

01;09;10

Физические механизмы переходного излучения электромагнитных импульсов

© В.А. Балакирев, Г.Л. Сидельников

Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт",
310108 Харьков, Украина

(Поступило в Редакцию 20 января 1998 г. В окончательной редакции 3 июня 1998 г.)

Представлены решения задач о возбуждении импульса электромагнитного излучения в различных генерационных схемах. Исследован физический механизм возбуждения излучения и выполнен анализ поля на основе эффекта переходного излучения сильнооточных релятивистских электронных пучков. Анализ эффективности рассмотренных генерационных схем показывает, что электронный КПД пучковых излучателей на базе переходного излучения может быть весьма значительным для параметров пучка, легко реализуемых в эксперименте.

Введение

Исследование механизмов генерации мощных коротких электромагнитных импульсов представляет интерес для ряда научных и прикладных исследований, в частности в связи с созданием импульсной радиолокационной техники нового поколения. Аналитические исследования и численное моделирование показывают [1,2], что переходное излучение, вызванное взаимодействием сильнооточного заряженного сгустка с ограниченным проводящим телом, обладает свойством широкополосности. При этом мощность излучения и форма электромагнитных импульсов (ЭМИ) определяются параметрами токового импульса и могут варьироваться в широких пределах.

Мощные генераторы микроволнового излучения на базе сильнооточных релятивистских электронных пучков (СРЭП) предназначены для получения узкополосных импульсных сигналов, длительность τ_p которых существенно превосходит период T высокочастотных электромагнитных колебаний ($\tau_p/T \gg 1$), и непригодны для генерации ЭМИ, при которых $\tau_p \lesssim T$. Дело в том, что генерация узкополосных сигналов обусловлена и поддерживается резонансным характером процесса электрообмена электронов пучка и возбуждаемого электромагнитного поля. При этом процесс группировки частиц пучка в сгустки (модуляция) и соответственно возбуждение микроволнового излучения происходят за времена, существенно превосходящие период СВЧ поля. Из сказанного ясно, что для эффективной генерации ЭМИ сильнооточными пучками необходимо использовать нерезонансные (ударные) механизмы излучения, например такие, как спонтанное когерентное переходное излучение, тормозное излучение во внешнем магнитном поле или тормозное излучение короткоимпульсных пучков в собственных электромагнитных полях (импульсное излучение виртуального катода). Длительность генерируемого ЭМИ будет определяться длительностью тока сгустка, а мощность излученного ЭМИ — величиной тока сгустка и его энергией. Короткие электронные сгустки с длительностью 0.1–10 ns, с энергией 0.5–1 MeV и пиковыми токами 10–100 kA могут быть получены

либо преобразованием непрерывных электромагнитных пучков в последовательности электронных импульсов (модулированные пучки) [3], либо прямой генерацией СРЭП короткой и ультракороткой длительности в сильнооточных устройствах (диоды со взрывной эмиссией) [4].

Принципиально важной особенностью эффекта переходного излучения, возникающего при движении заряженной частицы в электрически (магнитно) неоднородной среде, является то, что излучение имеет место при постоянной скорости частиц [5]. Благодаря этому свойству в отличие от традиционных источников поле переходного излучения электронного пучка пропорционально его току [2], а не производной тока по времени, как в случае электрического диполя, или второй производной по времени, как в случае магнитного диполя.

В данной работе представлены результаты исследования генерации мощных ЭМИ короткой длительности на основе эффекта переходного излучения СРЭП.

Возбуждение ЭМИ при пересечении электронным сгустком проводящего экрана

Модель излучающего устройства изображена на рис. 1. Из вакуумной камеры дрейфа 1 через фольгу 2 электронный сгусток выводится в свободное пространство. Влияние цилиндрической границы камеры дрейфа на возбуждение переходного излучения не учитывается. При пересечении электронным сгустком проводящей плоскости, которая включает в себя фольгу 2 и проводящий экран 3, формируется ЭМИ.

