

## НЕСТАЦИОНАРНАЯ ТЕОРИЯ СИЛЬНОТОЧНОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО ГИРОТРОНА

В.В. Богданов, М.В. Кузелев

*Развита самосогласованная нестационарная теория релятивистского сильноточного гиротрона с нефиксированной продольной структурой высокочастотного поля. Численно исследованы различные режимы работы гиротрона.*

При расчете КПД и оптимизации параметров слаботочных электронных приборов СВЧ широко используется приближение заданного поля /1/. Считается, что электроны пучка движутся в заданном поле "холодной" электродинамической системы, причем частота и профиль высокочастотного поля фиксированы. По мере увеличения плотности пучка все большую роль начинают играть собственные колебания электронов в поле пространственного заряда. При этом в релятивистском гиротроне с увеличением тока пучка начинает развиваться неустойчивость отрицательной массы, что приводит к резкому падению эффективности излучения /2,3/. В данной работе рассмотрен промежуточный случай. С одной стороны, плотность пучка считается достаточно большой, и необходимо учитывать самосогласованно изменение продольной структуры высокочастотного поля в резонаторе гиротрона. С другой стороны, пренебрегается высокочастотным пространственным зарядом.

Развитая ниже теория позволяет самосогласованным образом определить зависимость высокочастотного поля от продольной координаты и времени и тем самым установить при каких условиях осуществляется стационарный режим генерации. Кроме того, определен стартовый ток и время включения гиротрона.

Гиротрон представляет собой отрезок круглого волновода радиусом  $R_0$  и длиной  $L_0$ . С одного конца при  $z = 0$  волновод закрыт металлической фольгой, прозрачной для электронов. К другому его концу при  $z = L_0$  присоединен плавно расширяющийся рупор длиной  $L_1$ . Внешнее постоянное магнитное поле  $B_0$  направлено параллельно оси волновода. Тонкий трубчатый электронный пучок радиусом  $R_b$  инжектируется в волновод с плоскости  $z = 0$ . Электроны пучка в этой плоскости имеют компоненты импульса  $p_{\parallel 0}$ ,  $p_{\perp 0}$  соответственно вдоль и поперек магнитного поля. Пролетая путь  $L_0$ , они выводятся на стенку.

Рассмотрим возбуждение электронным пучком моды  $TE_{13}$ , которая является рабочей в экспериментах /4,5/. Зависимость компоненты  $H_z$  от координат  $(r, \varphi, z)$  и времени представим следующим образом:

$$H_z = J_1(k_{10}r) \cos \varphi \operatorname{Re} F(z, t) \exp(-i\omega t),$$

где  $F$  — медленная по сравнению с  $\exp(-i\omega t)$  функция времени. Частоту  $\omega$  будем считать равной частоте отсечки волновода  $k_{10}c$ , где  $k_{10} = \mu/R_0$ ;  $\mu = 8,54$  для моды  $TE_{13}$ .

Введем безразмерные координату  $\xi = k_{10}z$  и время  $\tau = \omega t$ . Уравнения для безразмерной амплитуды поля  $f = -(|e|/\omega mc) J_1'(x_b) F$ , где  $x_b = k_{10}R_b$ , в волноводе и в рупоре представим в виде:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + 2i \frac{\partial}{\partial \tau} \right) f = - \frac{IG}{\langle \beta_{\parallel} \rangle} \int_0^{2\pi} \frac{d\chi_0}{2\pi} \frac{\eta_{\perp}}{\gamma} e^{i\chi_0}, \quad \xi \leq \xi_0 = k_{10}L_0,$$

$$\left( 1 - \frac{R_0^2}{R^2(\xi)} + \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + 2i \frac{\partial}{\partial \tau} \right) f = 0, \quad \xi_0 \leq \xi < \xi_1 = \xi_0 + k_{10}L_1.$$

(1)

