

## 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

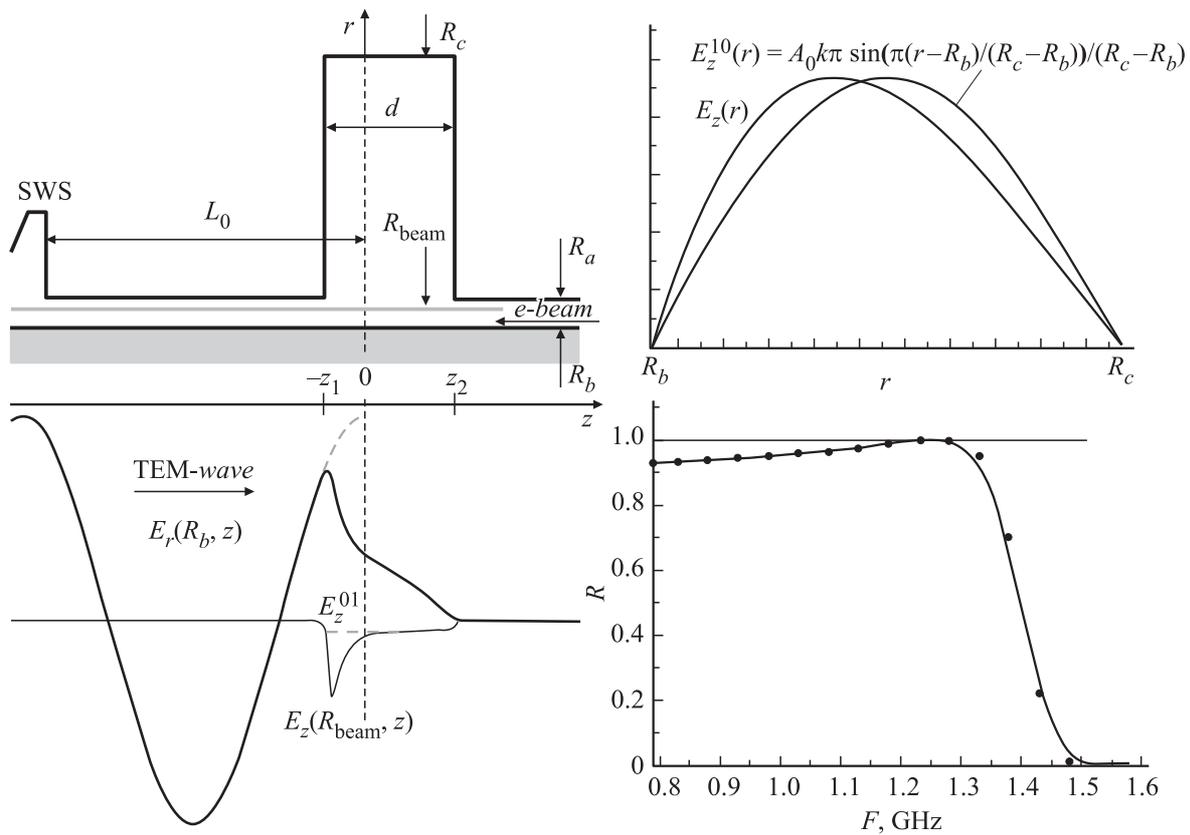
Теоретические и экспериментальные исследования релятивистской лампы обратной волны (РЛОВ) с коаксиальной (ЗС) и трубчатым сильноточным пучком электронов во внешнем магнитном поле продемонстрировали перспективность данного устройства для генерации мощного микроволнового излучения в диапазоне частот 1–2 GHz [1] при умеренных значениях энергий электронов ( $\gamma < 2$ , где  $\gamma$  — релятивистский фактор) [2]. Это обусловлено малыми размерами электродинамической системы генератора ( $D/\lambda < 1$ , где  $D$  — средний диаметр ЗС,  $\lambda$  — 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  $\pi$  [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:

$$E_z^{10}(r) = iA_0k\pi \sin(\pi(r - R_b)/(R_c - R_b))/(R_c - R_b). \quad (1)$$

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  $i_\varphi^m$ , 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  $\mathbf{n}_\varphi$  — единичный вектор в направлении  $\varphi$ , 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,  $\gamma_0$  — 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 ТМ<sub>01</sub> ( $E_z^{01}$  — см. рис. 1), запишем выражение для  $P_{\text{mod}}$  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  $\delta$  — 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  $P_{\text{full}}$  — 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  $\approx 1$  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,  $\theta_0$  — 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  $R_{\text{beam}}$ ,  $\xi = kz/(2\gamma_0^2)$  — 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,  $\sigma_0$  — 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

