

УДК 621.385.6

## К ТЕОРИИ МАЗЕРОВ НА ЦИКЛОТРОННОМ АВТОРЕЗОНАНСЕ С КВАЗИОПТИЧЕСКИМИ РЕЗОНАТОРАМИ

*В. Л. Братман, Ю. В. Новожилова, А. С. Сергеев*

Исследованы эффекты, обусловленные продольной неоднородностью высокочастотного поля на траектории электронов. Построена линейная теория, справедливая для произвольного продольного распределения поля синхронной волны. Подробно исследованы линейные и нелинейные режимы МЦР с двух- и трехзеркальными резонаторами. КПД МЦР с двухзеркальным резонатором, где структура синхронной волны близка к гауссовой, в полтора раза превышает КПД МЦР с однородной структурой волны.

После реализации первых эффективных мазеров на свободных электронах (МСЭ) в миллиметровом диапазоне длин волн [1-5] встает задача создания сильноточных генераторов подобного типа в диапазоне субмиллиметровых и более коротких волн. В миллиметровом диапазоне для МСЭ-генераторов различных типов простейшей электродинамической системой, обеспечивающей селективную обратную связь и одновременно транспортировку сильноточного электронного пучка, является предложенный в работах [6, 7] и использованный в экспериментах [2, 4] цилиндрический резонатор с периодической гофрировкой боковой поверхности — брэгговский резонатор. Однако на волнах короче 1 мм в таких резонаторах трудно обеспечить селективное возбуждение одной моды, и более предпочтительными становятся квазиоптические резонаторы и волноводы [8].

С точки зрения электродинамики для использования в коротковолновых МСЭ наиболее просты двухзеркальные квазиоптические резонаторы, но при транспортировке через них сильноточного электронного пучка довольно сложно обеспечить приемлемое «провисание» потенциала между пучком и зеркалами. С этой точки зрения более простыми являются, например, исследованные в моделирующих экспериментах [8] трехзеркальные резонаторы, в которых электронный пучок транспортируется вдоль одного из зеркал, имеющего цилиндрическую форму.

В квазиоптических резонаторах обоих указанных типов высокочастотное поле неоднородно на траектории электронов, что существенно влияет на КПД и значения оптимальных параметров генератора, а также на его критичность к позиционному разбросу частиц и юстировке электронного пучка. Исследованию этого вопроса применительно к одной из наиболее перспективных разновидностей МСЭ — мазеру на циклотронном авторезонансе (МЦАР) [9, 10] — и посвящена данная статья.

**1. Структура синхронной электроном волны в квазиоптических резонаторах.** Для простоты исследуем двумерные электродинамические системы, однородные вдоль оси  $y$  (рис. 1). Ограничиваясь рассмотрением мод поперечно-электрического типа, обладающих, как правило [11, 12], меньшими стартовыми токами по сравнению с модами поперечно-магнитного типа, и пренебрегая дифракционным расплыванием волн, представим поле резонатора в виде

$$E_y = \operatorname{Re} [e^{i\omega t} (-ikAfe^{-ihz} + \text{к. с.})],$$

$$H_x = \text{Re} \{ e^{i\omega t} [ (i\hbar f - \partial f / \partial z) A e^{-ihz} - \text{к. с.} ] \}, \quad (1)$$

$$H_z = \text{Re} [ e^{i\omega t} ( \partial f / \partial x ) A e^{-ihz} + \text{к. с.} ] .$$

Для основного колебания двухзеркального резонатора функция  $f$  описывается формулой

$$f_1 = \exp(ik_{\perp} x) \exp \left[ - \left( \frac{z \sin \alpha + x \cos \alpha}{\alpha} \right)^2 \right]. \quad (2)$$

В соотношениях (1) и (2)  $A$  — амплитуда вектор-потенциала,  $k = \omega/c$  — волновое число,  $h = k \cos \alpha$  и  $k_{\perp} = k \sin \alpha$  — продольное и поперечное волновые числа,  $\alpha$  — угол наклона оси резонатора к вектору напряженности магнитостатического поля  $H_0$ ,  $2a$  — ширина зеркала. Поле трехзеркального резонатора представим в виде суммы двух полей типа (1):

$$f_2 = f_1(x) - f_1(-x). \quad (3)$$

В дальнейшем будем считать, что синхронными электронам являются только явно выписанные компоненты полей (1), содержащие множители  $e^{-ihz}$ , т.е. волны, распространяющиеся в положительном направлении оси  $z$ . Этим волнам соответствуют структурные факторы  $f_1(x, z)$  и  $f_2(x, z)$ .

