

## К ВОПРОСУ О ВОЗБУЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ ПОПЕРЕЧНО-НЕОДНОРОДНОГО ПЛАЗМЕННОГО ВОЛНОВОДА В КОНЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

М. А. Красильников, М. В. Кузелев, А. А. Рухадзе

*Рассмотрены условия одномодового возбуждения электронным пучком малой плотности черенковского плазменного лазера с неоднородным заполнением. Приведены результаты численного исследования зависимости этих условий от магнитного поля и от плотности плазмы.*

Одной из важнейших систем в СВЧ электронике является волновод с неоднородным заполнением в виде трубчатой плазмы. Пропуская в волноводе электронный пучок, можно выбором параметров создать благоприятные условия для возбуждения колебаний плазменного волновода. Особый интерес представляет случай, когда возбуждается одна мода колебаний системы.

Для возбуждения электронным пучком малой плотности низкочастотных колебаний волновода с плазмой необходимо выполнение условия  $\beta_b < \beta_1$ , где  $\beta_b = u/c$ ,  $\beta_1 = v_1/c$ ,  $c$  — скорость света,  $u$  — скорость пучка, а  $v_1$  — максимальная фазовая скорость первой поперечной моды плазменных колебаний. Напомним, что максимум  $v_1$  достигается в длинноволновом пределе. Если кроме того  $\beta_b > \beta_2$  ( $\beta_2 = v_2/c$ ,  $v_2$  — максимальная фазовая скорость второй поперечной моды), то в волноводе возбуждается только первая поперечная мода. Для случаев волновода в бесконечно сильном и нулевом внешнем магнитном полях, а также для волновода, полностью заполненного плазмой, соответствующие условия исследованы в работах /1, 2/.

Ниже рассмотрен общий и наиболее важный случай — возбуждение пучком колебаний в круглом волноводе с трубчатым заполнением. Введем следующие обозначения:

$$\begin{aligned} x^2 &= \omega_p^2 / \omega_e^2, \quad \lambda = (\omega/c) r_2, \quad \alpha^2 = 1 - \beta^2, \\ a_{1,2} &= -\alpha^2 \pm [\alpha^4 - 4x^2\beta^2]^{1/2}, \quad b_{1,2} = x^2 + a_{1,2} (\alpha^2 - x^2\beta^2) / (2\beta^2), \\ c_{1,2} &= x^2 + a_{1,2} / (2\beta^2), \quad q_{1,2} = \lambda [(1+x^2)^{-1} (\alpha^2 - x^2\beta^2 + a_{1,2}/2)]^{1/2} / \beta, \\ \zeta_1 &= r_1 / r_2, \quad \zeta_2 = R / r_2, \quad P = x^2\beta^2 / (\alpha^2 \ln \zeta_2), \\ Q &= 4/x^2\lambda^2 (\zeta_2^2 - 1), \quad L = 4/x^2\lambda^2 \zeta_1. \end{aligned}$$

Здесь  $\omega_p$  — ленгмюровская частота электронов плазмы,  $\omega_e$  — электронная циклотронная частота,  $R$  — радиус волновода,  $r_1$  и  $r_2$  — внутренний и внешний радиусы плазменной трубки,  $\beta = v/c$ , причем

$v$  есть  $v_1$  или  $v_2$  (и вообще  $v_n$ ) — искомые фазовые скорости.

Возьмем общее дисперсионное уравнение, определяющее спектры  $\omega(k_{\parallel})$  частот рассматриваемого волновода /3, 4/, и совершим в нем длинноволновый предельный переход: продольное волновое число устремим к нулю, причем  $\omega/k_{\parallel}c = \beta$ . В результате, используя приведенные выше обозначения, получим уравнение для определения величин  $\beta$ :

