

УДК 621.385.6

УСЛОВИЯ САМОВОЗБУЖДЕНИЯ МЦР С НЕРЕЗОНАНСНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМОЙ

В. Л. Братман, М. А. Моисеев

Рассматривается режим самовозбуждения МЦР с электродинамической системой в виде участка регулярного волновода. Исследуется эволюция собственных колебаний при изменении граничных условий для высокочастотного поля и настройки магнитостатического поля. Показано, что стартовый ток и частота колебаний определяются произведением коэффициентов отражения волн от концов «холодной» электродинамической системы и слабо зависят от конкретного способа создания отражений (сужение или расширение волновода). Полученные результаты позволяют оценить опасность возникновения конкуренции мод в МЦР-генераторах и усилителях.

ВВЕДЕНИЕ

Для увеличения выходной мощности, а также полосы генерируемых или усиливаемых частот в мазерах на циклотронном резонансе [1] применяются электродинамические системы с низкой добротностью, близкой к эффективной добротности Q^* отрезка регулярного волновода, длина которого совпадает с длиной рабочего пространства [2, 3]. Очевидным следствием снижения добротности является обострение проблемы конкуренции мод. Если в МЦР с высокодобротными ($Q \gg Q^*$) резонаторами селекция может осуществляться чисто электродинамическими средствами — подбором профиля резонатора, обеспечивающим снижение добротностей паразитных мод по сравнению с добротностью рабочей моды [3], то в МЦР с $Q \sim Q^*$ подобная селекция затруднительна. Формирование структуры высокочастотного поля в таких МЦР происходит под влиянием переменной составляющей электронного тока [2], и, соответственно, особое значение приобретают методы электронной селекции, аналогичные описанным в [4] для высокодобротных систем.

Самовозбуждение собственных колебаний в МЦР с низкодобротными резонаторами обеспечивается отражениями волн не только от нерегулярностей электродинамической системы, но и от нерегулярностей, возникающих вследствие изменения проводимости электронного потока при изменении величины статического магнитного поля, а также механизмом обратной связи, обусловленным генерацией встречной волны [5] (этот механизм лежит в основе действия МЦР — ЛОВ [6–8]).

В настоящей работе исследуются условия самовозбуждения отрезка регулярного волновода, пронизываемого потоком электронов, движущихся по винтовым траекториям в однородном магнитостатическом поле. В зависимости от конкретного вида граничных условий такая система представляет собой МЦР-монотрон, трубку дрейфа, входную или выходную секцию МЦР-твистрона [2, 9, 10] или МЦР-клистрона (см. рис. 1, на котором для удобства ссылок в дальнейшем соответствующие системы пронумерованы: $k = 1, 2, 3$). Добротность и структура поля собственного колебания соответствующей системы зависят от величины перепадов

поперечных размеров волновода. В работе изучается эволюция собственных колебаний МЦР при переходе от высокодобротной (с большими перепадами диаметра) к предельно низкодобротной (перепады диаметра отсутствуют) электродинамической системе*.

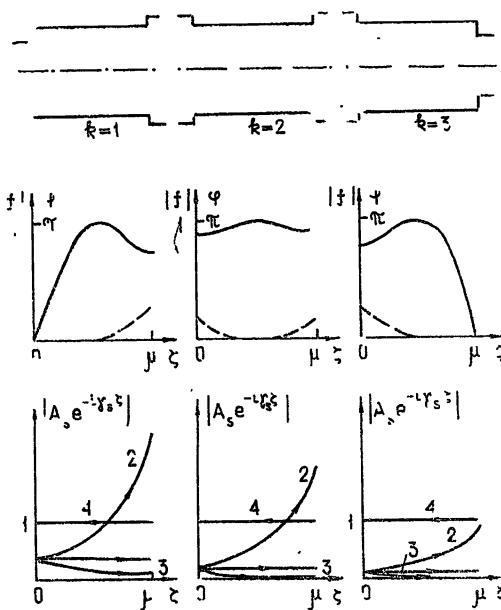


Рис. 1. Продольная структура поля $f(z) = |f| e^{-i\varphi}$ ($|f|$ — сплошная линия, φ — пунктирная) и амплитуды образующих его нормальных волн $A_s \exp(-i\gamma_s z)$ для различных моделей ($k=1, 2, 3$) МЦР-монотронов с $Q \sim Q^*$ в режиме минимального стартового тока.

