

УДК 621.372.4

## К ТЕОРИИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЗОНАТОРЕ С ДИЭЛЕКТРИКОМ

*A. С. Адамчук, Л. Г. Нарышкина*

Рассмотрено возбуждение цилиндрического резонатора, заполненного диэлектриком, с помощью переходного излучения, возникающего при пересечении заряженной частицей торцов резонатора. Найдены спектр и энергия этого излучения. Показано, что при выполнении условий возникновения излучения Вавилова—Черенкова и при определенных соотношениях между параметрами задачи возникает интенсивное излучение указанного типа. Обсуждается эффект влияния конечных размеров излучателя на величину энергии излучения. С помощью приближенных граничных условий Леоновича исследуется влияние проводимости стенок резонатора на спектр и энергию излучения.

За последнее время повысился интерес к теории переходного излучения и эффекта Вавилова—Черенкова в ограниченных объемах диэлектрика [1, 2]. В работе [3] рассматривалась возможность использования переходного излучения для возбуждения электромагнитных резонаторов. При заполнении резонатора диэлектриком, наряду с переходным излучением, возникает интенсивное излучение Вавилова—Черенкова, которое заметно повышает эффективность возбуждения резонатора. Этот эффект обсуждается ниже на модели резонатора в виде отрезка цилиндрического волновода, закороченного двумя проводящими плоскостями и заполненного веществом с постоянными  $\epsilon$  и  $\mu$ .

Пусть ось волновода совпадает с осью  $z$ , торцы резонатора  $z = 0$  и  $z = l$ , источником излучения является точечный заряд величины  $q$ , пролетающей вдоль оси резонатора с постоянной скоростью  $v$ . Поле излучения заряда будем описывать с помощью потенциала  $A_\omega$ , по которому векторы поля определяются соотношениями

$$\mathbf{E}_\omega = -\frac{i\omega}{c}\mu A_\omega \mathbf{e}_z + \frac{c}{i\omega\epsilon} \operatorname{grad} \frac{\partial A_\omega}{\partial z}, \quad \mathbf{H}_\omega = \operatorname{rot} A_\omega \mathbf{e}_z, \quad (1)$$

где  $\omega$  есть значок фурье-составляющей полей и  $\mathbf{e}_z$  — орт оси  $z$ .

Функция  $A_\omega$  на границах резонатора удовлетворяет условиям

$$A_\omega|_z = 0, \quad \left. \frac{\partial A_\omega}{\partial z} \right|_{\begin{subarray}{l} z=0 \\ z=e \end{subarray}} = 0, \quad (2)$$

$\Sigma$  означает контур поперечного сечения волновода.

Искомую функцию  $A_\omega$  представим в виде  $A_\omega = A_\omega^{(0)} + A_\omega^{(1)}$ , где  $A_\omega^{(0)}$  — поле частицы в бесконечном волноводе, а  $A_\omega^{(1)}$  — поле, возникающее из-за наличия торцов у резонатора. Функцию  $A_\omega^{(0)}$  заимствуем из работы [4]:

$$A_\omega^{(0)} = \frac{2q}{c} \exp\left(-i\frac{\omega}{v}z\right) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\Phi_n(M)\Phi_n(M_0)}{\lambda_n^2 + (\omega^2/v^2)(1 - \beta^2\epsilon\mu)}, \quad (3)$$

$M_0$  — точка пересечения траектории заряда с поперечным сечением волновода,  $\psi_n(M)$ ,  $\lambda_n$  — собственные функции и собственные значения первой краевой задачи для поперечного сечения волновода.

Функцию  $A_{\omega}^{(1)}$  представим в виде системы распространяющихся волн

$$A_{\omega}^{(1)} = \frac{2q}{c} \sum_{n=0}^{\infty} \{ A_n^+ \exp(-i\gamma_n z) + A_n^- \exp(i\gamma_n z) \} \psi_n(M) \psi_n(M_0), \quad (4)$$

где  $\gamma_n = \sqrt{\omega^2 \epsilon \mu / c^2 - \lambda_n^2}$  — постоянная распространения в волноводе,  $\operatorname{Im} \gamma_n < 0$  и  $\omega > 0$ . Для  $\omega < 0$  все величины в (4) следует заменить на комплексно-сопряженные. Подставляя (3) и (4) в граничные условия (2), определим неизвестные коэффициенты  $A_n^+$  и  $A_n^-$ :

$$A_n^{\pm} = \frac{\omega [\exp(-i\omega l/v) - \exp(\pm i\gamma_n l)]}{2vi\gamma_n \sin(\gamma_n l) [\lambda_n^2 + (\omega^2/v^2)(1 - \beta^2\epsilon\mu)]}. \quad (5)$$

Формулы (4) и (5) вместе с (1) полностью определяют электромагнитное поле в резонаторе.