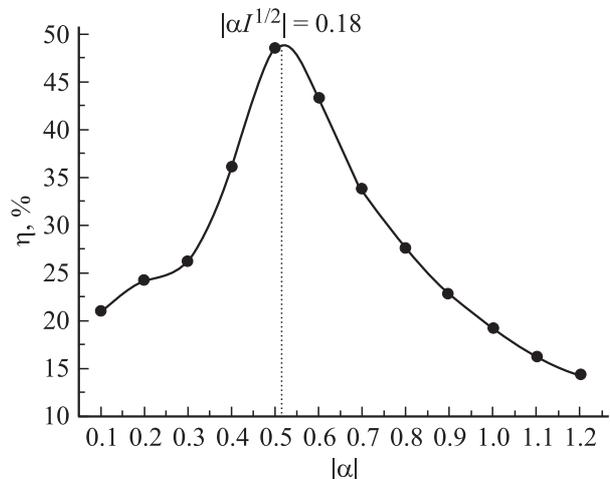
$$\begin{cases} \gamma(0, \theta_0) = \gamma_0 + \text{Re}(\alpha F(\xi_0) e^{i\theta_0}), \\ \theta(0) = \theta_0, \\ F(\xi_{sws}) = 0, \end{cases} \quad (12)$$

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]

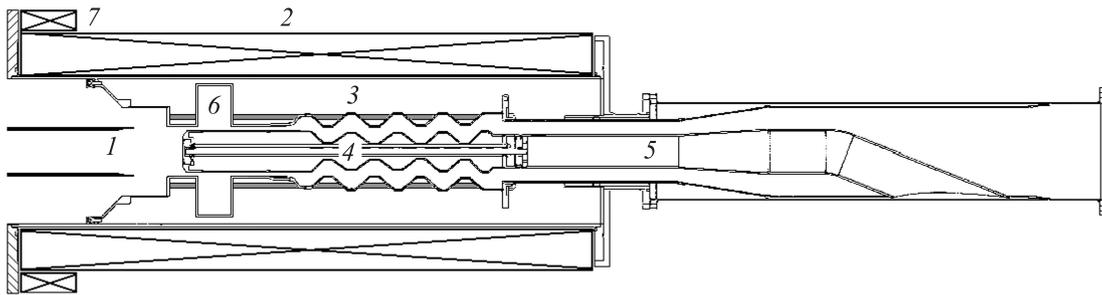
$$\eta = \frac{\gamma_0}{\gamma_0 - 1} \left( 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} W(\xi_k, \theta_0) d\theta_0 \right), \quad (13)$$

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

По аналогии с [3] и используя выражения (12) и (14), получим условие оптимального энергообмена для конечных значений  $\gamma_0$ . 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.

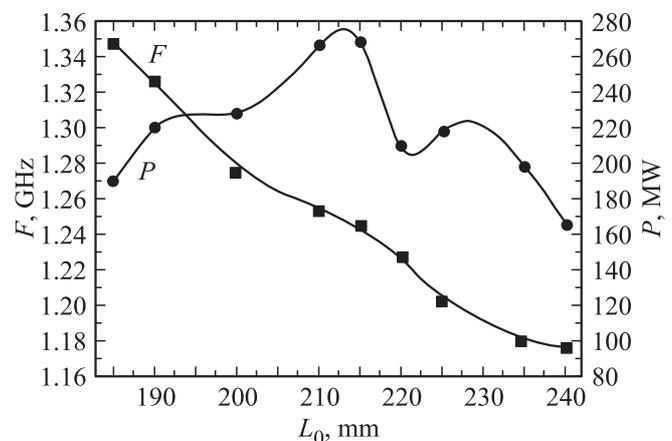
условие  $|\alpha F(0)|_{\text{opt}} \approx (1 - \gamma_0)/\gamma_0$  и условие оптимального энергообмена (комбинация  $|\alpha I^{1/2}|_{\text{opt}}$ ) принимает следующий вид:

