

УДК 621.385.6

## СТАРТОВЫЙ РЕЖИМ МЦР-МОНОТРОНА С РЕЗОНАТОРОМ, ОБЛАДАЮЩИМ НИЗКОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ ДОБРОТНОСТЬЮ

В. Л. Братман

Для простейшей модели МЦР-монотрона проводится анализ стартовых условий с привлечением методов, позволяющих учитывать влияние электронного тока на продольную структуру переменного поля. Показано, что приближение фиксированной структуры поля [1] приводит к достаточно точным значениям стартового тока не только для высокодобротных резонаторов, но и для систем с минимальной (при заданной протяженности рабочего пространства) дифракционной добротностью. В последнем случае самовозбуждение колебаний оказывается возможным благодаря действию двух механизмов, обеспечивающих достаточно сильную обратную связь: 1) взаимодействию электронного потока со встречной волной; 2) трансформации волн на неоднородности проводимости электронного потока в области резкого изменения статического магнитного поля в выходном волноводе МЦР-монотрона.

Как известно [1, 2], высокий электронный КПД в МЦР-монотронах достигается при вполне определенной величине и протяженности высокочастотного поля, модулирующего электронный поток и отбирающего энергию у электронных сгустков. Поэтому в мощных генераторах с большим электронным током для обеспечения оптимальной величины напряженности электрического поля необходимо применять резонаторы с низкой дифракционной добротностью. Но дифракционная добротность не может быть сделана сколь угодно малой; так, для резонатора, образованного отрезком цилиндрического волновода, «холодная» добротность.

$$Q = \omega T_{\text{высв}}, \quad T_{\text{высв}} = \frac{L}{v_{\text{гр}}(1 - |R_1 R_2|)} \quad (1)$$

ограничена снизу значением  $Q_{\text{min}} \equiv \omega L / v_{\text{гр}} \sim \frac{4\pi}{q} \left( \frac{L}{\lambda} \right)^2$ , здесь  $\omega$  — частота колебаний,  $T_{\text{высв}}$  — время высвечивания электромагнитной энергии из резонатора,  $L$  — длина резонатора,  $R_{1,2}$  — коэффициенты отражения от концов,  $v_{\text{гр}} \sim cq \frac{\lambda}{2L}$  — групповая скорость волн, образующих поле резонатора,  $\lambda$  — длина волны,  $q$  — продольный индекс моды,  $c$  — скорость света в вакууме. Формула (1) справедлива при  $|R_{1,2}| \approx 1$ , но может быть использована для оценок вплоть до  $|R_{1,2}| \approx 0$ .

С уменьшением отражения волн от концов системы уменьшается и обратная связь. Поэтому представляется интересным выяснить, как меняются значения оптимального и стартового тока МЦР-монотрона по мере понижения добротности электродинамической системы вплоть до  $Q_{\text{min}}$ .

При понижении добротности распределение поля начинает зависеть от параметров электронного потока. Системы подобного рода по существу являются переходными между генераторами с высокодоброт-

ными резонаторами и генераторами (усилителями), основанными на взаимодействии электронных потоков с бегущими электромагнитными волнами. Теория таких систем оказывается близкой к теории ЛБВ.

Ниже исследуются условия самовозбуждения для модели гиротрона, представляющей собой магнитоактивную плазменную среду. Используемый метод основан на представлении самосогласованного поля в виде набора нормальных волн каждой из однородных областей, удовлетворяющего соответствующим граничным условиям. Проводимость (диэлектрическая проницаемость) и граничные условия для электронного потока (плазмы) находятся из решения кинетического уравнения для электронов. Система граничных условий дает уравнение для определения набора дискретных частот резонатора. Для высокодобротных систем этот подход позволяет получить аналитически более высокие приближения, чем при использовании метода заданного поля\*, для систем с произвольной добротностью он приводит к системе трансцендентных уравнений, которые приходится исследовать с применением ЭВМ.