Анализ условий самовозбуждения МЦР с низкодобротными электродинамическими системами на основе уравнений самосогласованного поля [2] требует, вообще говоря, привлечения численных методов. Однако в практических интересных случаях оказывается возможным использование различных приближенных методов, например, метода дисперсионного уравнения [5], или, когда структура переменного поля, вследствие отражений волн, близка к структуре поля в высокодобротных резонаторах, — метода заданного поля.

1. ЛИНЕАРИЗОВАННЫЕ УРАВНЕНИЯ МЦР

Будем считать, что область взаимодействия электронов с высокочастотным полем ограничена на катодном ($\zeta = 0$) и коллекторном ($\zeta = \mu$) концах либо сильно закритическими сужениями волновода, так что можно положить величину переменного электрического поля в соответствующем сечении равной нулю**:

$$\begin{aligned} f(0) &= 0 & \text{для } k = 1, \\ f(\mu) &= 0 & \text{для } k = 3, \end{aligned} \quad (1)$$

* Другой разновидностью предельно низкодобротной электродинамической системы, которая может быть использована в МЦР, является конический волновод [1].

** Далее используются обозначения, принятые в работах [2, 12].

либо резким спадом статического магнитного поля, однородного на отрезке $(0, \mu)$. На концах рабочего пространства, с которых излучается электромагнитная энергия, ($\gamma_b > 0$), выполняются условия

$$\begin{aligned} \left. \left(\frac{df}{d\zeta} - i\gamma_b f \right) \right|_{\zeta=0} &= 0 \quad \text{для } k = 2, 3, \\ \left. \left(\frac{df}{d\zeta} + i\gamma_b f \right) \right|_{\zeta=\mu} &= 0 \quad \text{для } k = 1, 2. \end{aligned} \quad (2)$$

Продольная структура высокочастотного поля $f(\zeta)$, стартовый ток и частота возбуждающих автоколебаний определяются уравнением (8) работы [2], граничными условиями которого служат соответствующие соотношения (1), (2) (в зависимости от конкретного вида системы). Для рассматриваемых систем уравнение (8) [2] с помощью замены $\tilde{\zeta} = \zeta/n$, $\tilde{\gamma}_0 = \gamma_0 n$, $\tilde{I} = I n^4$ может быть записано в виде, общем для взаимодействия на любой гармонике циклотронной частоты ($n=1, 2, \dots$):

$$\begin{aligned} \frac{d^2f}{d\zeta^2} + \gamma_0^2 f &= I \left(i \int_0^\zeta \hat{f} d\zeta' + \int_0^\zeta d\zeta' \int_0^{\zeta'} \hat{f} d\zeta'' \right) \exp(-i\gamma_e \zeta), \\ \hat{f} &= f(\zeta) \exp(i\gamma_e \zeta) \end{aligned} \quad (3)$$

(здесь и в дальнейшем знак \sim опущен).

В (1)–(3) независимая переменная $\zeta = \pi \beta_\perp^2 z / \lambda n \beta_\parallel$ пропорциональна продольной координате z , параметры I и $\Delta = 2n(\omega - \omega_{kp})/\omega_{kp} \beta_\perp^2$ определяют соответственно стартовый ток и частоту колебаний, $\gamma_0^2 = d\Delta$, $d = n(2\beta_\parallel/\beta_\perp)^2$, $\gamma_b = \{\gamma_0^2 + 8(\beta_\parallel n/\beta_\perp^2)^2 [1 - (\omega_{kp,b}/\omega_{kp})]\}^{1/2}$, $\gamma_e = \Delta + \delta$, параметр $\delta = 2n(\omega_{kp} - n\omega_H)/\omega_{kp} \beta_\perp^2$ определяет настройку магнитного поля, $\omega_{kp,b}$ и ω_{kp} — критические частоты волновода большого сечения и волновода в рабочем пространстве.

2. МЦР С ВЫСОКОДОБРОТНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

Как показано в [2, 5, 13], ряд характеристик стартового режима в низкодобротной системе с достаточной точностью может быть получен путем экстраполяции теории МЦР с высокодобротными резонаторами. Поэтому мы приведем здесь решение стартовых уравнений для высокодобротного резонатора, образованного большими перепадами сечений регулярного волновода (рис. 1, $\alpha = \gamma_0/\gamma_b \ll 1$). Структура поля собственного колебания в таком резонаторе близка к

$$f_p(\zeta) = \sin(p\pi\zeta/\mu) \quad (4)$$

($p=1, 2, \dots$), собственная частота приближенно определяется соотношением $\xi = p\pi$ ($\xi = \gamma_0 \mu = hL$ — набег фазы волны), а добротность — выражением

$$Q_p = \alpha^{-1} [(1 + \alpha)/2]^p Q^*, \quad (5)$$

где $\rho = 1$ для $k=1, 3$ и $\rho = 2$ для $k=2$, $Q^* = 4\pi\rho^{-1}(L/\lambda)^2$ — минимальная дифракционная добротность [2, 3] (для оценок формулой (5) можно пользоваться вплоть до $\alpha = 1$).