$$\|a_{ij}\| = 0, \quad (1)$$

где  $j$  — номер столбца,  $i$  — номер строки, причем

$$\begin{aligned} a_{11} &= q_1 c_1 J_1(q_1 \zeta_1), & a_{12} &= q_1 c_1 N_1(q_1 \zeta_1), \\ a_{13} &= q_2 c_2 J_1(q_2 \zeta_1), & a_{14} &= q_2 c_2 N_1(q_2 \zeta_1), \\ a_{21} &= q_1 c_1 J_1(q_1) + P J_0(q_1), & a_{22} &= q_1 c_1 N_1(q_1) + P N_0(q_1), \\ a_{23} &= q_2 c_2 J_1(q_2) + P J_0(q_2), & a_{24} &= q_2 c_2 N_1(q_2) + P N_0(q_2), \\ a_{31} &= q_1 b_1 Q J_1(q_1) + a_1 J_0(q_1), & a_{32} &= q_1 b_1 Q N_1(q_1) + a_1 N_0(q_1), \\ a_{33} &= q_2 b_2 Q J_1(q_2) + a_1 J_0(q_2), & a_{34} &= q_2 b_2 Q N_1(q_2) + a_2 N_0(q_2), \\ a_{41} &= -q_1 b_1 L J_1(q_1 \zeta_1) + a_1 J_0(q_1 \zeta_1), \\ a_{42} &= -q_1 b_1 L N_1(q_1 \zeta_1) + a_1 N_0(q_1 \zeta_1), \\ a_{43} &= -q_2 b_2 L J_1(q_2 \zeta_1) + a_2 J_0(q_2 \zeta_1), \\ a_{44} &= -q_2 b_2 L N_1(q_2 \zeta_1) + a_2 N_0(q_2 \zeta_1). \end{aligned}$$

Рассмотрим численные решения уравнения (1), задавшись реальными экспериментальными параметрами /5/:  $R = 1,8$  см,  $r_1 = 0,85$  см,  $r_2 = 0,95$  см. Варьируем частоты  $\omega_p$  и  $\omega_c$ . На рис. 1 для различных  $\lambda$  (т.е.  $\omega_p$ ) представлены зависимости  $\beta_1$  от  $x$  (т.е.  $\omega_c$ ). Видно, что зависимость  $\beta_1$  от магнитного поля практически отсутствует. Это характерно только для волноводов с тонкой плазмой. В данном случае толщина плазмы  $r_1 - r_2 = 0,1$  см, а глубина проникновения поля в плазму  $c/\omega_p = r_2/\lambda = 0,19 \div 1,9$  см. Для больших  $\lambda$  происходит некоторое уменьшение  $\beta_1$  с ростом  $x$ .

Асимптотическое поведение кривых, приведенных на рис. 1, при больших и малых значениях магнитного поля можно получить из уравнения (1). Так, при  $\omega_c \rightarrow \infty$  ( $x = 0$ ) имеем

$$\beta_1^2 = [1 + 1/[\lambda^2(1 - \zeta_1)\ln\zeta_2]]^{-1}, \quad (2)$$

что согласуется с численными расчетами. При  $\omega_c = 0$  ( $x \rightarrow \infty$ )

$$\beta_1^2 = \lambda \operatorname{th}[\lambda(1 - \zeta_1)] \ln \zeta_2 \{1 + \lambda \operatorname{th}[\lambda(1 - \zeta_1)] \ln \zeta_2\}, \quad (3)$$

что также согласуется с расчетами. Когда  $\lambda(1 - \zeta_1) < 1$  или толщина плазмы меньше глубины проникновения поля в плазму, формула (3) переходит, как это и должно быть, в (2).

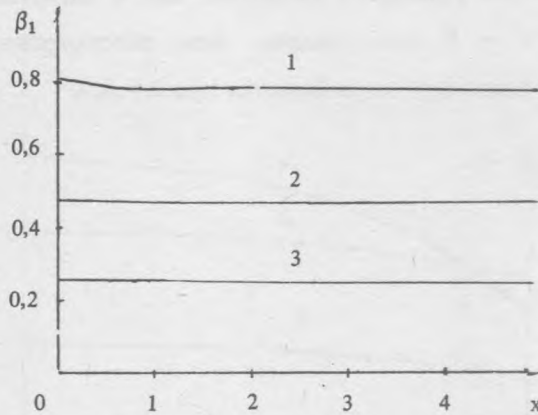


Рис. 1. Зависимость  $\beta_1(x)$  для трубчатой плазмы при различных значениях плотности плазмы:  $\lambda = 5$  (1), 2 (2), 1 (3).