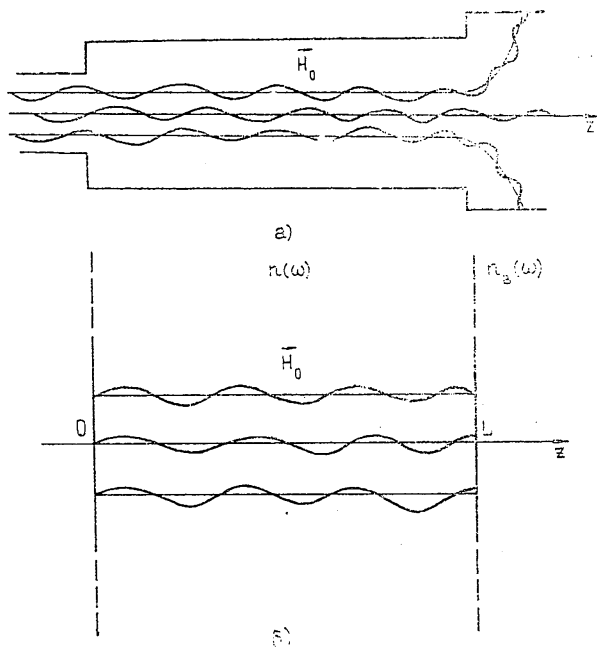


Рис. 1. а) Пространство взаимодействия МЦР-монотрона; б) модель МЦР-монотрона в виде плоскостной плазменной среды.

*Модель МЦР-монотрона.* Рабочее пространство МЦР-монотрона (рис. 1 а) представляет собой отрезок нерегулярного волновода, пронизываемый потоком электронов, движущихся по винтовым траекториям в однородном магнитном поле  $\vec{H}_0 = H_0 z_0$ . С катодного конца волновода ограничен сужением, запредельным для рабочего типа колебаний; вывод высокочастотной мощности осуществляется выходным волноводом большого сечения. Статическое магнитное поле внутри рабочего пространства однородно, а вне его спадает. Благодаря этому, в выход-

\* Второе приближение по концентрации пучка эквивалентно учету поля пространственного заряда и «пассивных» волн линии в методе стационарного функционала Вайнштейна [4].

ном волноводе взаимодействие электронов с полем не имеет резонансного характера.

Мы моделируем рабочее пространство МЦР-монотрона плоским диэлектрическим слоем (рис. 1б) с дисперсией показателя преломления  $n(\omega) = (1 - \omega_{кр}^2/\omega^2)^{1/2}$ , соответствующей зависимости продольного волнового числа в волноводе от частоты. В запредельном волноводе МЦР-монотрона (рис. 1а) электрическое поле мало, поэтому в модели (рис. 1б) для простоты мы помещаем идеально проводящую поверхность

$$E_x(0) = 0, \quad (2a)$$

проницаемую для электронов. Выходной волновод моделируем диэлектриком с показателем преломления  $n_b(\omega) = (1 - \omega_{кр.в}^2/\omega^2)^{1/2}$ , принимая, что при  $z = L$  резонансное взаимодействие электронов с полем прекращается — в реальной системе это обеспечивается достаточно резким спадом статического магнитного поля.

Рассматриваемый диэлектрический слой является резонатором для волн, распространяющихся перпендикулярно границам. Слой пронизывается электронным потоком с одинаковыми поперечными ( $p_{\perp}$ ) и продольными ( $p_{\parallel}$ ) относительно однородного магнитного поля проекциями полного импульса, так что невозмущенная функция распределения по импульсам имеет вид

$$f_0(p) = (2\pi p_{\perp}^0)^{-1} \delta(p_{\perp} - p_{\perp}^0) \delta(p_{\parallel} - p_{\parallel}^0). \quad (3)$$

