 - \frac{\omega}{v} d_1)} \left\{ \left[ 2\gamma_n \tau_n^+ e^{i\frac{\omega}{v} d} - q_n^+ p_n^+ e^{-i\gamma_n d} - q_n^- p_n^- e^{i\gamma_n d} \right] e^{-i(\Gamma_n d_1 + \frac{\omega}{v} d)} + \right. \\ \left. + \left[ 2\gamma_n \tau_n^- e^{i\frac{\omega}{v} d} - q_n^+ p_n^- e^{-i\gamma_n d} - q_n^- p_n^+ e^{i\gamma_n d} \right] e^{i(\Gamma_n - \frac{\omega}{v}) d} - \frac{4\gamma_n d_n \varepsilon e^{i\frac{\omega}{v} d}}{(\varepsilon-1)(\frac{\omega^2}{v^2} - \Gamma_n^2)} \right\}, \quad (7)$$

где  $d = d_2 - d_1$  - толщина диэлектрической пластины,

$$\Delta_n' = \Delta_n e^{i\Gamma_n d_1} + p_n^+ p_n^- e^{-i\Gamma_n d_1} (e^{i\gamma_n d} - e^{-i\gamma_n d}), \Delta_n = p_n^{+2} e^{i\gamma_n d} - p_n^{-2} e^{-i\gamma_n d}$$

$$p_n^\pm = \gamma_n \pm \varepsilon \Gamma_n, \quad q_n^\pm = \alpha_n \pm \frac{\omega}{c} \beta \gamma_n, \quad \tau_n^\pm = \alpha_n \pm \frac{\omega}{c} \beta \varepsilon \Gamma_n$$

$$\alpha_n = \frac{\omega^2}{v^2} (1 - \beta^2) - \gamma_n^2, \quad d_n = \left( \alpha_n + \frac{\omega^2}{c^2} \right) \left( \alpha_n + \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} \right)$$

Сравнивая (7) с выражениями для коэффициентов поля "свободной" пластинки [1], можно видеть, что первый член есть поле, комплексно сопряженное с полем излучения назад и сдвинутое по фазе на  $\pi$ . Появление этой составляющей связано с отражением волны от проводящей стенки. Второе слагаемое представляет собой излучение вперед от одной пластинки и третье - поле излучения на стенке. Все слагаемые выражения (7) имеют интерференционные множители, учитывающие многократные отражения волн между пластиной и экраном.

Интенсивность излучения вправо от пластинки равна:

$$S_n = 4q^2 \sum_{n=0}^{\infty} \Lambda_n^2 |\Psi_n(M_0)|^2 \int_{\omega_1}^{\infty} |C_n|^2 \Gamma_n \frac{d\omega}{\omega}, \quad (8)$$

где  $\omega = c \Lambda_n$  является корнем уравнения  $\text{Re } \Gamma_n = 0$ .

Выражая коэффициент  $C_n$  через коэффициенты полей излучения, возникающего при пролете частицы через одностороннюю пластинку в бесконечном волноводе [1], получим следующую формулу потерь энергии заряженной частицы:

$$S_n = 4q^2 \sum_{n=0}^{\infty} \Lambda_n^2 |\Psi_n(M_0)|^2 \int_{\omega_1}^{\infty} \Gamma_n \frac{|\Delta_n|^2}{|\Delta_n'|^2} \left\{ |A_n^I|^2 + |C_n^I|^2 + S'_{\text{зак.}} + S'_{\text{инт.}} \right\} \frac{d\omega}{\omega}, \quad (9)$$

$$\text{где } S'_{\text{зак.}} = \frac{16 \gamma_n^2 \omega^2 \epsilon^2}{|\Delta_n|^2 v^2 \left( \frac{\omega^2}{v^2} - \Gamma_n^2 \right)^2} \quad (10)$$

$$S'_{\text{инт.}} = \frac{8\gamma_n^2 \omega^2 \varepsilon (\varepsilon - 1)}{|\Delta_n^*|^2 v^2 (\frac{\omega^2}{v^2} - \Gamma_n^2)^2 (\frac{\omega^2}{v^2} - \gamma_n^2)} \times$$

$$\times \left[ q_n^+ (E_1 + E_2) + q_n^- (F_1 + F_2) - \frac{\varepsilon - 1}{2\gamma_n \varepsilon (\frac{\omega^2}{v^2} - \gamma_n^2)} (P_n^+ P_n^- G + q_n^+ q_n^- H) \right] \quad (1.1)$$

$$E_1 = \left[ \cos\left(\frac{\omega}{v} + \gamma_n\right)d - 1 \right] \left( P_n^+ \cos\left(\Gamma_n + \frac{\omega}{v}\right)d_1 + P_n^- \cos\left(\Gamma_n - \frac{\omega}{v}\right)d_1 \right)$$

