

Перестраиваемая по частоте генерации релятивистская лампа обратной волны на основе коаксиального волновода с модулирующим рефлектором

© Е.М. Тотьменинов, А.И. Климов

Институт сильноточной электроники СО РАН, 634055 Томск, Россия
e-mail: totm@lfe.hcei.tsc.ru

(Поступило в Редакцию 27 марта 2014 г.)

Проведен теоретический и численный анализ релятивистской лампы обратной волны с коаксиальной замедляющей системой и модулирующим рефлектором. Отражение падающей рабочей ТЕМ-волны происходит вследствие возбуждения в рефлекторе коаксиальной волны TM_{01} на частоте, близкой к критической. Показано, что наличие продольной компоненты электрического поля в области рефлектора обеспечивает предварительную модуляцию электронного потока по энергии и условия для перестройки частоты генерации. В численном и натурном экспериментах продемонстрирована механическая перестройка частоты генерации коаксиальной релятивистской лампы обратной волны с модулирующим рефлектором в диапазоне около 10% за счет изменения длины участка дрейфа между рефлектором и входом в замедляющую систему генератора.

Введение

Теоретические и экспериментальные исследования релятивистской лампы обратной волны (РЛОВ) с коаксиальной (ЗС) и трубчатым сильноточным пучком электронов во внешнем магнитном поле продемонстрировали перспективность данного устройства для генерации мощного микроволнового излучения в диапазоне частот 1–2 GHz [1] при умеренных значениях энергий электронов ($\gamma < 2$, где γ — релятивистский фактор) [2]. Это обусловлено малыми размерами электродинамической системы генератора ($D/\lambda < 1$, где D — средний диаметр ЗС, λ — длина волны излучения) и коротким временем переходного процесса [1,2]. Дальнейшее усовершенствование данной схемы генератора с целью повышения эффективности энергообмена связано с предварительной модуляцией электронного пучка на входе в ЗС [3]. С этой целью были разработаны и исследованы различные конфигурации входных модулирующих рефлекторов, что позволило повысить расчетную эффективность энергообмена свыше 40% [4]. Однако модулирующие свойства таких рефлекторов недостаточно изучены. Кроме того, представляется целесообразным нахождение условий оптимального энергообмена [3], соответствующих максимальной эффективности генератора.

Электродинамические характеристики модулирующего рефлектора

Модулирующий рефлектор (рис. 1) представляет собой локальную вдоль координаты z (в масштабе длины волны) радиальную неоднородность в коаксиальной линии. Вид продольного распределения радиальной компоненты электрического поля стоячей волны $E_r(r, z)$, полученного в расчетах с помощью полностью электромагнитного кода KARAT [5] для случая $R \approx 1$, где R — ко-

эффициент отражения по мощности, позволяет полагать, что отражение от рефлектора падающей ТЕМ-волны происходит в режиме холостого хода вследствие возбуждения в рефлекторе резонансной моды TM_{01} коаксиального волновода. При этом $2(R_c - R_b) \approx \lambda_{cr}^{TM_{01}}$, где $\lambda_{cr}^{TM_{01}}$ — критическая длина волны TM_{01} в области рефлектора, а за плоскость отражения ТЕМ-волны принимается плоскость $z = 0$, соответствующая предпологаемому максимуму r -компоненты стоячей ТЕМ-волны (рис. 1). Эта плоскость оказывается смещенной в левую сторону от плоскости симметрии рефлектора.

Механизм отражения можно объяснить следующим образом. В случае достаточно сильной связи основная часть энергии падающей ТЕМ-волны преобразуется в энергию резонансной моды TM_{01} . При этом часть мощности падающей ТЕМ-волны проходит к правой границе рефлектора (плоскость z_2). В области рефлектора резонансное колебание TM_{01} порождает две ТЕМ-волны, распространяющиеся в противоположных направлениях по координате z . В режиме $R \approx 1$ суперпозиция соответствующих ТЕМ-волн справа от плоскости z_2 приводит к тому, что результирующее поле равно нулю. Отсутствие источников поля на этой границе, согласно принципу Гюйгенса, означает, что в данном направлении распространение волны не происходит (поток мощности равен нулю). Продольное распределение модулирующего поля $E_z(R_{beam}, z)$ несимметрично относительно плоскости отражения. Необходимо отметить, что подбором геометрических размеров рефлектора, $(R_c - R_b) \approx d \approx \lambda/2$, можно реализовать симметричное распределение $E_z(R_{beam}, z)$, когда плоскость отражения совпадает с плоскостью симметрии рефлектора. Однако в этом случае, как показывают оценки, продольный размер d области модулирующего поля оказывается неоптимальным с точки зрения эффективности модуляции электронного потока по энергии. В оптимальном