*Независимые моменты линеаризованной функции распределения электронов по импульсам. Собственные волны плазмы и граничные условия.* Функцию распределения электронов по импульсам в поле плоской электромагнитной волны, распространяющейся вдоль магнитного поля  $H_0$  в безграничной однородной среде, представим в виде  $f_0 + f \exp[i(hz - \omega t)]$ . Решая кинетическое уравнение для электронов методом интегрирования по траекториям [5] или интегрируя по углу  $\varphi$  в цилиндрической системе координат ( $p_x + ip_y = p_{\perp} \exp i\varphi$ ) [6], получаем

$$f = -\frac{ie}{2\omega} \left[ \frac{A \exp(-i\varphi)}{m\omega - hp_{\parallel} - m\omega_H} E_e + \frac{B}{m\omega - hp_{\parallel}} E_{\parallel} + \frac{A \exp i\varphi}{m\omega - hp_{\parallel} + m\omega_H} E_0 \right]. \quad (4)$$

Здесь  $A = (m\omega - hp_{\parallel}) \frac{\partial f_0}{\partial p_{\perp}} + hp_{\perp} \frac{\partial f_0}{\partial p_{\parallel}}$ ,  $B = m\omega \frac{\partial f_0}{\partial p_{\parallel}}$ ,  $E_{e,0} = E_x \pm iE_y$ ;

( $-e$ ),  $m$  — заряд и релятивистская масса электрона,  $\omega_H = eH/mc$  — релятивистская гирочастота.

Используя (4), легко получить выражение для плотности тока  $\mathbf{j}$ :

$$j_{e,0} = j_x \pm ij_y = \sigma_{e,0} E_{e,0}, \quad j_{\parallel} = \sigma_p E_{\parallel};$$

$$\sigma_{e,0}(\omega, h) = \frac{i\Omega_0^2}{4\pi\omega} \left[ \frac{\omega - hv_{\parallel}}{\omega - hv_{\parallel} \mp \omega_H} \mp \frac{\beta_{\perp}^2}{2} \frac{c^2 h^2 - \omega^2}{(\omega - hv_{\parallel} \mp \omega_H)^2} \right], \quad (5)$$

$$\sigma_p(\omega, h) = \frac{i\Omega_0^2 \omega (1 - \beta_{\parallel}^2)}{4\pi(\omega - hv_{\parallel})^2}$$

$$\left( \Omega_0^2 = \frac{4\pi e^2 \tilde{N}}{m}, \quad \tilde{N} - \text{концентрация неравновесных частиц} \right).$$

Из (5) следует, что в рассматриваемой системе существует три независимых типа волн: необыкновенные (с) и обыкновенные (о), поляризованные циркулярно в плоскости  $xy$ , и продольные плазменные ( $p$ ) волны. Дисперсионные уравнения для поперечных волн имеют вид

$$c^2 h^2 = \omega^2 \left[ n^2(\omega) + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{e,o}(\omega, h) \right]. \quad (6)$$

Далее мы будем интересоваться лишь взаимодействием с необыкновенными волнами, которое имеет резонансный характер. Соответствующая функция распределения

$$f_c = -\frac{ie}{2\omega} \frac{A \exp(-i\varphi)}{m\omega - hv_{\parallel} - m\omega_H} E_c. \quad (7)$$

Отличные от нуля моменты функции распределения  $f_c$  имеют вид ( $k = 0, 1, 2, \dots$ )

$$M_k = e\tilde{N}c^{-2k} \int (v_x + iv_y) v^{2k} f_c dp \exp[i(hz - \omega t)] = \frac{i\Omega_0^2}{4\pi\omega} \beta_{\perp}^{2k} \left[ \sigma_c(\omega, h) + k \frac{\beta_{\perp}^2}{\beta_{\perp}^2} (1 - \beta_{\perp}^2) \frac{\omega}{\omega - hv_{\parallel} - \omega_H} \right] \exp[i(hz - \omega t)]. \quad (8)$$

