

УДК 621.372.8

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО КОЛЬЦА ПРИ ПРОЛЕТЕ ВОЗЛЕ СТЫКА ДВУХ КРУГЛЫХ ВОЛНОВОДОВ

Г. В. Воскресенский, В. Н. Курдюмов

Исследуются спектральные характеристики излучения, сопровождающего пролет заряженного или токового кольца мимо элементарной неоднородности в волноводе, и оцениваются полные радиационные потери. Показано, что потери на излучение тонкого однородно заряженного кольца пропорциональны кинетической энергии источника; для кольцевого тока заданной величины радиационные потери пропорциональны кубу энергии кольца.

Расчет излучения электромагнитных волн, сопровождающего пролет электронных колец вблизи стыка двух круглых волноводов, позволяет выяснить некоторые общие закономерности радиационных потерь, учет которых необходим при разработке коллективных методов ускорения [1, 2].

Рассмотрим два круглых волновода радиусов a и b , соединенных между собой фланцем в плоскости $z = 0$ (в соответствии с симметрией задачи будем использовать цилиндрическую систему координат).

В круглом однородном волноводе равномерно движущийся источник не излучает. Электромагнитное поле движущегося в волноводе заряженного кольца в собственной системе координат представляет собой электростатическое или магнитостатическое поле кольца в трубе. Математически это соответствует отсутствию распространяющихся волноводных гармоник в разложении поля движущегося источника по собственным волнам однородного волновода. Наличие неоднородностей волноводной структуры приводит к возбуждению свободно распространяющихся гармоник, т. е. к излучению.

В круглом волноводе могут распространяться собственные волны двух типов — E - и H -вида. Эти волны существуют независимо, и возбуждение их определяется лишь видом источника поля. При исследовании потерь энергии на излучение движущимися электронными кольцами следует рассматривать поле излучения обеих поляризаций. Равномерно движущееся вдоль оси структуры и вращающееся вокруг этой оси заряженное кольцо можно описать заданием вектора плотности тока \mathbf{j} с двумя компонентами. Продольная компонента j_z , связанная с поступательным движением заряженного кольца, возбуждает продольные электрические волны (E -волны). Поперечная составляющая вектора плотности тока j_φ , обусловленная вращением заряженного кольца, возбуждает продольные магнитные волны (H -волны).

Для равномерно движущегося вдоль оси z со скоростью $v_z = v$ и вращающегося со скоростью v_φ кольца с радиусом ρ и полным зарядом Q , равномерно распределенным по его длине, плотность тока равна

$$\mathbf{j} = vQ \frac{\delta(r - \rho)}{2\pi a} \delta(z - vt). \quad (1)$$

Полное поле в структуре будем представлять в виде суммы поля источника $E^0, H^0(r, t)$ и суперпозиции собственных волноводных волн E^1, H^1 , которую нужно добавить к полю источника для того, чтобы удовлетворить краевым условиям. Для волн E -типа отличны от нуля составляющие электромагнитного поля E_z, E_r, H_φ ; для продольных H -волн — соответственно H_z, H_r, E_φ . Все поля представим в виде разложений в интеграл Фурье по частоте

$$E(r, t) = \int_{-\infty}^{\infty} E_\omega(r) e^{-i\omega t} d\omega, \quad H(r, t) = \int_{-\infty}^{\infty} H_\omega(r) e^{-i\omega t} d\omega.$$

Подробное рассмотрение проведем на примере продольных E -волн, а для другой поляризации изложим основные результаты расчета.

Поле заряженного кольца в однородном волноводе радиуса R на частоте ω имеет вид

$$E_{z\omega}^0 = \frac{ikQ}{\pi c \beta^2 \gamma^2} \left\{ \left[I_0(\Gamma r) K_0(\Gamma \rho) \right] - I_0(\Gamma r) \frac{K_0(\Gamma R)}{I_0(\Gamma R)} \right\} \exp\left(i \frac{\omega}{v} z\right), \quad (2)$$

$$E_{r\omega}^0 = \frac{Q\Gamma}{\pi v} \left\{ \left[-I_1(\Gamma r) K_0(\Gamma \rho) \right] + I_1(\Gamma r) \frac{K_0(\Gamma R)}{I_0(\Gamma R)} \right\} \exp\left(i \frac{\omega}{v} z\right),$$

$$H_{\varphi\omega}^0 = \beta E_{r\omega}^0.$$

Здесь $k = \omega/c$ — волновое число, $\beta = v/c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ — кинетическая энергия заряженного кольца, отнесенная к энергии покоя, $\Gamma = |k/\gamma\beta|$; верхнюю строчку в квадратных скобках следует брать при $r \leq \rho$, нижнюю при $r \geq \rho$.