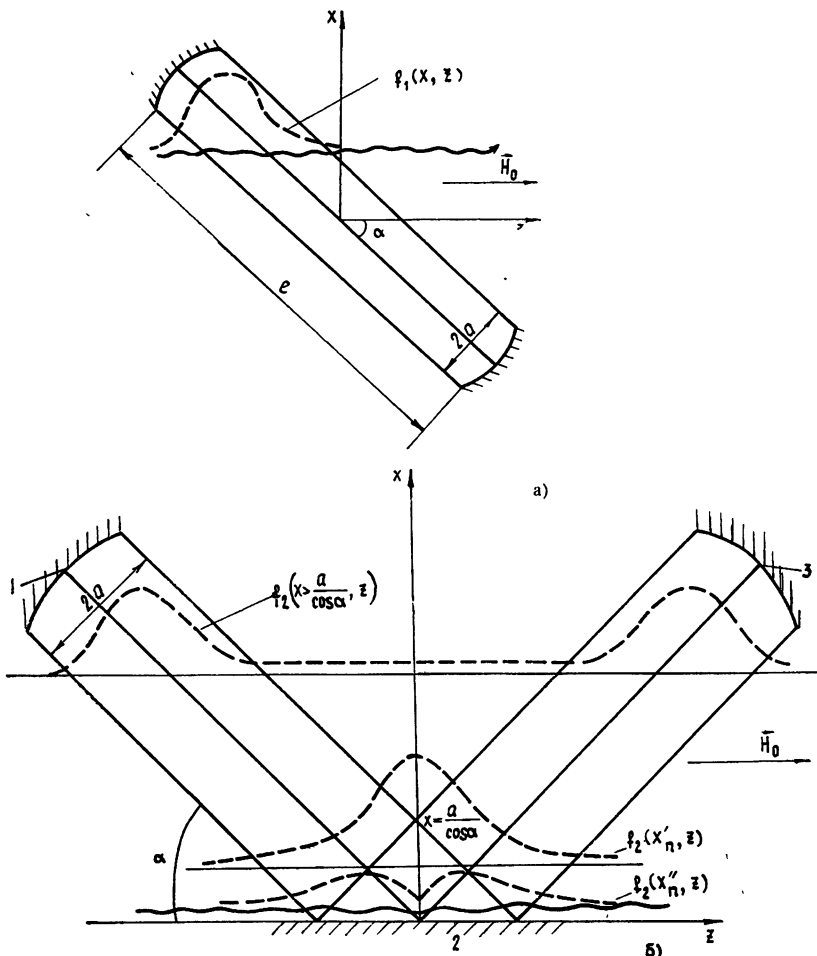


Рис. 1. Схема МЦАР с двух- и трехзеркальными резонаторами. Пунктиром показаны продольные структуры синхронных волн в характерных сечениях.

Двухзеркальный резонатор (рис. 1а) обладает тем важным свойством, что в нем при изменении координаты  $x$ , соответствующей местоположению электронного пучка в резонаторе, продольная структура синхронной волны  $f_1(z)$  сохраняет свою форму, претерпевая лишь несущественный сдвиг на расстояние  $(-x/\operatorname{tg} \alpha)$ .

В отличие от этого в трехзеркальном резонаторе (рис. 1б) продольная структура волны существенно различается для различных сечений  $x = \text{const}$ . В области вблизи зеркала 2, при  $x \leq a/\cos \alpha$ , пересекаются два синхронных частицам волновых потока и соответственно функция  $f_2(x, z)$  имеет мелкомасштабную структуру вдоль  $x$  с «периодом»  $\lambda/\sin \alpha$ , где  $\lambda = 2\pi/k$  — длина волны. На оси  $x$  функция  $|f_2(x, 0)|$  обращается в нуль в точках

$$x'_n = n\lambda/2 \sin \alpha, \quad n = 1, 2, \dots, \quad (4)$$

и достигает максимальных значений в точках

$$x''_n = (n + 1/2)\lambda/2 \sin \alpha. \quad (5)$$

В сечениях  $x = x''_n$  продольная структура синхронной волны

$$|f_2(x''_n, z)| = 2 \exp[-(b''_n{}^2 + \xi^2)] \operatorname{ch} 2b''_n \xi, \quad (6)$$

где  $b''_n = x''_n \cos \alpha/a$ ,  $\xi = z \sin \alpha/a$ , является одногорбой. В сечениях  $x = x'_n$  структура

$$|f_2(x'_n, z)| = 2 \exp[-(b'_n{}^2 + \xi^2)] \operatorname{sh} 2b'_n \xi, \quad (7)$$

где  $b'_n = x'_n \cos \alpha/a$ , является двугорбой (рис. 1б), причем значения функции  $|f_2(x'_n, z)|$  в ее максимумах намного меньше, чем в сечениях  $x = x''_n$ . Вдали от зеркала 2, при  $x > a/\cos \alpha$ , волновые пучки разделены в пространстве. Соответственно продольная структура волны  $|f_2(x, z)|$  имеет два максимума, и вид ее мало меняется при изменении  $x$ .

