

УДК 621.385.6

## О МНОГОМОДОВЫХ РЕЖИМАХ В МЦР-ГЕНЕРАТОРАХ

Г. С. Нусинович

Существенное неоднородное уширение линии активного вещества в МЦР и других СВЧ приборах, использующих индуцированное излучение возбужденных осцилляторов с квазиэквидистантным энергетическим спектром, невозможно. В МЦР-генераторе с широким электронным потоком многомодовые колебания могут устанавливаться вследствие пространственной неоднородности высокочастотных сил, действующих на электроны со стороны каждой моды. КПД многомодового режима в таком генераторе превышает КПД одной моды.

1. Взаимодействие мод в электронных СВЧ генераторах является следствием нелинейных свойств электронного потока. При «сильной» связи между модами устанавливаются одномодовые колебания, при «слабой» — многомодовый режим [1, 2]. Обычно интерес представляют генераторы одномодовых колебаний, однако для ряда прикладных задач спектральный состав СВЧ излучения может быть несущественным — требуется генератор, обеспечивающий необходимый интегральный уровень СВЧ мощности в определенном диапазоне частот. Спектр собственных частот системы в этом случае может быть сколь угодно густым, и, следовательно, ее размеры могут существенно превышать размеры одномодового генератора. Но для того, чтобы устанавливался многомодовый режим вместо нежелательной генерации какой-либо одной мало-мощной моды, возбуждавшейся при малых токах и имеющей при больших токах низкий КПД вследствие эффектов насыщения, колебания мод должны быть «слабо» связаны друг с другом\*.

Целью настоящей работы является изучение влияния параметров МЦР-генератора на межмодовую связь и, соответственно, определение условий, при которых многомодовые колебания являются устойчивыми и имеют достаточно высокий КПД.

2. В МЦР-генераторе с аксиально-симметричным рабочим пространством (гиромонотроне) собственными модами являются вращающиеся по азимуту волны  $\sim \exp[i(\omega_s t - m_s \varphi)]$ . Эти волны взаимодействуют со всеми электронами пучка, в котором отсутствует разброс скоростей и радиусов вращающихся центров, одинаково эффективно [3], что обуславливает «сильную» межмодовую связь [4].

Разделение электронного потока на фракции, каждая из которых преимущественно взаимодействует со «своей» модой, может происходить в МЦР-генераторах вследствие:

- а) поперечной неоднородности магнитостатического поля,
- б) разброса электронов по скоростям и энергиям,
- в) поперечной неоднородности модуля высокочастотной силы, действующей на электроны со стороны каждой моды.

\* Здесь и ниже речь идет о взаимодействии мод, фазы которых не зависят друг от друга (что, как правило, имеет место [4–6]). Возбуждение в многомодовом генераторе таких мод со «слабой» связью ведет к установлению стохастических режимов [2].

Две первые причины вызывают разделение пучка на фракции, у которых зоны отрицательной реабсорбции циклотронного излучения смещены по частоте (в случае разброса поступательных скоростей смещение происходит вследствие эффекта Допплера). В лазерах и молекулярных генераторах аналогичные причины вызывают неоднородное уширение линии активного вещества, потому что эти системы имеют существенно неэквилибрированный энергетический спектр и, следовательно, существенно разнесенные по частоте зоны отрицательной и положительной реабсорбции когерентного излучения.

Электронный поток в МЦР и других «электронных мазерах», принцип действия которых основан на эффекте фазовой группировки, можно представить как ансамбль возбужденных осцилляторов с квазиэквидистантным энергетическим спектром [3]. В такой среде зоны отрицательной и положительной реабсорбции когерентного излучения близки по частоте (кривая поглощения показана на рис. 1 а, взятом из [3],  $\sigma'$  — активная часть линейной проводимости пучка). Поэтому разделение пучка на фракции со смещенными по частоте кривыми поглощения вызовет наложение зоны положительного поглощения одной фракции на зону отрицательного поглощения другой (рис. 1 б). Следовательно, указанные причины не могут привести к существенному неоднородному уширению зоны отрицательного поглощения в МЦР (суммарная кривая показана на рис. 1 б штриховой линией), однако разделение пучка на фракции, различающиеся циклотронными частотами или поступательными скоростями, может явиться причиной того, что одна из мод попадет в зону отрицательного поглощения одной фракции, в то время как другая мода будет возбуждаться за счет электронов второй фракции (рис. 1 б).