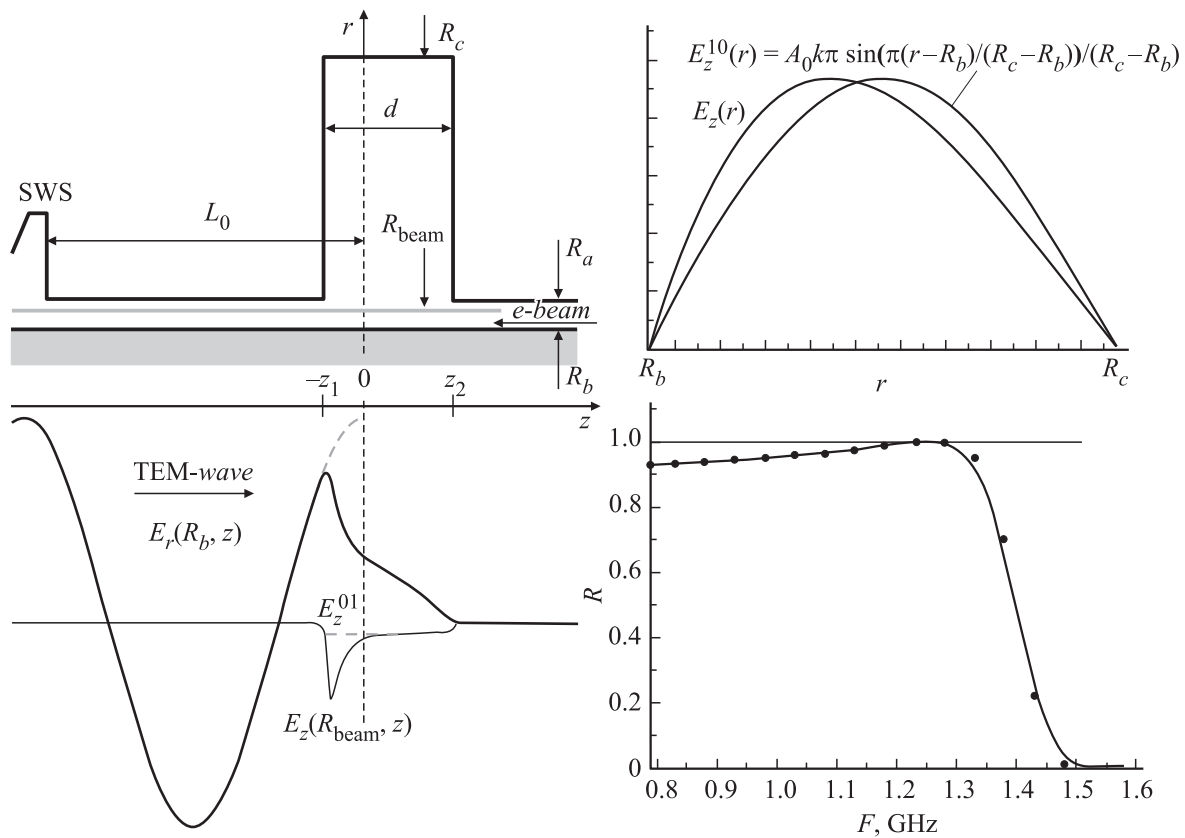


Рис. 1. Схематический рисунок рефлектора: R_c — максимальный радиус рефлектора, R_a и R_b — радиусы внешнего и внутреннего проводников коаксиального волновода, R_{beam} — радиус пучка, d — ширина рефлектора, $E_r(R_b, z)$ и $E_z(R_{beam}, z)$ — мгновенные расчетные продольные распределения r -компоненты электрического поля стоячей волны ТЕМ и z -компоненты электрического поля в области рефлектора на радиусе пучка соответственно, $z = 0$ — плоскость отражения, L_0 — длина участка дрейфа электронов, SWS — ЗС, $E_z(r)$ — расчетное радиальное распределение z -компоненты электрического поля резонансной моды TM_{01} в области рефлектора, $R(F)$ — расчетная частотная зависимость коэффициента отражения по мощности.

случае угол пролета электронов в области модулятора должен быть близким к π [3,6]). Для умеренных значений энергий электронов величина $dk/\beta = \pi/\beta > \pi$ [3], где $k = 2\pi/\lambda$ и $\beta = \sqrt{1 - 1/\gamma^2}$.

Проведем анализ электродинамических характеристик коаксиального рефлектора в предположении узкого зазора между внешним и внутренним проводниками однородного участка коаксиальной линии ($R_c \gg R_a, R_b$ и $R_c \gg R_a - R_b$). Далее положим, что форма продольного распределения z -компоненты электрического поля резонансной моды TM_{01} $E_z^{01}(r, z)$ в области $R_a < r < R_b$ и $-z_1 < z < z_2$ не зависит от координаты r и z и близка к прямоугольной (локальное усиление результирующего модулирующего поля на радиусе пучка вблизи края рефлектора в плоскости z_1 можно рассматривать как результат суперпозиции падающей ТЕМ-волны и резонансного колебания TM_{01}). По аналогии с [3] оценим дифракционную добротность рефлектора, связанную с потерями на излучение — $Q_d = \omega W/P_d$, где $\omega = kc$ — циклическая частота, c — скорость света, W — энергия, запасенная в рефлекторе, P_d — мощность дифракционных потерь. Оценим также добротность $Q_e = \omega W/P_{mod}$,