Будем считать радиус экрана неограниченно большим. Кроме этого, пренебрежем изменением формы импульса сгустка (расходимостью частиц пучка) при его транспортировке к области взаимодействия. Плотность токового импульса представим в виде

$$\mathbf{j} = -\mathbf{e}_z \frac{I_b}{2\pi} \psi(r) I \left(t - \frac{z}{V_0} \right),$$

где

$$I\left(t - \frac{z}{V_0}\right) = \frac{1}{I_b} \int_{-\infty}^{\infty} I_{\omega} e^{-i\omega(t-z/V_0)} d\omega,$$

$\psi(r)$ — функция, описывающая поперечный профиль пучка; $I(t - z/V_0)$ задает форму сгустка как функцию продольной координаты z и времени t ; V_0 — скорость сгустка; I_b — максимальный ток пучка; I_{ω} — фурье-амплитуда полного тока.

Электромагнитное поле, возбуждаемое сгустком в области $z > 0$ (переходное излучение), описывается системой уравнений Максвелла, которую удобно свести к неоднородному уравнению Гельмгольца для φ -й фурье-компоненты магнитного поля

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial H_{\varphi}}{\partial r} + \frac{\partial^2 H_{\varphi}}{\partial z^2} + \left(k_0^2 - \frac{1}{r^2}\right) H_{\varphi} = \frac{4\pi}{c} \frac{\partial j}{\partial r}, \quad (1)$$

$k_0 = \omega/c$, ω — круговая частота, c — скорость света.

Для электронных сгустков малых поперечных размеров

$$\frac{r_b}{c\tau_b\gamma} \ll 1,$$

r_b — радиус сгустка, τ_b — его длительность, γ — релятивистский фактор, можно положить $\psi(r) = \delta(r)/r$, $\delta(r)$ — дельта-функция.

Уравнение (1), имеющее цилиндрическую симметрию, легко решается с помощью прямого и обратного преобразований Фурье–Бесселя.

Асимптотически оценивая поле при значении параметра $k_0R \gg 1$, получаем выражение для излученного импульса в дальней зоне [2]

$$H_{\varphi} = -\frac{2I_b}{cR} I(t - R/c) \frac{\beta \sin \Theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \Theta}, \quad (2)$$

$\beta = V_0/c$, R — расстояние от начала координат до точки наблюдения, Θ — угол между продольной осью симметрии Oz и вектором \mathbf{R} .

Из выражения (2) следует важный вывод, что импульс излучения в точности повторяет по форме импульс тока, т. е. пучковая антенна на переходном излучении обладает свойством широкополосности.

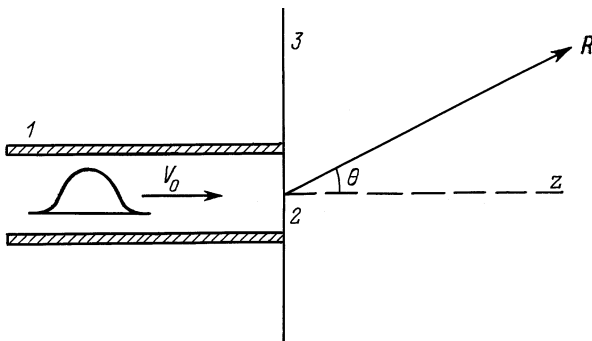


Рис. 1. Полуограниченный круглый волновод с бесконечным фланцем.

Остановимся на вопросе об эффективности преобразования кинетической энергии пучка в энергию ЭМИ. Полная излучаемая мощность (мощность, просуммированная по всем направлениям) связана с параметрами электронного сгустка соотношением

$$P_{\text{rad}} = 2I^2(t - R/c)F(\beta)P_b \frac{I_b}{I_A}, \quad (3)$$

где $P_b = I_b mc^2(\gamma - 1)/e$ — пиковая мощность электронного сгустка, $I_A = mc^3/e = 17 \text{ kA}$ — альфвеновский ток,

$$F(\beta) = \frac{1}{4(\gamma - 1)} \left(\frac{1 + \beta^2}{\beta} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} - 2 \right).$$

Полная излученная энергия находится интегрированием (3) по времени. Имеем

$$W_{\text{rad}} = \frac{2I_b^2}{c} (\gamma - 1) F(\beta) \int_{-\infty}^{\infty} I^2(t) dt. \quad (4)$$

Определим электронный КПД пучкового излучателя как отношение излученной энергии (4) к кинетической энергии сгустка

$$\eta = W_{\text{rad}}/W_{\text{kin}}, \quad (5)$$

где $W_{\text{kin}} = Qmc^2(\gamma - 1)/e$, $Q = I_b \int_{-\infty}^{\infty} I(t) dt$ — полный заряд сгустка.