Легко видеть, что все моменты выражаются через ток

$$j_e e^{i(hz - \omega t)} = \sigma_e(\omega, h) E_e e^{i(hz - \omega t)}$$

и средний поперечный импульс

$$P_e e^{i(hz - \omega t)} = \int (p_x + ip_y) f_c dp = \frac{m}{e\tilde{N}} \left[ \sigma_e(\omega, h) + \frac{i\Omega_0^2 \beta_{\perp}^2}{8\pi\omega(\omega - hv_{\parallel} - \omega_H)} \right] \times E_e e^{i(hz - \omega t)}. \quad (9)$$

Подставляя в (6) выражение для проводимости  $\sigma_e(\omega, h)$ , получаем дисперсионное уравнение для необыкновенных волн [7]:

$$c^2 h^2 - \omega^2 n^2(\omega) + \Omega_0^2 \left[ \frac{\omega - hv_{\parallel}}{\omega - hv_{\parallel} - \omega_H} + \frac{\beta_{\perp}^2}{2} \frac{c^2 h^2 - \omega^2}{(\omega - hv_{\parallel} - \omega_H)^2} \right] = 0. \quad (10)$$

При заданной частоте  $\omega$  это уравнение имеет четыре решения  $h_a(\omega)$ , соответствующие четырем нормальным волнам с вектором  $E$ , вращающимся в ту же сторону, что и электроны.

Поле в первой среде (рис. 1 б) ищем в виде суперпозиции необыкновенных волн, являющихся собственными решениями для безграничной среды:  $E_e(z) = \sum_{a=1}^4 E_a \exp\{i[h_a(\omega)z - \omega t]\}$ . Поле во второй среде представляем в виде волны, распространяющейся от слоя:  $E_e^p = E^p \exp\left\{i\left[\frac{n_b(\omega)\omega}{c}z - \omega t\right]\right\}$ ; граничное условие при  $z = L$

$$E_e(L) - n_b^{-1}(\omega) H_e(L) = 0. \quad (26)$$

Электронный поток на входе системы предполагаем немодулированным:

$$\sum_{a=1}^4 j_a = \sum_{a=1}^4 P_a = 0. \quad (2в)$$

Уравнение для собственных частот резонатора. Требование нетривиальности решения системы (2а)—(2в) приводит к трансцендентному уравнению (определитель симметрический, выписываем поэтому лишь один столбец):

$$\text{Det} = \begin{vmatrix} (1 - D\delta_a) \exp(iN\delta_a) \\ 1 \\ \delta_a^{-1} \\ \delta_a^{-2} \end{vmatrix} = 0. \quad (11)$$

В (11) введены безразмерные переменные и параметры:

$$\omega = \Omega(1 + \Delta), \quad h_a = \frac{\Omega n}{c}(\omega + \delta_a + \gamma\Delta),$$

$$n \equiv n(\Omega), \quad \omega = \gamma \left(1 - \frac{\omega_{H1}}{\Omega}\right), \quad \gamma = (\beta_{\parallel} n)^{-1}, \quad (12)$$

$$D = \alpha \{ [1 + n_s^{-2}(2\Delta + \Delta^2)]^{1/2} - \alpha(\omega + \gamma\Delta) \}^{-1}, \quad \alpha = n/n_s(\Omega),$$

здесь  $\Omega$ —частота  $q$ -го собственного колебания в холодном резонаторе с бесконечной добротностью (что соответствует параметру нерегулярности  $\alpha = 0$ ; при этом поле  $E_q(z) \sim \sin \frac{Nz}{L}$ ,  $N \equiv \frac{\Omega n}{c}L = q\pi$  ( $q = 1, 2, \dots$ )).