В приближении заданного поля [4] стартовые значения тока и частоты автоколебаний определяются из уравнения

$$(\xi - p\pi) - i(Q^*/Q) = - I \xi \mu^4 M_p^{-1} \int_{-\infty+i0}^{+\infty+i0} \varphi(x) [(x - \theta)^{-1} + \mu(x - \theta)^{-2}] dx. \quad (6)$$

Здесь $\varphi(x) = (2\xi^2)^{-1} \left| \int_0^1 f_p(\tau) \exp(ix\tau) d\tau \right|^2 = [1 - \cos(x - \xi)](x^2 - \xi^2)^{-2}$, $M_p = \mu \int_0^1 |f_p(\tau)|^2 d\tau = \mu/2$, $\theta = \gamma_e \mu = (\omega - n\omega_H) L/v_{||}$ — угол пролета электрона.

Для систем, составленных из отрезков регулярного волновода (рис. 1), уравнение (6) совпадает с первым приближением метода дисперсионного уравнения [5]. Из (6) следует

$$\begin{aligned} I &= -(Q^*/Q) \xi^{-1} \mu^{-3} [\varphi(\theta) + \mu \varphi'(\theta)]^{-1}, \\ \xi - p\pi &= (Q^*/Q) [\psi(\theta) + \mu \psi'(\theta)] [\varphi(\theta) + \mu \varphi'(\theta)]^{-1}, \end{aligned} \quad (6a)$$

где

$$\psi(\theta) = [\sin(\theta - \xi) - \theta(2\xi^2)^{-1}(\theta^2 - \xi^2)](\theta^2 - \xi^2)^{-2}.$$

Анализ выражения для тока (6 а) показывает [4], что наименьший стартовый ток требуется для возбуждения основной ($p=1$) моды, обладающей наибольшей дифракционной добротностью. Зона самовозбуждения основной моды ограничена со стороны больших и малых магнитных полей (рис. 2; сплошные кривые — результат численного исследования, пунктирные — приближение фоксированной структуры поля; $\mu=9$, $d=1$, $\alpha=0,01$).

Для высших ($p > 1$) мод имеется по две зоны самовозбуждения с примерно равными значениями минимумов I , соответствующих синхронному взаимодействию электронного потока с попутной (зона A) и встречной (зона B) волнами. В режиме точного синхронизма с попутной волной ($\theta = \xi$), имеющего место в достаточно длинных ($\mu > \xi$) системах,

$$I_c = 8(Q^*/Q) \xi^2 \mu^{-3} (\mu - \xi)^{-1}. \quad (7)$$

Для основной моды I_{c1} близко к минимальному значению I_{min1} ; для высших ($p > 1$) мод минимум I_{minp} в зонах A достигается вблизи $\theta_A = \xi + \pi$, а $I_{minp} \ll I_{cp}$. При $\delta > \delta_A^*$, где

$$\delta_A^* = (d/4) + (2\pi/\mu), \quad (8)$$

взаимодействие электронного потока с попутными волнами носит несинхронный характер, и самовозбуждение колебаний возможно только при очень больших токах. Соотношение (8) может быть использовано для определения границы самовозбуждения со стороны малых магнитных полей.

При синхронизме со встречной волной (зоны B) минимальное значение стартового тока достигается вблизи $\theta = \pi - \xi$, или

$$\delta_B = (\pi - \xi)/\mu - (\xi/\mu)^2 (1/d). \quad (9)$$

Самовозбуждение при точном синхронизме со встречной волной ($\theta = -\xi$) в рассматриваемой модели МЦР-монарона невозможно.

Кроме основных зон, самовозбуждение возможно и в побочных зонах, которым соответствуют намного большие стартовые токи.

