

УДК 533.951

## Эффективность излучения плазменного СВЧ-генератора при учете дисперсии коэффициента отражения

И. Н. Карташов, М. А. Красильников, М. В. Кузелев,  
А. А. Рухадзе

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

*Рассмотрена задача генерации СВЧ-колебаний в волноводе с тонкой в поперечном направлении плазмой и пронизываемым тонким релятивистским электронным пучком в бесконечно сильном магнитном поле при учете дисперсии коэффициента отражения от выходного рупора. Для четырех различных плазменных частот получены зависимости эффективности излучения от длины системы. Определены оптимальные длины плазменного СВЧ-генератора для различных плазменных частот.*

В последние годы как теоретически, так и экспериментально исследуются плазменные релятивистские СВЧ-генераторы на кабельной волне [1, 2]. В простейшем виде (рис. 1) такой прибор представляет собой отрезок гладкого металлического волновода радиуса  $R$  и длины  $L$ , заполненного тонкой трубчатой плазмой толщиной  $\delta_p$  и средним радиусом  $r_p$ , профиль плотности которой дается выражением

$$\omega_p^2(r) = \omega_p^2 \delta_p \delta(r - r_p),$$

где  $\omega_p$  — ленгмюровская частота плазмы.

В плоскости  $z = 0$  в систему инжектируется релятивистский моноскоростной электронный пучок, который так же как и плазма представляет собой тонкую трубку толщиной  $\delta_b$  и средним радиусом  $r_b$ . Плотность пучка обычно берут значительно меньше плотности плазмы  $\omega_b \ll \omega_p$ . В плоскости  $z = L$  к плазменному волноводу примыкает излучающий рупор, представляющий собой продолжение того же волновода, но уже вакуумного, с коаксиально расположенным металлическим стержнем внутри, и предназначенный для вывода излучения и сбора электронов пучка и плазмы. Вся система предполагается помещенной во внешнее сильное продольное магнитное поле, замagnичивающее как электроны пучка, так и плазмы.

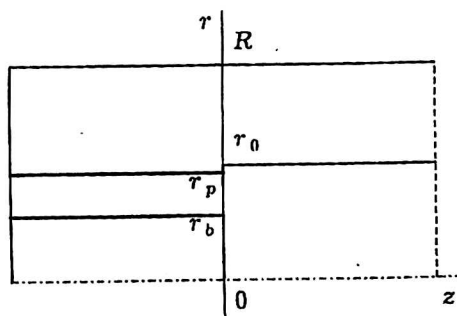


Рис. 1. Модель плазменного СВЧ-генератора

Запишем основные уравнения рассматриваемой системы. Интересуясь только волнами  $E$ -типа и учитывая, что система помещена во внешнее про-

дольное бесконечно сильное магнитное поле из уравнений Максвелла, легко получить уравнение для поляризационного потенциала  $\psi$  [3]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \Delta_{\perp} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \psi = -4\pi (P_b(\vec{r}_{\perp}) j_b + P_p(\vec{r}_{\perp}) j_p), \quad (1)$$

при этом продольная компонента электрического поля определяется выражением

$$E_z = \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \psi. \quad (2)$$

Величины  $j_b$  и  $j_p$  — есть продольные (вдоль оси  $Oz$ ) плотности токов пучка и плазмы, соответственно, а  $P_b(\vec{r}_{\perp})$  и  $P_p(\vec{r}_{\perp})$  задают профили токов. Для бесконечно тонких пучка и плазмы  $P_b(\vec{r}_{\perp}) = \delta_b \delta(r_{\perp} - r_b)$  и  $P_p(\vec{r}_{\perp}) = \delta_p \delta(r_{\perp} - r_p)$ . Плазму в настоящей работе будем предполагать линейной и описывать уравнением холодной гидродинамики

$$\frac{\partial j_p}{\partial t} = \frac{\omega_p^2}{4\pi} E_z. \quad (3)$$

В пучково-плазменных взаимодействиях важную роль играют такие сильно нелинейные процессы как захват электронов пучка плазменной волной и опрокидывание пучковой волны. Имея это в виду, динамику электронов пучка будем описывать на основе метода крупных частиц, а именно ток пучка определять по формуле [3]

$$j_p = en_b \frac{\lambda}{N} \sum_j v_j(t) \delta(z - z_j(t)), \quad (4)$$

где  $n_b$  — невозмущенная плотность электронов пучка;