Для гауссовского профиля

$$I(t) = \exp(-t^2/\tau_b^2) \quad (6)$$

интегрирование в (4) дает $W_{\text{rad}} = \sqrt{2}F(\beta)W_{\text{kin}}(I_b/I_A)$. Соответственно для КПД пучкового излучателя имеем

$$\eta = \sqrt{2}F(\beta)I_b/I_A.$$

Для электронного пучка с максимальным током 8 кА и энергией 1 MeV около 40% кинетической энергии трансформируется в энергию ЭМИ.

Возбуждение ЭМИ при инжекции электронного сгустка из полубесконечного волновода

1. Основные уравнения. Рассмотрим излучающую систему, выполненную в виде идеально проводящего полубесконечного цилиндрического волновода, торец которого закрыт идеально проводящей диафрагмой (фольгой), прозрачной для частиц пучка. Схема этого устройства повторяет приведенную на рис. 1 при отсутствии фланца. Электронный пучок выводится из волновода через диафрагму в свободное пространство. Сгусток имеет трубчатую форму. Толщиной сгустка будем пренебрегать и аппроксимируем его поверхностным током с плотностью

$$\mathbf{j} = -\mathbf{e}_z \frac{I_b}{2\pi} \frac{\delta(r - r_b)}{r_b} I\left(t - \frac{z}{V_0}\right). \quad (7)$$

Выражение (7) задает импульс тока, форма которого не изменяется при распространении. Для фурье-амплитуды плотности тока имеем выражение

$$\mathbf{j}_\omega = -\mathbf{e}_z \frac{I_\omega}{2\pi} \frac{\delta(r-r_b)}{r_b} e^{i\omega z/V_0}. \quad (8)$$

Задача нахождения излученного поля ЭМИ сводится к решению неоднородной системы уравнений Максвелла для фурье-амплитуды электромагнитного поля

$$\text{rot } \mathbf{E}_\omega - ik_0 \mathbf{H}_\omega = 0, \quad \text{rot } \mathbf{H}_\omega - ik_0 \mathbf{E}_\omega = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_\omega.$$

Разобьем пространство на три области: I — $\{r \leq r_b, z > 0\}$, II — $\{a \geq r > r_b, z > 0\}$, III — $\{r > a, \infty > z > -\infty\}$, a — радиус волновода. Условия для касательных компонент электромагнитного поля на границах сопряжения областей и поверхности идеального проводника имеют вид

$$\begin{aligned} r = r_b, \quad E_{z\omega}^{\text{II}}(z > 0) &= E_{z\omega}^{\text{I}}(z > 0), \\ H_{\varphi\omega}^{\text{I}}(z > 0) &= H_{\varphi\omega}^{\text{II}}(z > 0) + \frac{2I_\omega}{cr_b} e^{i\omega z/V_0}, \\ r = a, \quad E_{z\omega}^{\text{II}}(z > 0) &= E_{z\omega}^{\text{III}}(z > 0), \\ H_{\varphi\omega}^{\text{II}}(z > 0) &= H_{\varphi\omega}^{\text{III}}(z > 0), \\ E_z^{\text{III}}(z < 0) &= 0, \\ r \leq r_b, \quad E_r^{\text{II}}(z = 0) &= 0, \\ a \geq r > r_b, \quad E_r^{\text{II}}(z = 0) &= 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Поле излучения в каждой области ввиду аксиальной симметрии задачи будем искать в виде интегральной суперпозиции цилиндрических волн.

2. М а т е м а т и ч е с к а я м о д е л ь к р а е в о й з а д а ч и. Подставим выражения для компонент поля в граничные условия (9). Полученная система интегральных уравнений, согласно лемме Винера–Пэли–Рапопорта [6], определяет на комплексной k -плоскости связанную систему аналитических функций

$$\begin{aligned} (e_1 - e_2)J_0(vr_b) - e_3 H_0^{(1)}(vr_b) &= \varphi^+(k), \\ -i \frac{k_0}{v} \left[(e_1 - e_2)J_1(vr_b) - e_3 H_1^{(1)}(vr_b) \right] \\ &= \frac{2I_\omega}{cr_b} \frac{1}{2\pi i} (k-h)^{-1} + \phi^+(k), \\ e_2 J_0(va) + (e_3 - e_4)H_0^{(1)}(va) &= \Theta^+(k), \\ -i \frac{k_0}{v} \left[e_2 J_1(va) + (e_3 - e_4)H_1^{(1)}(va) \right] &= \lambda^+(k), \\ e_4 H_0^{(1)}(va) &= \varkappa^-(k), \end{aligned} \quad (10)$$

где $v = \sqrt{k_0^2 - k^2}$.