Вблизи границ зон, где значения параметра I очень велики, метод заданного поля, вообще говоря, некорректен. В рамках применимости уравнений (1) — (3), как показывает численный анализ, при увеличении напряженности магнитного поля в системе с произвольно высокой (но не бесконечной) добротностью основная мода непрерывно переходит в высшие моды, а зона самовозбуждения основной моды — в зоны B высших мод (рис. 2). Значение стартового тока в области перехода, где структура поля сильно зависит от настройки, имеет порядок $(Q/Q^*)I_{\min}$.

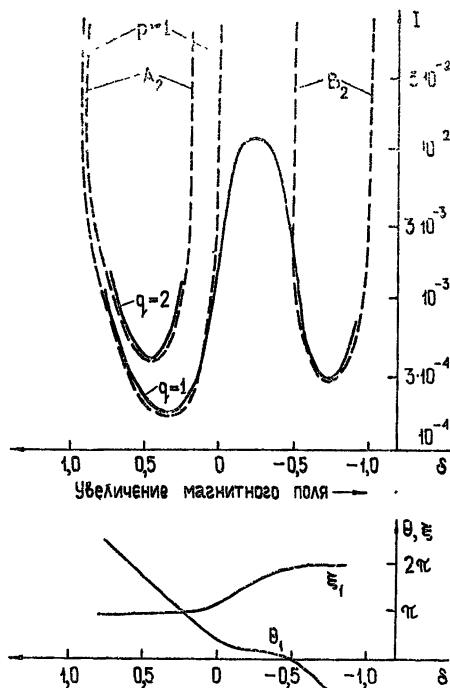


Рис. 2.

3. МЦР С НИЗКОДОБРОТНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМОЙ

1. *Метод дисперсионного уравнения.* Переидем теперь к исследованию стартового режима в предельно низкодобротной ($\alpha = 1$) системе, имеющей вид полубесконечного или бесконечного регулярного волновода. Аналитическое решение линейного уравнения (3) будем искать в виде набора бегущих волн $f(\zeta) = \sum_s A_s e^{-i\gamma_s \zeta}$, удовлетворяющего граничным условиям (1), (2) и уравнениям

$$\sum_s A_s (\gamma_s - \gamma_e)^{-1} = \sum_s A_s (\gamma_s - \gamma_e)^{-2} = 0, \quad (10)$$

эквивалентным условию отсутствия предварительной модуляции в электронном потоке, которое принято при выводе (3). Уравнения (1), (2) запишем единообразно, введя коэффициенты трансформации нормальных волн,

$$\sum_s r_s A_s = \sum_s R_s A_s e^{-i\gamma_s \mu} = 0, \quad (11)$$

$$r_s = \begin{cases} 1, & k = 1 \\ (\gamma_s + \gamma_0)/(\gamma_1 + \gamma_0), & k = 2, 3 \end{cases}, \quad R_s = \begin{cases} 1, & k = 3 \\ (\gamma_s - \gamma_0)/(\gamma_4 - \gamma_0), & k = 1, 2 \end{cases}.$$

Безразмерные волновые числа γ_s удовлетворяют дисперсионному уравнению четвертой степени

$$(\gamma^2 - \gamma_0^2)(\gamma - \gamma_e)^2 = I[1 + (\gamma - \gamma_e)], \quad (12)$$

аналогичному уравнению ЛБВ [14]. В соответствии с числом решений (12) индекс s принимает значения $s=1, 2, 3, 4$.

При определении из (10)–(12) собственных частот и стартовых токов в наиболее интересной области параметров μ и δ , так же как и для высокодобротных систем [5], можно воспользоваться разложениями решений уравнений (12) в ряд по степеням $I^{1/3}$ при синхронизме $\gamma_e = \gamma_0$ и по $I^{1/2}$ при отстройке от синхронизма. Первый режим важен потому, что значения стартового тока при нем близки к минимальным. Рассмотрение второго режима позволяет исследовать зависимость стартового тока от настройки магнитного поля. В обоих случаях в качестве нулевого приближения используем корни уравнения (12) при $I = 0$: $\gamma_{1,4}^{(0)} = \pm \gamma_0$ — попутная и встречная волны электродинамической системы, $\gamma_{2,3}^{(0)} = \gamma_e$ — «циклотронные» волны. Вследствие предположенной при выводе уравнения (3) близости частоты генерации к критической частоте регулярного волновода даже при относительно больших отстройках от синхронизма поперечную структуру поля всех нормальных волн можно считать фиксированной и близкой к структуре поля в пустом волноводе.