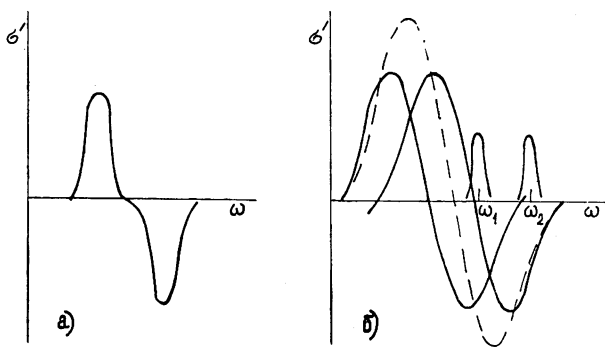


Рис. 1.

Таким образом, основной причиной ослабления связи мод МЦР-генератора является поперечная неоднородность модулей высокочастотных сил  $F_s$ , действующих на электроны со стороны каждой моды.

3. Предположим, что время пролета электронов через резонатор  $T_{пр}$  существенно меньше характерного времени установления колебаний  $\sim Q_s / \omega_s$ , и азимутальные индексы  $m_s$  мод, резонансных с одной гармоникой  $n_s$  гирочастоты  $\omega_H$ , не одинаковы. Тогда конкуренция двух мод гиромонотрона с «мягким» самовозбуждением описывается уравнениями для квадратов амплитуд  $M_s$  (ср. [4, 5]):

$$\dot{M}_s = M_s \left[ \iint_{S_{\perp}} W(\beta, \mathbf{R}_{\perp}) I_s u_s (\alpha_s - \beta_s u_s M_s - \gamma_s u_s M_s) d\beta ds_{\perp} - \frac{n_s}{2Q_s} \right], \quad (1)$$

в которых  $s \neq s'$ ,  $s, s' = 1, 2$ , функция  $W(\beta, R_{\perp})$  описывает распределение электронов по скоростям  $\beta = v/c$  и поперечным координатам  $R_{\perp}$  ведущих центров электронов, безразмерный параметр  $I_s$  пропорционален току пучка\*,  $u_s = J_{m_s - n_s}^2 \left( \frac{\omega_s R}{c} \right)$  — структурный коэффициент,

характеризующий пространственное распределение модуля высокочастотной силы  $F_s$ , действующей на электроны со стороны  $s$ -й моды, коэффициенты  $\alpha_s, \beta_s$  определяются углами пролета  $\theta_s = (\omega_s - n_s \omega_H) T_{np}$  и продольной структурой мод, коэффициенты  $\gamma_s$  зависят не только от этих величин, но и от разности собственных частот мод [4]; при одинаковой продольной структуре мод  $\lim_{\omega_2 \rightarrow \omega_1} \gamma_s = 2\beta_s$  [4-6].

Уравнения (1) аналогичны полученным Лэмбом [1] при исследовании оптического мазера. «Слабой» связи мод, согласно [1], соответствует условие

$$\Psi = \left\{ \left[ \int_{S_{\perp 1}} I_1 \int W(\beta, R_{\perp}) u_1 u_2 \gamma_1 ds_{\perp} d\beta \right] \left[ \int_{S_{\perp 1}} I_2 \int W(\beta, R_{\perp}) u_1 u_2 \gamma_2 ds_{\perp} d\beta \right] \times \right. \\ \left. \times \left\{ \left[ \int_{S_{\perp 1}} I_1 \int W(\beta, R_{\perp}) u_1^2 \beta_1 ds_{\perp} d\beta \right] \left[ \int_{S_{\perp 1}} I_2 \int W(\beta, R_{\perp}) u_2^2 \beta_2 ds_{\perp} d\beta \right] \right\}^{-1} \right\} < 1. \quad (2)$$