В новых обозначениях дисперсионное уравнение (10) записывается в виде

$$\delta^4 + p\delta^3 + \tilde{q}\delta^2 + r\delta + s = 0,$$

$$p = 2(\omega + \gamma\Delta), \quad \tilde{q} = (\omega + \gamma\Delta)^2 - \frac{n^2(\omega)}{n^2}(1 + \Delta)^2 + \chi(1 + \rho), \quad (13)$$

$$r = \chi[\omega - \gamma + 2\rho(\omega + \gamma\Delta)], \quad s = \chi\rho[(\omega + \gamma\Delta)^2 - n^2(1 + \Delta)^2],$$

$$\chi = \Omega_0^2/\Omega^2 n^2, \quad \rho = \beta_{\perp}^2/2\beta_{\parallel}^2.$$

Система уравнений, аналогичная (11), (13), рассматривалась в [8], где исследовалось усиление в лампе с поперечным током (ЛПТ). Решение (11), (13) дает, вообще говоря, комплексные значения для частоты  $\omega$ . Исследуя эти решения, можно получить условия самовозбуждения рассматриваемой модели МЦР-моноотрона. Однако совместное решение алгебраического уравнения четвертой степени (13) и трансцендентного уравнения (11) является нелегкой вычислительной задачей; аналитические решения удастся получить лишь в некоторых асимптотических случаях [10].

Кроме очевидного способа решения, когда на первом этапе находятся корни (13), можно воспользоваться преобразованиями определителя (11) и рекуррентным соотношением (20), следующим из (13), и получить решение без предварительного вычисления корней (11). Второй способ предпочтительнее при нахождении высоких приближений и при вычислениях на ЭВМ.

Для высокодобротной системы ( $\alpha \ll 1$ ) стартовые условия можно получить методом заданного поля [1,9] или изложенным выше конструктивным методом, решая уравнения (11), (13). В линейном приближении по  $\chi$  и  $\alpha$  получаем

$$\text{Im } \Delta = n^2 \{ N^2 \chi [S_2 \varphi_q(\omega N) + S_3 \varphi_q'(\omega N)] - \alpha N^{-1} \}; \quad (14)$$

$$\text{Re } \Delta = \frac{n^2 N^2 \chi}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dy \varphi_q(y) \left[ S_1 + \frac{S_2}{y - \omega N} + \frac{S_3}{(y - \omega N)^2} \right], \quad (15)$$

здесь  $S_1 = 1 + \rho$ ,  $S_2 = N(\omega - \gamma + 2\omega\rho)$ ,  $S_3 = \rho N^2(\omega^2 - n^{-2})$ , функция  $\varphi_q(y) \equiv \frac{1 - (-1)^q \cos y}{(N^2 - y^2)^2}$  и выражение в квадратных скобках (15)

с точностью до множителей равны соответственно квадрату модуля спектра высокочастотного поля резонатора и проводимости  $\tau_e(\omega, h)$ . В частном случае точного синхронизма волн пучка с попутной ( $\omega = 1$ ) или со встречной ( $\omega = -1$ ) волной электродинамической системы

$$\text{Im } \Delta = n^2 \left\{ \frac{N \chi}{8} \left[ \pm 1 - (\beta_{\parallel} n)^{-1} + \frac{\beta_{\perp}^2}{2\beta_{\parallel}^2} (n^{-2} + 1) \right] - \alpha N^{-1} \right\}. \quad (16)$$

Из этого выражения следует, что самовозбуждение необыкновенных (е) колебаний в высокодобротном резонаторе при точном синхронизме со встречной волной (нижний знак в (16)) возможно лишь для криволинейных пучков, в то время как при точном синхронизме с попутной волной колебания могут самовозбуждаться и для прямолинейных пучков в области аномального доплеровского эффекта ( $\beta_{\parallel} n > 1$ ).