2. Режим синхронизма «циклотронных» волн с попутной электромагнитной волной. При $\gamma_e = \gamma_0$ приближенные решения дисперсионного уравнения (12) имеют вид

$$\gamma_a = \gamma_0(1 + 2x_a), \quad a = 1, 2, 3, \quad \gamma_4 = -\gamma_0, \quad (13)$$

если выполнены неравенства

$$|2\gamma_0 - 1| |x| \ll |1 + x_a|, \quad |2\gamma_0 - 1| x^3 \ll 1 + 2\gamma_0 x^3. \quad (14)$$

Здесь $x_a = x v_a$, $v_a = \sqrt[3]{1} = \exp[2\pi i(a-1)/3]$, $x = (C/2\xi)$, $C = \mu(I/2\gamma_0)^{1/3}$. Для частной системы, в которой $\mu = 2\xi$, выражения (13) являются точными. Согласно (13) при синхронизме одна из трех попутных волн ($a=1$) и встречная волна распространяются с постоянными амплитудами, вторая попутная волна ($a=2$) нарастает, а третья ($a=3$) — спадает к выходному концу.

Подставляя (13) в (10), (11) и решая однородную систему линейных уравнений, получаем выражения для комплексных амплитуд нормальных волн при $\zeta = 0$

$$\begin{cases} A_a = B_a, & k = 1, 3 \\ A_a = -x_a B_a, & k = 2 \end{cases}, \quad B_a = (1 - x_a + x_a^2)/3, \quad A_4 = -1 \quad (15)$$

и уравнение для определения C и ξ

$$\sum_{a=1}^3 B_a x_a^6 \exp(-i\xi - iCv_a) = (-1)^6 e^{i\xi}. \quad (16)$$

В рассматриваемом приближении стартовые параметры систем $k=1$ и $k=3$ одинаковой длины ($\mu_1 = \mu_3$) совпадают.

Уравнение (16) можно упростить, предполагая, что коэффициент усиления достаточно велик:

$$\exp(C\sqrt{3}/2) \gg 1, \quad (17)$$

и учитывая на выходном конце лишь две волны ($s=2, 4$). Кроме того, считаем, что

$$x \ll 1. \quad (18)$$

В результате приходим к уравнениям

$$\begin{aligned} \xi_q &= \theta_q = \pi q + (C_q/4) - (\pi\mu/6), \\ (x_q^0/3) \exp(C_q \sqrt{3}/2) &= 1, \quad q = 1, 2, \dots, \end{aligned} \quad (16a)$$

которые легко решить графическим или итерационным методом относительно C : $C_1=2,4$, $C_2=3,0$, $C_3=3,3$ для $k=1, 3$ и $C_1=2,9$, $C_2=3,8$, $C_3=4,6$ для $k=2$. Индекс q нумерует моды пизкодобротной системы, отличающиеся продольной структурой поля. Для мод с очень большим числом вариаций ($q \gg 1$) $C_q \sim \ln q$.

Стартовый ток при синхронизме обратно пропорционален четвертой степени длины:

$$I_c = 2\xi C^3 \mu^{-4}. \quad (19)$$

Простые зависимости (16 а) и (19) хорошо согласуются с результатами численного решения системы уравнений (1)–(3). Так, даже в случае основной моды ($q=1$), когда неравенство (18) выполнено с наименьшим запасом, формула (19) дает значения I_c , завышенные не более чем в два раза для $\mu=3 \div 15$. Значение $\xi_c = \theta_c$ определяется (16 а) в том же интервале μ с точностью не хуже 20%.

Соотношения (13), (15) позволяют выяснить роль нормальных волн в формировании полей собственных колебаний при синхронизме (рис. 1). Для примера разберем случай системы $k=1$. В этой системе встречная волна ($A_4 = -1$) в сечении $\zeta=0$ трансформируется в три попутных волны ($A_a \approx 1/3$), из которых на выходном конце существенна лишь нарастающая волна ($|A_2 e^{-i\gamma_2 \mu}| \approx e^{CV\sqrt{3}/2}/3$). Последняя частично трансформируется во встречную волну с коэффициентом трансформации x и частично проходит в область волновода $\zeta > \mu$.

3. Режим отстройки от синхронизма. Метод малого параметра может быть использован для отыскания корней дисперсионного уравнения, если

$$|D| \ll \mu, \quad |D| \ll |(\xi^2 - \theta^2)/2\theta|, \quad (20)$$

где $D = \epsilon\mu$, $\epsilon = I^{1/2} (0^2 - \xi^2)^{-1/2}$. При выполнении условий (20)

$$\gamma_{1,4} \approx \pm \gamma_0, \quad \gamma_{2,3} \approx \gamma_\epsilon \pm \epsilon. \quad (21)$$

Поведение решений существенно различается в случаях $\xi > \theta$ и $\xi < \theta$. В первом случае величина ϵ комплексна, и амплитуда одной «циклотронной» волны экспоненциально нарастает, а другой — убывает к выходному концу. Во втором случае в системе нет усиливаемых волн — все нормальные волны распространяются с постоянной амплитудой.

