SU7701697

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳԻՏԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ–138(75)

Э.А.БЕГЛОЯН, Э.Д.ГАЗАЗЯН, Э.М.ЛАЗИЕВ

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ВОЛНОВОДЕ (СЛУЧАЙ ДВУХ ЗАРЯДОВ)

АРУС

ԵՐԵՎԱՆ 1975 ЕРЕВАН

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-138(75)

Э.А.БЕГЛОЯН, Э.Д.ГАЗАЗЯН,

Э.М.ЛАЗИЕВ

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ВОЛНОВОДЕ
(СЛУЧАЙ ДВУХ ЗАРЯДОВ)

Ереван 1975

Пусть произвольный регулярный волновод с образующей, параллельной оси Oz , в момент $t = 0$ перпендикулярно оси пересекают два заряда q_1 и q_2 ($\vec{v}_1 = \vec{v}_2 = \vec{v}_z = const$). Координаты пересечения стенок волновода для заряда q_1 являются точки $M_1(x_1, y_0, z_0)$, $M_2(x_2, y_0, z_0)$ для заряда q_2 — $M_3(x_1, y_0, -z_0), M_4(x_2, y_0, -z_0)$.

Плотность заряда и ток записываются следующим образом:

$$\rho = \delta(y-y_0)\delta(x- \quad t)\left[q_1\delta(z-z_0)+q_2\delta(z+z_0)\right], \qquad (1)$$
$$\vec{j} = \vec{v}\rho$$

Поля излучения ищем в виде разложения по собственным функциям первой и второй краевых задач $\psi_n(x, y)$ и $\hat{\psi}_n(x, y)$ для ТМ и ТЕ волн соответственно. С учетом (1) для Фурье-компонент продольных составляющих векторов полей получаем (ср.с [1])

$$E_n(z) = \frac{q_1}{\varepsilon v} A_n e^{-i\gamma_n|z-z_0|} \operatorname{sign}(z-z_0) +$$

$$+ \frac{q_2}{\varepsilon v} A_n e^{-i\gamma_n|z+z_0|} \operatorname{sign}(z+z_0), \qquad (2)$$

$$H_n(z) = \frac{iq_1}{c\hat{\gamma}_n} B_n e^{-i\hat{\gamma}_n|z-z_0|} + \frac{iq_2}{c\hat{\gamma}_n} B_n e^{-i\hat{\gamma}_n|z+z_0|},$$

где

$$A_n = \int_{x_1}^{x_2} e^{-i\frac{\omega}{v}x} \psi_n(x, y_0)\,dx; \quad B_n = -\int_{x_1}^{x_2} e^{-i\frac{\omega}{v}x} \frac{\partial\hat{\psi}_n(x, y_0)}{\partial y_0}\,dx.$$

$\gamma_n = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon - \lambda_n^2}$, $\hat{\gamma}_n = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon - \hat{\lambda}_n^2}$; $2z_0$ –расстояние между частицами, λ_n и $\hat{\lambda}_n$ – собственные значения первой и второй краевых задач.

Для прямоугольного волновода со сторонами a по x и b по y поток энергии излучения через поперечное сечение для случая $q_1 = -q_2$ равен

$$S_{n,m}^{(TM)} = T_{n,m} \int_{\omega'}^{\infty} \frac{\gamma_{n,m} \sin^2 \gamma_{n,m} z_0}{\varepsilon(\omega)} f(\omega)\, d\omega ,$$

$$S_{n,m}^{(TM)} = \hat{T}_{n,m} \int_{\omega'}^{\infty} \gamma_{n,m}^{-1} \sin^2 \gamma_{n,m} z_0 f(\omega)\, \omega^2 d\omega , \qquad (3$$

где

$$T_{n,m} = \frac{64 q^2 \pi^2 m^2 \sin^2 \frac{\pi n}{b} y_0}{v^2 a^3 b \quad \lambda_{n,m}^2} ; \hat{T}_{n,m} = T_{n,m} \frac{\varepsilon_m}{2} \Big(\frac{na}{mb}$$

$$f(\omega) = \omega \cdot \frac{\sin^2 \left[\frac{\omega}{v} - \frac{\pi m}{a} \right] \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\omega}{v} \right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 \right]^2} ; \varepsilon_m = 2, m \neq 0 , \varepsilon_0 = 1$$

ω' – корень уравнения $Re\, \gamma_{n,m} = 0$.

Если $q_1 = q_2$, то в (3) следует произвести за

$$\sin^2 \gamma_{n,m} z_0 \to \cos^2 \gamma_{n,m} z_0 .$$

Из-за симметрии поставленной задачи выражение (3 определяет поток энергии излучения как в область z так и в область $z < z_0$.

При выполнении условий

$$z_0 = \frac{\lambda b_1 n_1 m}{2} S \qquad \text{для} \qquad q_1 = q_2$$

$$z_0 = \frac{\lambda_{b,n,m}}{4}(2S+1) \qquad \text{для} \qquad q_1 = -q_2 \tag{4б}$$

$$\lambda_{b,n,m} = \frac{2\pi}{\gamma_{n,m}}, \qquad S = 0, 1, 2, 3 \ldots$$

частицы излучают синфазно, причем в 4 раза больше случая одной частицы [1]. Когда же (4а) выполняется для случая $q_1 = -q_2$, а (4б) для случая $(q_1 = q_2)$, то частицы излучают в противофазе и соответствующие моды волн с индексами n и m в спектре излучения отсутствуют.