Зависимость  $\beta_2$  от магнитного поля сильная. Она обусловлена тем, что поле второй радиальной моды сильно локализовано в объеме плазмы, причем характер локализации существенно зависит от магнитного поля. На рис. 2 приведены иллюстрирующие это утверждение радиальные распределения продольной компоненты электрического поля. Используя зависимости  $\beta_1$  и  $\beta_2$  от  $x$  можно получить зависимость ширины зоны одномодового возбуждения волновода от магнитного поля, которая представлена на рис. 3. Согласно полученным результатам, ширина зоны одномодовости  $\beta_1 - \beta_2$  растет с уменьшением  $\omega_c$ .

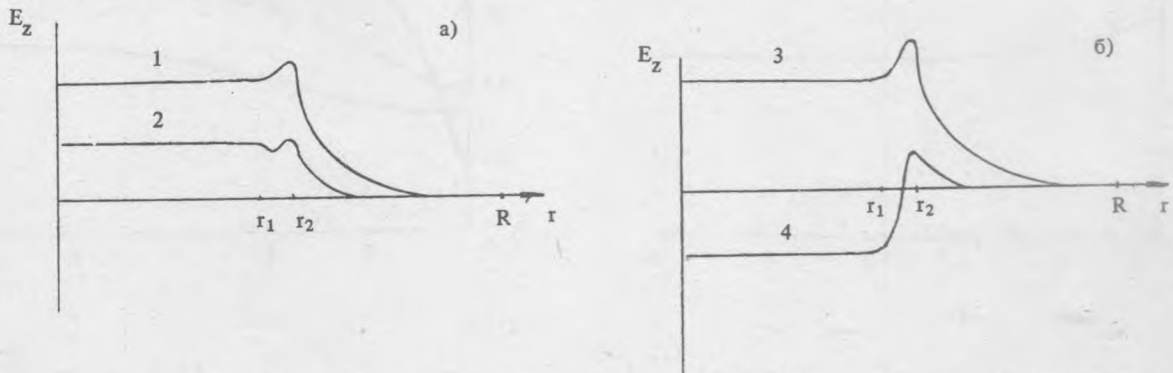


Рис. 2. Радиальное распределение продольного поля  $E_z(r)$  в волноводе с трубчатой плазмой при  $\lambda = 5$ ,  $x = 0,1$  (а) и  $0,5$  (б); 1)  $\beta_1 = 0,791$ , 2)  $\beta_2 = 0,161$ , 3)  $\beta_1 = 0,785$ , 4)  $\beta_2 = 0,136$ .

Для случая бесконечного магнитного поля  $\beta$  можно найти из уравнения:

$$[J_0(z) - zJ_1(z)\ln \zeta_2]/J_1(z\zeta_1) = [N_0(z) - zN_1(z)\ln \zeta_2]/N_1(z\zeta_1), \quad (4)$$

где  $z = \alpha\lambda/\beta$ . Исследование этого уравнения позволяет найти значения  $\lambda$ , при которых ширина полосы одномодовости при  $x = 0$  максимальна. Для рассмотренных реальных параметров максимальная ширина полосы равна 0,65 и достигается при  $\lambda = 6,9$ .

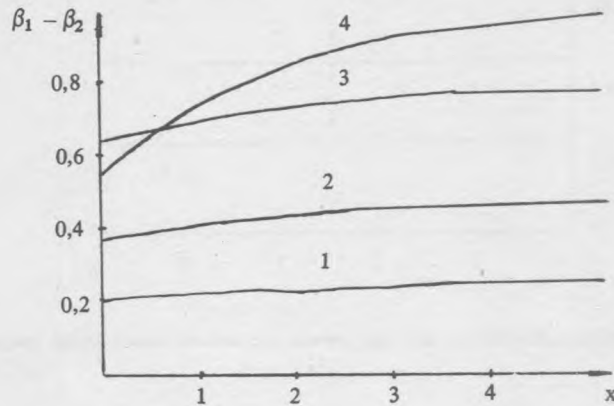


Рис. 3. Зависимость ширины зоны одномодовости от  $x$  для волновода с трубчатой плазмой при  $\lambda = 1$  (1), 2 (2), 5 (3), 10 (4).