В соответствии с условием излучения выбирается та ветвь двухзначной функции $v(k)$, для которой $\text{Im } v \geq 0$,

$\text{Re } v \geq 0$, k — продольное волновое число, $J_n(vr)$ — функции Бесселя, $H_n^{(1)}(vr)$ — функция Ханкеля, $n = 0, 1$; $e_\alpha(k)$ — фурье-амплитуды полей, $\alpha = 1, 2, 3, 4$. Функции φ^+ , Φ^+ , Θ^+ , λ^+ — аналитические в верхней полуплоскости комплексной переменной k , \varkappa^- — в нижней; $h = \omega/V_0 + i0$. Из граничного условия на диафрагме ($z = 0$) имеем

$$e_1(k) = e_1(-k), \quad e_2(k) = e_2(-k), \quad e_3(k) = e_3(-k). \quad (11)$$

Учитывая (11), можно показать (следствие леммы Винера–Пэли), что имеет место связанная система, аналогичная (10), определяющая функция φ^- , ϕ^- , Θ^- , λ^- и \varkappa^+ аналитические соответственно в нижней и верхней k -полуплоскости. Таким образом, система функциональных уравнений (10) с учетом условий (11) эквивалентна следующей системе граничных задач Гильберта:

$$\varphi^+ - \varphi^- = 0, \quad (12)$$

$$\phi^+ - \phi^- = -\frac{2I_\omega}{cr_b} \frac{k}{\pi i(k^2 - h^2)}, \quad (13)$$

$$\varkappa^+ - \varkappa^- = \Theta^+ - \Theta^-, \quad (14)$$

$$\lambda^+ - \lambda^- = -iZ_2(\Theta^+ - \Theta^-), \quad (15)$$

$$Z_1(\Theta^+ + \Theta^-) + (Z_1 - Z_2)(\varkappa^+ + \varkappa^-)$$

$$\begin{aligned} -i(\lambda^+ + \lambda^-) + \frac{r_b J_0(vr_b)}{a J_0(va)} \left[Z_1^b(\varphi^+ + \varphi^-) \right. \\ \left. - i(\phi^+ + \phi^-) \right] = \frac{2I_\omega J_0(vr_b)}{ca J_0(va)} \frac{h}{\pi(k^2 - h^2)}, \end{aligned} \quad (16)$$

где

$$Z_1 = \frac{k_0 J_1(va)}{v J_0(va)}, \quad Z_2 = \frac{k_0 H_1^{(1)}(va)}{v H_0^{(1)}(va)}, \quad Z_1^b = \frac{k_0 J_1(vr_b)}{v J_0(vr_b)}.$$

Решения задач (12), (13) находятся тривиально по известному скачку на контуре сопряжения (вещественная ось). Учитывая также равенство (14), имеем

$$\varphi^+ \equiv \varphi^- \equiv 0, \quad \phi^+ = -\frac{I_\omega}{cr_b} \frac{1}{\pi i(k+h)},$$

$$\phi^- = \frac{I_\omega}{cr_b} \frac{1}{\pi i(k-h)}, \quad \varkappa^+ = \Theta^+, \quad \varkappa^- = \Theta^-. \quad (17)$$

Систему граничных задач (15), (16) с учетом соотношений (17) можно свести к следующему сингулярному интегральному уравнению для функции $\varkappa \equiv \varkappa^+ - \varkappa^-$:

$$2Z_1 \hat{\mathcal{L}}\varkappa - Z_2 \hat{\mathcal{L}}\varkappa - \hat{\mathcal{L}}Z_2 \varkappa = \frac{4I_\omega J_0(vr_b)}{ca J_0(va)} \frac{h}{\pi(k^2 - h^2)}. \quad (18)$$