$\lambda$  — некоторая характерная длина;

$N$  — число электронов (крупных частиц) на участке невозмущенного пучка длиной  $\lambda$ ;

$z_j(t)$  и  $v_j(t)$  — решения уравнений движения  $j$ -го электрона

$$\frac{dz_j}{dt} = v_j, \quad \frac{dv_j}{dt} = \frac{e}{m} \left( 1 - v_j^2/c^2 \right)^{3/2} E_z. \quad (5)$$

Система (5) решается с начальными условиями (условия инжекции):  $z_j(t = t_{0j}) = 0$ ,  $v_j(t = t_{0j}) = u$ , где  $t_{0j}$  — время инжекции  $j$ -го электрона в плазменный резонатор.

Рассмотрим систему (1)–(5) в линейном приближении. Легко показать, что уравнения (4), (5) для электронов пучка сводятся к [1]

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial z} \right)^2 j_b = \frac{\omega_b^2 \gamma^{-3}}{4\pi} \frac{\partial E_z}{\partial t}, \quad (6)$$

которое аналогично (3).

Подставляя все возмущенные величины в виде  $\sim \exp(-i\omega t + ik_z z)$  и представляя поляризационный потенциал в виде разложения по собственным функциям цилиндрического волновода  $\varphi_n = J_l(k_{\perp n} r)$ , где  $J_l$  — функции Бесселя,

$k_{\perp n} = \mu_{l,n}/R$ ,  $\mu_{l,n}$  — нули функции Бесселя, получим следующее дисперсионное уравнение [1]:

$$D_p D_b \equiv \theta \omega_p^2 \omega_b^2 \gamma^{-3} \frac{\chi^4}{k_{\perp p}^2 k_{\perp b}^2}. \quad (7)$$

Здесь

$$D_p \equiv \omega^2 - \omega_p^2 \frac{\chi^2}{k_{\perp p}^2} \quad (8)$$

и

$$D_b \equiv (\omega - k_z u)^2 - \omega_b^2 \gamma^{-3} \frac{\chi^2}{k_{\perp b}^2} \quad (9)$$

дисперсионные функции, нули которых определяют спектры волн в не-взаимодействующих плазме и электронном пучке [1], а  $\theta$  — параметр, характеризующий степень связи пучковых и плазменных волн. Он определяется формулами [4]

$$\theta = \begin{cases} \frac{I_l(\chi r_b) [K_l(\chi r_p) I_l(\chi R) - K_l(\chi R) I_l(\chi r_p)]}{I_l(\chi r_p) [K_l(\chi r_b) I_l(\chi R) - K_l(\chi R) I_l(\chi r_b)]}, & r_b < r_p; \\ \frac{I_l(\chi r_p) [K_l(\chi r_b) I_l(\chi R) - K_l(\chi R) I_l(\chi r_b)]}{I_l(\chi r_b) [K_l(\chi r_p) I_l(\chi R) - K_l(\chi R) I_l(\chi r_p)]}, & r_b > r_p, \end{cases} \quad (10)$$

где  $I_l$  и  $K_l$  — модифицированная функция Бесселя и функция Макдональда, соответственно.

В уравнении (7) и соотношениях (8), (9) введены также обозначения ( $\alpha = b, p$ )

$$k_{\perp \alpha}^2 = \left\{ r_\alpha \Delta_\alpha I_l^2(\chi r_\alpha) \left[ \frac{K_l(\chi r_\alpha)}{I_l(\chi r_\alpha)} - \frac{K_l(\chi R)}{I_l(\chi R)} \right] \right\}^{-1}. \quad (11)$$

Величины (11) имеют смысл квадратов поперечных волновых чисел пучковых и плазменных волн [3]. Далее будем рассматривать только аксиально симметричные волны.