4. В гиромонотроне — системе с аксиальной симметрией — модуль высокочастотной силы  $F_s$  не зависит от азимутальной координаты [3]. Для оценки влияния радиальной неоднородности  $F_s$  на межмодовую связь предположим, что электронный поток состоит из двух фракций, различающихся радиусами ведущих центров  $R_{s1}, R_{s2}$  (число электронов в обеих фракциях здесь и ниже полагаем одинаковым), разброс скоростей отсутствует, магнитостатическое поле  $H_0$  однородно (рис. 2).

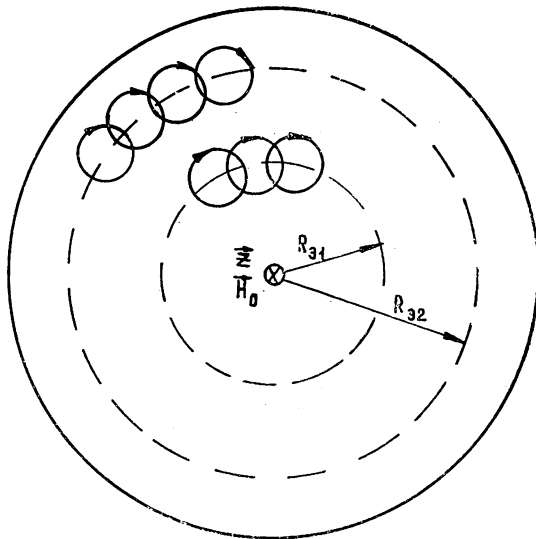


Рис. 2.

\* Квадрат амплитуды  $s$ -й моды  $M_s$  и параметр  $I_s$  не зависят от положения электронного потока и связаны с введенными в [4, 5] величинами  $M_s^*, I_s^*$  соотношениями  $M_s^* = F_s^2 = M_s u_s, I_s^* = I_s u_s$ .

В этом случае величина межмодовой связи определяется выражением

$$\Psi = \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\beta_1 \beta_2} \frac{(u_{11} u_{21} + u_{12} u_{22})^2}{(u_{11}^2 + u_{12}^2)(u_{21}^2 + u_{22}^2)}, \quad (2a)$$

где  $u_{s,1,2} = J_{m_s - n_s}^2 \left( \frac{\omega_s}{c} R_{s,1,2} \right)$ . Если предположить расположение фракций электронного потока таким, что одна фракция взаимодействует только с первой модой ( $u_{12} = 0$ ), а другая — только со второй модой ( $u_{21} = 0$ ), то связь между модами отсутствует ( $\Psi = 0$ , см. (2a)); при этом устойчивы двухмодовые бигармонические режимы\*.

В гиромонотроне повышенной мощности рабочими типами колебаний, как правило, являются моды шепчущей галереи  $H_{mpq}$  с большими азимутальными ( $m \gg 1$ ) и малыми радиальными ( $p \sim 1$ ) индексами. Поля этих мод сосредоточены вблизи стенок резонатора. При конкуренции таких мод с разными радиальными индексами (пусть  $p_1 = 1, p_2 = 2$ ) возможна ситуация, когда внутренняя фракция пучка не взаимодействует с первой модой ( $u_{11} = 0$ ), в то время как эта же фракция со второй модой и другая фракция с обеими модами взаимодействуют равно эффективно ( $u_{21} = u_{22}$ ). В этом случае связь между модами оказывается вдвое меньшей ( $\Psi = \gamma_1 \gamma_2 / 2 \beta_1 \beta_2$ ), чем в гиромонотроне с пучком без позиционного разброса радиусов ведущих центров, однако, поскольку  $\frac{\gamma_1 \gamma_2}{\beta_1 \beta_2} \gg 4$  [4], связь остается «сильной».