Здесь $\hat{\mathcal{L}}$ есть оператор Коши. Найти решение сингулярного интегрального уравнения (18) в общем виде непросто. Однако в предельном случае малого радиуса волновода

$$k_0 a \ll 1 \quad (19)$$

уравнение (18) можно существенно упростить и решить приближенно. Действительно, пренебрегая в уравнении (18) членом, пропорциональным $Z_1 \approx k_0 a$, будем иметь

$$Z_2 \hat{L}\varkappa + \hat{L}Z_2 \varkappa = -\frac{4I_\omega}{ca} \frac{h}{\pi(k^2 - h^2)}. \quad (20)$$

Обозначим $U = Z_2 \varkappa$ и, используя формулы Сохоцкого, сведем уравнение (20) к неоднородной граничной задаче Гильберта для полуплоскости с контуром $\{k : \text{Im } k = 0\}$

$$U^+ = -Z_2 \varkappa^- - \frac{2I_\omega}{ca} \frac{h}{\pi(k^2 - h^2)}, \quad (21)$$

где U^+ и \varkappa^- — искомые функции.

Решение задачи (21) для \varkappa^- имеет вид

$$\varkappa^- = \frac{2I_\omega}{ca k_0} \frac{X^-(k)}{X^+(h)} \frac{\sqrt{(k_0 - k)(k_0 + h)}}{2\pi i(k - h)}.$$

В предельном случае (19) выражения для функций $X^\pm(k)$ имеют вид [7]

$$X^+ = \frac{\sqrt{\ln(i/\nu k_0 a)}}{\sqrt{k_0 + k} \ln \left[\frac{2i/\nu a \sqrt{2k_0(k_0 + k)}}{i\sqrt{\ln(i/\nu k_0 a)}} \right]},$$

$$X^- = \frac{\sqrt{k_0 - k} \ln \left[\frac{2i/\nu a \sqrt{2k_0(k_0 - k)}}{i\sqrt{\ln(i/\nu k_0 a)}} \right]}{i\sqrt{\ln(i/\nu k_0 a)}},$$

$$\nu = 1.781. \quad (22)$$

Для магнитного поля излучения в области $r > a$ имеем следующее выражение:

$$H_{\varphi\omega}^{\text{III}} = -\frac{2I_\omega}{ca} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{X^-(k)}{X^+(h)} \frac{H_1^{(1)}(\nu r)}{H_0^{(1)}(\nu a)} \times \sqrt{\frac{k_0 + h}{k_1 + k}} \frac{e^{ikz}}{2\pi(k - h)} dk. \quad (23)$$

Ограничиваясь главным членом разложения поля при $k_0 R \gg 1$ и используя представления (22) для функций $X^\pm(k)$, будем иметь

$$H_{\varphi\omega}^{\text{III}} = \frac{I_\omega}{c} \frac{e^{ik_0 R}}{R} \Lambda(\Theta, \omega) \cdot Y(\Theta), \quad (24)$$

где

$$Y(\Theta) = \frac{\beta \sin \Theta}{1 - \beta \cos \Theta} + \frac{\sin \Theta}{1 + \cos \Theta},$$

$$\Lambda(\Theta, \omega) = \ln \frac{2i}{\nu k_0 a \sqrt{2(\beta^{-1} + 1)}} / \ln \frac{2i}{\nu k_0 a \sqrt{2(1 + \cos \Theta)}}.$$

Первое слагаемое обусловлено излучением пучка заряженных частиц, тогда как второе слагаемое определяет излучение тока, наведенного пучком на поверхности проводника.

Электронный пучок излучает вперед под углом $\Theta \approx 1/\gamma$ к оси. Наведенный ток излучает назад. Максимум излучения наведенного тока приходится на угол

$\theta = \pi$. Это связано с направляющими свойствами тонкого цилиндрического проводника. Для конкретных расчетов параметров излучения был выбран токовый импульс гауссовской формы (6) с длительностью $\tau_b = 1$ ns.