*Результаты численного счета для систем с произвольной добротностью.* Точный расчет для области параметров, соответствующей минимальному стартовому току в низкодобротной системе, может быть проведен лишь с привлечением численных методов. Для отыскания стартовых условий на ЭВМ удобно преобразовать систему уравнений (11), (13). Запишем (11) в виде

$$H_2(N, \Delta, \chi) - DH_3(N, \Delta, \chi) = 0, \quad (17)$$

где мы обозначили

$$H_{\tau} \equiv \begin{vmatrix} \delta^{\tau} \exp(iN\delta) \\ \delta^2 \\ \delta \\ 1 \end{vmatrix} = V \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(iN)^m}{m!} U_{m+\tau}, \quad U_m = V^{-1} \begin{vmatrix} \delta^m \\ \delta^2 \\ \delta \\ 1 \end{vmatrix}. \quad (18)$$

(В (18) мы снова используем сокращенное обозначение для симметрических определителей). При  $\chi \neq 0$  определитель Ван-дер-Монда  $V \equiv \prod_{i < j} (\delta_i - \delta_j) \neq 0$ . Нетрудно видеть, что  $U_{0,1,2} = 0$ ,  $U_3 = 1$ . Очевидное тождество

$$\partial_a^m = - (p \partial_a^{m-1} + \tilde{q} \partial_a^{m-2} + r \partial_a^{m-3} + s \partial_a^{m-4}), \quad (19)$$

следующее из (13), приводит к рекуррентному соотношению

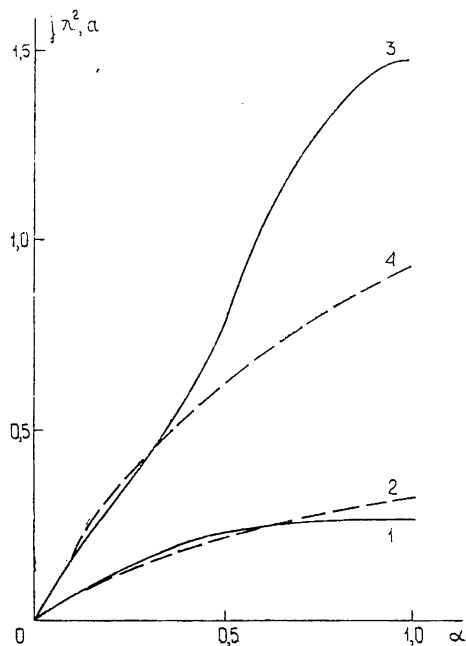
$$U_m = - (p U_{m-1} + \tilde{q} U_{m-2} + r U_{m-3} + s U_{m-4}) \quad (m > 3). \quad (20)$$

Отделяя в (17) действительную и мнимую части, получаем систему двух трансцендентных уравнений для определения стартовых значений  $\Delta$  и  $\chi$ :

$$\sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \frac{N^{2m}}{(2m)!} (U_{2m+2} - DU_{2m+3}) = 0, \quad (21)$$

$$\sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m \frac{N^{2m+1}}{(2m+1)!} (U_{2m+3} - DU_{2m+4}) = 0.$$

В процессе решения мы задавали значения параметров  $q, \beta_{\parallel}, \rho, \omega, n, \alpha$  и вычисляли  $\Delta$  и  $\chi$  из (21). В качестве начального приближения использовалось асимптотическое решение для высокодобротных систем (14), (15)\*.



$$jQ = \text{const},$$

Рис. 2. Зависимость стартового тока от параметра нерегулярности  $\alpha$  для мод с продольным индексом  $q = 1$  (1; минимизировано по  $\omega$ ) и  $q = 2$  (3;  $\omega = 1$ ). Пунктиром изображена экстраполяция результатов, полученных в приближении заданного поля ( $U = 50$  кВ,  $\beta_{\perp} = 2\beta_{\parallel}$ ,  $n_1 = \beta_{\parallel}$ ).

следующего и из (14), на случай систем с произвольной добротностью. Связь добротности с параметром нерегулярности  $\alpha$  бралась не из (14), где оставлены лишь члены, линейные по  $\alpha$ , а из формулы (1):

$$Q_q = \frac{N_q (1 + \alpha)}{2 \alpha n_q}.$$

Как видно из рис. 2, приближение заданной структуры поля дает довольно точные значения стартового тока основной моды для МЦР-монотронов с произвольным параметром нерегулярности. Этот вывод оказывается справедливым в широкой области значений  $\mu$ .