**2. Уравнения движения электронов в МЦАР с квазиоптическим резонатором.** В пренебрежении неоднородностью поля синхронной волны теория МЦАР с квазиоптическим резонатором была построена в работе [13]. Обобщая эту теорию, рассмотрим движение электронов в однородном магнитостатическом поле  $H z_0$  и заданном высокочастотном поле, определенном соотношением (1). Считая выполненным условие резонанса электронов с волной на  $s$ -й гармонике гирочастоты

$$(\omega - hv_{\parallel} - s\omega_H)T \leq 2\pi, \quad s = 1, 2, \dots, \quad (8)$$

используем развитую в работах [14, 15, 10, 13] и других методику усреднения уравнений движения электронов по периоду циклотронного вращения. После усреднения уравнения движения можно представить в том же виде, что и полученные в работах [16, 10] уравнения, описывающие взаимодействие электронов с полем плоской волны с плавно изменяющейся амплитудой, распространяющейся вдоль магнитостатического поля (взаимодействие на первой гармонике  $s=1$ ), а также с полями цилиндрических волноводов и резонаторов (взаимодействие на любой гармонике  $s \geq 1$ ). Эти уравнения имеют вид\*

$$\frac{du}{d\xi} = \frac{(1-u)^{s/2}}{1-bu} \operatorname{Im}(Ff^{\wedge} e^{i\theta}); \quad (9)$$

$$\frac{d\theta}{d\xi} = \frac{1}{1-bu} \left[ \Delta - u - bK - \frac{s(1-u)^{s/2}}{2(1-u)} \operatorname{Re}(Ff^{\wedge} e^{i\theta}) \right]; \quad (10)$$

\* Как показано в [10], для практически интересных режимов МЦАР поперечный дрейф частиц несуществен.

$$\frac{dK}{d\xi} = - \frac{(1-u)^{s/2}}{1-bu} \operatorname{Re}(F \hat{f} e^{i\theta}). \quad (11)$$

В (8)–(11) использованы следующие обозначения:  $v_{\parallel}$  и  $\omega_H = eH/mc\gamma$  — поступательная скорость и гирочастота электрона,  $\gamma = \mathcal{E}/mc^2$  — релятивистский масс-фактор,  $T = L/v_{\parallel 0}$  — время взаимодействия с высокочастотным полем (индексом «0» здесь и далее обозначены начальные параметры частиц),  $u = (2/\beta_{\perp 0}^2)(1 - \beta_{\parallel 0}/\beta_{\Phi})(1 - \gamma/\gamma_0)$  — относительное изменение энергии электрона,  $\theta = [\omega t - hz - s \int_0^T \omega_H dt]$  — фаза электрона относительно волны,

$$K = \frac{4\beta_{\parallel 0}(1 - \beta_{\parallel 0}/\beta_{\Phi})}{\beta_{\perp 0}^4(1 - \beta_{\Phi}^{-2})} \left( \frac{p_{\parallel} - p_{\parallel 0}}{mc\gamma_0} - \frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}_0}{mc^2\gamma_0\beta_{\Phi}} \right)$$

— безразмерная переменная, пропорциональная изменению величины  $(\mathcal{E} - \beta_{\Phi} c p_{\parallel})$ , возникающему вследствие продольной неоднородности волны (в поле волны постоянной амплитуды  $K \equiv 0$  [17, 18]),  $\xi = \frac{\beta_{\perp 0}^2(1 - \beta_{\Phi}^{-2})kz}{2\beta_{\parallel 0}(1 - \beta_{\parallel 0}/\beta_{\Phi})}$  — безразмерная продольная координата,  $b = \beta_{\perp 0}^2/(2\beta_{\parallel 0}\beta_{\Phi}(1 - \beta_{\parallel 0}/\beta_{\Phi}))$  — параметр, характеризующий изменение продольного импульса электрона \*,  $\Delta = \frac{2(1 - \beta_{\parallel 0}/\beta_{\Phi})}{\beta_{\perp 0}^2(1 - \beta_{\Phi}^{-2})} \frac{\omega - hv_{\parallel 0} - s\omega_H}{\omega}$  — начальная расстройка синхронизма,

$$F = \frac{eA}{mc^2\gamma_0} \frac{4(1 - \beta_{\parallel 0}/\beta_{\Phi})^2 s^s}{\beta_{\perp 0}^3(1 - \beta_{\Phi}^{-2}) 2^s s!} \left( \frac{\beta_{\perp 0} \sqrt{1 - \beta_{\Phi}^{-2}}}{1 - \beta_{\parallel 0}/\beta_{\Phi}} \right)^{s-1}$$