5. Нарушение аксиальной симметрии рабочего пространства гиромонотрона приводит к тому, что собственными модами системы становятся стоячие волны с азимутальным распределением  $\frac{\cos m \varphi}{\sin m \varphi}$ , воздействие которых на электронный поток является азимутально неоднородным. Связь двух мод с одинаковым азимутальным индексом ( $\sim \cos m \varphi$  и  $\sin m \varphi$ ) вследствие азимутальной неоднородности модулей высокочастотных сил  $F_s$  может быть «слабой» [8]. Исследуем взаимодействие двух пар мод  $J_{m_1} \left( \frac{\omega_1}{c} R \right) \frac{\cos m_1 \varphi}{\sin m_1 \varphi}$ ,  $J_{m_2} \left( \frac{\omega_2}{c} R \right) \frac{\cos m_2 \varphi}{\sin m_2 \varphi}$ , различающихся азимутальными индексами ( $m_1 \neq m_2$ ).

Уравнения, описывающие временные изменения квадратов амплитуд собственных мод такой системы, получаются путем соответствующего сложения уравнений (1) для вращающихся волн  $\left( J_m \left( \frac{\omega}{c} R \right) \frac{\cos m \varphi}{\sin m \varphi} e^{i \omega t} \sim \sim J_m \left( \frac{\omega}{c} R \right) (e^{i(\omega t + m \varphi)} \pm e^{i(\omega t - m \varphi)}) \right)$ . Когда в пучке отсутствует разброс скоростей и радиусов ведущих центров и магнитоэстатическое поле однородно, эти уравнения имеют вид

$$M_{1,2}^{c,s} = M_{1,2}^{c,s} I_{1,2} [\sigma_{1,2} - \beta_{1,2} (\Gamma_{1,2}^{(1)} M_{1,2}^{c,s} + \Gamma_{1,2}^{(2)} M_{1,2}^{s,c}) - \gamma_{1,2} \Gamma^{(3)} (M_{2,1}^c + M_{2,1}^s)]. \quad (3)$$

Здесь индексы 1, 2 относятся соответственно к модам с азимутальными индексами  $m_1$  и  $m_2$ , индексами  $c, s$  отмечены моды с азимутальным распределением  $\cos m \varphi$  и  $\sin m \varphi$ ,  $\sigma_s = \frac{\alpha_s}{2} (u_s^+ + u_s^-) - \frac{n_s}{I_s Q_s}$ , коэффициенты  $\Gamma$  равны

\* Режим генерации СВЧ колебаний с двумя близкими частотами представляет интерес в связи с возможностью непосредственного нагрева ионов магнитоактивной плазмы высокочастотным полем при  $\omega_1 \approx \omega_2 \gg \omega_{Hi}$ ,  $|\omega_1 - \omega_2| \approx \omega_{Hi}$  [7].