Интересуясь здесь задачей усиления волн, будем решать его относительно комплексного волнового числа  $k_z$ , которое представим в виде

$$k_z = \frac{\omega}{u} (1 + \delta), \quad (12)$$

где  $\delta$  — величина, имеющая смысл безразмерного комплексного коэффициента усиления.

Поскольку плотность пучка реально всегда меньше плотности плазмы, то выполняется неравенство  $|\delta| \ll 1$ . Подставляя (12) в (7), после некоторых преобразований получим кубическое уравнение, учитывающее эффекты, связанные как с сильноточностью пучка, так и с непотенциальностью пучковых и плазменных волн [1]

$$\left[ 1 - \alpha_p (1 + 2\gamma^2 \delta) \right] \left[ \delta^2 - \alpha_b (1 + 2\gamma^2 \delta) \right] = \theta \alpha_p \alpha_b (1 + 2\gamma^2 \delta)^2. \quad (13)$$

Здесь

$$\alpha_p = \frac{\omega_p^2}{k_{1p}^2 u^2 \gamma^2} \text{ и } \alpha_b = \frac{\omega_b^2 \gamma^{-3}}{k_{1b}^2 u^2 \gamma^2} \quad (14)$$

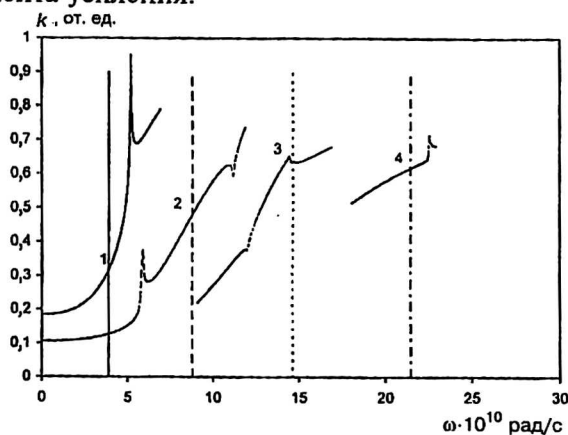
параметры "плотности плазмы и пучка.

Уравнение (13) получено для случая  $\omega \ll \omega_p$ , когда дисперсия поверхностной плазменной волны близка к линейной.

Уравнение (7) определяет распространяющиеся в системе быструю и медленную пучковые волны, попутную и встречную плазменные волны и электромагнитные моды волновода. До сих пор предполагалось, что все усиливаемое пучком излучение беспрепятственно выходит наружу. Для построения теории генератора необходимо еще задать поведение волн на границах системы  $z = 0$  и  $z = L$ . Будем предполагать левую границу полностью прозрачной для электронов пучка и абсолютно не прозрачную — для излучения, на правой же границе поведение волн определяется условиями сшивания полей в плазменном и коаксиальном волноводах.

Электронный пучок, распространяясь в плазменном волноводе, возбуждает плазменную поверхностную волну, распространяющуюся в положительном направлении оси  $Oz$ . Дойдя до границы  $z = L$ , плазменная поверхностная волна частично проникает в вакуумный коаксильный волновод, трансформируясь в вакуумную кабельную волну и объемные моды вакуумного коаксиала. Часть излучения отражается обратно в систему, трансформируясь в плазменную поверхностную волну и объемные моды плазменного волновода. Теперь уже встречные волны, дойдя до границы  $z = 0$ , отражаются от левой границы, трансформируясь в попутные плазменную поверхностную волну, быструю и медленную пучковые волны и объемные моды плазменного волновода. Коэффициент отражения для системы, изображенной на рис. 1, в отсутствие пучка исследовался в работах [5, 6]. Модуль коэффициента отражения волны, стационарно падающей на переход плазменного коаксиального волновода в вакуумный, представлен на рис. 2. Параметры системы выбраны следующими:  $R = 1,8$  см;  $r_p = 1,1$  см;  $\delta_p = 0,1$  см;  $r_0 = 1,15$  см. Четыре кривые (точнее, части кривых, соответствующие той области частот, в которой имеется усиление) отвечают четырем различным плазменным частотам:  $\omega_p = 15 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$  (см. кривую 1),  $\omega_p = 25 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$  (см. кривую 2),  $\omega_p = 35 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$  (см. кривую 3) и  $\omega_p = 45 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$  (см. кривую 4). Два первых варианта реализуют одночастичное черенковское (томсоновское) усиление, а два последних — коллективное черенковское (рамановское). Вертикальными прямыми на рис. 2 обозначены частоты максимального коэффициента усиления.

Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения от частоты для четырех плазменных частот при разных значениях  $\omega_p$



Рассмотрим сначала линейную теорию плазменного СВЧ-генератора, для чего представим в области  $0 < z < L$  поляризационный потенциал в виде

$$\psi = \sum_{j=1}^4 A_j \exp(ik_{zj}z), \quad (15)$$

где  $A_j$  — амплитуды волн;

$k_{zj} = k_{zj}(\omega)$  — корни дисперсионного уравнения (13), разрешенного относительно  $k_z$ .

В формуле (15) учтены только четыре слагаемых. Три из корней  $k_{zj}$ , для определенности  $k_{z1}$ ,  $k_{z2}$ ,  $k_{z3}$ , представляют собой решения кубического уравнения (13) и определяют попутную поверхностную плазменную волну и две пучковых волны. Причем в той области частот, где имеется неустойчивость, один из корней вещественный (нейтральная волна), а два других — комплексно сопряженные (усиливаемая и затухающая волны). Волновое число  $k_{z4}$  соответствует плазменной волне, распространяющейся навстречу пучку и осуществляющей в системе обратную связь. Кроме того, при написании выражения (15) отброшены слагаемые, описывающие попутные и встречные объемные волноводные моды. Это можно сделать, так как объемные волны имеют фазовую скорость, превосходящую скорость света  $c$  и пучком не возбуждаются, а на границах генератора трансформация плазменной волны в объемные незначительна [5].

На границе  $z = 0$  волна 4 порождает волны 1, 2 и 3 (см. рис. 2). Это можно записать в виде

$$A_j = \alpha_{j4} A_4, \quad j = 1, 2, 3, \quad (16)$$

где  $\alpha_{j4}$  — подлежащие определению коэффициенты трансформации.

В свою очередь падающие на границу  $z = L$  волны 1, 2 и 3 совместно порождают волну 4, что записывается следующим образом:

$$A_4 \exp(ik_{z4}L) = \sum_{j=1}^3 k_{4j} A_j \exp(ik_{zj}L). \quad (17)$$

Ранее было предположено, что плотность пучка мала, что дает возможность учесть его по теории возмущений. Поэтому коэффициенты отражения волн, падающих из плазменной области на излучающий рупор, не зависят от электронного пучка, и в (17) следует положить  $k_{41} = k_{42} = k_{43} = k$ ,  $k$  — коэффициент отражения по амплитуде, а также от кабельной плазменной волны, вычисленной в отсутствие пучка [6]. Подставляя далее в (17) выражения (16), получим окончательно следующее уравнение для определения комплексных частот плазменно-пучкового открытого резонатора [3]

$$1 = k(\omega) \sum_{j=1}^3 \alpha_{j4}(\omega) \exp[i(k_{zj}(\omega) - k_{z4}(\omega))L], \quad (18)$$

где специально подчеркнута зависимость соответствующих величин от частоты. Коэффициенты трансформации  $\alpha_{j4}$  получаются из дополнительных условий равенства нулю при  $z = 0$  тангенциальной составляющей электрического поля и отсутствия на этой границе возмущений в электронном пучке

$$\left. \frac{d\psi}{dz} \right|_{z=0} = 0, \quad \left. j_b \right|_{z=0} = 0, \quad \left. \frac{dj_b}{dz} \right|_{z=0} = 0.$$

Подставляя сюда с помощью уравнений (1)–(6) решение (15) и преобразуя результат к виду (16), можно определить коэффициенты трансформации  $\alpha_{jd}$  [3].

Таким образом, если величина  $k(\omega)$  известна, то расчет плазменного СВЧ-генератора в линейном приближении сводится к задаче (18).