Стартовые уравнения для систем, изображенных на рис. 1, при $\alpha=1$ с точностью до членов порядка ϵ имеют вид

$$i(\theta + \xi)^{-1} e^{-i(\theta + \xi)} D \sin D = \begin{cases} 1, & k = 1, 3 \\ \xi/(\xi - \theta), & k = 2 \end{cases} \quad (22)$$

Для систем $k=1$ и $k=3$ в этом приближении стартовые условия совпадают. При $\xi > \theta$

$$\xi + \theta = P_q = 2\pi q - \pi/2, \quad q = 1, 2, \dots, \quad (22a)$$

$$|D| \operatorname{sh} |D| = P_q \begin{cases} 1, & k = 1, 3 \\ \xi/(\xi - \theta), & k = 2 \end{cases}$$

Для $k=1, 3$ $|D_1|=1,7$, $|D_2|=2,3$. С учетом выражений для ξ и θ из (22 а) следует

$$\xi = \mu [(P_q \mu^{-1} - \delta + \sqrt{d}/4)^{1/2} - \sqrt{d}/2], \quad (23)$$

где $\delta < 1/4$. При достаточно большой величине статического магнитного поля, когда $-\delta > (P_q/\mu)^2$, величина θ становится отрицательной. При этом «циклотронные волны» становятся встречными (режим ЛОВ). Налог фазы ξ и соответствующее ему число вариаций поля увеличиваются с ростом магнитного поля. Значение параметра тока

$$I = P_q (2\xi - P_q) |D|^2 \mu^{-4} \quad (24)$$

на этих высокочастотных ветвях нарастает медленно (рис. 3).

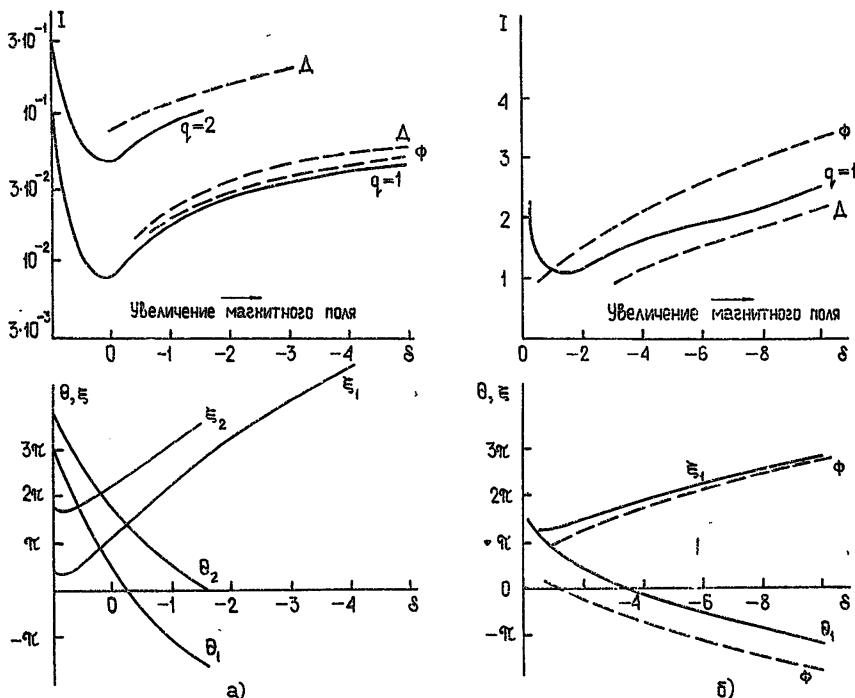


Рис. 3. Стартовые значения I , θ , ξ для первых двух мод ($q=1, 2$) МЦР-моноитрона (сплошные кривые — результат численного исследования для $k=1$, пунктирные — D — результат аналитического исследования методом дисперсионного уравнения, Φ — приближение фиксированной структуры поля для $k=1, 3$):

а) $\mu = 9, d = \alpha = 1$; б) $\mu = 3, d = \alpha = 1$.