Решение однородных уравнений Максвелла, которое следует добавить к полю вида (2) в каждой из областей для того, чтобы удовлетворить граничным условиям, может быть записано в виде

при $z \leq 0$

$$E_{z\omega} = -i \sum_n A_n \frac{\gamma_n}{a} J_0\left(\frac{\gamma_n}{a} r\right) \exp(-ih_n z), \quad (3)$$

$$E_{r\omega} = \sum_n A_n h_n J_1\left(\frac{\gamma_n}{a} r\right) \exp(-ih_n z),$$

$$H_{\varphi\omega} = -k \sum_n A_n J_1\left(\frac{\gamma_n}{a} r\right) \exp(-ih_n z),$$

при $z \geq 0$

$$E_{z\omega} = i \sum_n B_n \frac{\gamma_n}{b} J_0\left(\frac{\gamma_n}{b} r\right) \exp(ix_n z),$$

$$E_{r\omega} = \sum_n B_n x_n J_1\left(\frac{\gamma_n}{b} r\right) \exp(ix_n z),$$

$$H_{\varphi\omega} = k \sum_n B_n J_1\left(\frac{\gamma_n}{b} r\right) \exp(ix_n z).$$

Здесь $h_n = \sqrt{k^2 - (\gamma_n/a)^2}$, $x_n = \sqrt{k^2 - (\gamma_n/b)^2}$ — постоянные распространения волн в волноводе радиуса a и b соответственно, $J_0(x)$, $J_1(x)$ — функции Бесселя, γ_n — корни уравнения $J_0(x) = 0$. В обеих областях рассеянное поле представляется в виде набора волн, расходящихся от места сочленения волноводов.

Потребовав выполнения граничных условий на стыке волноводов, т. е. равенства нулю касательной компоненты электрического поля E_r при $z = 0$, $a \leq r \leq b$ и непрерывности E_r , H_φ при $z = 0$, $r \leq a$, можно получить систему уравнений для коэффициентов возбуждения собственных волн. Искомые коэффициенты B_n должны удовлетворять следующей бесконечной линейной алгебраической системе уравнений:

$$B_n x_n + \sum_{s=1}^{\infty} \alpha_{ns} B_s = f_n \quad (n = 1, 2, \dots), \quad (4)$$

где

$$\alpha_{ns} = 4 \left(\frac{a}{b} \right)^2 \frac{y_n J_0(y_n) y_s J_0(y_s)}{J_1^2(\nu_n)} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{h_m}{(\nu_m^2 - y_n^2)(\nu_m^2 - y_s^2)},$$

$$y_n = \frac{a}{b} \nu_n, \quad \Phi = \frac{K_0(\Gamma b)}{I_0(\Gamma b)} - \frac{K_0(\Gamma a)}{I_0(\Gamma a)},$$

$$f_n = - \frac{2Q\Gamma I_0(\Gamma\rho)}{\pi\nu} \frac{y_n J_0(y_n)}{J_1^2(\nu_n)} \left\{ \frac{2\beta}{k} \left(\frac{a}{b} \right)^2 \Gamma I_0(\Gamma a) \Phi \sum_{m=1}^{\infty} \frac{h_m}{(\nu_m^2 - y_n^2)(\Gamma^2 a^2 + \nu_m^2)} + \frac{1}{\Gamma I_0(\Gamma a)(\Gamma^2 b^2 + \nu_n^2)} \right\}. \quad (5)$$

Коэффициенты A_m выражаются при этом через B_n :

$$A_m = - \frac{2}{J_1(\nu_m)} \left\{ \sum_{s=1}^{\infty} B_s \frac{y_s J_0(y_s)}{\nu_m^2 - y_s^2} + \frac{Q\Gamma a I_0(\Gamma\rho) I_0(\Gamma a) \Phi}{\pi\nu\Gamma(\Gamma^2 a^2 + \nu_m^2)} \right\}. \quad (6)$$