Для высокодобротной ( $\alpha \ll 1$ ) системы согласно (14) ширина зоны самовозбуждения основного ( $q = 1$ ) колебания  $\Delta \omega \approx 2,5$ . В отличие от

\* Значение показателя преломления  $n_q = \frac{hc}{\Omega} \sim q \frac{\lambda_q}{2L}$  выбиралось так, чтобы параметр нелинейной теории  $\mu \equiv 2\pi \rho \beta_{\parallel} \frac{L}{\lambda}$  был равен  $2\pi$  (это значение близко к оптимальному для МЦР-монотрона с прямоугольным распределением высокочастотного поля: при этом максимальный «поперечный» КПД  $\eta_{\perp} = 0,42$  [1]).

этого зона самовозбуждения низкодобротной системы ( $\alpha = 1$ , рис. 3) неограниченно простирается в область отрицательных  $\omega$  (взаимодействие на встречной волне), причем стартовый ток растет очень медленно.

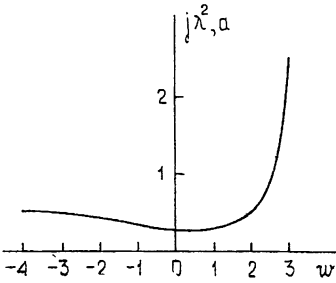


Рис. 3.

Рис. 3. Зависимость стартового тока от параметра синхронизма  $\omega$  для основной моды ( $q = 1, \alpha = 1, U = 50 \text{ кВ}, \beta_{\perp} = 2\beta_{\parallel}, n_1 = \beta_{\parallel}$ ).

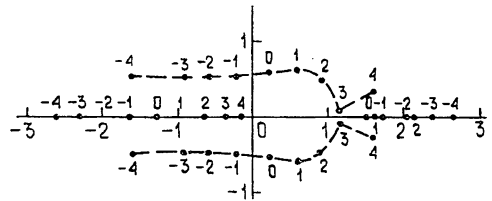


Рис. 4.

Рис. 4. Комплексная плоскость для величин  $(\omega + \delta_a + \gamma\Delta)$ , пропорциональных волновым числам  $h_a$  ( $a = 1, 2, 3, 4$ ). Вблизи корней проставлены соответствующие значения параметра синхронизма  $\omega$ . Положительный действительный корень, соответствующий прямой волне, испытывает „отражение“ при  $\omega \approx 0$  и при дальнейшем увеличении  $\omega$  быстро движется в сторону положительных  $\omega$  ( $q = 1, \alpha = 1, U = 50 \text{ кВ}, \beta_{\perp} = 2\beta_{\parallel}, n_1 = \beta_{\parallel}$ ).

Из-за влияния плотного электронного потока, необходимого для возбуждения колебаний в низкодобротной ( $\alpha \sim 1$ ) системе, нормальные решения сильно отличаются от волн, существующих в высокодобротной ( $\alpha \ll 1$ ) системе. Характер соответствующих решений при различных значениях параметра синхронизма  $\omega$  ясен из рис. 4, на котором изображена комплексная плоскость для величин  $\omega + \delta_a + \gamma\Delta$ , пропорциональных волновым числам  $h_a$  ( $a = 1, 2, 3, 4$ ). Вблизи минимума стартового тока ( $\omega \sim 1$ ) нормальные волны, образующие поле основной моды (рис. 5 а), —встречная волна с постоянной амплитудой и три волны, фазовые скорости которых положительные: одна из них с постоянной амплитудой, а две другие — неоднородные «циклотронные» волны, — имеют близкие по порядку величины амплитуды:  $A_{\text{пр}} \approx 0,25 A_{\text{встр}}$ ,  $A_{\text{ц1,2}} \approx 0,57 A_{\text{встр}}$ . Следовательно, в формировании структуры поля прямые и встречная волны играют приблизительно равную роль.

