

УДК 538.69

## МЦР С ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ СТАТИЧЕСКИМИ МАГНИТНЫМ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЯМИ

Г. А. Курина, Ф. М. Клементьев, А. Ф. Курин

Проведено теоретическое исследование работы МЦР с резонатором Фабри—Перо, ось которого параллельна магнитному полю. Предложен способ повышения КПД прибора с помощью электростатического поля, существующего между отражателями резонатора,—путем изменения фазы силы, действующей на колеблющиеся электроны.

В данной работе рассматривается возможность управления фазой силы, действующей на колеблющиеся электроны, с помощью внешнего электростатического поля. Изменение фазы осуществляется путем коррекции доплеровских поправок к частоте действующего в резонаторе поля. Применение электростатического поля для управления фазой, как и использование в этих же целях в МЦР изменяющегося по длине резонатора магнитостатического поля [1], позволяет повысить КПД прибора.

В отличие от [2] введем между отражателями резонатора Фабри—Перо статическое однородное электрическое поле  $E_1 = \{0, 0, E_1\}$ , параллельное магнитостатическому полю  $H_0 = \{0, 0, H_0\}$ . Релятивистское уравнение движения в высокочастотном поле  $E_x = E_0 \sin(\omega z/c) \sin(\omega t)$ ,  $H_y = E_0 \cos(\omega z/c) \cos(\omega t)$  постоянной амплитуды (стационарный режим генерации) запишется как

$$\frac{d}{dt} \frac{\dot{r}}{\sqrt{1-(\dot{r}/c)^2}} + \frac{e}{mc} [\dot{r}, H_0] = a, \quad (1)$$

где  $a = \{eE_0(z \cos(\omega z/c) \cos(\omega t)/c - \sin(\omega z/c) \sin(\omega t))/m, 0, -eE_0 \times (x \cos(\omega z/c) \cos(\omega t)/c + \gamma/4)/m\}$ ,  $\gamma = 4E_1/E_0$ , причем  $\gamma > 0$  соответствует тормозящему, а  $\gamma < 0$  — ускоряющему полю.

Как и в [2], уравнение (1) решалось методом вариации произвольных постоянных. Путем усреднения по фазе циклотронных колебаний [3], справедливого при  $\beta_{\parallel} \ll 1$  ( $\beta_{\parallel} = v_{\parallel}/c$ ,  $v_{\parallel}$  — невозмущенная поступательная скорость электрона),  $|eE_1/(m\omega c)| \ll 1$ ,  $eE_0/(m\omega c\beta_{\perp}) \ll 1$  ( $\beta_{\perp} = v_{\perp}/c$ ,  $v_{\perp}$  — невозмущенная вращательная скорость электрона), получим систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{d\beta_t}{d(\omega z/c)} &= -\frac{\rho}{4\beta_z} [(1 - \beta_t^2 - \beta_z^2) \sin \theta^+ - (1 - \beta_t^2 + \beta_z^2) \sin \theta^- - \\ &\quad - \gamma \beta_t \beta_z] \sqrt{1 - \beta_t^2 - \beta_z^2}, \\ \frac{d\beta_z}{d(\omega z/c)} &= -\frac{\rho}{4\beta_z} [\beta_t(1 - \beta_z^2) \sin \theta^+ + \beta_t(1 + \beta_z^2) \sin \theta^- + \\ &\quad + \gamma(1 - \beta_z^2)] \sqrt{1 - \beta_t^2 - \beta_z^2}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{d\theta^+}{d(\omega z/c)} = -\frac{p}{4\beta_t\beta_z} [(1 - \beta_z) \cos \theta^+ - (1 + \beta_z) \cos \theta^-] \sqrt{1 - \beta_t^2 - \beta_z^2} +$$

$$+ \frac{(\sigma - 1) \sqrt{1 - \beta_t^2 - \beta_z^2}}{\beta_z \sqrt{1 - \beta_{\perp}^2 - \beta_{\parallel}^2}} + \frac{1 - \beta_z}{\beta_z},$$

$$\frac{d\theta^-}{d(\omega z/c)} = \frac{d\theta^+}{d(\omega z/c)} + 2,$$

в которой  $p = eE_0/(m\omega c)$  — параметр поля,  $\sigma = (\omega - \omega_c)/\omega$  — относительная расстройка,

$$\theta^{\pm} = \omega t \mp \omega z/c - \psi \quad (3)$$

— относительные фазы,  $\psi = \omega_c t + \varphi$ ,  $\omega_c = eH_0 \sqrt{1 - \beta_{\perp}^2 - \beta_{\parallel}^2}/(mc)$  — циклотронная частота,  $\varphi$  — поправка к невозмущенному углу поворота электрона,  $\beta_z = v_z/c$ ,  $\beta_t = v_t/c$  — относительные скорости поступательного и вращательного движений электрона.