Основной результат линейной теории состоит в том, что к частоте, близкой к частоте коллективного резонанса, являющейся рабочей частотой генератора, добавляется мнимая поправка, обусловленная передачей энергии от пучка резонатору и выносом энергии из резонатора через рупор [3]

$$\delta\omega = i \frac{u}{2L} \left( |\text{Im} \delta| \frac{\omega}{u} L - \ln \frac{q}{|k|} \right). \quad (19)$$

Здесь  $\omega$  — резонансная частота;

$\delta$  — безразмерный коэффициент усиления;

$q$  — постоянная (в пределах от 2 до 3).

Формула (19) является упрощенным вариантом существенно более общего выражения [3]. Она справедлива, если  $\omega L/u \gg 1$ , и групповая скорость плазменной волны близка к скорости  $u$  и может быть получена, если в сумме в (15) оставит только одно слагаемое, соответствующее усиливаемой волне.

Из (19) следует условие самовозбуждения плазменно-пучкового резонатора [3]

$$|\text{Im} \delta| \frac{\omega}{u} L = \ln \frac{q}{|k|}. \quad (20)$$

Из (20) определяют стартовые параметры начала генерации, обычно — это стартовый ток пучка или стартовая длина резонатора. При больших токе или длине режим усиления срывается в режим генерации. Если плазменная частота не слишком близка к критической, то стартовая длина в среднем близка к 15 см (от 10 до 20 см).

Перейдем теперь к нелинейной теории плазменного СВЧ-генератора. При моделировании генератора путем прямого численного решения полной системы уравнений Максвелла-Власова [7] было установлено, что частота спектра излучения значительно меньше средней частоты излучения, причем частота генерации примерно совпадает с частотой максимального усиления. Выполнение указанного условия  $\Delta\omega \ll \omega$  позволяет разработать достаточно простую и физически наглядную модель плазменного СВЧ-генератора, основанную на упрощении уравнений (1)–(5) методом медленно меняющихся амплитуд. Введем в рассмотрение волны с фиксированной средней частотой и медленными амплитудами. В частности, поляризационный потенциал попутной (резонансной) с пучком плазменной волны представим в виде

$$\psi = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_n(\vec{r}_{\perp}) \left[ A_n(z, t) \exp\left(-i\omega t + i \frac{\omega}{u} z\right) + \text{К.С.} \right], \quad (21)$$

где  $A_n$  — медленные по сравнению с соответствующим экспоненциальным множителем функции координаты  $z$  и времени — медленные амплитуды К. С. — комплексное сопряжение. Уравнения для медленных амплитуд можно получить, используя процедуру усреднения

$$\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\lambda} \int_{z-\lambda/2}^{z+\lambda/2} \Phi(z') \exp\left(i\omega t - i \frac{\omega}{u} z'\right) dz'. \quad (22)$$

Здесь  $\Phi$  — усредняемая величина;  
 $\lambda$  — характерная длина, входящая в (4).

Из (21) и (22) она определяется формулой  $\lambda = \frac{2\pi u}{\omega}$ .

Подставляя (21) в уравнения (1)–(5) и применяя указанную выше процедуру усреднения, после довольно громоздких выкладок получим следующую систему уравнений плазменного СВЧ-генератора [8]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial \xi} + \tilde{v} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) J^+ = \frac{i}{2\gamma^2} \left[ \left(\frac{1}{\alpha_p} - 1\right) J^+ - \theta \alpha_b \bar{L} \langle \rho \rangle \right];$$

$$\frac{dy_j}{d\tau} = \eta_j; \quad (23)$$

$$\frac{d}{d\tau} \left( \frac{\eta_j}{\sqrt{1 - \beta^2 \eta_j^2}} \right) = -\frac{i}{2} \gamma^3 \left[ \exp(-i\tau + iy_j) \bar{L}(\alpha_b \langle \rho \rangle + J^+) - \text{К.С.} \right].$$

Здесь

$$\langle \rho \rangle = \frac{2}{N} \sum_j f(\tau_{0j}) \exp(i\tau - iy_j); \quad (24)$$

$$\bar{L}_z = 1 - 2i\gamma^2 \left( \frac{\partial}{\partial \xi} + \beta^2 \frac{\partial}{\partial \tau} \right).$$

В (23) и (24) использованы следующие безразмерные переменные и обозначения:

$$\tau = \omega t; \quad \xi = \frac{\omega}{u} z; \quad y_j = \frac{\omega}{u} z_j; \quad \eta_j = \frac{v_j}{u};$$

$$\beta = \frac{u}{c}; \quad \tilde{v} = \frac{V_g}{u} = \left( \beta^2 + \frac{1}{\gamma^2 \alpha_p} \right)^{-1},$$

где  $V_g$  — групповая скорость плазменной волны;  
 $\theta, \alpha_b, \alpha_p$  — определены в (10) и (14).