Потери энергии движущегося источника на излучение можно рассчитывать двумя способами. Первый способ состоит в вычислении полного потока энергии через сечения волноводов S_1 и S_2 :

$$\begin{aligned} W &= \frac{c}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_{S_1+S_2} [E(t)H(t)] d\sigma = \pi c \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{S_1+S_2} E_{r\omega} H_{\varphi\omega}^* r dr = \\ &= 2 \int_0^{\infty} W_\omega d\omega. \end{aligned} \quad (7)$$

Спектральная плотность излученной энергии W оказывается равной

$$W_\omega = \frac{\pi a^2 \omega}{2} \left[\sum_{n < i} h_n J_1^2(\nu_n) |A_n|^2 + \left(\frac{b}{a} \right)^2 \sum_{n < l} x_n J_1^2(\nu_n) |B_n|^2 \right], \quad (8)$$

где в суммах учитываются лишь волны, свободно распространяющиеся при данной частоте ω ; i — число волн в узком волноводе, l — в широком. Отсюда ясно, что в качестве нижнего предела при интегрировании по частоте в (7) следует брать критическую частоту низшей моды в широком волноводе $(kb)_{\text{низ}} = \nu_1$.

Второй способ расчета потерь заключается в вычислении реакции излучения, т. е. работы поля излучения над источником:

$$T = \int_{-\infty}^{\infty} dt \int_V E(t) j(t) dv = (2\pi)^2 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_0^a E_{z\omega} j_{z,-\omega} r dr = \quad (9)$$

$$= Q \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int_{-\infty}^{\infty} E_{z\omega}(r = \rho) \exp\left(-i \frac{\omega}{v} z\right) dz = 2 \int_0^{\infty} T_{\omega} d\omega.$$

Спектральная плотность потерь T_{ω} имеет вид

$$T_{\omega} = Qa \sum_n \left\{ A_n \frac{\nu_n J_0\left(\frac{\nu_n}{a} \rho\right) \left(h_n - \frac{k}{\beta}\right)}{(\Gamma a)^2 + \nu_n^2} - B_n \frac{b}{a} \frac{\nu_n J_0\left(\frac{\nu_n}{b} \rho\right) \left(x_n + \frac{k}{\beta}\right)}{(\Gamma b)^2 + \nu_n^2} \right\}. \quad (10)$$

Выражение (10) отлично от нуля на всех частотах, в том числе и при $kb < \nu_1$, когда отсутствуют потоки энергии в волноводы, т. е. $W_{\omega} = 0$. Это различие объясняется тем, что реакция излучения включает в себя изменение собственной электромагнитной энергии поля заряженного кольца при переходе из узкой трубы в широкую. Потоки энергии излучения в волноводе W и полную реакцию излучения T можно связать с помощью соотношения баланса энергии (теоремы Пойнтинга). Применим это соотношение к некоторому конечному объему неоднородной структуры, заключенному между двумя сечениями S_1 и S_2 ($z = \pm L$), удаленными сравнительно далеко от плоскости $z = 0$. При достаточно малых временах (источник еще не долетел до плоскости $z = -L$) и достаточно больших временах (источник давно пролетел сечение $z = L$) поле в рассматриваемом объеме отсутствует. Интегрируя соотношение баланса энергии по рассматриваемому объему и по всем моментам времени (от $-\infty$ до ∞), легко получить равенство

$$\int_V \mathbf{j}_{\omega} \mathbf{E}_{-\omega} dV = -\frac{c}{4\pi} \int_{S_1+S_2} [E_{\omega} H_{-\omega}] ds. \quad (11)$$

В интеграл по объему, стоящий в левой части этого соотношения, входит лишь поле излучения E_{ω}^1 , и он совпадает, таким образом, с реакцией излучения T_{ω} , определяемой по (9).