где P_{mod} — мощность потерь резонансного колебания на модуляцию электронов по энергии. При $R_c \gg R_a, R_b$ и $R_c \gg R_a - R_b$ рефлектор можно рассматривать как прямоугольный волновод, опоясывающий по азимуту внутренний проводник коаксиальной линии, с поперечными размерами $(R_c - R_b)d$. В этом случае поле моды TM_{01} в области рефлектора ($-z_1 < z < z_2$) можно аппроксимировать (рис. 1) структурой поля волны TE_{10} прямоугольного волновода ($\lambda_{cr}^{TE_{10}} \approx 2(R_c - R_b)$). Компонента E_z^{10} волны TE_{10} в координатах (r, z) при записывается следующим образом:

$$E_z^{10}(r) = iA_0 k \pi \sin(\pi(r - R_b)/(R_c - R_b))/(R_c - R_b). \quad (1)$$

Запишем с учетом (1) выражение для W :

$$W = 1/8\pi \int_V |E_z^{10}|^2 dV = A_0^2 k^2 \pi^2 d (R_c^2 - R_b^2) / (16(R_c - R_b)^2), \quad (2)$$

где интегрирование ведется по объему V , заключенному внутри кольцевого прямоугольного волновода, A_0 — амплитуда волны.

Аналитическое выражение Q_d можно получить на основании леммы Лоренца [7], имея в виду модель свободных затухающих колебаний. Воспользуемся понятием „магнитного тока“, которое вводится в электродинамике при решении задач об излучении из отверстий и щелей. Закоротим „мысленно“ канавку на радиусе R_a идеально проводящей поверхностью, по которой протекает „магнитный“ поверхностный ток i_φ^m , определяемый из соотношения [7] ($E_z^{10}(r) \approx E_z^{01}(r)$):

$$\begin{aligned} i_\varphi^m &= -\frac{c}{4\pi} [\mathbf{nE}_z^{01}(R_a)] \\ &= -i \frac{c}{4\pi} \frac{A_0 k \pi}{(R_c - R_b)} \sin(\pi(R_a - R_b)/(R_c - R_b)) \mathbf{n}_\varphi, \end{aligned} \quad (3)$$

где \mathbf{n}_φ — единичный вектор в направлении φ , ортогональном осям r и z . Влево и вправо начинают распространяться волны ТЕМ одинаковой амплитуды A_1 . Примем за эту амплитуду напряженность электрического поля на внутреннем проводнике коаксиальной линии: $A_1 = U/R_b \ln(R_a/R_b) = E_r(R_b)$ — амплитуда радиальной компоненты напряженности электрического поля ТЕМ-волны на поверхности внутреннего проводника в гладком участке коаксиальной линии, U — напряжение на линии. В этом случае выражения для компонент полей ТЕМ-волны записываются в виде

$$E_r(r) = H_\varphi(r) = \frac{A_1 R_b}{r} e^{ikz}.$$

Амплитуду A_1 можно вычислить на основании уравнения возбуждения [7]: $A_1 = -\frac{1}{N} \int_{S_0} i_\varphi^m H_\varphi dS_0$, где

$N = cR_b^2 \ln(R_a/R_b)$ — норма ТЕМ-волны единичной амплитуды, S_0 — площадь закороченного участка. С учетом (3) и выражения для $H_\varphi(r)$

$$A_1 = \frac{i\pi A_0 \sin(\pi(R_a - R_b)/(R_c - R_b)) \sin(kd/2)}{R_b(R_c - R_b) \ln(R_a/R_b)}.$$

Мощность, переносимая каждой из ТЕМ-волн, есть

$$P = \frac{c}{8\pi} \int_S |E_r|^2 dS = \frac{cA_1^2 R_b^2}{4} \ln(R_a/R_b), \quad (4)$$

где S — площадь поперечного сечения коаксиальной линии с радиусами внутреннего и внешнего проводников R_b и R_a соответственно. Подставляя A_1 в (4), получаем выражение для мощности

$$\begin{aligned} P &= c\pi^2 A_0^2 \sin^2(\pi(R_a - R_b)/(R_c - R_b)) \\ &\times \sin^2(kd/2) / (4(R_c - R_b)^2 \ln(R_a/R_b)). \end{aligned} \quad (5)$$

С учетом (2), (5), и учитывая, что $P_d = 2P$, выражение для Q_d записывается в виде

$$Q_d = \frac{\kappa^3 d \ln(R_a/R_b) (R_c^2 - R_b^2)}{8 \sin^2(\pi(R_a - R_b)/(R_c - R_b)) \sin^2(kd/2)}. \quad (6)$$