КПД генератора с учетом энергообмена, который существует между постоянным источником, обеспечивающим поле  $E_1$ , и электронным потоком, подсчитывается по формуле

$$\eta = 1 - \frac{\sum_{j=-3}^3 \sum_{i=0}^7 (1/\sqrt{1 - \beta_{tj}^2 - \beta_{zlj}^2} - 1)}{56(1/\sqrt{1 - \beta_{\perp}^2 - \beta_{\parallel}^2} - 1 - \gamma p \omega z/4c)}.$$

При этом несфазированный электронный поток, вступающий в резонатор, моделируется восьмью группами электронов, равномерно распределенных по фазе  $\theta_{0i} = 2\pi i/8$  ( $i = 0, \dots, 7$ ). Разброс по продольным скоростям учитывается введением семи скоростных групп  $\beta_{\parallel j} = \beta_{\parallel} + \Delta\beta_{\parallel} j/6$  ( $j = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$ ) (полная энергия  $\beta^2 = \beta_{\perp}^2 + \beta_{\parallel j}^2$  постоянна) с равномерным распределением электронов по группам.

Нами проведены исследования как в условиях преимущественного воздействия на электроны одной из двух волн (рис. 1), так и в условиях эффективного воздействия обеих волн (рис. 2).

Графики на рис. 1 ( $p = 8 \cdot 10^{-4}$ ) построены в результате обработки кривых  $\eta = \eta(\omega z/c = n\pi)$  ( $n = 1, 2, \dots$ ), которые вычислены во втором приближении «метода» усреднения по методике [2, 3], учитывающей несинхронное взаимодействие с нерезонансной волной. При этом использовались усредненные уравнения

$$\frac{d\bar{\beta}_t}{d(\omega z/c)} = \frac{p}{4\bar{\beta}_z} [\mp (1 - \bar{\beta}_t^2 \mp \bar{\beta}_z) \sin \bar{\theta}^{\pm} - \gamma \bar{\beta}_t \bar{\beta}_z] \sqrt{1 - \bar{\beta}_t^2 - \bar{\beta}_z^2},$$

$$\frac{d\bar{\beta}_z}{d(\omega z/c)} = -\frac{p}{4\bar{\beta}_z} [\bar{\beta}_t (1 \mp \bar{\beta}_z) \sin \bar{\theta}^{\pm} + \gamma (1 - \bar{\beta}_z^2)] \sqrt{1 - \bar{\beta}_t^2 - \bar{\beta}_z^2},$$

$$\frac{d\bar{\theta}^{\pm}}{d(\omega z/c)} = \mp \frac{p}{4\bar{\beta}_t \bar{\beta}_z} (1 \mp \bar{\beta}_z) \cos \bar{\theta}^{\pm} \sqrt{1 - \bar{\beta}_t^2 - \bar{\beta}_z^2} +$$

$$+ \frac{(\sigma - 1) \sqrt{1 - \bar{\beta}_t^2 - \bar{\beta}_z^2}}{\bar{\beta}_z \sqrt{1 - \beta_{\perp}^2 - \beta_{\parallel}^2}} + \frac{1 \mp \bar{\beta}_z}{\bar{\beta}_z},$$

$$\frac{d\bar{\theta}^{\mp}}{d(\omega z/c)} = \frac{d\bar{\theta}^{\pm}}{d(\omega z/c)} \pm 2, \quad (4)$$

справедливые при  $p/(8\beta_{\perp}\beta_{\parallel}) \ll 1$ ,  $p\gamma/(8\beta_{\parallel}) \ll 1$ , с начальными условиями, полученными из начальных условий системы (2) путем коррекции [2, 3]. В уравнениях (4) верхний знак относится к прямой волне, нижний — к обратной волне.