Энергию излучения движущейся частицы найдем по величине тормозной силы, действующей на частицу со стороны поля излучения:

$$W = q \int_0^l E_z \Big|_{M=M_0} \frac{t=z/v}{M=M_0} dz. \quad (6)$$

Интеграл в (6) от поля  $A_{\omega}^{(0)}$  равен либо нулю при  $\beta^2\epsilon\mu < 1$ , либо дает хорошо известное выражение для черенковских потерь заряда [4]:

$$W_{\text{чер}} = \frac{2\pi q^2 l}{v} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\psi_n^2(M_0) \sqrt{\beta^2\epsilon\mu - 1}}{\epsilon_n} \left[ \frac{d}{d\omega} \left( \frac{\omega}{v} \sqrt{\beta^2\epsilon\mu - 1} \right) \right]_{\omega=\omega_n \text{чер}}^{-1}, \quad (7)$$

где  $\omega_n \text{чер}$  — корень уравнения  $\lambda_n^2 + (\omega^2/v^2)(1 - \beta^2\epsilon\mu) = 0$ ,  $\epsilon_n = \epsilon(\omega_n \text{чер})$ ,  $\mu_n = \mu(\omega_n \text{чер})$ .

Второе слагаемое в выражении потенциала  $A$  приводит к соотношению

$$W^{(1)} = -\frac{8q^2}{v^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \psi_n^2(M_0) \lambda_n^2 \operatorname{Im} \int_c^{\infty} \frac{[\cos \gamma_n l - \cos(\omega/v) l] \omega d\omega}{\epsilon \gamma_n \sin(\gamma_n l) [\lambda_n^2 + (\omega^2/v^2)(1 - \beta^2\epsilon\mu)]}. \quad (8)$$

Интеграл в (8) следует понимать как контурный интеграл в плоскости комплексного переменного  $\omega = \omega' + i\omega''$ , для которого контур интегрирования изображен на рис. 1. Значения  $\omega_m$  на этом рисунке находятся из уравнения

$$\gamma_n l = m\pi \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (9)$$

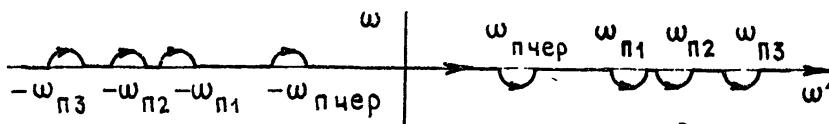


Рис. 1.

и определяют собственные частоты резонатора. При  $\beta^2\epsilon\mu > 1$  у интеграла (8) появляется еще одна особая точка  $\omega_n \text{чер}$ , обход которой показан на

рис. 1. Поскольку в  $W^{(1)}$  входят только минимые значения интеграла, то интеграл сводится к сумме полувычетов в точках, определяемых (9) при  $\beta^2 \epsilon \mu < 1$ , плюс полувычет в черенковской частоте при  $\beta^2 \epsilon \mu > 1$ . Соответствующие вычисления в этом случае приводят к соотношению  $W^{(1)} = W_0 - W_{\text{черт}}$ .

В выражении полных потерь черенковский член сокращается и

$$W = W_0 = 8q^2 \pi \sum_{n=0}^{\infty} \psi_n^2(M_0) \lambda_n^2 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{x_m \beta^2 \epsilon_{mn} \mu_{mn} [1 - (-1)^m \cos(\omega_{mn}/v)l] \omega_{mn}}{l[\lambda_n^2 + (m^2 \pi^2/l^2)(1 - \beta^2 \epsilon_{mn} \mu_{mn})]^2 (\omega^2 \epsilon \mu)_{\omega=\omega_{mn}}}, \quad (10)$$

$x_m = 2$ ;  $m = 1, 2, \dots$ ;  $x_0 = 1$ ;  $\epsilon_{mn} = \epsilon(\omega_{mn})$ ,  $\mu_{mn} = \mu(\omega_{mn})$ . Формула (10) определяет интенсивность отдельных гармоник, возбуждаемых в резонаторе пролетающим зарядом.