В приближении узкого модулирующего зазора (динамическое смещение электронов друг относительно друга при движении в области модуляции мало) и предположении фиксированной структуры поля (введение электронного пучка не оказывает существенного влияния на структуру поля) оценим добротность $Q_e = \omega W/P_{\text{mod}}$, где $P_{\text{mod}} = J_b \frac{mc^2}{e} \gamma_0 \langle w \rangle$, где J_b — ток пучка, m и e — соответственно масса электрона и элементарный заряд, γ_0 — начальная энергия электронов на входе в модулирующий зазор, $\langle w \rangle = \langle (\gamma - \gamma_0)/\gamma_0 \rangle$ — усредненное за период модулирующего поля изменение энергии электронов пучка на выходе из области модуляции. Таким образом, используя запись для $\langle w \rangle$ в линейном приближении и считая, что потери на модуляцию связаны только с резонансным полем коаксиальной волны ТМ₀₁ (E_z^{01} — см. рис. 1), запишем выражение для P_{mod} в виде

$$\begin{aligned} P_{\text{mod}} &= \\ &= \frac{J_b e k^3 d^3 A_0^2 \pi^2 \sin^2(\pi(R_a - R_b)/(R_c - R_b)) (2(1 - \cos \nu) - \nu \sin \nu)}{2(\gamma_0^2 - 1)^{3/2} m c^2 (R_c - R_b)^2 \nu^3} \end{aligned} \quad (7)$$

где $\nu = \frac{k}{\beta_{\parallel}} d$ — угол пролета модулирующего зазора, $\beta_{\parallel} = \sqrt{1 - 1/\gamma_0^2}$,

$$\begin{aligned} Q_e &= \\ &= \frac{J_b (\gamma_0^2 - 1)^{3/2} (R_c^2 - R_b^2) \nu^3}{8 J_b d^2 \sin^2(\pi(R_a - R_b)/(R_c - R_b)) (2(1 - \cos \nu) - \nu \sin \nu)}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $J_A = mc^3/e$. Собственную (омическую) добротность резонатора Q_0 можно оценить согласно формуле: $Q_0 \approx \lambda/\delta$ [8], где δ — глубина проникновения поля в стенку.

При наличии омических потерь (в стенках резонатора) дифракционных потерь и потерь энергии, связанных с модуляцией электронного потока, полная нагруженная добротность рефлектора может быть записана в виде $1/Q_\Sigma = 1/Q_d + 1/Q_e + 1/Q_0$. Определим в соответствии с [8] КПД резонатора или коэффициент отражения на резонансной частоте как: $\eta_{\text{res}} = R = P_d/P_{\text{full}}$, где P_{full} — полная мощность потерь. В терминах добротностей данное выражение выглядит следующим образом: $\eta_{\text{res}} = R = Q_\Sigma/Q_d$. Для случая сильной связи бегущей волны и резонансного колебания, когда Q_d может быть много меньше, чем Q_0 (для стальных стенок на частоте ≈ 1 GHz $Q_0 \sim 10^5$) и Q_e , и при условии $Q_e \ll Q_0$ выражение для коэффициента отражения принимает вид $R \approx 1 - Q_d/Q_e$.

Оценка модуляции электронного пучка в области рефлектора

Поместим начало координат в точку $z = 0$ (плоскость отражения) и представим z -компоненту модулирующего электрического поля в области рефлек-

тора (рис. 1) в виде $E_z(R_{\text{beam}}, z) = E_z(R_{\text{beam}})f(z)$, где функция $f(z)$ удовлетворяет условиям $|f_{\text{max}}| = 1$, $|f(-z_1)| \ll 1$, $|f(z_2)| \ll 1$ (рис. 1). В соответствии с [3] запишем выражение для комплексного параметра модуляции электронов по энергии в области рефлектора $\alpha = |\alpha| \exp(i \arg(\alpha))$:

$$\alpha = \frac{E_z(R_{\text{beam}})}{E_{-1,z}(R_{\text{beam}})} \frac{kS(v)}{2\gamma_0^2}, \quad (9)$$

где

$$S(v) = \int_{-z_1}^{z_2} f(z) \exp(ivz) dz,$$

$E_{-1,z}(R_{\text{beam}}) = \sqrt{2k^2 P Z_{-1}}$ — амплитуда (-1) -й гармоники ТЕМ-волны на радиусе пучка в ЗС, Z_{-1} — сопротивление связи, $v = k/B_{\parallel}$, $P = cR_b^2 E_r^2(R_b) \ln(R_a/R_b)/4$. Тогда выражение для $|\alpha|$ можно записать следующим образом:

$$|\alpha| = \frac{k}{2\gamma_0^2} \frac{|E_z(R_{\text{beam}})S(v)|}{E_{-1,z}(R_{\text{beam}})} = \frac{|E_z(R_{\text{beam}})S(v)|}{2\gamma_0^2 R_b E_r(R_b) \sqrt{Z_{-1} c \ln(R_a/R_b)}/2}. \quad (10)$$

Учитывая, что на входе в ЗС фаза (-1) -й гармоники ТЕМ-волны опережает фазу нулевой гармоники (связана только с компонентой E_r) на $\pi/2$ [2], фаза модуляции $\arg(\alpha)$ для действительной $S(v)$, определяемая как разность фаз модулирующего поля и поля синхронной (-1) -й гармоники на входе в ЗС генератора, разделенных временем пролета частицами участка дрейфа L_0 , согласно рис. 1 записывается следующим образом: $\arg(\alpha) \cong -\frac{3\pi}{2} - kL_0(1/\beta_{\parallel} + 1) + 2\pi n$, где $n = 1, 2, \dots$ — целое число. Наличие предварительной модуляции электронного потока в области рефлектора создает предпосылки для реализации широкополосной механической перестройки частоты генерации [9,10] в приборе.