Поверхностные интегралы в правой части (11) состоят из четырех слагаемых:

$$\int_{S_1+S_2} \{ [E_{\omega}^1 H_{\omega}^{1*}] + [E_{\omega}^0 H_{\omega}^{0*}] + [E_{\omega}^0 H_{\omega}^{1*}] + [E_{\omega}^1 H_{\omega}^{0*}] \} ds. \quad (12)$$

Первое слагаемое совпадает со спектральной составляющей суммарного потока поля излучения в оба волновода W_{ω} (см. (7), (8)). Второе слагаемое отлично от нуля из-за разницы в сечениях S_1 ($r \leq a$) и S_2 ($r \leq b$) и характеризует изменение собственной энергии поля источника при переходе из узкого волновода в широкий:

$$\begin{aligned} \Delta P_{\omega} &= \frac{c}{4\pi} \int_{S_1+S_2} [E_{\omega}^0 H_{\omega}^{0*}] ds = \\ &= \frac{2Q^2}{\pi c} \frac{I_0^2(\Gamma\rho)}{4\beta} \left\{ \left[\frac{1}{I_0^2(\Gamma b)} - \frac{1}{I_0^2(\Gamma a)} \right] - 2 \left(1 + \Gamma\rho \frac{I_1(\Gamma\rho)}{I_0(\Gamma\rho)} \right) \Phi \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

В соответствии с выражением (13) можно найти спектральную составляющую разности потоков собственного поля источника ΔP через регулярные волноводы радиусов a и b :

$$\Delta P = 2 \int_0^{\infty} \Delta P_{\omega} d\omega. \quad (14)$$

Можно показать, что величина ΔP совпадает с величиной $\Delta W = W_a - W_b$, где W_R — энергия собственного электромагнитного поля заряженного кольца, равномерно движущегося в идеально проводящей трубе радиуса R . Следует отметить, что спектральные плотности ΔP_ω и ΔW_ω не совпадают. Как видно из формул (13), (14), величина ΔP пропорциональна кинетической энергии источника γ . Третье и четвертое слагаемые в (12), содержащие перекрестные члены, характеризуют интерференцию собственного поля источника и поля излучения. При достаточно больших L эти слагаемые становятся пренебрежимо малыми.

Таким образом, на малых частотах, когда потоки излучения в волноводы отсутствуют, реакция излучения T_ω определяется преобразованием поля и равна разности потоков собственного поля источника ΔP_ω . Из выражения (13) видно, что величина ΔP_ω меняет знак при изменении направления движения источника на противоположное. На более высоких частотах, когда появляются потоки излучения в волноводы W_ω , реакция излучения представляет сумму

$$T_\omega = W_\omega + \Delta P_\omega. \quad (15)$$

Решение системы уравнений (4) с правой частью (5) определяет электромагнитное поле движущегося источника в рассматриваемой неоднородной структуре. Так как характеристики источника входят лишь в правую часть уравнений (4), анализ выражения (5) позволяет сделать некоторые выводы о свойствах возбуждаемого поля еще до численного решения. Движущееся электронное кольцо генерирует непрерывный спектр частот. Нижней границей спектра служит при этом, очевидно, пороговая частота нижней моды широкого волновода. В области больших частот интенсивность излучения экспоненциально падает (по закону $\exp(-2\Gamma(a - \rho))$; $\Gamma\rho, \Gamma a \gg 1$). Видно, что с ростом энергии поступательного движения кольца γ спектр излучения расширяется пропорционально скорости β . Для заданной частоты ω с ростом энергии ($\gamma \rightarrow \infty$) выражение (5) перестает зависеть от γ и достигает предельного значения:

$$f_n = - \frac{2Q}{\pi v b} \frac{J_0(y_n)}{v_n^2 J_1^2(v_n)}. \quad (16)$$

Отметим, что зависимость амплитуды спектральной гармоники поля излучения от радиуса ρ описывается лишь множителем $I_0(\Gamma\rho)$.

Таким образом, интенсивность излучения возрастает с увеличением радиуса кольца. Простая зависимость спектральной плотности излучения от радиуса позволяет производить весь сложный расчет распределения интенсивности излучения лишь для случая $\rho = 0$, т. е. для точечного заряда Q . Бесконечная система уравнений (4) решалась численно с помощью ЭВМ. Для приближенного решения ее удерживалось конечное число N уравнений; причем при суммировании в выражении для коэффициентов a_{ns} также учитывается лишь конечное число членов ρ . В проведенных вычислениях обычно принималось $N = 20$, $\rho = 40$; результаты проверочных расчетов для системы с числом уравнений в два раза меньшим и с $\rho = 20$ практически не отличались от приводимых ниже.