— безразмерная амплитуда синхронной волны,  $\hat{f}$  — функция, описывающая продольную структуру поля:  $\hat{f}_1 = i(-1)^{s+1} e^{i\psi} \exp[-(\xi + b\psi)^2/\mu^2]$  для двухзеркального и  $\hat{f}_2 = i(-1)^{s+1} e^{i\psi} \exp[-(\xi + b\psi)^2/\mu^2] - ie^{-i\psi} \times \exp[-(\xi - b\psi)^2/\mu^2]$  для трехзеркального резонатора,  $\psi = k_{\perp} x$  — безразмерная поперечная координата ведущего центра циклотронной орбиты электрона,  $2\mu = \frac{k^2 a \beta_{\perp 0}^2(1 - \beta_{\Phi}^{-2})}{k_{\perp} \beta_{\parallel 0}(1 - \beta_{\parallel 0}/\beta_{\Phi})}$  — безразмерная эффективная длина взаимодействия,  $p_{\parallel} = mc\gamma\beta_{\parallel}$  — продольный импульс электрона,  $\beta_{\perp, \parallel} = v_{\perp, \parallel}/c$  — нормированные поступательная и вращательная скорости частиц,  $\beta_{\Phi} = \omega/ch$  — фазовая скорость волны.

Для несгруппированного моноскоростного электронного пучка граничные условия к уравнениям (9)–(11) имеют вид

$$u|_{\xi=\xi_{\text{вх}}} = 0, \quad \theta|_{\xi=\xi_{\text{вх}}} = \theta_0, \quad K|_{\xi=\xi_{\text{вх}}} = 0, \quad (12)$$

где  $\theta_0$  — начальные фазы, равномерно распределенные в интервале  $[0, 2\pi)$ ,  $\xi_{\text{вх}}$  — координата входа электрона в пространство взаимодействия. Электронный КПД МЦАР определяется выражением [10]

$$\eta = \eta_{\text{пр}} \eta_{\perp}, \quad (13)$$

где

$$\eta_{\text{пр}} = \beta_{\perp 0}^2 [2(1 - \gamma_0^{-1})(1 - \beta_{\parallel 0}/\beta_{\Phi})]^{-1} \quad (14)$$

— предельный КПД, достижимый в однородном магнитном поле при постоянной фазовой скорости волны для идеально сгруппированного пучка,

\* При  $b=0$  продольный импульс не меняется, а уравнения (9), (10) переходят в уравнения гиротрона, выведенные в [14].

$$\eta_{\perp} \equiv \overline{u}|_{\zeta=\zeta_{\text{вых}}} \equiv (1/2\pi) \int_0^{2\pi} u(\zeta_{\text{вых}}, \theta_0) d\theta_0 \quad (15)$$

— показатель группировки пучка, или орбитальный КПД,  $\zeta_{\text{вых}}$  — координата выхода электрона из пространства взаимодействия.

При получении уравнений (9)—(11) использовано предположение о том, что длина дифракционного распывания гауссова пучка значительно больше размеров резонатора:  $ka^2 \gg x, z$ , так что  $|\hat{f}'_z| \ll |\hat{f}'_x|$ . Поэтому члены порядка  $K$  малы, и их следует учитывать только в уравнении для фазы  $\theta$ , где они входят аддитивно с малой расстройкой  $\Delta$ . Кроме того, предположено, что ларморовский радиус электрона  $r_H$  мал в масштабе поперечной длины волны:  $k_{\perp} r_H \ll 1$ . Поскольку согласно [10]  $k_{\perp} r_H \sim N_{\text{opt}}^{-1}$ , где  $N_{\text{opt}}$  — оптимальное число оборотов электрона в магнитостатическом поле, это предположение в случае резонансного взаимодействия ( $N_{\text{opt}} \gg 1$ ) оказывается справедливым.