Условие оптимального энергообмена

Отличим РЛОВ с коаксиальной ЗС и рабочей волной ТЕМ от классических схем РЛОВ на основе полых волноводов [3] является то, что основная гармоника ТЕМ-волны не участвует в процессе энергообмена ($E_{0,2} = 0$ [2]). В этом случае решение системы уравнений [11], описывающих движение электронов в высокочастотном поле, и возбуждения встречной волны более адекватно описывает процесс энергообмена в исследуемом приборе

$$\begin{cases} \frac{d\gamma}{d\xi} = \gamma_0 \text{Re}(F + i\sigma_0 J) e^{i\theta}, \\ \frac{d\theta}{d\xi} = 2\gamma_0^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-1/\gamma^2}} - 1 \right) - \delta, \\ \frac{dF}{d\xi} = IJ, J = \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \end{cases} \quad (11)$$

где $\theta = \theta(\xi, \theta_0)$ — фаза электрона относительно волны, θ_0 — начальная фаза в точке $\xi = 0$, $F = 2\gamma_0 e E_{-1,z}(R_{\text{beam}})/(kmc^2)$ — нормированная амплитуда z -компоненты электрического поля синхронной гармоники на радиусе пучка R_{beam} , $\xi = kz/(2\gamma_0^2)$ — нормированная продольная координата, $\delta = 2\gamma_0^2(h_{-1}/k - 1)$ — расстройка синхронизма, $I = 2\gamma_0^3 e Z_{-1} J_b / (\pi mc^2)$ — параметр приведенного тока, σ_0 — параметр пространственного заряда. Необходимо отметить, что наличие внутреннего проводника дополнительно компенсирует поле объемного заряда пучка. В случае предварительной модуляции электронного пучка (модуляция частиц осуществляется в коротком зазоре, центр которого совмещен с началом координат) и $L_0 \ll L_{sws}$ (L_{sws} — длина ЗС генератора) граничные условия [3] записываются в виде

$$\begin{cases} \gamma(0, \theta_0) = \gamma_0 + \text{Re}(\alpha F(\xi_0) e^{i\theta_0}), \\ \theta(0) = \theta_0, \\ F(\xi_{sws}) = 0, \end{cases} \quad (12)$$

где $\xi_{sws} = kL_{sws}/(2\gamma_0^2)$ и $\theta_0 \in [0, 2\pi)$. Эффективность взаимодействия электронов с высокочастотным полем вычисляется по формулам [11]

$$\eta = \frac{\gamma_0}{\gamma_0 - 1} \left(1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} W(\xi_k, \theta_0) d\theta_0 \right), \quad (13)$$

$$\eta = \frac{\gamma_0}{\gamma_0 - 1} \frac{|F(0)|^2}{4\pi I}. \quad (14)$$

По аналогии с [3] и используя выражения (12) и (14), получим условие оптимального энергообмена для конечных значений γ_0 . Положим, что $\eta \approx 1$ и разделение частиц по энергии после модулятора достаточно велико (вплоть до остановки частиц — $\gamma \approx 1$). Тогда на основании граничного условия для энергии (12) выполняется

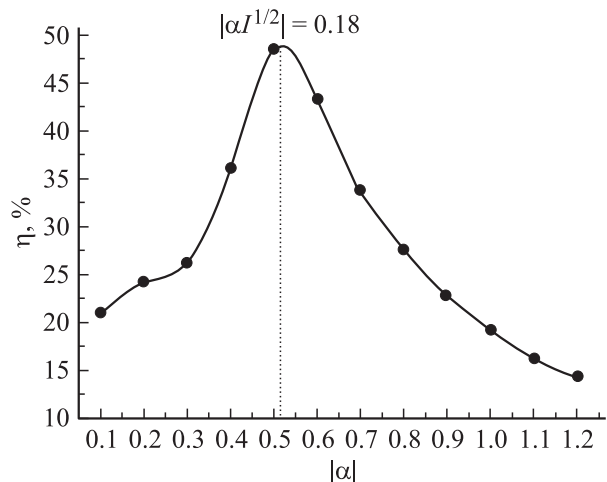


Рис. 2. Оптимизированный по длине ЗС и фазе модуляции КПД в зависимости от параметра амплитуды модуляции $|\alpha|$. Режим с максимальной эффективностью около 48% реализуется при $\xi_{sws} = 1.83$, $|\alpha| \approx 0.5$, $\arg(\alpha) \approx 0.7\pi$, $\sigma_0 \ll 1$.