Радиационные потери рассчитывались для структур разной геометрии, определяемой параметром b/a при различных энергиях источника. Зависимость спектральной плотности потерь от геометрии структуры ясно видна из рис. 1, на котором изображена величина $W_\omega / \frac{2Q^2}{\pi c}$ в функции kb . Как следует из рисунка, при уменьшении величины a/b спектральная плотность потерь стремится к пределу, отвечающему спектру

переходного излучения заряда в круглом волноводе с металлическим торцом:

$$W_{\omega}^{\text{пер}} = \frac{2Q^2\omega}{\pi v^2} \sum_{n < l} \frac{\nu_n^2}{J_1^2(\nu_n) \kappa_n [\nu_n^2 + (\Gamma b)^2]^2}. \quad (17)$$

Предельный спектр изображен на рис. 1 штриховой линией; видно, что в низкочастотной области он достигается при меньших значениях

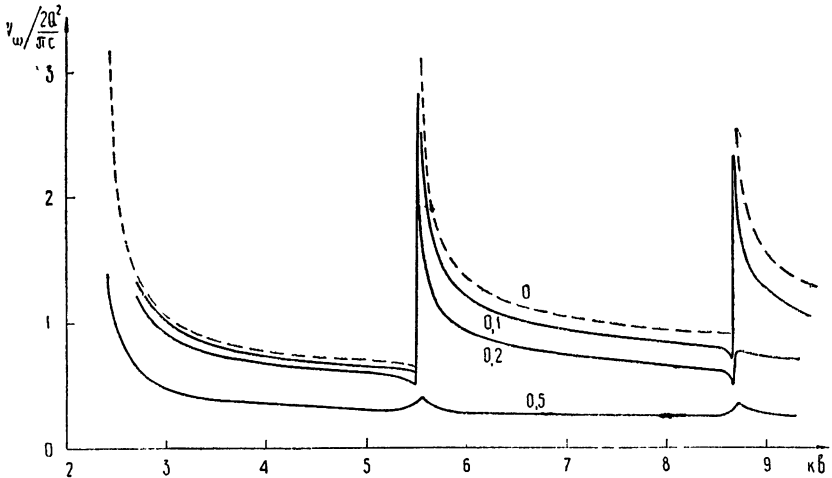


Рис. 1. Зависимость спектральной плотности потерь от геометрии структуры при указанных значениях параметра a/b .

a/b . В области высоких частот спектр структуры с конечным значением a/b заведомо отличается от предельного, поскольку он экспоненциально зарезается.

На рис. 2 приведена спектральная плотность потерь на излучение при различных энергиях источника для структуры с $a/b = 0,5$. Графики построены для случая точечного заряда ($\rho = 0$); распределения для других радиусов кольца отличаются лишь множителем $I_0^2(\Gamma\rho)$. Спектральные распределения потерь имеют характерные изломы вблизи пороговых частот структуры, соответствующих началу распространения собственных волн в каждом из волноводов. Эти изломы значительно ярче выражены на малых частотах при фиксированной геометрии структуры и для структур с более резким перепадом радиусов. Качественные особенности спектральных распределений и, в частности, зависимости их от γ , следующие из анализа правых частей неоднородных уравнений f_n , как видно из приводимых графиков, подтверждаются расчетами. Видно, что с ростом κa интенсивность потерь значительно убывает, причем этот спад проявляется тем раньше, чем меньше энергия кольца.

При фиксированном значении частоты интенсивность потерь с ростом γ стремится к некоторому предельному значению. О степени приближения к «предельному спектру» можно судить по рис. 3, где приведена зависимость $W_{\omega} = W_{\omega}(\gamma)$ для $a/b = 0,2$ при $\kappa a = 1,5$ и $4,0$.

Полные потери на излучение определялись численным интегрированием (по ω) выражений (8). Результаты интегрирования для структур с $a/b = 0,2$ и $0,5$ приведены на рис. 4. Для большей наглядности на графиках изображено отношение потерь на излучение к энергии кольца.