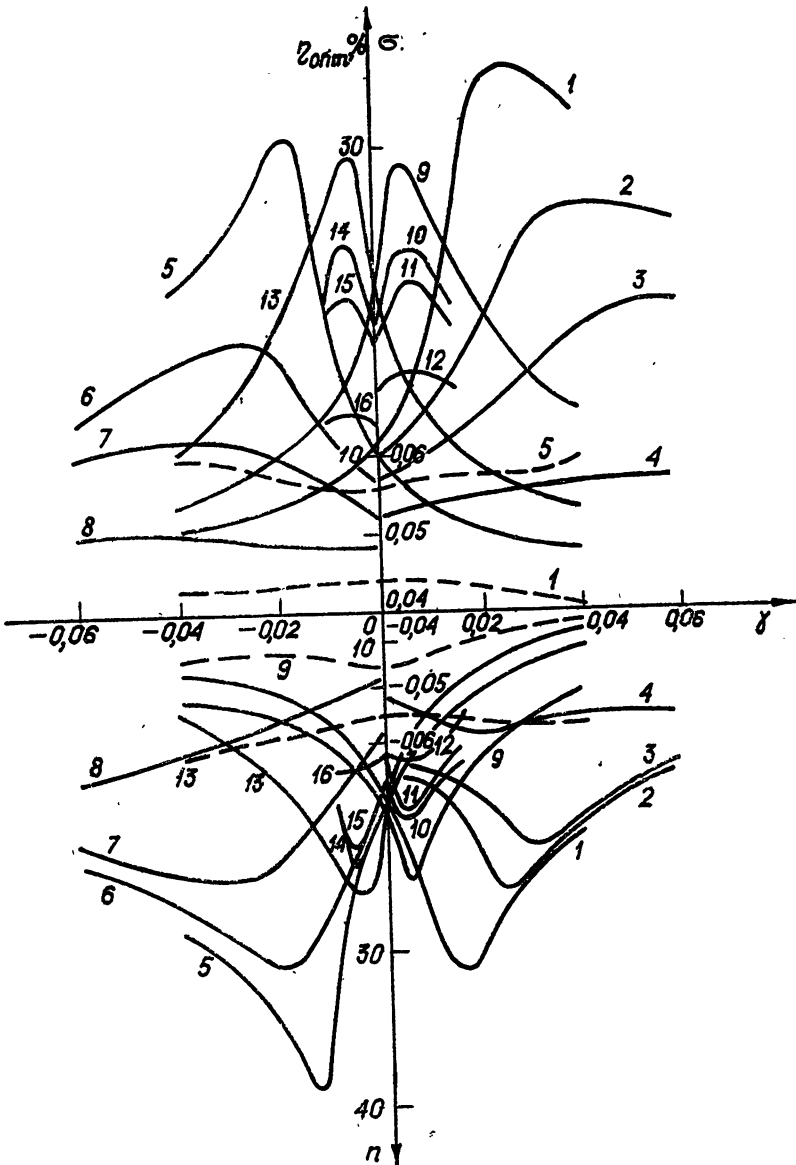


Рис. 1. Оптимальный КПД генератора  $\eta_{opt}$ , а также число полуволн  $n$  на длине резонатора и расстройка  $\sigma$  (пунктир), соответствующие  $\eta_{opt}$ , в зависимости от  $\gamma$  ( $\beta_{\perp} = 0,2, \beta_{\parallel} = 0,05$ );

$1^+, 2^+$  — ветви генерации на прямой волне,  $1^-, 2^-$  — ветви генерации на обратной волне [2];  $1 - 1^+, \delta = \Delta\beta_{\parallel}/\beta_{\parallel} = 0$ ;  $2 - 1^+, \delta = 2\%$ ;  $3 - 1^+, \delta = 3\%$ ;  $4 - 1^+, \delta = 5\%$ ;  $5 - 2^+, \delta = 0$ ;  $6 - 2^+, \delta = 2\%$ ;  $7 - 2^+, \delta = 3\%$ ;  $8 - 2^+, \delta = 5\%$ ;  $9 - 1^-, \delta = 0$ ;  $10 - 1^-, \delta = 2\%$ ;  $11 - 1^-, \delta = 3\%$ ;  $12 - 1^-, \delta = 5\%$ ;  $13 - 2^-, \delta = 0$ ;  $14 - 2^-, \delta = 2\%$ ;  $15 - 2^-, \delta = 3\%$ ;  $16 - 2^-, \delta = 5\%$ .