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

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  $\xi_{sws}$  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  $1.5\lambda$ , 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 ГГц и мощностью 270 МВт, составляющей около 40% от мощности электронного пучка, и временем установления колебаний около 20 нс. 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

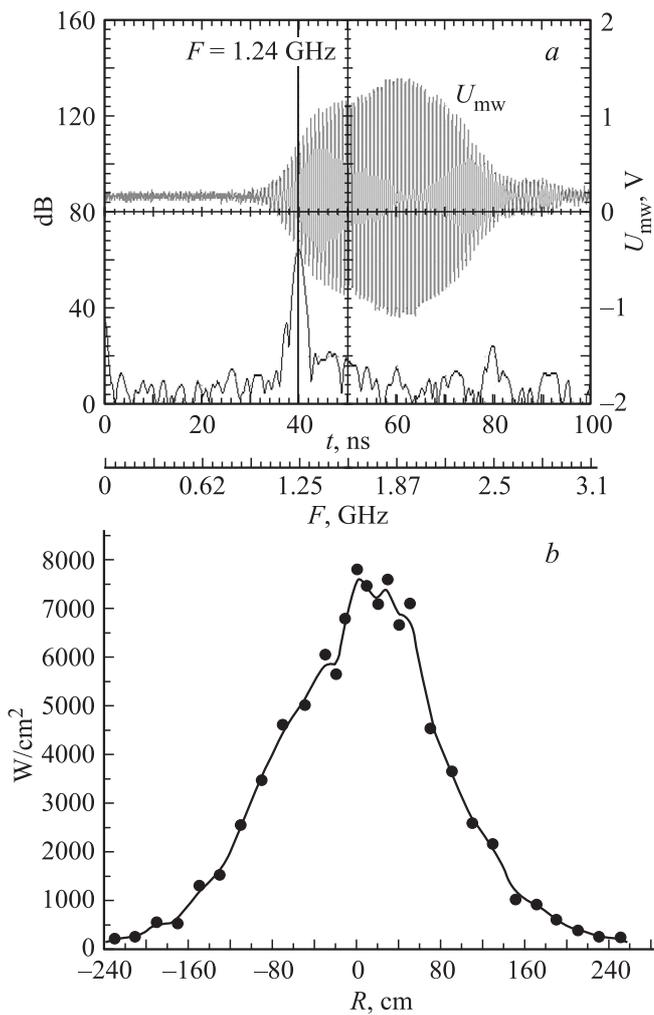


**Рис. 4.** Расчетные зависимости мощности  $P$  и частоты генерации  $F$  от длины участка дрейфа  $L_0$ .

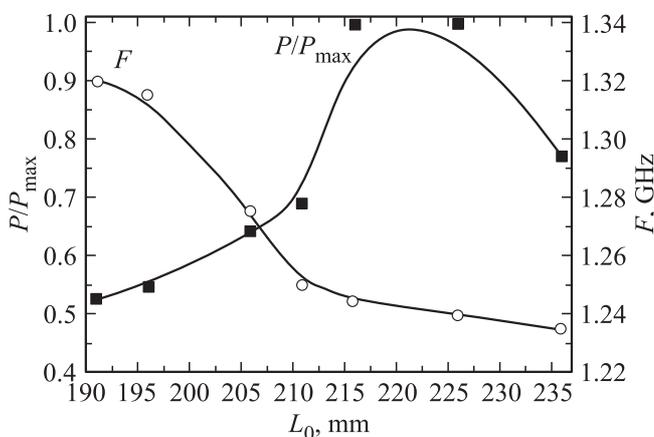
оценочные значения добротностей составляют:  $Q_d \approx 13$ ,  $Q_e \approx 380$ , что соответствует случаю  $R \approx 1$ . Расчетная полоса механической перестройки частоты генерации за счет изменения длины участка дрейфа  $L_0$  (рис. 1) по уровню  $-3$  дБ от максимальной мощности составила около 13% (1.18–1.35 ГГц) (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 пс (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 T получена пиковая микроволновая мощность  $290 \pm 70$  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 T 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 15<sup>th</sup> Int. Symp. High Current Electronics. Tomsk. Russia. 2008. P. 434.