$$E_2 = \sin\left(\frac{\omega}{v} + \gamma_n\right)d \left[ P_n^- \sin\left(\Gamma_n - \frac{\omega}{v}\right)d_1 - P_n^+ \sin\left(\Gamma_n + \frac{\omega}{v}\right)d_1 \right]$$

$$F_1 = \left[ \cos\left(\frac{\omega}{v} - \gamma_n\right)d - 1 \right] \left( P_n^+ \cos\left(\Gamma_n - \frac{\omega}{v}\right)d_1 + P_n^- \cos\left(\Gamma_n + \frac{\omega}{v}\right)d_1 \right)$$

$$F_2 = \sin\left(\frac{\omega}{v} - \gamma_n\right)d \left[ P_n^+ \sin\left(\Gamma_n - \frac{\omega}{v}\right)d_1 - P_n^- \sin\left(\Gamma_n + \frac{\omega}{v}\right)d_1 \right]$$

$$G = \cos 2\Gamma_n d_1 \left[ q_n^{-2} \cos\left(\gamma_n - \frac{\omega}{v}\right)d + q_n^{+2} \cos\left(\gamma_n + \frac{\omega}{v}\right)d - (q_n^{-2} + q_n^{+2}) \right]$$

$$H = \left( \cos \frac{\omega}{v} d - \cos \gamma_n d \right) \left[ P_n^{-2} \cos(2\Gamma_n d_1 - \gamma_n d) + P_n^{+2} \cos(2\Gamma_n d_1 + \gamma_n d) \right]$$

Из (9) следует, что увеличение интенсивности излучения по сравнению с излучением от "свободной" пластины возможно, если выполняются неравенства.

$$\frac{|\Delta_n|^2}{|\Delta'_n|} > 1 \quad (12)$$

$$S'_{\text{зак.}} + S'_{\text{инт.}} > 0 \quad (13)$$

Отметим, что наибольшее значение отношения  $|\Delta_n|^2/|\Delta'_n|^2$  имеет место при  $\chi_n d = (2k+1) \frac{\pi}{2}$ , приводящее к условию на безразмерный параметр  $\Gamma_n d$ ,

$$P_n \cos 2\Gamma_n d_1 < 0 \quad (14)$$

Формула (9) дает возможность вычислить поток энергии излучения в волноводе и исследовать его спектр в зависимости от дисперсии волновода. Вклад черенковского излучения учитывается обычным образом [1]. Поскольку формула (9) неудобна для аналитического исследования, были рассчитаны частные случаи зависимости интенсивности излучения от дисперсии для значений  $\chi_n d = \pi/2$ ,  $\Gamma_n d_1 = \pi$  и  $\chi_n d = \pi$ ,  $\Gamma_n d_1 = \pi$ ,  $\beta = v/c \rightarrow 1$   $\epsilon = 2,05$  (фторопласт). Зависимости приведены на рис.2 в относительных единицах  $\Delta_0/\Delta_{\text{кр}}$ .

Эксперимент проводился на второй гармонике частоты ускоряющего поля линейного ускорителя. Методика измерений, параметры электронного пучка приведены в [3]. Для подавления интенсивности высших гармоник тока пучка в высокочастотный тракт установки был включен фильтр низких частот с ослаблением  $\sim 30$  дБ в полосе непрозрачности и частотой отсечки  $\sim 6,5$  ГГц.

Авторы благодарны Э.М.Лазиеву и Э.Д.Газазяну за обсуждения.