Если расстояние между частицами $2z_0$ много меньше длины волны в волноводе $\gamma_{n,m} z_0 \ll 1$, то, разлагая выражения (3) в ряд по малому параметру и ограничиваясь квадратичными членами, получаем

$$S^{(TM)}_{n,m} = 4T_{n,m}\int_{\omega'}^{\infty}(1-\gamma^2_{n;m} z_0^2)\cdot\frac{\gamma_{n,m}}{\varepsilon(\omega)} f(\omega)\,d\omega,$$

$$S^{(TE)}_{n,m} = 4\hat{T}_{n,m}\int_{\omega_1'}^{\infty}(1-\gamma^2_{n,m} z_0^2)\,\gamma^{-1}_{n,m} f(\omega)\,\omega^2 d\omega. \tag{5}$$

При $z_0 \to 0$ формулы (5) определяют синфазное излучение двух зарядов. Наличие расстояния $2z_0 \ll \lambda_{b,n,m}$ между зарядами приводит к уменьшению этого излучения на малую величину, имеющую дипольный характер.

Таким образом с точностью $\gamma^2_{n,m} z_0^2$ эти два заряда, излучают синфазно. Если в промежутке $2z_0$

волновод пересекают N частиц, то их излучение с указанной точностью будет пропорционально N^2. При этом $2z_0$ определяет ту максимальную ширину сгустка, при которой излучение частиц в сгустке можно считать когерентным.

Когда частицы q_1 и q_2 пересекают волновод одна за другой через промежуток времени Δt, то поток энергии переходного излучения определяется выражением (3), если произвести замену

$$\sin^2\gamma_{n,m} z_0 \to \cos^2\left(\gamma_{n,m} z_0 \mp \frac{\omega}{v}\frac{\tau}{2}\right), \tag{6}$$

где $\tau = v\cdot\Delta t$, верхний знак соответствует излучению в область $z > z_0$, нижний $z < z_0$.

При малых $\gamma_{n,m} z_0 << 1$, $\Delta t << 1$ излучение оказывается синфазным, если

$$2\gamma_{n,m} z_0 = \pm\frac{\omega}{v}\tau \qquad \text{или} \qquad \tau = \mp\frac{2\lambda_0 z_0 \beta}{\lambda b_{n,m}}; \tag{7}$$

$$\lambda_0 = \frac{2\pi\omega}{c}.$$

Физический смысл полученного условия совершенно ясен. Разность фаз полей излучения первого и второго зарядов должна быть равна разности углов пролета.

Выражение (7) определяет максимальную длину сгустка по x, при котором частицы в сгустке излучают когерентно. Если координатами пересечения сгустков являются точки $M_1(x_1, z_0\, y_1)$, $M_2(x_2, z_0, y_1)$ и $M_3(x_1, -z_0, y_2)$, $M_4(x_2, -z_0, y_2)$, то поток энергии переходного излучения получается из выражения (3), путем замены

$$\sin^2\gamma_{n,m} z_0 \to 4\sin^2\frac{\pi n}{2b}(y_1-y_2)\cos^2\frac{\pi n}{2b}(y_1-y_2). \quad (8)$$

При $y_2 - y_1 = \Delta y << 1$ и $y_2 + y_1 = \frac{b}{\pi}(2S+1)$ получаем

$$S^{(TM)}_{n,m} = 4T_{n,m}\int_{\omega'}^{\infty}\left[1-\left(\frac{\pi n}{2b}\Delta y\right)^2\right]\cdot\frac{\gamma_{n,m}}{\varepsilon(\omega)} f(\omega)\,d\omega, \quad (9)$$

$$S^{(TE)}_{n,m} = 4\hat{T}_{n,m}\int_{\omega'}^{\infty}\left[1-\left(\frac{\pi n}{2b}\Delta y\right)^2\right]\gamma^{-1}_{n,m} f(\omega)\,\omega^2 d\omega.$$

Выражение (9) с точностью $\left(\frac{\pi n}{2b}\Delta y\right)^2$ определяет синфазное излучение двух зарядов. С той же точностью Δy определяет ту максимальную длину сгустка по оси y, при которой излучение частиц в сгустке можно считать когерентным.

ЛИТЕРАТУРА

1. К.А.Барсуков, Э.Д.Газазян, Э.М.Лазиев. Изв. высш. уч.зав. Радиофизика, 15, 2, 191 (1972).

2. А.Ц.Аматуни. Изв.АН Арм.ССР, серия физ-мат.наук, 15, 1, (1962).

Рукопись поступила 11-го июня 1975 г.

Редактор Л.П.Мукаян

Тех.редактор А.С. Абрамян

Заказ 308 ВФ- 03418 Тираж 299

Подписано к печати 4.1.X-75г. Формат издания30х40

0,7 уч.изд.л. Ц. 5 к.

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