Если параметры задачи таковы, что для отдельной собственной частоты выполняется условие возникновения излучения Вавилова—Черенкова [4]

$$\gamma_n = \frac{\omega}{v} \quad \text{или} \quad \lambda_n^2 + \frac{m^2 \pi^2}{l^2}(1 - \beta^2 \epsilon \mu) = 0, \quad (11)$$

то, согласно (10), на этой частоте

$$W_{mn} = \frac{x_m q^2 \pi \psi_n^2(M_0) \lambda_n^2 l c^2}{\epsilon \omega_{mn} (\omega^2 \epsilon \mu)_{\omega=\omega_{mn}}}, \quad (12)$$

где интенсивность черенковской гармоники пропорциональна длине резонатора.

Здесь следует отметить, что разделение поля излучения на переходное и Вавилова—Черенкова носит чисто условный характер, так как по существу эти два вида излучения в резонаторе взаимосвязаны. Однако, как это видно из (12), если в выражении энергии излучения можно выделить случай, когда эта энергия вблизи черенковской частотырастет с ростом длины траектории излучателя, то естественно говорить, что главную роль в формировании поля излучения вблизи этой частоты играет механизм излучения Вавилова—Черенкова.

Формула (10) допускает сравнительно простое аналитическое исследование в двух предельных случаях «короткого» и «длинного» резонатора.

В предельном случае «короткого» резонатора при

$$\frac{\omega_{mn}}{v} l \ll 1 \quad (13)$$

интенсивность гармоник (10) быстро падает с ростом индекса  $m$ . Например, отношение интенсивностей нулевой и первой гармоник в отсутствие дисперсии у диэлектрика определяется выражением

$$\frac{W_{n0}}{W_{n1}} = \frac{\pi^4 \beta^4 \epsilon}{8 \lambda_n^2 l^2}, \quad (14)$$

и при  $\lambda_n^2 l^2 \ll 1$  это соотношение представляет собой довольно большую величину.

В «длинном» резонаторе, т. е. при условии

$$\frac{\omega_{mn}}{v} l \gg 1, \quad (15)$$

которое хорошо выполняется для высших типов колебаний резонатора, спектр переходного излучения в резонаторе становится квазинепрерывным, и расстояние между отдельными линиями определяется равенством

$$\Delta\omega_{m,m+1}^{(n)} = \frac{\pi}{l} \left. \frac{d\omega}{d\gamma_n} \right|_{\omega=\omega_{mn}}. \quad (16)$$

При отсутствии дисперсии в диэлектрике это расстояние обратно пропорционально длине резонатора. В таком случае член  $\cos(\omega_{mn}/v)l$  в (10) даже в узком интервале частот представляет собой быстроосциллирующую функцию и при усреднении по этому интервалу обращается в нуль. Отсюда, при условии (14), интенсивность отдельной гармоники определяется выражением

$$W_{mn}^{(l)} = 8 q^2 \pi \psi_n^2 (M_0) \lambda_n^2 \frac{x_m \beta^2 \epsilon \mu \omega_{mn}}{l [\lambda_n^2 + (m^2 \pi^2 / l^2)(1 - \beta^2 \epsilon \mu)]^2 (\omega^2 \epsilon \mu)'_{\omega=\omega_{mn}}} \quad (17)$$

и оказывается обратно пропорциональной длине резонатора. Для получения суммарной интенсивности  $\Delta W_{mn}^{(l)}$  в узком интервале частот  $\Delta\omega$  надо (17) умножить на число отдельных линий в этом интервале  $N = \Delta\omega / \Delta\omega_{m,m+1}^{(n)}$  и, следовательно,

$$\Delta W_{mn}^{(l)} = 4 q^2 \psi_n^2 (M_0) \lambda_n^2 \frac{x_m \beta^2 \epsilon \mu \omega_{mn} \Delta\omega}{[\lambda_n^2 + (m^2 \pi^2 / l^2)(1 - \beta^2 \epsilon \mu)]^2 \gamma_n c^2}. \quad (18)$$

Полученная величина представляет собой удвоенную энергию переходного излучения от заряда, пересекающего в волноводе идеально проводящий металлический экран. Физически это понятно, так как при большой длине резонатора переходное излучение на переднем и заднем его торцах происходит независимо.