С ростом γ , как видно из рис. 4, это отношение стремится к постоянной величине ω_{∞}^a (зависящей от радиуса кольца), и, таким образом, потери,

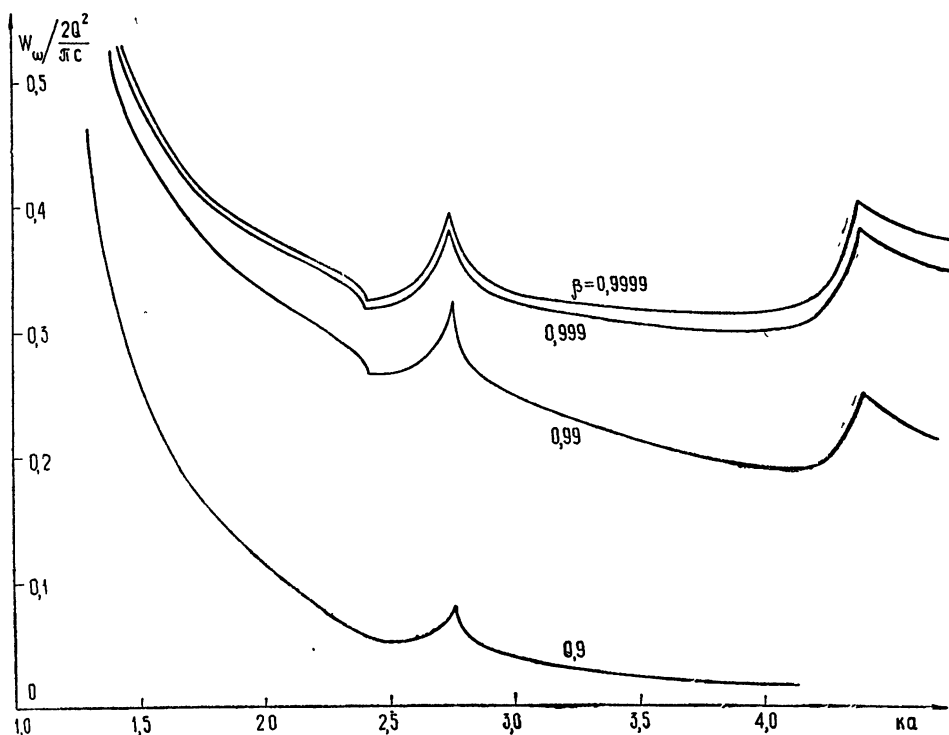


Рис. 2. Зависимость спектральной плотности потерь от энергии источника при заданных значениях параметра β .

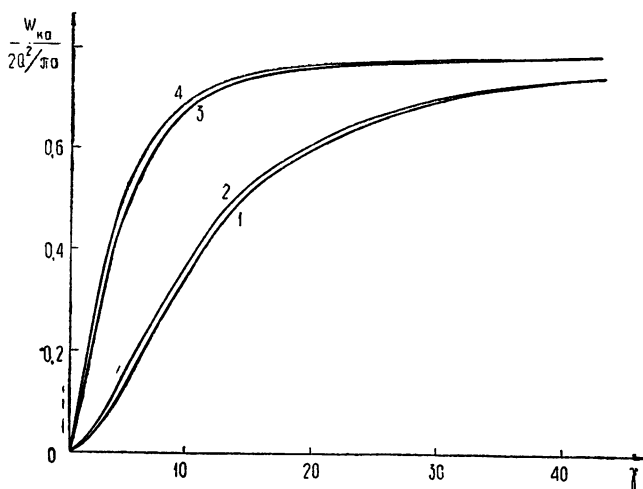


Рис. 3. Достижение предельной интенсивности излучения при больших γ :

1 — $ka = 4$, $\rho = 0$; 2 — $ka = 4$, $\rho/a = 0,8$; 3 — $ka = 1,5$, $\rho = 0$; 4 — $ka = 1,5$, $\rho/a = 0,8$.

на излучение линейно растут. На этом же рисунке штриховыми линиями изображена величина ΔP , необходимая для расчета реакции излучения.