Анализ поля ЭМИ, проведенный численно, показал, что длительность излученного импульса по отношению к импульсу тока несколько возрастает для углов Θ , близких к π . Вместе с тем ввиду слабой (логарифмической) зависимости функции $\Lambda(\theta)$ для углов Θ , не слишком близких к π , форма излученного ЭМИ весьма близка к форме токового импульса и практически ее повторяет. Полная излученная энергия ЭМИ может быть вычислена по формуле

$$W_{\text{rad}} = \frac{I_b^2 \tau_b}{c} \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi D(\Theta) d\Theta, \quad (25)$$

где

$$D(\Theta) = \sin \Theta \cdot Y^2(\Theta) \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \times \left[\text{Re} \int_0^\infty e^{-\Omega^2/4 - i\Omega\tau} \Lambda(\Theta, \Omega) d\Omega \right]^2,$$

$$\Omega \equiv \omega \tau_b, \quad \tau \equiv \frac{t}{\tau_b}.$$

На рис. 2 представлена зависимость энергии импульсного излучения от угла наблюдения для различных значений параметра γ . Видно, что для релятивистских энергий возбуждающего сгустка в области малых углов наблюдения диаграмма направленности имеет максимум. С ростом Θ для углов больших $\pi/2$, угловое распределение излученной энергии ЭМИ от γ практически не зависит. Это связано с тем, что излучение назад формируется на поверхности тонкого цилиндрического проводника током наведенных свободных зарядов, движущихся в направлении, противоположном направлению движения сгустка. В рамках рассматриваемой физической модели диаграмма направленности излученной энергии ЭМИ имеет особенность для углов наблюдения, близких к π , однако полная излученная энергия ЭМИ (энергия, просуммированная по всем углам) остается конечной, поскольку указанная особенность является интегрируемой. Все кривые на рис. 2 построены в масштабе максимума излученной энергии, отвечающего значению $\gamma = 10$.

Зависимость излучаемой мощности, отвечающей пиковому значению импульса, от полярного угла визуально повторяет приведенную на рис. 2 соответствующую зависимость для излученной энергии.

Определим эффективность предложенной схемы пучкового ЭМИ излучателя. Согласно (5), для гауссовского сгустка (6) имеем

$$\eta = \frac{1}{2\pi\sqrt{\pi}} \frac{I_b}{I_A} \frac{\int_0^\pi D(\Theta) d\Theta}{\gamma - 1}.$$

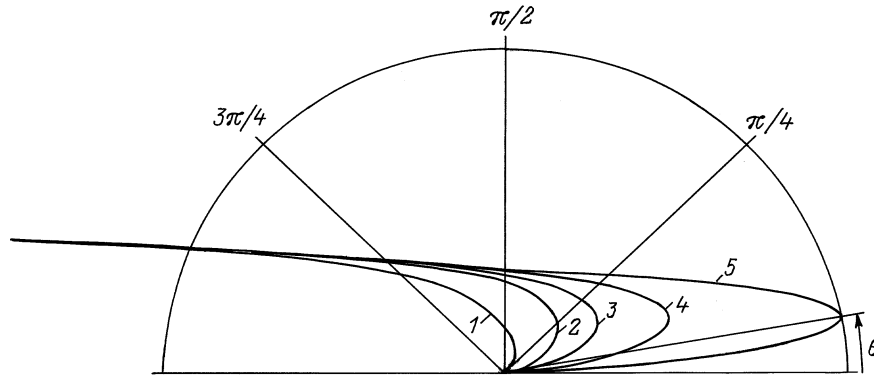


Рис. 2. Диаграмма направленности излученной энергии ЭМИ при $\gamma = 1.05$ (1), 2 (2), 3 (3), 5 (4), 10 (5).

Зависимость КПД излучателя от энергии возбуждающего сгустка для тока с пиковым значением $I_b = 3$ кА представлена на рис. 3. Относительная доля (ξ) энергии ЭМИ, излученной вперед, к энергии, излученной с поверхности проводника наведенным током, как функция релятивистского фактора γ (кинетической энергии сгустка) представлена на рис. 4.

Если интересоваться излучением вперед $\Theta < \pi/2$, то в (24) для релятивистского пучка можно положить $\Lambda(\Theta) = 1$. Выполняя интегрирование по частотам,

получим простое выражение для импульса излучения

$$H_{\varphi}^{\text{III}} = \frac{I(t - R/c)}{cR} Y(\Theta). \quad (26)$$

Как и в случае проводящего полупространства, форма импульса излучения вперед повторяет форму импульса тока пучка.