Таблица

$M_1^c$	$M_1^s$	$M_2^c$	$M_2^s$	$P_1$	$P_2$	$P_3$	$P_4$
0	0	0	0	$\sigma_1$	$\sigma_1$	$\sigma_2$	$\sigma_2$
$\frac{\sigma_1}{\beta_1 \Gamma_1^{(1)}}$	0	0	0	$-\sigma_1$	$\sigma_1 \left( 1 - \frac{\Gamma_1^{(2)}}{\Gamma_1^{(1)}} \right)$	$\sigma_2 \left( 1 - \frac{\sigma_1 \gamma_2 \Gamma^{(3)}}{\sigma_2 \beta_1 \Gamma_1^{(1)}} \right)$	
$\frac{\sigma_1}{\beta_1 (\Gamma_1^{(1)} + \Gamma_1^{(2)})}$		0	0	$\frac{-\Gamma_1^{(1)} \pm \Gamma_1^{(2)}}{\sigma_1 (\Gamma_1^{(1)} + \Gamma_1^{(2)})}$		$\sigma_2 \left( 1 - \frac{\sigma_1 \gamma_2}{\sigma_2 \beta_1} \frac{2 \Gamma^{(3)}}{\Gamma_1^{(1)} + \Gamma_1^{(2)}} \right)$	
$\frac{\sigma_1 \beta_2 \Gamma_2^{(1)} - \sigma_2 \gamma_1 \Gamma^{(3)}}{\beta_1 \Gamma_1^{(1)} \Gamma_2^{(1)} - \gamma_1 \gamma_2 \Gamma^{(3)2}}$	0	$\frac{\sigma_2 \beta_1 \Gamma_1^{(1)} - \sigma_1 \gamma_2 \Gamma^{(3)}}{\beta_1 \beta_2 \Gamma_1^{(1)} \Gamma_2^{(1)} - \gamma_1 \gamma_2 \Gamma^{(3)2}}$	0	$\beta_1 M_1^c (\Gamma_1^{(1)} - \Gamma_1^{(2)})$	$\beta_2 M_2^c (\Gamma_2^{(1)} - \Gamma_2^{(2)})$	$\beta_1 \beta_2 \Gamma_1^{(1)} \Gamma_2^{(1)} > \gamma_1 \gamma_2 \Gamma^{(3)2}$	$p_{3,4} < 0$ при
$\frac{\sigma_1 \beta_2 \Gamma_2^{(1)} - \sigma_2 \gamma_1 \Gamma^{(3)}}{\beta_1 \beta_2 \Gamma_2^{(1)} (\Gamma_1^{(1)} + \Gamma_1^{(2)}) - 2 \gamma_1 \gamma_2 \Gamma^{(3)2}}$		$\frac{\beta_1 \sigma_2 (\Gamma_1^{(1)} + \Gamma_1^{(2)}) - 2 \sigma_1 \gamma_2 \Gamma^{(3)}}{\beta_1 \beta_2 \Gamma_2^{(1)} (\Gamma_1^{(1)} + \Gamma_1^{(2)}) - 2 \gamma_1 \gamma_2 \Gamma^{(3)2}}$	0	$-\beta_1 M_1^c (\Gamma_1^{(1)} - \Gamma_1^{(2)})$	$\beta_2 M_2^c (\Gamma_2^{(1)} - \Gamma_2^{(2)})$	$\beta_1 \beta_2 \Gamma_2^{(1)} (\Gamma_1^{(1)} + \Gamma_1^{(2)}) > 2 \gamma_1 \gamma_2 \Gamma^{(3)2}$	$p_{3,4} < 0$ при
$\frac{\sigma_1 \beta_2 (\Gamma_2^{(1)} + \Gamma_2^{(2)}) - 2 \sigma_2 \gamma_1 \Gamma^{(3)}}{\beta_1 \beta_2 (\Gamma_1^{(1)} + \Gamma_1^{(2)}) (\Gamma_2^{(1)} + \Gamma_2^{(2)}) - 4 \gamma_1 \gamma_2 \Gamma^{(3)2}}$		В выражении для $M_1^c$ нужно поменять местами индексы $1 \leftrightarrow 2$		$-\beta_1 M_1 (\Gamma_1^{(1)} - \Gamma_1^{(2)})$	$-\beta_2 M_2 (\Gamma_2^{(1)} - \Gamma_2^{(2)})$	$\beta_1 \beta_2 (\Gamma_1^{(1)} + \Gamma_1^{(2)}) (\Gamma_2^{(1)} + \Gamma_2^{(2)}) > 4 \gamma_1 \gamma_2 \Gamma^{(3)2}$	$p_{3,4} < 0$ при $> 4 \gamma_1 \gamma_2 \Gamma^{(3)2}$

$$\Gamma_s^{(1)} = u_s^{+2} + 4u_s^+ u_s^- + u_s^{-2}, \quad \Gamma_s^{(2)} = 2(u_s^{+2} + u_s^{-2}),$$

$$\Gamma^{(3)} = (u_1^+ + u_1^-)(u_2^+ + u_2^-), \quad (4)$$

где  $u_s^\pm = J_{m_s \pm n_s}^2 \left( \frac{\omega_s}{c} R_0 \right)$ .