Уравнения движения электронов запишем следующим образом:

$$\frac{d\xi}{d\tau} = \frac{\eta_{\parallel}}{\gamma}; \quad \frac{d\eta_{\parallel}}{d\tau} = \frac{\eta_{\perp}}{\gamma} \operatorname{Im} \left( \frac{\partial f}{\partial \xi} e^{-ix} \right);$$

$$\frac{d\eta_{\perp}}{d\tau} + i\eta_{\perp} \frac{d\sigma}{d\tau} = \frac{1}{2} f^* e^{ix} + i \frac{\eta_{\parallel}}{2\gamma} \frac{\partial f^*}{\partial \xi} e^{ix};$$

$$\frac{d\chi}{d\tau} = 1 - \frac{d\sigma}{d\tau} - \frac{\Omega}{\gamma\omega}.$$
(2)

Здесь  $I$  — ток пучка;  $R(\xi)$  — радиус рупора, геометрический фактор  $G = 8(|e|/mc^3) J_1^2(x_b)/J_1^2(\mu) (\mu^2 - 1)$ ;  $\Omega = |e|B_0/mc$ ;  $\eta_{\parallel, \perp} = p_{\parallel, \perp}/mc$  — безразмерные компоненты импульса;  $\gamma = \sqrt{1 + \eta_{\parallel}^2 + \eta_{\perp}^2}$ ;  $\langle \beta_{\parallel} \rangle = \langle \eta_{\parallel}/\gamma \rangle$  — среднее значение продольной безразмерной скорости;  $\chi, \sigma$  — фазы.

Граничные условия для уравнений (1) имеют вид:

$$f|_{\xi=0} = 0; \quad \left( \frac{\partial f}{\partial \xi} - \kappa f \right) \Big|_{\xi=\xi_1} = 0,$$
(3)

где  $\kappa = [1 - R_0^2/R^2(\xi_1)]^{1/2}$ . Последнее условие является приближенным, поскольку частота излучения точно не известна. Однако при выполнении неравенства  $|\partial f/\partial \tau| \ll 1$ , что предполагалось при выводе (1), граничное условие (3) на краю рупора является хорошим приближением. Уравнения (1), (2) совпадают с соответствующими уравнениями работ [6,7] при  $|f| = \text{const}$ , т.е. в стационарном режиме излучения.

Закон сохранения энергии в системе согласно (1) записывается в виде

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \int_0^{\xi_1} |f|^2 d\xi = -\kappa |f|^2 \Big|_{\xi_1} - 2 \int_0^{\xi_0} \operatorname{Re}(Jf^*) d\xi,$$

где  $J$  — правая часть уравнения (1) при  $\xi \leq \xi_0$ . КПД генерации в гиротроне определяется из усредненной по начальной фазе  $\chi_0$  потере кинетической энергии электронами при пролете волновода, т.е. в точке  $\xi = \xi_0$ .

Ниже приведены результаты численных расчетов для следующих значений параметров системы:  $R_0 = 1$  см (что соответствует длине волны 7,5 мм),  $R(\xi_1) = 1,13$  см;  $x_b = 6,9$  (инжекция пучка осуществляется в третий максимум поля  $E_{\varphi}$ );  $L_0 = 3$  см,  $L_1 = 1$  см;  $I = 0,5$  кА; начальное значение релятивистского фактора  $\gamma_0 = 1,75$ , причем  $p_{\perp 0} = p_{\parallel 0}$ . Из рис. 1 (кривая а) видно, что по достижении КПД максимума осуществляется стационарный режим генерации. Поле возбуждаемой пучком волны максимально в центре

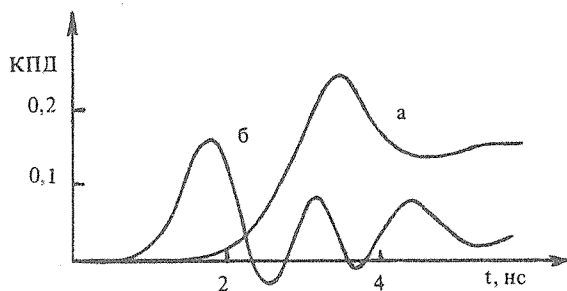


Рис. 1. Зависимость КПД от времени при  $\Omega/\gamma_0\omega = 0,9$  (а); 1,0 (б).