Возбуждение ЭМИ в коаксиальной линии

В работах [8,9] предложен способ возбуждения коротких (пикосекундных) ЭМИ мощностью $\gtrsim 10^9$ Вт путем сканирования РЭП на внутренней поверхности коаксиала при отсутствии жестких требований на синхронизм скорости сканирования и скорости волны заряда. Покажем, что возбуждение ЭМИ весьма эффективно может быть осуществлено на основе эффекта переходного излучения в специальном устройстве — коаксиальном конвертере.

Возможная схема такого устройства приведена на рис. 5. Из камеры дрейфа, выполненной в виде круглого волновода, импульсный электронный пучок попадает на центральный проводник, расположенный соосно с волноводом. В результате переходного излучения пучка в коаксиальной линии возбуждается импульс *ТЕМ*-поля.

Будем рассматривать электронный сгусток трубчатой формы (7). Радиус сгустка меньше радиуса внутреннего проводника. Разобьем свободное пространство внутри волновода на три области. Для определения импульса излучения используем метод граничной задачи Гильберта, развитый в предыдущем разделе. Поля в каждой из областей: *I* — $\{r < r_b, z < 0\}$, *II* — $\{b > r > r_b, z < 0\}$ и *III* — $\{a > r > b, \infty > z > -\infty\}$ ищем в виде интегралов по продольным волновым числам цилиндрических волн; a — радиус волновода, b — радиус центрального проводника. Воспользовавшись условиями непрерывности касательных компонент поля на границах сопряжения областей *I*, *II*, *III*, получим следующую

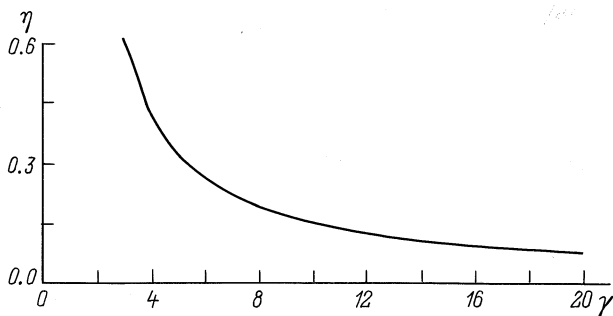


Рис. 3. Зависимость эффективности излучателя от энергии сгустка.

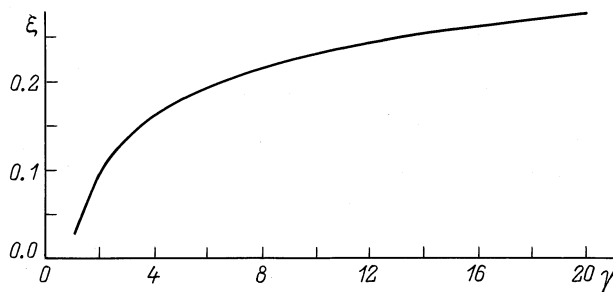


Рис. 4. Относительная доля энергии излученной вперед ($\Theta < \pi/2$) к энергии, излученной наведенным током ($\Theta > \pi/2$), как функция параметра γ .

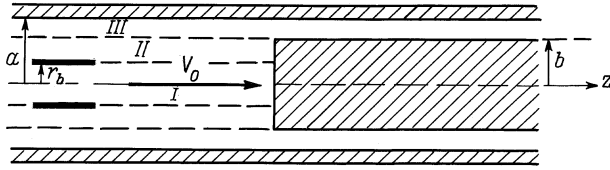


Рис. 5. Коаксиальная линия с полуограниченным цилиндрическим стержнем.

систему функциональных уравнений

$$\begin{aligned}
 & (e_1 - e_2)J_0(vr_b) - e_3\Delta_0(vr_b, vb) \\
 &= \varphi^- - \frac{ik_0}{v}[(e_1 - e_2)J_1(vr_b) - e_3\Delta_1(vr_b, vb)] \\
 &= -\frac{2I_\omega}{c} \frac{1}{r_b} \frac{1}{2\pi i(k-h)} + \phi^-, \\
 & e_2J_0(va) + (e_3 - e_4)\Delta_0(va, vb) = \Theta^-, \\
 & -i\frac{k_0}{v}[e_2J_1(va) + (e_3 - e_4)\Delta_1(va, vb)] = \lambda^-, \\
 & e_4\Delta_1(va, vb) = \varkappa^+. \tag{27}
 \end{aligned}$$

Далее, поступая так же, как и в предыдущем разделе, сведем систему функциональных уравнений к сингулярному интегральному уравнению для функции \varkappa , решение которого найдем в квазистатическом приближении (19). Этот случай представляет наибольший интерес, поскольку вклад волноводных мод в поле излучения пренебрежимо мал. Основные затраты энергии пучка идут на возбуждение *ТЕМ*-поля коаксиального волновода.