**3. Электронный КПД в приближении малого сигнала.** Интегрируя усредненные уравнения движения электронов (9)—(11) с граничными условиями (12), найдем электронный КПД в приближении малой амплитуды поля с точностью до членов порядка  $F^2$ :

$$\eta_{\perp \text{ м.с}} = F^2 \left( \frac{2b-s}{4} \left| \int_{\zeta_{\text{вх}}}^{\zeta_{\text{вых}}} \hat{f} e^{i\Delta \zeta} d\zeta \right|^2 + \frac{1-2b\Delta}{4} \frac{d}{d\Delta} \left| \int_{\zeta_{\text{вх}}}^{\zeta_{\text{вых}}} \hat{f} e^{i\Delta \zeta} d\zeta \right|^2 \right). \quad (16)$$

Поскольку длина резонатора в несколько раз превосходит эффективную ширину волнового пучка  $2a$ , пределы интегрирования в (16) можно заменить бесконечными. Рассмотрим для примера взаимодействие на первой гармонике циклотронной частоты  $s=1$ . Из (16) получаем

$$\eta_{\perp \text{ м.с}} = F^2 \hat{\eta}, \quad (17)$$

где для двухзеркального резонатора

$$\hat{\eta} = (\pi\mu^2/4) [2b - 1 + (1 - 2b\Delta)\mu^2\Delta] \exp(-(\mu\Delta)^2/2), \quad (18)$$

для трехзеркального резонатора

$$\hat{\eta} = \pi\mu^2 \{ [2b - 1 + (1 - 2b\Delta)\mu^2\Delta] \sin^2(1 - b\Delta)\psi + (1 - 2b\Delta) \times \\ \times b\psi \sin 2(1 - b\Delta)\psi \} \exp(-(\mu\Delta)^2/2). \quad (19)$$

В МЦАР с двухзеркальным резонатором КПД, очевидно, не зависит от координаты  $x$  встрела электронов в пространство взаимодействия; график зависимости  $\hat{\eta}$  от расстройки  $\Delta$  при различных значениях параметра  $\mu$  и характерном для МЦАР значении  $b=0,5$  приведен на рис. 2.

В МЦАР с трехзеркальным резонатором, как следует из (19), имеет место сильная зависимость КПД от поперечной координаты в области малых значений  $x < a/\mu\Delta \cos \alpha$ : при переходе из сечения  $x=x''_n$  в сечение  $x=x'_n$  оптимизированный по расстройке  $\Delta$  КПД может уменьшиться в десятки раз (рис. 3а). В то же время при транспортировке электронов вдали от зеркала 2, в области больших значений  $x > a/\mu\Delta \cos \alpha$ , МЦАР является аналогом МЦР-клистрона, в котором в качестве зазоров служат разнесенные в пространстве волновые пучки. Осцилляции КПД в зависимости от  $\Delta$  при заданных  $x$  (рис. 3б) связаны с тем, что при изменении расстройки  $\Delta$  меняется разность

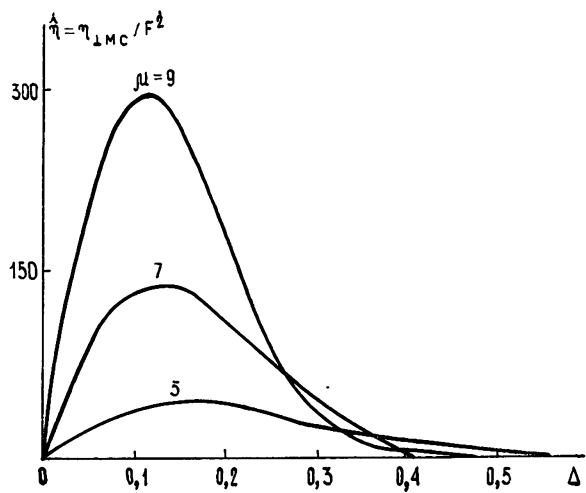


Рис. 2. Зависимость кпд от расстройки синхронизма в режиме малого сигнала для МЦАР с двухзеркальным резонатором ( $b=0,5$ ).