Для пространства дрейфа ($k=2$) величина параметра D зависит от δ : при $\theta > 0$ D и, соответственно, стартовый ток больше, чем для входной и выходной секций с тем же μ ; при $\theta = 0$ эти значения сравниваются, а при $\theta < 0$ стартовый ток для пространства дрейфа меньше.

Соотношения (22 а), (24) обеспечивают удовлетворительную для практических расчетов точность при $\mu > (2 \div 3) |D|$ (см. рис. 3).

Низкочастотные ветви ($\xi < \theta$) лишь качественно описываются уравнением (22) (решение (22) при $\xi < \theta$ не удовлетворяет второму неравенству (20)). Стартовый ток очень быстро нарастает при уменьшении магнитного поля. Как показывает анализ результатов численного счета, для определения границы полосы циклотронного резонанса в низкодобротных системах можно пользоваться формулой (8) теории заданного поля. При больших μ формула (8) обеспечивает высокую точность. С уменьшением μ точность (8) падает (см. рис. 3).

4. Режим минимального стартового тока. Соотношения предыдущих разделов позволяют вычислить и значения минимального стартового тока, необходимого для возбуждения низкодобротных систем. Как показывает численный анализ, минимальное значение $I_{\min 1}$, так же как и для высокодобротных систем, близко к I_{c1} и достигается при небольшой положительной расстройке ($\xi = 0$). Этот факт представляется естественным, так как при синхронизме имеет место наибольшее усиление одной из нормальных волн. Для оценок можно принимать $I_{\min 1} = \Gamma I_{c1}$, где I_{c1} определяется из (19), а $\Gamma \sim 1$. Например, для выходной секции точное значение Γ_1 , полученное из численных расчетов, монотонно меняется от 1 при $\mu = 3$ до 0,6 при $\mu = 12$. Значение коэффициента Γ_3 — для выходной секции — превышает Γ_1 в том же интервале на 10%. Величины θ и ξ , соответствующие минимальному стартовому току входной и выходной секции, отличаются не более чем на 1% ($\theta_{\min} \approx 2$, $\xi_{\min} \approx 2, 7 + 4,4 \mu^{-1}$).

В отличие от высокодобротных систем, значения $I_{\min q}$ для высших ($q > 1$) мод также близки к $I_{c q}$. Для отношения стартовых токов основной ($q=1$) и паразитной ($q=2$) мод МЦР-монотрона с электродинамической системой в виде полубесконечного регулярного волновода при всех настройках магнитного поля справедлива оценка

$$I_2/I_1 \sim I_{c2}/I_{c1} \approx (\xi_2/\xi_1)(C_2/C_1)^3 > 4. \quad (25)$$

Сравнивая рис. 2 и 3, нетрудно убедиться в их топологической тождественности. Моде с индексом $q=1$ (рис. 3) в случае высокодобротного ($\alpha \ll 1$) резонатора (рис. 2) соответствуют интервалы настроек, при которых стартовый ток близок к минимальному и структура поля фиксирована (для $q=1$ — это центральная зона $p=1$, зоны B_p ; для $q=2$ — зона A_2), и области перехода. По мере понижения добротности резонатора области минимумов I поднимаются до уровня барьеров в областях перехода, так что при $\alpha \sim 1$ образуются монотонные ветви $I_q(\delta)$.

Участки $p=1$, B_p высокочастотной ветви $I_1(\delta)$ основной моды при любых добротностях резонатора хорошо описываются приближением заданного поля (6 а) (так, при $\mu = 9$ точность выше 20% для $k=1$ и 10% для $k=3$, см. рис. 3), так как структура поля при соответствующих настройках близка к фиксированной вследствие отражения волн от скачка электронной проводимости. Структуры полей высших ($q > 1$) мод сильно отличаются от синусоидальной, поэтому метод заданного поля для определения стартового тока этих мод не пригоден (впрочем, формула (7) может быть использована наряду с (19) для оценок $I_{\min q}$ при $\alpha \sim 1$ и $\mu \gg \xi$).

Несмотря на сложность линеаризованных уравнений МЦР с нефиксированной структурой высокочастотного поля, ряд наиболее важных характеристик стартового режима в системах с произвольной добротностью удается получить аналитически — методом заданного поля или методом дисперсионного уравнения. При необходимости более

точные результаты можно получить путем численного исследования уравнений (1) — (3). Анализ условий самовозбуждения простейших систем (рис. 1) на основе указанных методов приводит к следующим результатам.