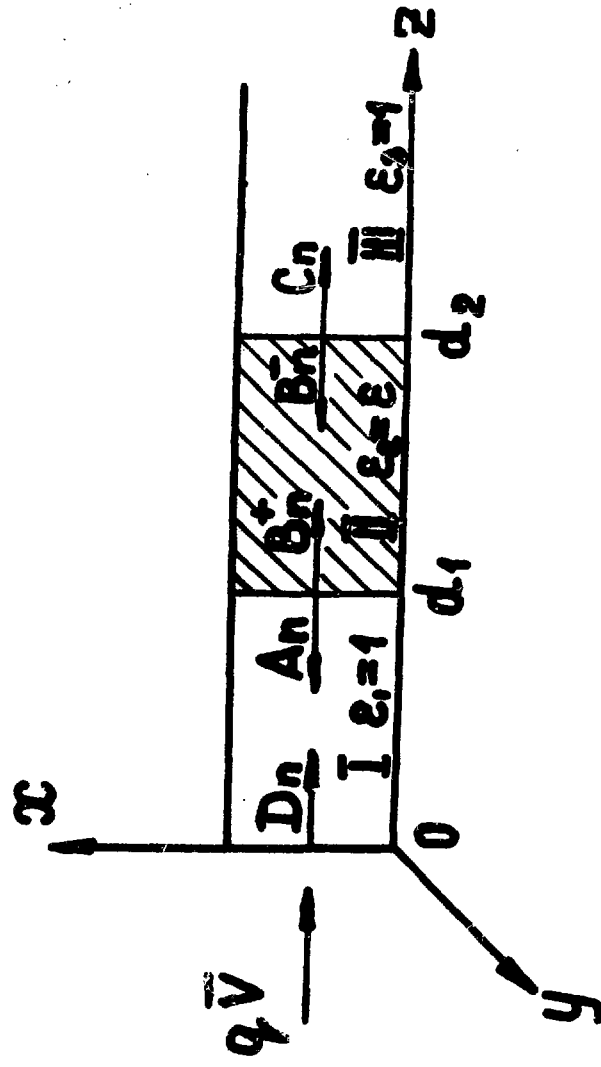


Рис.1

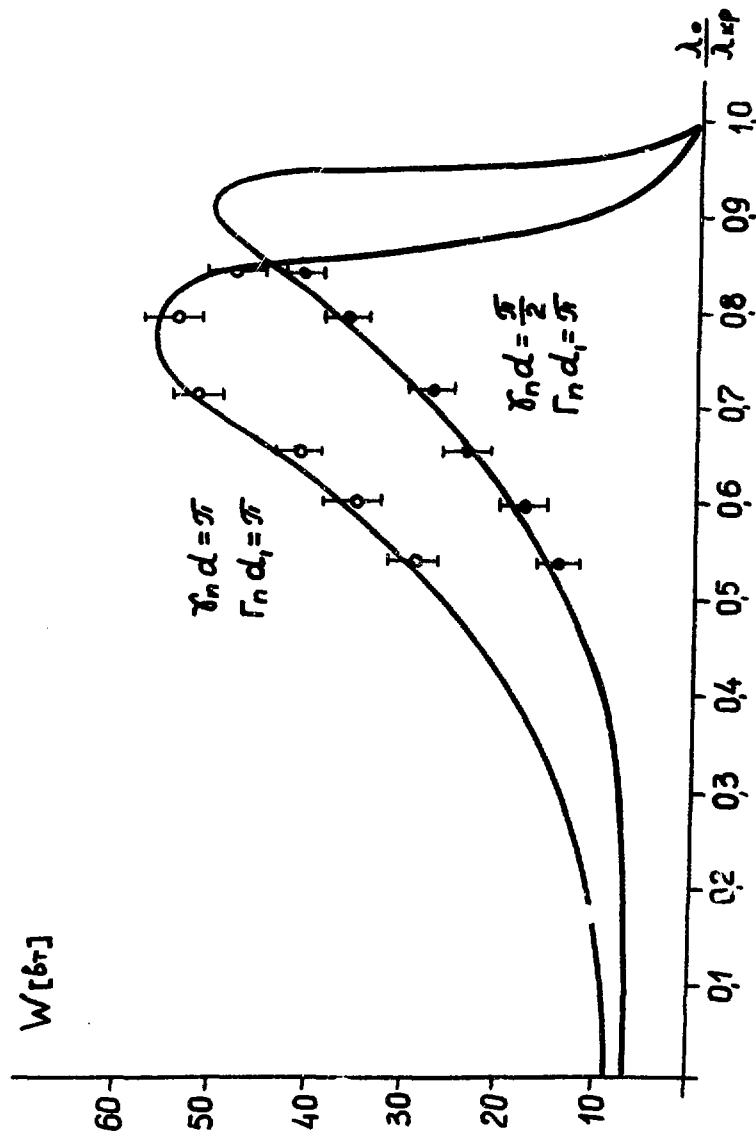


Рис.2

## ЛИТЕРАТУРА

1. К.А.Барсуков, ЖТФ, 30, 11, 1960..
2. Э. А.Беглоян, Э.Д.Газазян, Э.М. Лазнев. Научное со-  
общение Ереванского физического института  
ЕФИ-75(75).
3. Э.М.Лазнев, Г.Г.Оксузян. Изв.АН Арм.ССР, Физика  
6, 467, 1971.

Рукопись поступила 16-го декабря 1975г.



Редактор Л. П. Мукаян  
Тех. редактор А. С. Абрамян

Заказ 502

ВФ- 03775

Тираж 299

Подписано к печати 5/1У-76

Формат издания 30x40

0,7 уч. изд. л. Ц. 5 к.

Отпечатано на ротапринтере  
Ереванского физического института, Ереван 36 пер. Марка-  
ряна 2