В формулу для  $\langle \rho \rangle$  (24) введена функция  $f(\tau_{0j})$ ,  $\tau_{0j}$  — момент влета электрона в плазменный резонатор. Эта функция позволяет моделировать фронты пучка и его модуляцию. Величина  $J^+$  является медленной амплитудой попутной с пучком плазменной волны.

Уравнений (23) недостаточно для создания теории плазменного СВЧ-генератора. Необходимо учесть еще и встречной плазменной волны, медленную амплитуду которой обозначим как  $J^-$ . Встречная волна не находится в резонансе с пучком и в среднем с ним не взаимодействует. Поэтому ее амплитуда удовлетворяет однородному уравнению типа первого из (23), но с учетом изменения направления распространения

$$\left(\frac{\partial}{\partial \xi} + \tilde{v} \frac{\partial}{\partial \tau}\right) J^- = -\frac{i}{2\gamma^2} \left(\frac{1}{\alpha_p} - 1\right) J^-. \quad (25)$$

Взаимодействие волн  $J^\pm$  происходит на продольных границах плазменного резонатора, где они трансформируются друг в друга. Эта трансформация формулируется в виде следующих граничных условий (условий обратной связи):

$$\begin{aligned}
 J^-(\xi = \xi^+, \tau) &= kJ^+(\xi = \xi^+, \tau), \\
 J^+(\xi = 0, \tau) &= -J^-(\xi = 0, \tau),
 \end{aligned}
 \tag{26}$$

где  $k$  — рассматривавшийся ранее коэффициент отражения;

$\xi^+ = \omega L/u$  — безразмерная длина плазменного резонатора, а знак минус во втором соотношении (26) отвечает изменению фазы волны при отражении от металлической поверхности.

Уравнения (23), (25) с граничными условиями (26) являются замкнутой системой нелинейной теории релятивистского плазменного СВЧ-усилителя [8]. Решая однородное уравнение (25) и подставляя его решение в (26), можно исключить из рассмотрения встречную волну и записать условие обратной связи в виде

$$J^+(\xi = 0, \tau) = -kJ^+(\xi = \xi^+, \tau - \xi^+/\bar{v}).
 \tag{27}$$

Изложенная выше линейная теория следует из системы уравнений (23) и условия обратной связи (27). Уравнения (23) пригодны и весьма эффективны [8] в теории плазменных генераторов на импульсных электронных пучках при условии  $\omega T \gg 1$ , где  $T$  — характерный временной масштаб изменения тока пучка.

Рассмотрим некоторые результаты моделирования плазменного СВЧ-генератора при стационарной инжекции электронного пучка. Будем варьировать длину плазменного резонатора и менять плазменную частоту, но зафиксируем следующие параметры:  $I_b = 2$  кА;  $\gamma = 2$ ;  $r_b = 0,6$  см;  $\delta_b = 0,1$  см; геометрические параметры волновода и плазмы приводились выше.

На рис. 3 для четырех плазменных частот, тех же, что и на рис. 2, представлены в зависимости от длины плазменного резонатора  $L$  эффективности генерации (коэффициенты отражения брались с рис. 2). Резкое возрастание эффективности излучения от нуля до некоторого довольно значительного значения связано с превышением стартовой длины генерации. Причем стартовые длины по рис. 3 очень близки к тем, что определяются из линейной теории (20). При дальнейшем увеличении длины плазменного резонатора наблюдаются осцилляции эффективности, что связано с перемещением точек насыщения пучковой неустойчивости от границы  $z = L$  к меньшим  $z$  и обратно.