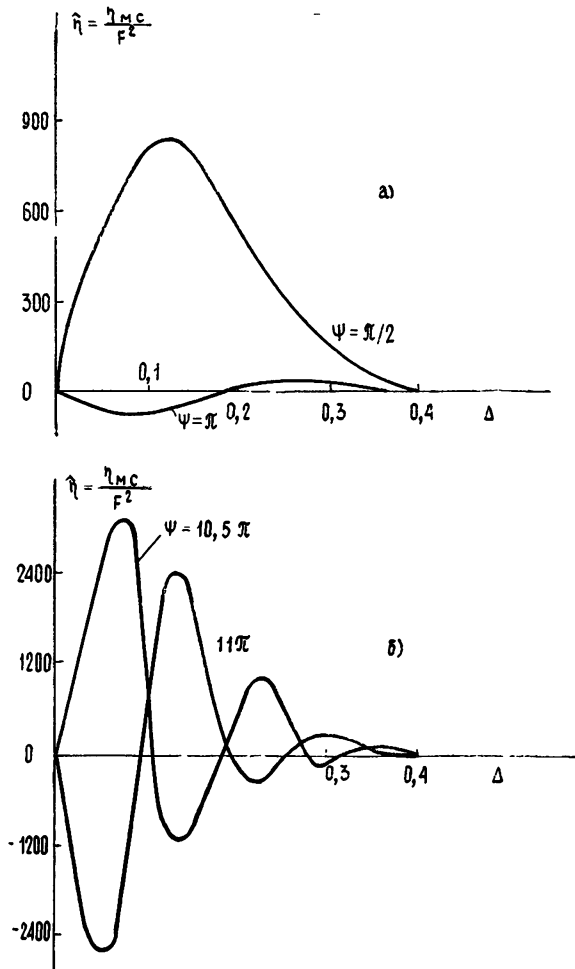


Рис. 3. Зависимость кпд от расстройки синхронизма в режиме малого сигнала для МЦАР с трехзеркальным резонатором ( $b=0,5$ ,  $\mu=8,0$ ): электроны движатся вблизи (а) и вдали (б) от зеркала 2.

фаз влёта электронов в поле каждого волнового пучка. Оптимизированный по расстройке КПД в области больших значений  $x$  при переходе из сечения  $x=x''_n$  в сечение  $x=x'_n$  практически не меняется (рис. 3б).

**4. Стартовый ток МЦАР с квазиоптическим резонатором.** Стартовый ток определим из уравнения баланса энергии

$$\omega W/Q = (I_{ст}/e) mc^2 (\gamma_0 - 1) \eta_{м. с.}, \quad (20)$$

где  $W$  — энергия поля, запасенная в резонаторе,  $Q$  — добротность основного колебания. Энергию поля в трехзеркальном резонаторе рассчитаем, используя эквивалентный двухзеркальный резонатор с расстоянием  $l$  между зеркалами и размером  $d$  по оси  $y$  (рис. 1б). Проинтегрировав плотность энергии по объему, найдем

$$W = k^2 |A|^2 l a d / 4 \sqrt{2\pi}. \quad (21)$$

Из уравнений (20), (21) и (13), (17) найдем стартовый ток:

$$I_{ст} = \frac{mc^3 \gamma_0}{e} \frac{k^3 l a d \beta_{\perp 0}^2 (1 - \beta_{\phi}^{-2})^2}{8 \sqrt{2\pi} (1 - \beta_{\parallel 0} / \beta_{\phi})^3 \eta Q}. \quad (22)$$

В МЦАР с трехзеркальным резонатором при транспортировке пучка вблизи зеркала 2 стартовый ток сильно меняется при небольших изменениях  $x$ . Это обстоятельство делает подобные системы в отличие от двухзеркального резонатора очень критичными к юстировке пучка и позиционному разбросу частиц.

**5. Электронный КПД в режиме большого сигнала.** Нелинейные характеристики МЦР приходится находить, интегрируя уравнения (9) — (11) численными методами. Для значения параметра  $b=0$ , когда уравнения (9), (10) совпадают с уравнениями гиротрона, подробное исследование взаимодействия электронов с полем гауссовой структуры проведено в работе [19]\*. Для МЦАР-генераторов ( $b \sim 1$ ) до сих пор был исследован лишь случай однородной структуры синхронной волны [10]. Поскольку результаты расчетов для различных значений  $b$  качественно похожи, ограничимся их изложением для типичного значения  $b=0,5$ .

Как и в [19], при интегрировании будем пренебрегать «хвостами» функций  $\hat{f}$ , где  $\hat{f} < e^{-3} \hat{f}_{\max}$ . Соответственно для двухзеркального резонатора интегрирование по  $\zeta$  выполняется в пределах  $[-\sqrt{3}\mu, \sqrt{3}\mu]$ , для трехзеркального — в пределах  $[-\sqrt{3}\mu - b\psi, \sqrt{3}\mu + b\psi]$ . Интервал начальных фаз  $\theta_0$  разбивается на 32 равных участка, которым соответствуют 32 крупных частицы.