При  $\beta^2 \epsilon \mu > 1$  в квазинепрерывном спектре переходного излучения вблизи  $\omega_n$  через появляется острый пик излучения Вавилова—Черенкова. Его максимальная высота определяется формулой (12), а ширина выражением [4]

$$\Delta\omega_{n\text{ чер}} = \frac{2\pi}{l \sqrt{\beta^2 \epsilon \mu - 1}} \left[ \frac{d}{d\omega} \left( \frac{\omega}{v} \sqrt{\beta^2 \epsilon \mu - 1} \right) \right]_{\omega=\omega_{n\text{ чер}}}^{-1}. \quad (19)$$

Среднее число отдельных линий в черенковском пике нетрудно найти из (9) простым дифференцированием:

$$\Delta m = \frac{l \sqrt{\beta^2 \epsilon \mu - 1} (\omega^2 \epsilon \mu)'}{2 \lambda_n c^2 \pi} \Delta\omega_{n\text{ чер}}. \quad (20)$$

Если теперь умножить  $\Delta m$  в (20) на интенсивность отдельной гармоники (12), то получится выражение для полной энергии излучения Вавилова—Черенкова (7) в волноводе при движении заряда по траектории длины  $l$ .

Для резонатора в виде отрезка круглого волновода формулы (10) и (12) перейдут соответственно в выражения

$$W_{mn} = \frac{8 q^2}{a} \mu_m^{(n)2} \frac{J_n^2(\mu_m^{(n)} r/a)}{J_{n-1}^2(\mu_m^{(n)})} \frac{\cos^2 n\varphi}{\sin^2 n\varphi} \times \\ \times \frac{x_m \beta^3 [1 - (-1)^m \cos (\sqrt{\mu_m^{(n)2} a^2 + m^2 \pi^2 / \beta} \sqrt{\epsilon \mu})] a^3 \mu^2}{[\mu_m^{(n)2} a^2 + m^2 \pi^2 (1 - \beta^2 \epsilon \mu)]^2}; \quad (21)$$

$$W_{mn\text{черт}} = \frac{2q^2}{a} \mu_m^{(n)} \frac{J_n^2(\mu_m^{(n)} r/a)}{J_{n-1}^2(\mu_m^{(n)})} \cos^2 n\varphi \frac{\alpha^3 \mu^2}{m^2 \pi^2 \beta^2 \epsilon^2}, \quad (22)$$

где  $a$  — радиус круглого волновода;  $\varphi$  — угол отсчета от некоторой плоскости, проходящей через ось волновода;  $\mu_m^{(n)}$  —  $m$ -й корень уравнения  $J_n(\mu) = 0$ ;  $\lambda_{mn} = \mu_m^{(n)}/a$ ;  $J_n$  — функция Бесселя;  $a = l/a$ , а формула (11), определяющая условия возникновения черенковского излучения в резонаторе, примет вид

$$l = k \frac{a\pi}{\mu_k^{(n)}} \sqrt{\beta^2 \epsilon \mu - 1}. \quad (23)$$

На рис. 2 приведены графики зависимости энергии излучения от номера гармоники  $m$ , причем условия (23) выполняются для  $k$ -й моды резонатора. На рис. 2a черенковской является гармоника  $k = 7$ , на рис. 2б —  $k = 8$ ; кривые 1 —  $n = 0$ ,  $r = 0$ ; кривые 2 —  $n = 1$ ,  $r = 1/10$ ;  $\varphi = \pi/4$ ; на обоих рисунках  $\mu = 1$ ,  $\epsilon = 10$ ,  $\beta = 1$ .