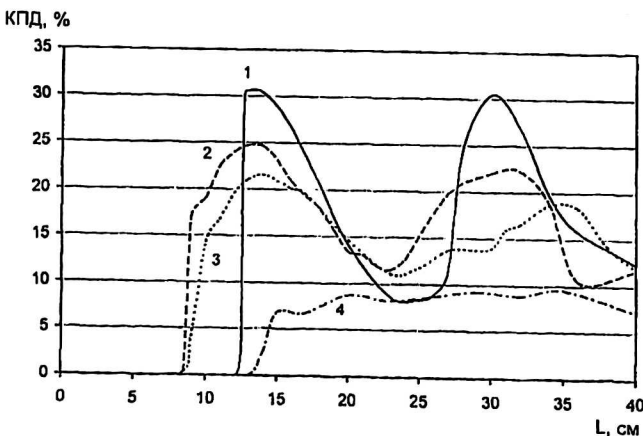


Рис. 3. Зависимость эффективности генерации от длины плазменного волновода для четырех различных плазменных частот при  $\omega_p$ :  
 1 —  $15 \cdot 10^{10}$  с<sup>-1</sup>; 2 —  $25 \cdot 10^{10}$  с<sup>-1</sup>; 3 —  $35 \cdot 10^{10}$  с<sup>-1</sup>; 4 —  $45 \cdot 10^{10}$  с<sup>-1</sup>

На рис. 4, а показано распределение амплитуды поля попутной волны по длине плазменного резонатора при  $L = 13$  см и  $\omega_p = 25 \cdot 10^{10}$  рад/с, когда генерация оптимальна при расчетном коэффициенте отражения  $k = 0,48$ . На рис. 4, б показано распределение по длине резонатора тех же величин, что и на рис. 4, а, но не в оптимальном случае — при  $k = 0,8$ . Видно, что амплитуда попутной волны почти постоянна, а относительные потери энергии пучка максимальны не на выходе, а внутри резонатора.

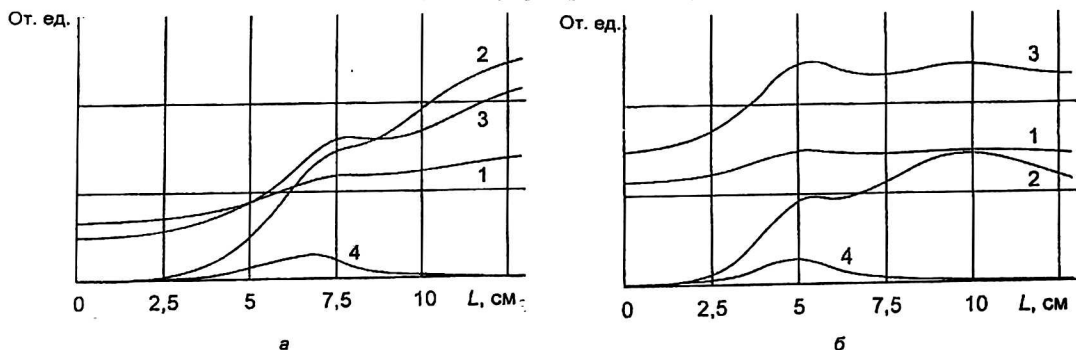
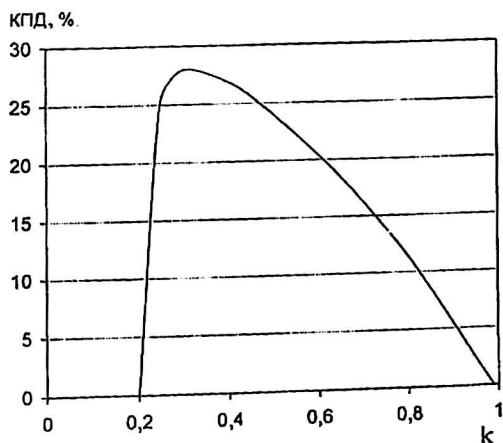


Рис. 4. Распределение по длине системы амплитуды поля попутной волны (1), относительных потерь энергии пучка (2), потоков энергии в плазменной (3) и пучковой (4) волнах при  $k$ , равном: а — 0,48; б — 0,8