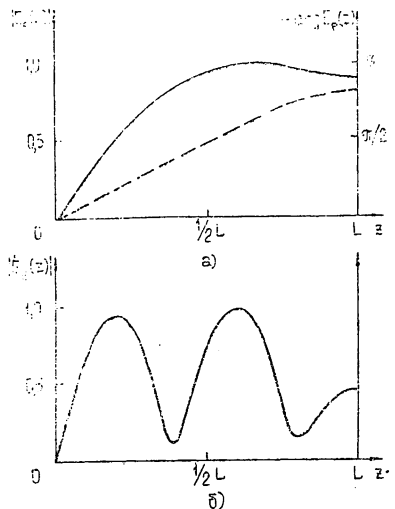


Рис. 5. Распределение амплитуды (сплошная линия) и фазы (пунктир) для основной моды МЦР-монотрона с низкодобротной электродинамической системой:

- а)  $\omega = 1$  (вблизи минимума стартового тока);
- б)  $\omega = -4$  („взаимодействие на встречной волне“) ( $\alpha = 1, U = 50 \text{ кВ}, \beta_{\perp} = 2\beta_{\parallel}, n_1 = \beta_{\parallel}$ ).



В области  $\omega < -2$  «циклотронные» корни группируются вблизи корня, соответствующего встречной волне, и эту область можно классифицировать как область взаимодействия со встречной волной. Но и в этой области на формирование структуры поля (рис. 5б) существенное влияние оказывает трансформация волны на идеально проводящей поверхности  $z = 0$  и на неоднородности проводимости электронного потока  $z \sim L$ .

В заключение приношу глубокую благодарность М. И. Петелину за большую помощь в работе, А. А. Андронову, В. В. Железнякову, В. К. Юлпатову за полезные обсуждения, А. М. Любомирову, В. И. Петрухиной за проведение вычислений на ЭВМ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Гапонов, М. И. Петелин, В. К. Юлпатов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 10, № 9—10, 1414 (1967).
2. Т. А. Грязнова, С. В. Кошечая, Г. Н. Рапопорт, Изв. высш. уч. зав. — Радиоэлектроника, 12, № 9, 998 (1969).
3. С. Н. Власов, Г. М. Жислин, И. М. Орлова, М. И. Петелин, Г. Г. Рогачева, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 12, № 8, 1236 (1969).
4. Л. А. Вайнштейн, ЖТФ, 26, № 1, 126 (1956).
5. В. Д. Шафранов, Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, т. 4, изд. АН СССР, М., 1958, стр. 416.
6. Д. А. Франк-Каменецкий, Лекции по физике плазмы, Атомиздат, М., 1964.
7. В. В. Железняков, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 3, № 1, 57 (1960).
8. Р. А. Дудник, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 6, № 4, 764 (1963).
9. М. И. Петелин, В. К. Юлпатов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, (в печати).
10. В. Л. Братман, М. А. Монсеев, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, (в печати).

Поступила в редакцию  
10 июля 1973 г.

#### STARTING REGIME IN MCR-MONOTRON WITH RESONATOR POSSESSING A LOW DIFFRACTION Q-FACTOR

*V. L. Bratman*

Starting conditions are analysed for the simplest MCR-monotron model with applying the methods allowing to take into account the influence of the electron current on the longitudinal structure of the variable field. It is shown that the approximation of the fixed field structure [1] leads to sufficiently exact values of the starting current not only for high  $Q$ -factor resonators but for the systems with the minimum (at the given extension of the operation space) diffraction quality. In the latter case the self-excitation of oscillations appears to be possible due to action of two mechanisms providing a strong enough feedback: 1) interaction between an electron stream and an opposite wave; 2) wave transformation by an inhomogeneity of conductivity of the electron stream in the region of a sharp change of the static magnetic field in the output waveguide of the MCR-monotron.