Нерезонансная волна, как и в случае [3], наряду с возмущениями колебательного характера, создает «накапливающееся» воздействие на

электроны. Как видно из уравнений (4), в слаборелятивистском случае поле  $E_1$  оказывает влияние в основном на продольную скорость электрона, которая посредством изменения доплеровской поправки к частоте действующего в резонаторе поля приводит к возмущению относительных фаз  $\theta^\pm$  (3). Такое влияние может привести при определенных  $\gamma$  к значительному возрастанию энергообмена между электронами и высокочастотным полем (рис. 1). Для всех ветвей генерации увеличение  $\eta$  происходит в результате уменьшения абсолютной величины скорости изменения относительных фаз  $\dot{\theta}^\pm$  за счет влияния поля  $E_1$  вплоть до перемены знака  $\dot{\theta}^\pm$ . Медленность изменения  $\theta^\pm$  обеспечивает длительное пребывание сгруппированных электронов в тормозящей фазе высокочастотного поля. На рис. 1  $\eta_{opt}$  представляет собой максимальный КПД в первом из чередующихся интервалов по  $z$ , где  $\eta > 0$ .

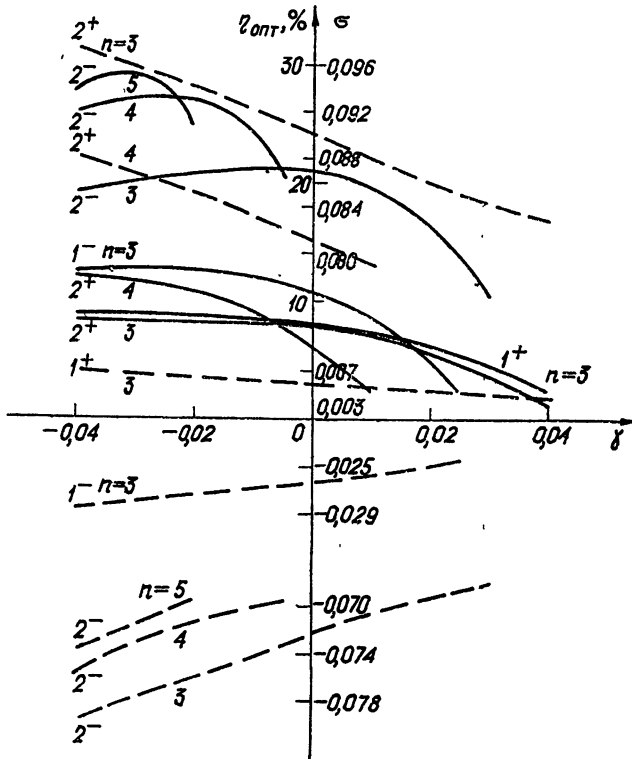


Рис. 2. Оптимальный КПД генератора  $\eta_{opt}$ , расстройка  $\sigma$  (пунктир); соответствующая  $\eta_{opt}$ , в зависимости от  $\gamma$  ( $\delta = 0, \beta_{\perp} = 0,2, \beta_{\parallel} = 0,05$ );  $1^+, 2^+$  — ветви генерации на прямой волне,  $1^-, 2^-$  — ветви генерации на обратной волне [2].

Графики на рис. 2 ( $\rho = 5 \cdot 10^{-3}$ ) построены на основе решения системы (2). Использование здесь второго приближения метода усреднения обеспечивает меньшую точность, особенно для внутренних ветвей генерации [2], поскольку отношение скоростей изменения фаз  $|\dot{\theta}^+/\dot{\theta}^-| \approx |(\sigma - \beta_{\parallel})/(\sigma + \beta_{\parallel})|$  становится порядка единицы. Все расчеты проведены на ЭВМ БЭСМ-4 методом Милна. Начальный отрезок находился методом последовательных приближений.

Остановимся на некоторых вопросах практической реализации опи-

санного генератора. Из условия равенства мощности, отбираемой у электронов, и мощности потерь резонатора (в том числе и полезной мощности) получается выражение для рабочего тока:

$$I \approx 2,6 \cdot 10^5 \frac{n^2 N K_V(N) p^2}{\eta \beta^2 Q(N)} (A),$$

где  $N$  — число Френеля [4, 5],  $Q(N)$  — добротность резонатора,  $K_V = \int (E^2/E_0^2) dV/V$  — коэффициент, определяющий заполнение объема  $V$  резонатора энергией высококачественного поля;  $Q$ ,  $K_V$ ; а следовательно,  $I$  могут меняться в широких пределах. Так, для круглых плоских отражателей с  $N = 2$   $K_V \sim 1/6$ . Здесь возможно  $Q \sim 1000$  и в случае  $\eta \sim 0,25$ ,  $\beta_{\perp} = 0,2$ ,  $p = 8 \cdot 10^{-4}$ ,  $n = 25$  получаем  $I \sim 3$  А. Для вогнутых отражателей с образованием каустики при тех же  $N$   $K_V$  существенно уменьшается, добротность резко растет,  $I$  уменьшается. Здесь реальные токи  $I \sim (0,5 \div 0,7)$  А. Для конфокальной системы  $K_V \sim 1/4 \pi N$ . Однако, строго говоря, теория взаимодействия в этом последнем случае ввиду зависимости амплитуды  $E$ -поля от  $z$  [5] (в центре резонатора поле в  $\sqrt{2}$  раз сильнее, чем на отражателях) требует уточнения.