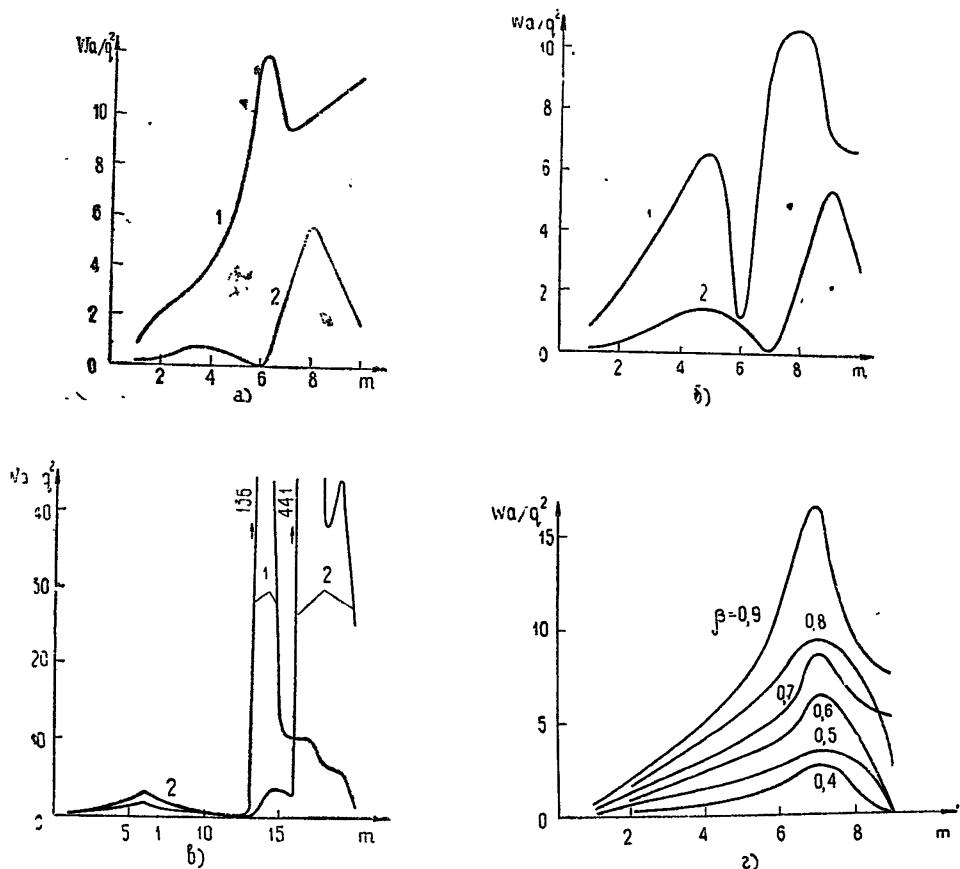


Рис. 2.

На рис. 2в  $k_{\text{черт}} = 13$  (кривая 1) и  $k_{\text{черт}} = 16$  (кривая 2) при  $n = 1$ ,  $\beta = 1$ ,  $\epsilon = 10$ ,  $\mu = 1$ ,  $r/a = 1/10$ ,  $\varphi = \pi/4$ . На графиках видны резко выраженные резонансные явления вблизи черенковских частот, причем энергия такой гармоники растет с ростом номера гармоники  $k$ , что объясняется

ется пропорциональностью  $l$  и  $k$  в (23). На рис. 2 при  $k = 8$ ,  $n = 0$ ,  $r = 0$ ,  $\varepsilon = 10$ ,  $\mu = 1$ ,  $\beta = 0,4; 0,5; 0,6; 0,7; 0,8; 0,9$ ; сравнение кривых на этом рисунке показывает, что интенсивность отдельных модрастет с ростом  $\beta$ .

Моды с  $n \neq 0$ , как это следует из (21) и (22), могут генерироваться лишь при  $r \neq 0$ , причем интенсивность этих мод будет максимальной, если

$$r = a \eta_n / \mu_m^{(n)}, \quad (24)$$

где  $\eta_n$  есть наименьший корень уравнения  $J'_n(\eta_n) = 0$ .

Полученное выше решение позволяет рассмотреть возбуждение резонатора движущимся сгустком заряженных частиц произвольной формы. Пусть  $E_z^{(0)}(x, y, x_0, y_0, z, t)$  есть  $z$ -компоненты электрического поля одиночного заряда, пролетающего через резонатор. Тогда, вычисляя силу, действующую на малый элемент сгустка, и интегрируя по его объему, получим следующее выражение для энергии излучения этого сгустка:

$$W_c = \int_V \rho(\xi, \eta, \zeta) dV \int_V \rho(\xi', \eta', \zeta') dV' \int_0^l E_z^{(0)} \left( \xi, \eta, \xi', \eta', z, \frac{z + \zeta - \zeta'}{v} \right) dz, \quad (25)$$

где  $\rho(x, y, z)$  — плотность сгустка. Интегрирование в (25) ведется по объему сгустка, причем  $dV = d\xi d\eta d\zeta$  и  $dV' = d\xi' d\eta' d\zeta'$ .