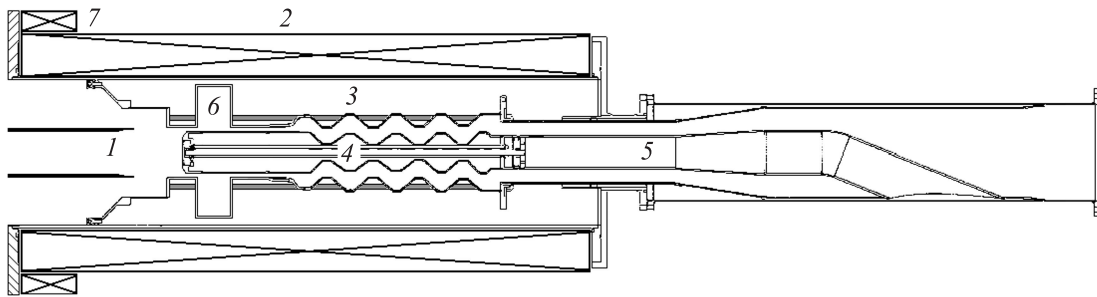


Рис. 3. Схема генератора: 1 — кромочный взрывоэмиссионный катод и катододержатель, 2 — катушка магнитного поля, 3 и 4 — проводники ЗС, 5 — преобразователь типа волны из ТЕМ в волну TE_{11} круглого волновода, 6 — модулирующий рефлектор, 7 — корректирующая катушка соленоида для увеличения длины однородного участка магнитного поля.

условие $|\alpha F(0)|_{\text{opt}} \approx (1 - \gamma_0)/\gamma_0$ и условие оптимального энергообмена (комбинация $|\alpha I^{1/2}|_{\text{opt}}$) принимает следующий вид:

$$|\alpha I^{1/2}|_{\text{opt}} \approx ((\gamma_0 - 1)/(4\pi\gamma_0))^{1/2}. \quad (15)$$

Выполнение данного условия необходимо для получения высоких расчетных значений КПД генератора. Оценим справедливость данного условия с помощью расчетов с использованием простейшей модели генератора на основе уравнений (11)–(14). Воспользуемся параметрами ЗС и электронного пучка из работы [2] (ускоряющее напряжение 280–340 кВ, ток пучка 2.0–2.7 кА, $Z_{-1} = 10.5 \Omega$, длина ЗС — 36 см). Пересчет в параметры численной модели генератора дает средние значения: $\bar{I} = I = 0.13$, $\bar{\gamma}_0 = \gamma_0 = 1.6$ и $\xi_{sws} = 1.8$. В расчетах для каждого значения $|\alpha|$ эффективность энергообмена будем оптимизировать по параметрам $\arg(\alpha)$ и ξ_{sws} для случая однородной ЗС (рис. 2). Оценка по формуле (15) дает значение $|\alpha I^{1/2}|_{\text{opt}} \approx 0.17$.

Численный эксперимент

Параметры генератора были (рис. 3) оптимизированы в численном эксперименте с помощью осесимметричной версии кода KARAT. Средние радиусы внешнего и внутреннего проводников коаксиальной линии составляли 5 см и 2.4 см соответственно. Длина ЗС составляла около 1.5λ , амплитуда гофрировки обоих проводников около 1 см. В расчете при напряжении на вакуумном диоде около 270 кВ, токе пучка около 2.6 кА, внешнем ведущем магнитном поле 0.5 Т была получена генерация рабочей ТЕМ-волны с частотой 1.24 GHz и мощностью 270 MW, составляющей около 40% от мощности электронного пучка, и временем установления колебаний около 20 ns. Пересчет данных результатов в параметры численной модели генератора (11) и (12) дает: $I = 0.13$, $\gamma_0 = 1.54$, $\xi_{sws} = 1.93$, $|\alpha| \approx 0.4$ ($|\alpha|$ вычислено по формуле (10) с учетом распределения $E_z(R_{\text{beam}}, z)$ на рис. 1), $\arg(\alpha) \approx 0.8\pi$, $|\alpha I^{1/2}| \approx 0.14$. Для расчетных параметров рефлектора ($R_c = 140$ мм, $R_a = 43$ мм, $R_b = 34$ мм, $d = 90$ мм) и $R_{\text{beam}} = 41$ мм

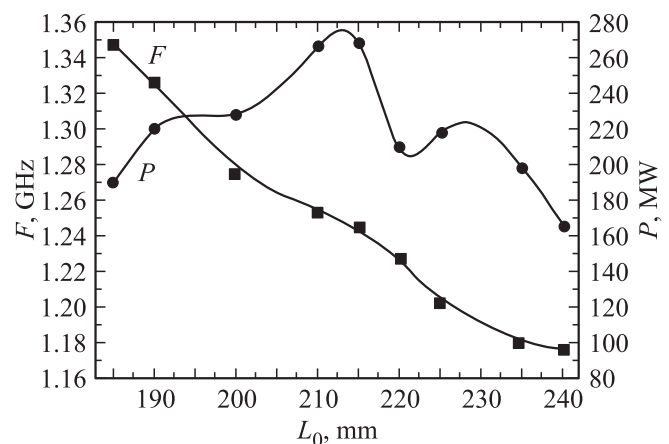


Рис. 4. Расчетные зависимости мощности P и частоты генерации F от длины участка дрейфа L_0 .