Обратим внимание на различие реакции излучения T при смене направления движения источника. С учетом выражения (10) и системы

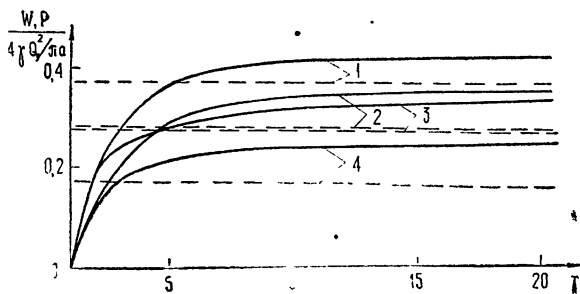


Рис. 4. Отношение потерь на излучение к энергии в зависимости от энергии заряженного кольца;

1 — $a/b = 0,2$, $\rho/a = 0,8$; 2 — $a/b = 0,2$, $c = 0$; 3 — $a/b = 0,5$, $\rho/a = 0,8$;
4 — $a/b = 0,5$, $c = 0$.

уравнений (4) можно убедиться, что при смене направления движения в области частот $0 < kb < v_1$ $T_\omega = \Delta P_\omega$ и лишь меняет знак. В области частот, где имеется излучение в волноводы, как показали проведенные расчеты, при изменении знака скорости источника сохраняется суммарный поток поля излучения в оба волновода на данной частоте. Постоянство полной интенсивности излучения не означает при этом сохранения потока излучения в каждый волновод; распределение излучения по волноводам и по отдельным волноводным гармоникам может существенно меняться. Как видно из рис. 4, при малых скоростях изменение энергии ΔP превышает энергию излучения W и реакция излучения не меняет знака при смене направления движения, т. е. при пролете из узкого волновода в широкий заряд тормозится, а при пролете в обратном направлении движения — ускоряется. Физической причиной этого является взаимодействие заряда при пролете широкого волновода с зарядами, наведенными на фланце в плоскости стыка. При больших γ излучение является преобладающим фактором и заряд всегда тормозится при пролете возле неоднородности.

Совершенно аналогично может быть рассмотрено излучение волн магнитной поляризации токовым кольцом с полным током I . В случае, когда ток создается движением зарядов вдоль электронного кольца со скоростью v_φ , полный ток равен $I = Qv_\varphi/2\pi r$.

Потери движущегося токового кольца на излучение, определяемые по потокам энергии возбуждаемых волноводных волн, оказываются равными

$$W_\omega = \frac{\pi a^2 c}{2k} \sum_n J_0^2(\mu_n) \left[h_n |A_n|^2 + \left(\frac{b}{a}\right)^2 x_n |B_n|^2 \right], \quad (18)$$

где суммирование ведется по всем распространяющимся волнам данной частоты. Коэффициенты возбуждения собственных волн магнитной поляризации в широком волноводе B_n находятся из уравнений

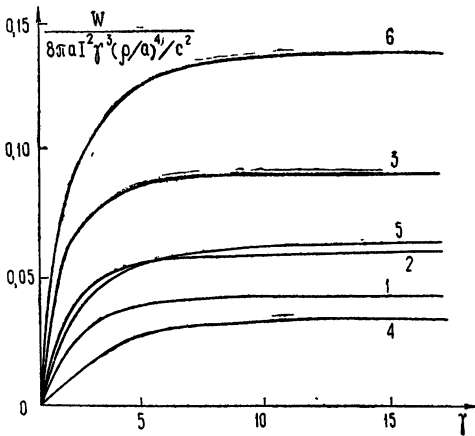
$$B_n + \sum_{m=1}^{\infty} \alpha_{nm} B_m = f_n \quad (n = 1, 2, \dots), \quad (19)$$

$$\alpha_{nm} = 4x_m \frac{J_1(y_m) J_1(y_n)}{J_0^2(\mu_n)} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{y_s^2}{h_s^2 (\mu_s^2 - y_m^2) (\mu_s^2 - y_n^2)},$$

$$y_n = \frac{a}{b} \mu_n, \quad h_n = \sqrt{k^2 - (\mu_n/a)^2}, \quad x_n = \sqrt{k^2 - (\mu_n/b)^2},$$