В частном случае цилиндрического сгустка постоянной плотности формула (25) упрощается и в соответствии с (4) и (5) принимает вид

$$W_c = 8Q^2 \pi \sum_{n=0}^{\infty} \bar{\psi}_n^2 \lambda_n^2 \sum_{m=0}^{\infty} \frac{x_m \beta^2 \epsilon_{mn} \mu_{mn} [1 - (-1)^m \cos(\omega_{mn}/v)l] \omega_{mn}}{l [\lambda_n^2 + (m^2 \pi^2/l^2)(1 - \beta^2 \epsilon_{mn} \mu_{mn})]^2 (\omega^2 \epsilon \mu)'_{\omega} \mid_{\omega=\omega_{mn}}} \times \\ \times \frac{\sin^2(\omega_{mn}/v) h}{(\omega_{mn}^2/v^2) h^2}, \quad (26)$$

где  $Q$  — полный заряд сгустка,  $2h$  — его длина,

$$\bar{\psi}_n = \frac{1}{S_0} \int_{S_0} \psi_n(x, y) dx dy, \quad (27)$$

$S_0$  — площадь поперечного сечения сгустка, и интеграл в (27) берется по этому поперечному сечению. Отличие (26) от соответствующей формулы (10) для точечного заряда состоит в замене  $\psi_n(M)$  на среднее значение по поперечному сечению сгустка и, кроме того, в появлении множителя  $S_{mn} = \sin^2 \frac{\omega_{mn}}{v} h / \frac{\omega_{mn}^2}{v^2} h^2$ . Этот множитель модулирует интенсивности отдельных линий излучения. Если собственная частота  $\omega_{mn}$  удовлетворяет соотношению  $\omega_{mn} = p \pi v/h$ , то эта частота в излучении отсутствует.

Не излучаются также частоты, для которых  $\omega_{mn} \gg vh$ , т. е. для которых длина волны излучения значительно меньше размеров сгустка. При

$$\omega_{mn} \ll vh \quad (28)$$

сгусток становится «когерентным» в продольном направлении, и уменьшение интенсивности излучения из-за конечных размеров сгустка определяется усреднением  $\psi_n(x, y)$  по сечению сгустка. Например, в случае круглого резонатора радиуса  $a$  и круглого сгустка радиуса  $r_0$  при совпадении осей резонатора и сгустка  $\psi_n$  определяется выражением

$$\bar{\psi}_n = -\frac{2}{\sqrt{\pi r_0^2}} \frac{J_1(\mu_n r_0/a)}{J_1(\mu_n)}, \quad (29)$$

где  $J_0(\mu_n) = 0$ . Значения  $\psi_n^2(M_0)$  и  $\bar{\psi}_n^2$  отличаются множителем

$$\psi_n^2(0) = \frac{4a^2 J_1^2(\mu_n r_0/a)}{\mu_n^2 r_0^2} \bar{\psi}_n^2, \quad (30)$$

и этот множитель определяет уменьшение интенсивности излучения сгустка по сравнению с точечным зарядом величины  $q$  из-за протяженности сгустка в поперечном направлении. Видно, что

$$\frac{4a^2 J_1(\mu_n r_0/a)}{\mu_n^2 r_0^2} \ll 1$$

и равенство единице возможно лишь при  $r_0 = 0$ . Заметим, что если соотношения между  $r_0$  и  $a$  таковы, что  $\mu_n r_0/a$  является корнем функции  $J_1(x)$ , т. е. если  $J_1(\mu_n r_0/a) = 0$ , то из-за интерференции излучения от отдельных частей сгустка мода с индексом  $n$  вообще будет отсутствовать в излучении.

В заключение кратко рассмотрим влияние потерь в резонаторе на спектр и энергию переходного излучения. Потери в резонаторе могут обусловливаться как диссипацией электромагнитной энергии в веществе, так и конечной проводимостью стенок резонатора. Оба эти эффекта вызывают уширение спектральных линий излучения, и, кроме того, несколько изменяется величина энергии излучения. Будем считать, что диэлектрик, заполняющий резонатор, характеризуется проницаемостью  $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ , причем  $|\epsilon''| \ll |\epsilon'|$ , и что на стенах резонатора выполняются приближенные граничные условия Леонтьевича

$$[nE] = -w[n[nH]],$$

где  $w = \sqrt{\mu_1/\epsilon_1}$ ,  $\epsilon_1$  — постоянные стенок и  $|w| \ll 1$ .