оценочные значения добротностей составляют: $Q_d \approx 13$, $Q_e \approx 380$, что соответствует случаю $R \approx 1$. Расчетная полоса механической перестройки частоты генерации за счет изменения длины участка дрейфа L_0 (рис. 1) по уровню -3 dB от максимальной мощности составила около 13% (1.18–1.35 GHz) (рис. 4).

Экспериментальная часть

Экспериментальное тестирование генератора выполнялось на сильноточном ускорителе „СИНУС-7“ [12] в режиме однократных импульсов. Длительность импульса тока пучка составляла около 50 ns (эмиссия электронов осуществлялась с кромочного графитового катода диаметром около 80 мм). Для транспортировки электронного пучка вдоль пространства взаимодействующей катушкой, расположенной вблизи области расположения катода (рис. 3). Вывод излучения в открытое пространство производился с помощью рупорной антенны с диаметром выходной апертуры 500 мм. Регистрация микроволнового излучения проводилась с помощью калиброванной СВЧ-диагностики дециметрового диапазона длин

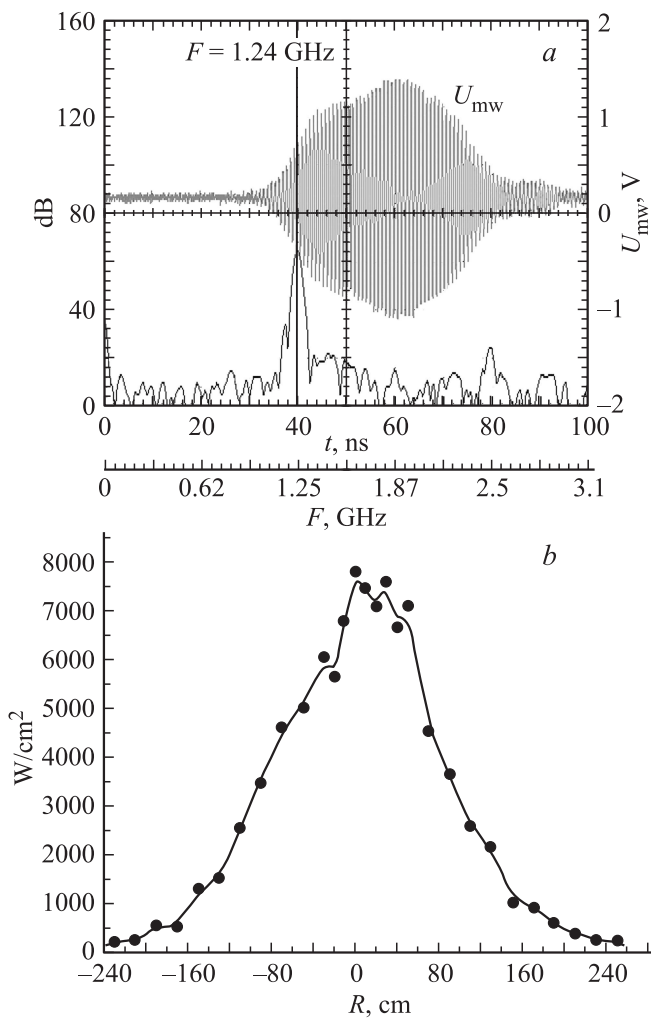


Рис. 5. Радиосигнал (U_{mw}) и его спектр (частота генерации $F = 1.24$ GHz) (a), пространственное распределение плотности потока мощности СВЧ-излучения на расстоянии 3 м от передающей антенны (b).

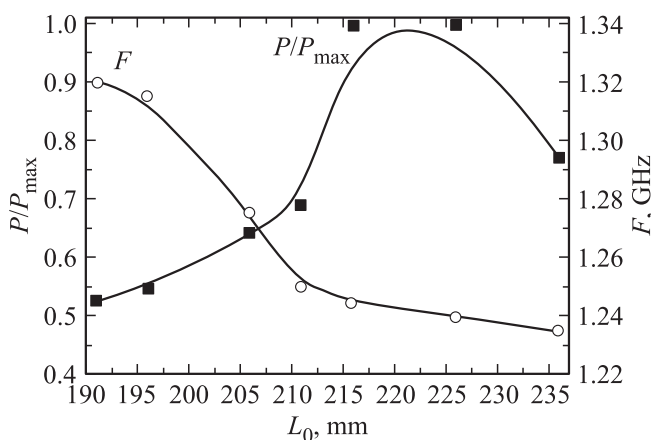


Рис. 6. Зависимость нормированной на максимальное значение ($P_{max} = 290$ MW) пиковой мощности излучения (P/P_{max}) и частоты генерации (F) от длины участка дрейфа L_0 .