μ_n — корни уравнения $J_1(\mu) = 0$;

$$f_n = \frac{4ik\rho II_1(\Gamma\rho)}{\beta c^2} \frac{J_1(y_n)}{J_0^2(\mu_n)} \left\{ 2 \left(\frac{a}{b} \right)^2 \frac{ka}{\beta} I_1(\Gamma a) \times \right. \\ \left. \times \Phi \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{(\mu_m^2 - y_n^2) (\mu_m^2 + \Gamma^2 a^2)} - \frac{1}{I_1(\Gamma a) [\mu_n^2 + (\Gamma b)^2]} \right\}, \quad (20)$$



$$\Phi = \frac{K_1(\Gamma b)}{I_1(\Gamma b)} - \frac{K_1(\Gamma a)}{I_1(\Gamma a)}.$$

Не останавливаясь на характеристиках спектров излучения, приведем лишь окончательные результаты для полных интегральных потерь энергии на излучение. На рис. 5 изображены графики энергетической зависимости величины

$$W / \frac{8\pi a I^2}{c^2} \gamma^3 \left(\frac{\rho}{a} \right)^4.$$

С ростом энергии кривые стремятся к горизонтальным асимптотам w_{∞}^m , что соответствует кубичной зависимости радиационных потерь от энергии. Спектральная плотность разности потоков энергии собственного поля кольцевого тока ΔP_{ω} определяется формулой

Рис. 5. Отношение потерь на излучение к кубу энергии в зависимости от энергии токового кольца:

$a/b=0,5$ (1 — $\rho/a=0,2$; 2 — $\rho/a=0,6$; 3 — $\rho/a=0,8$),
 $a/b=0,9$ (4 — $\rho/a=0,2$; 5 — $\rho/a=0,6$; 6 — $\rho/a=0,8$).

$$\Delta P_{\omega} = \frac{2\pi I^2 \rho^2 I_1^2(\Gamma\rho) \gamma^3}{a\beta c^2} \left\{ \left[\frac{1}{I_1^2(\Gamma b)} - \frac{1}{I_1^2(\Gamma a)} \right] - 2\Phi \left(1 + \Gamma\rho \frac{I_0(\Gamma\rho)}{I_1(\Gamma\rho)} \right) \right\}. \quad (21)$$

Отметим, что для рассматриваемой магнитной поляризации потери на излучение оказываются меньше вклада в силу реакции излучения, обусловленную переформированием собственного поля токового кольца. В результате этого реакция излучения будет иметь разные знаки в зависимости от направления движения источника: при пролете из узкого волновода в широкий токовое кольцо тормозится, при обратном направлении пролета — ускоряется.

В заключение сопоставим вклады на излучение волн различной поляризации в полные потери заряженного кольца, движущегося вдоль оси структуры и вращающегося вокруг оси. Если продольная энергия кольца γ , а безразмерная поперечная скорость β_{ρ} , то полные потери энергии на возбуждение электрических волн W^e и магнитных волн W^m связаны соотношением

$$W^M = W^3 \frac{\omega_\infty^M}{\omega_\infty^3} \left(\frac{\rho}{a} \gamma \beta_\phi \right)^2. \quad (22)$$

Это соотношение справедливо при таких значениях энергии кольца γ , когда потери достигают своих асимптотических значений ω_∞^3 и ω_∞^M . Величина $\gamma \beta_\phi$ во время ускорения вращающегося заряженного кольца остается инвариантной, причем значение ее не может превышать единицы. Из выражения (22) следует, что потери на возбуждение магнитных волн всегда меньше, чем на возбуждение электрических волн, так как величины $\omega_\infty^M/\omega_\infty^3$, ρ/a меньше единицы.

Авторы благодарны Б. М. Болотовскому, Э. Л. Бурштейну и М. Л. Левину за интерес к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 В. И. Векслер, В. П. Саранцев. Атомная энергия, 24, № 4, 317 (1968).
- 2 Дж. Д. Лосн, Тр 7-й Международной конференции по ускорителям, Ереван, 1969.

Поступила в редакцию
29 мая 1970 г.

RADIATION FROM AN ELECTRON RING PASSING NEAR JUNCTION OF TWO CIRCULAR WAVEGUIDES

G. V. Voskresenskii, V. N. Kurdyumov

The spectral characteristics of radiation accompanying the travel of the charged or current ring near an elementary discontinuity in the waveguide are investigated. The total radiation losses are estimated. The radiation losses of a thin uniform charged ring are shown to be proportional to the kinetic energy of the source. For the given value of the ring current the radiation losses are proportional to the cube of the ring energy.