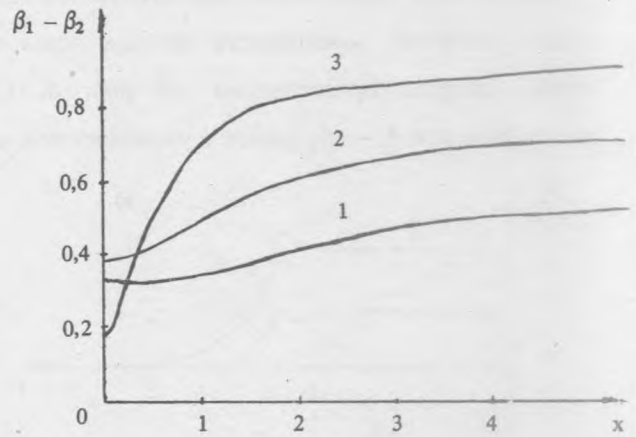
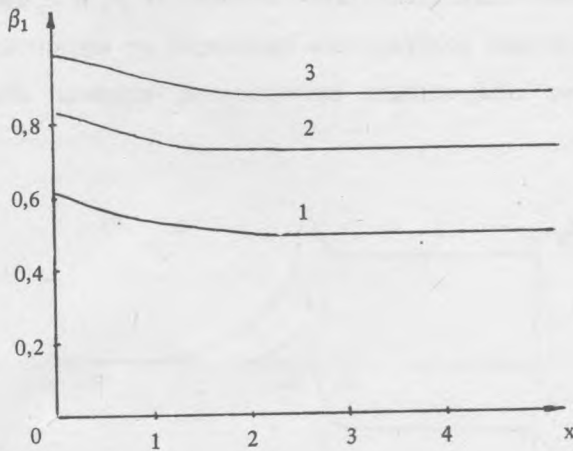


Рис. 4. Зависимость  $\beta_1$  от  $x$  для волновода с половинным заполнением при  $\lambda = 1$  (1), 2 (2), 5 (3).

Рис. 5. Зависимость ширины зоны одномодовости возбуждения волновода с половинным заполнением при  $\lambda = 1$  (1), 2 (2), 5 (3).

Приведем также результаты расчета для волновода с половинным заполнением:  $r_1 \approx 0$ ,  $r_2 = R/2 = 0,9$  см. Как видно из рис. 4, зависимость  $\beta_1$  от  $x$  здесь уже более сильная. Это обусловлено тем, что при больших  $\lambda$  ( $2 \div 5$ ) глубина проникновения поля в плазму уже меньше толщины плазмы  $R/2 = 0,9$  см. Зависимость ширины зоны одномодовости для этого случая показана на рис. 5. В случае половинного заполнения при малых значениях  $x$  величина  $\beta_2$  существенно больше, чем в случае трубчатой плазмы. Здесь при  $x = 0$  максимальная ширина зоны одномодовости  $\beta_1 - \beta_2 = 0,39$  достигается при  $\lambda = 1,7$ .

Таким образом, при малых  $x$  зона одномодовости в случае тонкой трубчатой плазмы шире, чем для случая половинного заполнения. Ширина полосы одномодового возбуждения волновода с трубчатой плазмой зависит от магнитного поля достаточно слабо. Это объясняется тем, что величина  $\beta_2$  относительно мала для тонкой плазмы и поле поверхностной волны "ведет" себя точно так же, как и поле объемной  $TM_{01}$  моды в замагниченной плазме.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кузелев М. В., Мухаметзянов Ф. Х., Шкварунец А. Г. Физика плазмы, 9, 1137 (1983).
2. Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме, М., Наука, 1990.
3. Кузелев М. В., Романов Р. В., Селиванов И. А. Препринт ИОФАН, № 23, М., 1991.
4. Кондратенко А. Н. Плазменные волноводы, М., Атомиздат, 1976.
5. Селиванов И. А., Шкварунец А. Г. Физика плазмы, в печати.

Институт общей физики РАН

Поступила в редакцию 19 ноября 1991 г.

После переработки 26 февраля 1992 г.