1) Стартовый ток (при прочих равных параметрах) определяется отношением добротности резонатора к минимальной дифракционной добротности и слабо зависит от конкретных способов создания отражения волн (сужение или расширение волновода на концах рабочего пространства).

2) При изменении настройки магнитостатического поля структура высокочастотного поля деформируется непрерывным образом, так что с ростом напряженности H_0 увеличивается число продольных вариаций. В МЦР с высокодобротным ($Q \gg Q^*$) резонатором наибольшие изменения структуры поля происходят в областях настроек, в которых, согласно приближению заданного поля, самовозбуждение невозможно.

3) Самовозбуждение паразитных колебаний с такой же поперечной структурой поля, что и рабочая мода, исключается, если ток электронного пучка меньше стартового тока моды с $q=1$ для усилителей типа МЦР-клистрона или МЦР-твистрона и моды с $q=2$ для МЦР-монотрона. Отношение стартовых токов мод с $q=2$ и $q=1$ в МЦР с низкодобротными электродинамическими системами имеет величину порядка $4 \div 7$.

4) В низкодобротных системах наибольшую опасность представляют возбуждение конкурентов с меньшими, чем у рабочей моды, критическими частотами, так как значение стартового тока на высокочастотных ветвях кривых $I(\delta)$ нарастает медленно, а на низкочастотных — быстро (в первом случае при увеличении магнитного поля происходит непрерывная подстройка резонанса со встречной волной $\omega + hv_{\parallel} - n\omega_H \approx 0$ во втором — условие резонансного взаимодействия как со встречной, так и с попутной волной быстро нарушается).

Авторы признательны М. И. Петелину за интерес к работе и обсуждение результатов, а также Г. Н. Мандравиной и Р. Э. Эрм за проведение вычислений на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Гапонов, М. И. Петелин, В. К. Юлпиков, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 10, № 9—10, 1414 (1967).
2. В. Л. Братман, М. А. Моисеев, М. И. Петелин, Р. Э. Эрм, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 16, № 4, 622 (1973).
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. М. И. Петелин, В. К. Юлпиков, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 18, № 2, 290 (1975).
5. В. Л. Братман, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 17, № 10, 1544 (1974).
6. К. К. Chow, R. H. Pantell, Proc. IRE, 48, № 11, 1865 (1960); Зарубежная радиоэлектроника, 4, 82 (1961).
7. К. К. Chow, R. H. Pantell, IRE Trans., ED-9, № 4, 351 (1962).
8. В. К. Юлпиков, Вопр. радиоэлектроники, сер. 1. Электроника, № 12, 15 (1965).
В. Н. Гольдберг, Н. А. Ежевская, Г. М. Жислин, М. Н. Оржеховская, В. К. Юлпиков, Вопр. радиоэлектронники, сер. 1. Электроника, № 12, 24 (1965).
9. И. С. Ковалев, А. А. Кураев, Е. М. Демидович, Ф. Г. Шевченко, Докл. АН БССР, 15, № 8, 692 (1971); 16, № 1, 24 (1972).
10. С. И. Выровой, Г. Н. Рапопорт, Изв. высш. уч. зав. — Радиоэлектронника, 16, № 10, 96 (1973).
11. В. Л. Братман, С. Л. Новожилов, М. И. Петелин, Доклад на конференции «Электронные приборы СВЧ и области их применения», Томск, 1972.

12. М. А. Моисеев, М. И. Петелин, Доклад на конференции «Электронные приборы СВЧ и области их применения», Томск, 1972
13. М. А. Моисеев, Р. Э. Эрм, Доклад на конференции «Электронные приборы СВЧ и области их применения», Томск, 1972.
14. Дж. Р. Пирс, Лампа с бегущей волной, изд. Сов. радио, М., 1952.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
27 февраля 1974 г.

CONDITIONS OF SELF-EXCITATION OF CRM WITH A NONRESONANT ELECTRODYNAMIC SYSTEM

V. L. Bratman, M. A. Moiseev

The self-excitation regime of CRM with a electrodynamic system in the form of a section of a regular waveguide is considered. Evolution of natural oscillation when changing the boundary conditions for the high-frequency field and tuning the magnetostatic field is studied. The starting current and oscillation frequency are shown to be defined by the product of the coefficients of wave reflection from the ends of a cold electrodynamic system and to depend weakly on a specific manner of producing the reflections (narrowing and broadening of a waveguide). The results obtained permit to estimate the possibility of occurrence of mode competition in CRM-oscillators and amplifiers.