Ранее говорилось о сильной зависимости коэффициента отражения от величины зазора  $r_0 - r_p$ , поэтому целесообразно рассмотреть зависимость характеристик генератора от  $k$  как от свободного параметра. Тем более, что конструкция излучающего рупора может быть отличной от обсужденной выше. При  $L = 13$  см,  $\omega_p = 25 \cdot 10^{10}$  рад/с и  $k = 0,48$  генерация оптимальна. Зафиксируем такую длину и ленгмюровскую частоты и будем менять коэффициент отражения. Зависимость эффективности генерации от  $k$  представлена на рис. 5. Видно, что при несколько меньшем коэффициенте отражения достигается еще более высокая эффективность, чем показано на рис. 3. Зависимость режима работы системы от длины существенно более резкая, чем от коэффициента отражения, поэтому оптимизация по длине, проведенная на рис. 3, оказалась недостаточно детальной. При увеличении коэффициента отражения эффективность резко падает и обращается в ноль, когда плазменный резонатор полностью закрыт. С другой стороны, равенство эффективности нулю при малых  $k$  означает, что не выполнено стартовое условие начала генерации.

Рис. 5. Эффективность генерации как функция  $k$  при  $L = 13$  см,  $\omega_p = 25 \cdot 10^{10}$  рад/с



На рис. 6 показана зависимость амплитуды попутной волны на выходе из плазменного резонатора от коэффициента отражения  $k$ . Амплитуда на рисунке нормирована на выходную амплитуду в оптимальном режиме (см. рис. 4, а).

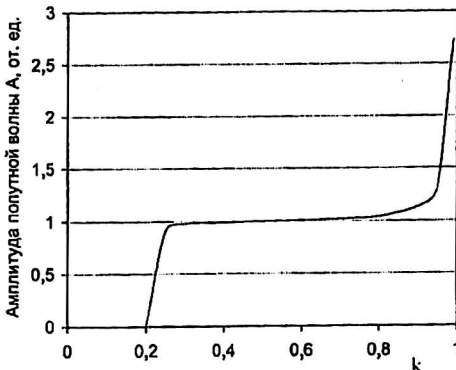


Рис. 6. Амплитуда попутной волны на выходе из резонатора как функция  $k$  при  $L = 13$  см,  $\omega_p = 25 \cdot 10^{10}$  рад/с

Начальный рост амплитуды обусловлен возникновением генерации при выполнении стартовых условий. Далее имеется большой участок примерно постоянной выходной амплитуды и при больших  $k$  ее резкий рост. Последнее обусловлено значительной перекачкой энергии в резонатор от уже отработавшей ранее части пучка.

#### Л и т е р а т у р а

1. Биро М., Красильников М. А., Кузелев М. В., Рухадзе А. А.//УФН. 1997. Т. 167. № 10. С. 1025—1042.
2. Стрелков П. С., Ульянов Д. К.//Физика плазмы. 2000. Т. 26. № 4. С. 329.
3. Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. — М.: Наука, 1990.
4. Александров А. Ф., Кузелев М. В., Халилов А. Н.//ЖЭТФ. 1987. Т. 93. С. 1714.
5. Карташов И. Н., Красильников М. А., Кузелев М. В.//Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44. № 12. С. 1502.
6. Карташов И. Н., Красильников М. А.//Там же. 2000. Т. 45. № 7. С. 799.
7. Кузелев М. В., Майков А. Р., Поезд А. Д. и др.//ДАН СССР. 1988. Т. 300. С. 1112.
8. Биро М., Красильников М. А., Кузелев М. В., Рухадзе А. А.//ЖЭТФ. 1997. Т. 111. № 4. С. 1258.

## Radiation efficiency of plasma microwave oscillator accounting the dispersion of reflection coefficient

I. N. Kartashov, M. A. Krasil'nikov, M. V. Kuzelev,  
A. A. Rukhadze

The Lomonosov's Moscow State University, Moscow, Russia

*The problem of microwave generation in waveguide with thin plasma layer and thin relativistic electron beam layer in infinitely strong magnetic field is investigated with account of reflection coefficient dispersion. The dependence of radiation efficiency on the length of system as well as optimum length of plasma microwave oscillator are determined for four different plasma frequencies.*