Решение интегрального уравнения позволяет определить фурье-амплитуду $e_4(k)$ и в конечном счете найти электромагнитное поле в коаксиальной линии

$$\begin{aligned}
 H_{\varphi\omega}^{\text{III}} &= -i\frac{I_\omega}{ca} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{X^{-1}(h)}{X^+(k)} \frac{\Delta_1(va, vb)}{\Delta_0(va, vb)} \\
 &\times \sqrt{\frac{k_0 - h}{k_0 - k}} \frac{e^{ikz}}{2\pi(k-h)} dk. \tag{28}
 \end{aligned}$$

Приближенные выражения функций $X^\pm(k)$ (решения однородной задачи) имеют вид

$$\begin{aligned}
 X^+ &= \sqrt{\frac{i}{\ln(b/a)}} \frac{1}{\sqrt{(k_0 + k)a}}, \\
 X^- &= \sqrt{\frac{\ln(b/a)}{i}} \sqrt{(k_0 - k)a}. \tag{29}
 \end{aligned}$$

Опуская выкладки, приведем выражение для возбуждаемого *ТЕМ*-импульса

$$H_\varphi^{\text{III}} = \frac{2I(t - z/c)}{cR}. \tag{30}$$

Из этой формулы следует, что форма и амплитуда *ТЕМ*-импульса определяются только током сгустка. Мощность, переносимая *ТЕМ*-импульсом, определяется выражением

$$P_{\text{rad}} = \frac{2I^2}{c} \ln(a/b). \tag{31}$$

Полная излученная энергия находится путем интегрирования (31) по времени. Согласно (5), для гауссовского пучка (6) имеем

$$\eta = \frac{\sqrt{2} \ln(a/b) I_b}{\gamma - 1 I_A}.$$

В частности, при $a \approx 2.7b$, энергии частиц пучка 1 MeV ($\gamma = 3$), пиковом значении тока 10 кА эффективность преобразования энергии пучка в энергию *ТЕМ*-импульса составляет 40%.

Заключение

В работе предложены нетрадиционные подходы к созданию мощных источников ЭМИ гигаваттного уровня, основанные на эффекте когерентного переходного излучения сгустка электронов или последовательности сгустков. Рассмотрены различные схемы возбуждения ЭМИ. Исследования показали, что переходное излучение является эффективным механизмом генерации ЭМИ. Форма излученного импульса и его длительность близки к соответствующим характеристикам импульса тока электронного пучка. КПД излучателей, использующих пучки с током 5–20 кА и энергией 0.5–1 MeV, может составлять 30–60%. Перспективным механизмом возбуждения ЭМИ является также магнитотормозное излучение короткоимпульсного СРЭП во внешнем магнитном поле, излучение, формируемое короткоимпульсным СРЭП при образовании виртуального катода.

Список литературы

- [1] Балакирев В.А., Сидельников Г.Л. Переходное излучение модулированных электронных пучков в неоднородной плазме. Харьков: ХФТИ, 1994. 104 с.
- [2] Балакирев В.А., Сидельников Г.Л. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 10. С. 45–49.
- [3] Friedman M., Serlin V., Lau Y.Y., Krall J. // Proc 8th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams (BEAMS'90). Novosibirsk, 1990. Vol. 1. P. 53.
- [4] Чайка В.Е., Гончарук И.М. // Материалы конф. "СВЧ техника и спутниковая связь". Севастополь, 1994. Т. 2. С. 393.
- [5] Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. М.: Наука, 1984. 358 с.
- [6] Рапопорт И.М. // ДАН СССР. 1948. Т. 59. № 8. С. 1403–1406.
- [7] Вайнштейн Л.А. Теория дифракции и метод факторизации. М.: Сов. радио, 1966. 431 с.
- [8] Казанский Л.Н., Рухадзе А.А. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. Вып. 3. С. 26–28.
- [9] Казанский Л.Н., Рухадзе А.А. // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 3. С. 107–111.