Результаты расчетов для гауссова распределения поля приведены на рис. 4, где для удобства совершен переход от параметра  $F$ , пропорционального амплитуде волны, к параметру

$$I_0 = 4F^2 \mu^4 / \eta_{\perp} = \frac{I}{(mc^3/e) \gamma_0} \frac{2 \sqrt{2\pi} Q k a^3 \beta_{\perp 0}^4}{l d \beta_{\perp 0}^2 (1 - \beta_{\parallel 0} / \beta_{\phi}) (1 - \gamma_0^{-2})}, \quad (23)$$

непосредственно выражающемуся через электронный ток пучка  $I$ .

На рис. 4 показана граница  $I_0 = I_{0ст}$ , разделяющая области мягкого ( $I_0 > I_{0ст}$ ) и жесткого ( $I_0 < I_{0ст}$ ) возбуждения автоколебаний.

Зависимость КПД, максимизированного по расстройке магнитного поля, и зависимость соответствующих значений расстроек от нормированной длины пространства взаимодействия и параметра тока для

\* При сравнении наших результатов с [19] следует произвести замену  $F \rightarrow F/2$ ,  $\mu \rightarrow 2\mu$ .

МЦАР (рис. 4) качественно совпадают с аналогичными зависимостями для гиротрона, найденными в [19]. Отличия носят лишь количественный характер: по мере увеличения параметра  $b$  значение максимального орбитального кпд (в первом максимуме) снижается:  $\eta_{\perp \max} = 0,72, 0,58, 0,35$  при  $b = 0, 0,5, 1,0$  соответственно.

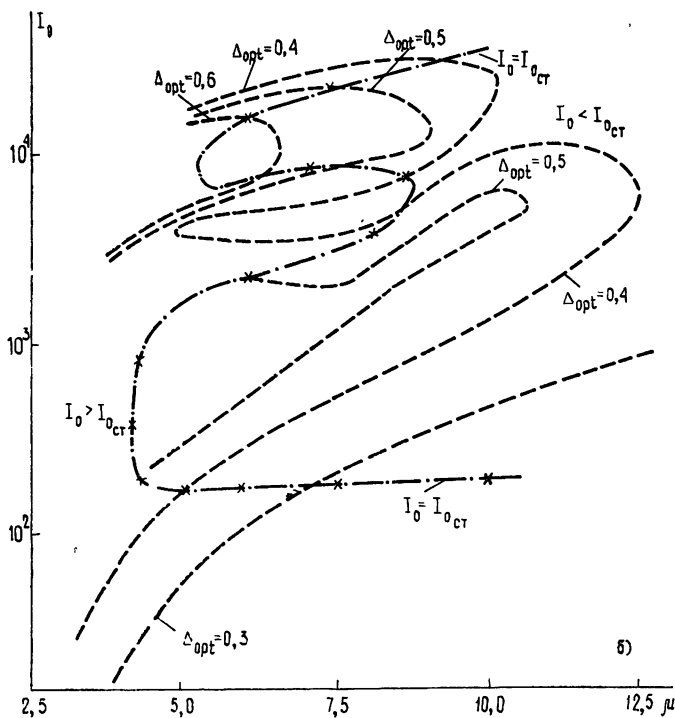
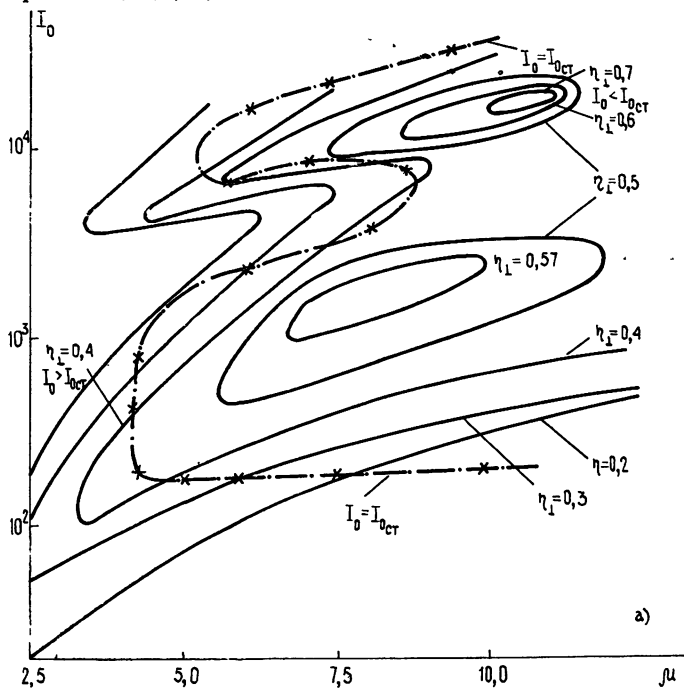


Рис. 4. Линии равных значений орбитального кпд  $\eta_{\perp}$ , максимизированных по расстройке синхронизма (а), и линии соответствующих оптимальных расстроек  $\Delta_{\text{opt}}$  (б) на плоскости параметров  $\mu$ ,  $I_0$  для МЦАР с двухзеркальным резонатором ( $b = 0,5$ ).