Как видно из рис. 1, влияние поля  $E_1$  растет с уменьшением разброса электронов по скоростям. Этот разброс может быть обусловлен как несовершенством электронно-оптической системы, так и «провисанием» потенциала в потоке. В случае сравнительно небольших токов пучка, по-видимому, предпочтительнее использовать неадиабатические электронные пушки [6, 7]. В эксперименте [8] при  $\beta_{\parallel} \approx 0,05$  относительный разброс составлял  $\Delta\beta_{\parallel}/\beta_{\parallel} \sim (3 \div 5)\%$ , что не является пределом. Возможный разброс по  $\beta_{\parallel}$ , вызванный пространственным зарядом, оценивается как ([9], стр. 270)

$$\frac{\Delta\beta_{\parallel}}{\beta_{\parallel}} = \sqrt{1 + \frac{2eIF}{\epsilon mc^3 \beta_{\parallel}^3}} - 1,$$

где  $F = 1$  для сплошного цилиндрического потока,  $F \approx [(r_{\max}/r_{\min})^2 - 1]/2$  для трубчатого потока ( $r_{\max}/r_{\min} \sim 1$ ). Во втором случае можно обеспечить  $F \ll 1$  и малый разброс  $\Delta\beta_{\parallel}/\beta_{\parallel}$  для токов  $I$ , следующих из проведенных оценок.

В заключение заметим, что существование четырех ветвей генерации здесь, как и в [2], объясняется двумя механизмами группировки электронов: поперечной — под действием электрического поля резонатора, имеющей место [10] при  $\omega > \omega_c/(1 - \beta_{\parallel})$  на прямой волне и при  $\omega > \omega_c/(1 + \beta_{\parallel})$  на обратной волне (ветви  $2^+$  и  $1^-$  соответственно), и продольной — под действием магнитного поля резонатора, имеющей место при  $\omega < \omega_c/(1 - \beta_{\parallel})$  на прямой и при  $\omega < \omega_c/(1 + \beta_{\parallel})$  — на обратной волне (ветви  $1^+$  и  $2^-$  соответственно) в сочетании с разновременностью жизни осцилляторов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Т. А. Грязнова, С. В. Кошечая, Г. Н. Рапопорт, Изв. высш. уч. зав. — Радиоэлектроника, 12, № 9, 998 (1969).
2. А. Ф. Курин, Г. А. Курина, В. В. Новиков, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 19, № 7, 1047 (1976).
3. Г. А. Курина, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 19, № 7, 1054 (1976).
4. Л. А. Вайнштейн, Открытые резонаторы и открытые волноводы, изд. Сов. радио, М., 1966.
5. Д. ж. Бойд, Д. ж. Гордон, в сб. Лазеры, ИЛ, М., 1963, стр. 363.

6. Ф. А. Королев, А. Ф. Курин, Вестник МГУ, серия физ., астроном., № 5, 116 (1969).
7. Б. А. Володин, Р. М. Исламов, А. М. Хапаев, Вестник МГУ, серия физ., астроном., № 1, 64 (1976).
8. Ф. А. Королев, А. Ф. Курин, Радиотехника и электроника, 15, № 10, 2143 (1970).
9. И. В. Алямовский, Электронные пучки и электронные пушки, изд. Сов. радио, М., 1966.
10. А. В. Гапонов, М. И. Петелин, В. К. Юлпатов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 10, № 9—10, 1414 (1967).

Воронежский государственный университет

Поступила в редакцию  
9 февраля 1976 г.

## CRM WITH PARALLEL STATIC MAGNETIC AND ELECTRIC FIELDS

*G. A. Kurina, F. M. Klement'ev, A. F. Kurin*

A theoretical investigation of operation of CRM with Fabri—Perot resonator which axis is parallel to the magnetic field has been made. The method of increasing the device efficiency is suggested using the electrostatic field existing between the resonator reflectors by changing the phase of the force affecting oscillating electrons.

---