волн [13]. Для регистрации радиосигнала СВЧ, напряжения на диоде, тока диода использовался осциллограф серии Tektronix TDS7404. Анализ спектра генерируемых импульсов проводился с помощью встроенного в осциллограф аппарата быстрого преобразования Фурье. Для предотвращения возбуждения паразитных азимутально несимметричных мод внутренний проводник ЗС был снабжен продольными разрезами. В оптимальном режиме ($L_0 = 225$ mm) при ускоряющем напряжении 320 kV, токе пучка 2.8 kA и ведущем магнитном поле 0.8 Т получена пиковая микроволновая мощность 290 ± 70 MW (результат интегрирования пространственного распределения плотности потока мощности излучения) при длительности СВЧ-импульса около 30 ns (рис. 5) и эффективности преобразования мощности электронного пучка в мощность излучения $32 \pm 6\%$. Экспериментально измеренная полоса механической перестройки частоты генерации по половинному уровню от максимальной мощности составила около 7% (1.23–1.32 GHz) (рис. 6).

Заключение

Исследована работа релятивистской коаксиальной лампы обратной волны с модулирующим рефлектором. Получены аналитические выражения для дифракционной добротности и добротности, связанной с потерями на модуляцию электронного пучка. Проведен анализ модулирующих свойства рефлектора. В рамках простейшей стационарной численной модели генератора получено условие оптимального энергообмена, соответствующее режимам с высокой эффективностью преобразования мощности электронного пучка в излучение. Справедливость данного условия нашла подтверждение в расчетах с использованием нестационарной численной модели, где рассчитан режим КРЛОВ-МР с эффективностью около 40% при микроволновой мощности 270 MW на частоте 1.24 GHz. Численно подтверждена возможность реализации широкополосной (более 10%) механической перестройки частоты генерации. Данные результаты нашли подтверждение в процессе экспериментального исследования генератора. Реализован эффективный ($\approx 32\%$) режим генерации в магнитном поле 0.8 Т с длительностью микроволнового импульса около 30 ns на расчетной частоте генерации. Экспериментально измеренная полоса механической перестройки частоты генерации составила около 7%. Некоторое отличие экспериментальных результатов от расчетных, вероятно, связано с условиями реального эксперимента. Напряжение около 300 kV и большая длительность фронта импульса высоковольтного напряжения (около 17 ns) не обеспечивали достаточно благоприятные условия для однородной и стабильной взрывной эмиссии на кромке катода. Кроме того, общая длина транспортировки электронного пучка от кромки катода до коллектора составляла около 900 mm, что способствовало развитию различных неустойчивостей в потоке. На мишени, распо-

ложенной на выходе из ЗС генератора, было обнаружено азимутальное расслоение пучка на отдельные сегменты, которое, вероятно, можно интерпретировать развитием диокотронной неустойчивости в потоке. Один из путей решения указанных проблем связан с переходом в более высокочастотный диапазон, что позволит сократить длину генератора и повысить напряженность поля на кромке катода за счет пропорционального уменьшения геометрических размеров диодного промежутка.

Авторы выражают благодарность С.А. Кицанову, М.Ю. Сухову и Р.В. Цыганкову за помощь в экспериментальной части работы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 14-08-00003_а. Работа соответствует теме № 13.1.2 государственного задания ИСЭ СО РАН на 2014 год.

Список литературы

- [1] *Xingjun Ge, Huihuang Zhong, Jun Zhang, Baoliang Qian.* // Phys. Plasmas. 2013. Vol. 20. P. 023105.
- [2] *Тотменинов Е.М., Климов А.И., Конев В.Ю., Пегель И.В., Ростов В.В., Цыганков Р.В., Тараканов В.П.* // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. Вып. 4. С. 23–32.
- [3] *Коровин С.Д., Куркан И.К., Ростов В.В., Тотменинов Е.М.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42. Вып. 12. С. 1189–1196.
- [4] *Teng Yan, Liu Gouzhi, Shao Hao, Tang Chuanxiang.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2009. Vol. 37. N 6. P. 1062–1068.
- [5] *Тараканов В.П.* Математическое моделирование. Проблемы и результаты. М.: Наука, 2003. С. 456–476.
- [6] *Лебедев И.В.* Техника и приборы СВЧ. М.: Высшая школа, 1970. Т. 2. С. 54–55.
- [7] *Вайнштейн Л.А.* Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. С. 293–297.
- [8] *Лебедев И.В.* Техника и приборы СВЧ. М.: Высшая школа, 1970. Т. 1. С. 318–319.
- [9] *Totmeninov E.M., Klimov A.I., Kurkan I.K., Polevin S.D., Rostov V.V.* // IEEE Trans. Plasma. Sci. 2008. Vol. 36. N 5. P. 2609–2612.
- [10] *Тотменинов Е.М., Выходцев П.В., Кицанов С.А., Климов А.И., Ростов В.В.* // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 7. С. 111–114.
- [11] *Ковалев Н.Ф., Петрухина В.И.* // Электроника СВЧ. 1977. № 7. С. 102–105.
- [12] *Коровин С.Д., Ростов В.В.* // Изв. вузов. Физика. 1996. № 12. С. 21–30.
- [13] *Klimov A.I., Konev V.Yu.* // Proc. of the 15th Int. Symp. High Current Electronics. Tomsk. Russia. 2008. P. 434.