волновода (рис. 2). Однако его профиль отличается от гауссова, который часто принимается в расчетах. Отметим, что в нестационарном режиме возбуждения волна распространяется в обе стороны от центра, приводя к модуляции электронного пучка (рис. 3 кривая а). В стационарном режиме волна распространяется только в сторону рупора и излучается (рис. 3 кривая б). Однако в импульсных системах стационарный режим генерации достигается далеко не всегда (рис. 1 кривая б). Таким образом, строгая теория импульсного сильноточного гиротрона должна быть нестационарной.

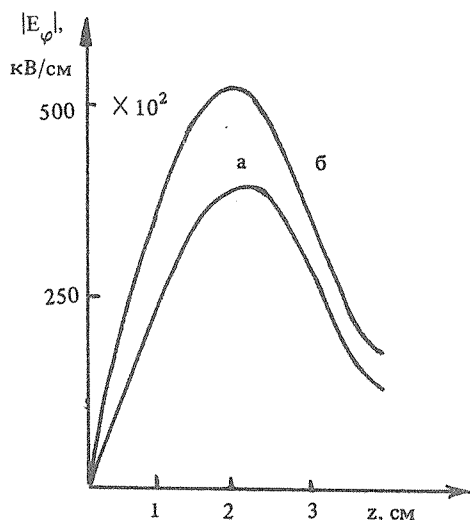


Рис. 2. Зависимость амплитуды поля  $E_\varphi$  от  $z$  при  $\Gamma = R_b$ ;  $\Omega/\gamma_0 \omega = 0,9$  в момент времени  $t = 3,6$  нс (а); 6 нс (б).

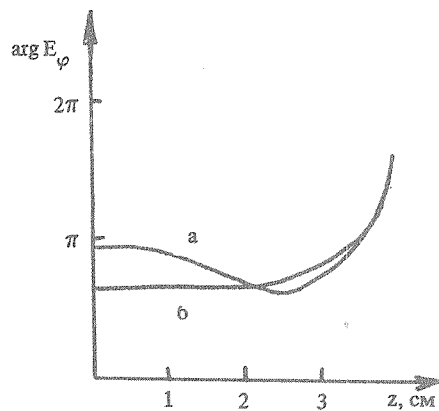


Рис. 3. Зависимость фазы поля  $E_\varphi$  от  $z$  при  $\Gamma = R_b$ ;  $\Omega/\gamma_0 \omega = 0,9$  в момент времени  $t = 3,6$  нс (а); 6 нс (б).

Гиротрон обладает рядом преимуществ для генерации СВЧ излучения высокой мощности. В нем легко обеспечивается надежная селекция мод, что позволяет осуществить одномодовый режим генерации при диаметре волновода, превышающем длину волны в несколько раз (например, в экспериментах  $4,5/2R_0 \sim \sim 3\lambda$ ). Важно также, что СВЧ пробой на стенках волновода затруднен из-за малости амплитуды СВЧ поля и из-за ортогональности высокочастотного электрического и постоянного магнитного полей. Основным недостатком релятивистского гиротрона заключается в уменьшении КПД с ростом  $\gamma$ . Поэтому важный практический результат настоящей работы заключается в том, что при  $\gamma \approx 2$  самосогласованная теория дает достаточно большое значение КПД ( $\sim 15\%$ ).

Авторы благодарны А.А. Рухадзе и П.С. Стрелкову за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Куряев А. А. Теория и оптимизация электронных приборов СВЧ. Минск, Наука и техника, 1979.
2. Богданов В. В., Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Физика плазмы, 10, № 3, 548 (1984).
3. Богданов В. В., Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Краткие сообщения по физике, № 2, 17 (1986).
4. Воронков С. Н. и др. ЖТФ, 52, № 1, 106 (1982).
5. Богданов В. В. и др. ЖТФ, 53, № 1, 106 (1983).
6. Братман В. Л. и др. Радиофизика, 16, № 4, 622 (1973).
7. Братман В. Л., Петелин М. И. Радиофизика, 18, № 10, 1538 (1975).