Так же как для гиротрона и других СВЧ генераторов, кпд МЦАР немонотонно зависит от тока; для варианта, представленного на рис. 4, кпд во втором максимуме (при больших токах) выше, чем в первом. Однако вследствие ряда факторов, важных в эксперименте (разброс скоростей, пространственный заряд пучка, трудности обеспечения одномодовой генерации при больших токах), следует ожидать возможности реализации лишь режимов, близких к первому максимуму.

Важно подчеркнуть, что в поле двухзеркального резонатора максимальное значение кпд  $\eta_{\max} \approx b\eta_{\perp \max} \approx 0,29$  примерно в полтора раза выше, чем в поле постоянной амплитуды.

В случае трехзеркального резонатора (рис. 1б) при транспортировке электронного пучка в сечениях  $x=x_n$ , где продольная структура близка к гауссовой, значения электронного кпд и оптимальных параметров, естественно, близки к указанным на рис. 4. При транспортировке электронов вдали от зеркала 2, когда структура высокочастотного поля является двугорбой («клистронной»), согласно расчетам также достигим высокий электронный кпд:  $\eta_{\perp} > 0,35$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Parker R. K., Jackson R. H., Gold S. H. et al. — Phys. Rev. Lett., 1982, 48, № 4, p. 238.
2. Ботвинник И. Е., Братман В. Л., Волков А. Б. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, № 10, с. 418.
3. Gold S. H., Hardesty D. L., Kinkead A. K. et al. — Phys. Rev. Lett., 1984, 52, № 14, p. 1218.
4. Коровин С. Д., Месяц Г. А., Полевин С. Д. — Письма в ЖТФ, 1984, 10, № 20, с. 1269.
5. Orzechowski T. J., Anderson B., Fawley W. M. et al. — Phys. Rev. Lett., 1985, 54, № 9, p. 889.
6. Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Резников М. Г. Авторское свидетельство № 720592. — Бюл. изобрет., 1980, № 9, с. 243.
7. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Денисов Г. Г. — Письма в ЖТФ, 1981, 7, № 21, с. 1320.
8. Братман В. Л., Денисов Г. Г., Офицеров М. М. В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. — Горький: ИПФ АН СССР, 1983, вып. 3, с. 127.
9. Петелин М. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1974, 17, № 6, с. 992.
10. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Нусинович Г. С. и др. В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979, вып. 1, с. 147.
11. Абубакиров Э. Б. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 4, с. 492.
12. Bratman V. L., Denisov G. G., Ginzburg N. S., Petelin M. I. — IEEE J. Quant. Electr., 1983, QE-19, № 3, p. 282.
13. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Петелин М. И. Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. — Саратов: Гос. ун-т, 1981, кн. 1, с. 69.
14. Юлпатов В. К. В кн.: Гиротрон. — Горький. ИПФ АН СССР, 1981, с. 26.
15. Жураховский В. А. Нелинейные колебания электронов в магнитонаправленных потоках. — Киев: Наукова Думка, 1972.
16. Гинзбург Н. С., Зарницына И. Г., Нусинович Г. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 4, с. 481.
17. Коломенский А. А., Лебедев А. Н. — ДАН СССР, 1962, 145, № 6, с. 1259.
18. Давыдовский В. Я. — ЖЭТФ, 1962, 43, № 3(9), с. 886.
19. Нусинович Г. С., Эрм Р. Э. — Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1972, № 8, с. 55.

Институт прикладной физики  
АН СССР

Поступила в редакцию  
3 декабря 1985 г.

#### ON THE THEORY OF CYCLOTRON AUTO-RESONANCE MASERS WITH QUASIOPTIC CAVITIES

V. L. Bratman, Yu. V. Novozhilova, A. S. Sergeev

The effects caused by the longitudinal inhomogeneity of a high-frequency field on electron trajectory are investigated. A linear theory for arbitrary longitudinal structure of a synchronous wave field is constructed. Linear and nonlinear regimes of CRM with two- and three-mirror cavities are studied in more detail. The efficiency of CRM with a two-mirror cavity that has a nearly Gaussian wave structure is 1,5 times higher than that of CRM with a homogeneous wave structure.