Методика расчета полей в этом случае остается старой. Полное поле ищется в виде суммы поля движущегося источника в неограниченном волноводе и поля, связанного с наличием в волноводе хорошо проводящих перегородок. Первое поле заимствуем из работ [5, 6], где приведены соответствующие выражения, а второе представляется, как и выше, в виде выражения (4), где под  $\psi_n(M)$  следует понимать функцию, определенную в [5]. Не останавливаясь на деталях расчета, приведем результаты.

Форма отдельной спектральной линии определяется следующим множителем, который весьма быстро меняется в окрестности собственной частоты резонатора:

$$S = |\sin \gamma_n l|^{-1}, \quad (31)$$

где  $\gamma_n = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon \mu - \Lambda_n^2}$ ,  $\Lambda_n^2 = \left(\frac{\mu_n}{a}\right)^2 + i w \frac{\omega}{c} \frac{2\epsilon}{a}$  [5],  $\mu_n$  —  $n$ -й корень функции  $J_0(x)$ . Если  $|w| \gg |\epsilon''|$ , то поглощение в этом случае определяется в основном конечной проводимостью стенок резонатора. Определим полуширину спектральной линии условием, что на краю линии ее интенсивность уменьшается вдвое. Это приводит к следующей оценке полуширины линии поглощения:

$$\Delta \omega_{nk} = 4,1 \frac{c}{a} \left| \frac{d\omega}{V\epsilon d\omega} \right|^{-1} \left( V \sqrt{\frac{\sigma}{\omega \mu_1}} \right)_{\omega=\omega_{nk}}, \quad (32)$$

где  $\sigma$  — проводимость стенок резонатора,  $\mu_1$  — магнитная проницаемость стенок. Все значения берутся при  $\omega = \omega_{nk}$ , и  $\omega_{nk}$  определяется соотношением (9).

Если  $|\omega| \ll |\epsilon''|$ , то полуширина линии

$$\Delta\omega_{nk} = 0,86 \left| \frac{d\omega}{\sqrt{\epsilon} d\omega} \frac{\sqrt{\epsilon}}{\epsilon} \frac{\epsilon''}{\epsilon} \right|_{\omega=\omega_{nk}} \quad (33)$$

Если  $|\omega|$  и  $|\epsilon''|$  одного порядка, то полуширина линии определяется суммой (32) и (33). Заметим, что уширение спектральных линий излучения в (32) и в (33) по-разному зависит от величины  $\omega_{nk}$ . Например, если в пределах линии сплескерация генератора и проводимости несущественна, то  $\Delta\omega_{nk}$  в (32) зависит от частоты, как  $\omega_{nk}^{-1/2}$ , в то время как соответствующее выражение в (33) просто пропорционально частоте. Детальный расчет интенсивности переходного излучения в резонаторе с потерями показывает, что полная энергия излучения в линии с точностью до малых величин  $\omega$  и  $\epsilon''$  определяется формулой (10), а распределение энергии излучения по линии — множителем (31).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Б. М. Болотовский, УФН, 75, 295 (1961).
2. Ф. Г. Басс, В. М. Яковенко, УФН, 86, 189 (1965).
3. О. А. Колпаков, В. И. Котов, ЖТФ, 34, 1387 (1964).
4. К. А. Барсуков, ЖТФ, 30, 1337 (1960).
5. Л. Г. Нарышкина, К. А. Барсуков, ЖТФ, 33, 444 (1963).
6. К. А. Барсуков, Л. Г. Нарышкина, Вопросы радиофизики и спектроскопии, вып. 2, изд. Сов. радио, М., 1966.

Московский государственный педагогический институт  
им. В. И. Ленина

Поступила в редакцию  
26 мая 1969 г.,  
после объединения  
16 февраля 1971 г.

## THE TRANSIENT RADIATION THEORY IN THE RESONATOR WITH A DIELECTRIC

A. S. Adamchuk, L. G. Naryshkina

The excitation of the cylindrical resonator filled with a dielectric is considered by the transient radiation occurring when the resonator ends are transversed by a charged particle. It is shown that when Vavilov—Cerenkov radiation conditions are satisfied and under the definite relations between the parameters of the problem the intensive radiation of the type mentioned occurs. The influence of the finite sizes of the radiator on the value of the radiation energy is discussed. Using the approximative Leon-tovich boundary conditions, the influence of the conductivity of the resonator walls on the spectrum and radiation energy is investigated.