Система уравнений (3) имеет шесть типов состояний равновесия. Устойчивость этих состояний определяется характеристическим уравнением четвертого порядка. Стационарные значения квадратов амплитуд  $(M_{1,2}^c, s)_{\text{стац}}$  и корни характеристического уравнения  $p_i$  приведены в таблице\*. Условия существования и устойчивости различных типов состояний равновесия очевидным образом следуют из приведенных в таблице выражений для  $(M_{1,2}^c, s)_{\text{стац}}$ ,  $p_i$ .

В простейшем случае близких частот всех четырех мод (при  $|\omega_s - \omega_{s'}| T_{\text{пр}} \ll 1$ ,  $\gamma = 2\beta$ ) и одинаково эффективного взаимодействия электронного потока со всеми вращающимися в азимутальном направлении волнами, на которые можно разложить поля собственных мод (т. е. при условии  $u_{1,2}^\pm \approx u$ ), устойчива только двухчастотная генерация пары мод с одинаковым азимутальным индексом. Здесь возможен звоеобразный пистерезис: в зависимости от начальных условий устанавливаются двухчастотные колебания  $(\omega_1, \omega_2)$  мод с азимутальным индексом  $m_1$  либо также двухчастотные (но с частотами  $\omega_3, \omega_4$ ) колебания мод с азимутальным индексом  $m_2$ . В случае преимущественного взаимодействия электронов с бегущими в одном направлении волнами (например,  $u_{1,2}^+ \approx 0$ ,  $u_{1,2}^- \approx u$ ) устойчивы только одномодовые колебания.

Таким образом, азимутальная неоднородность модулей высокочастотных сил  $F_s$  может привести к «слабой» связи между модами, у которых максимум азимутального распределения модуля  $F$  одной моды ( $\sim \cos m\varphi$ ) приходится на минимум  $F$  другой ( $\sim \sin m\varphi$ ), т. е. «степень азимутального перекрытия» мала. Однако у мод с разными азимутальными индексами «степень азимутального перекрытия» распределений  $F_s$  больше, вследствие чего эти моды оказываются «сильно» связанными.

6. Ослабление связи между модами МЦР-генератора может произойти вследствие одновременного влияния перечисленных выше причин. Например, в гиросмонотроне с электронным потоком, состоящим из двух фракций с радиусами ведущих центров  $R_{01}$  и  $R_{02}$  (рис. 2), циклотронные частоты электронов одной фракции могут быть не равны циклотронным частотам электронов другой фракции как из-за провисания потенциала, уменьшающего энергию электронов внутренней фракции, так и из-за поперечной неоднородности магнитостатического поля\*\*. В такой системе связь ослабляется как из-за разброса циклотронных частот, так и вследствие радиальной неоднородности модулей высокочастотных сил  $F_s$  и характеризуется величиной

$$\Psi = \frac{(\gamma_{11} u_{11} u_{21} + \gamma_{12} u_{12} u_{22})(\gamma_{21} u_{11} u_{21} + \gamma_{22} u_{12} u_{22})}{(\beta_{11} u_{11}^2 + \beta_{12} u_{12}^2)(\beta_{21} u_{21}^2 + \beta_{22} u_{22}^2)}, \quad (26)$$

\* Первая строка в таблице определяет невозбужденное состояние генератора, вторая—одномодовый режим, третья—колебания двух мод с одинаковым азимутальным индексом, четвертая—колебания двух мод с разными азимутальными индексами, пятая—трехмодовые и шестая—четырёхмодовые режимы.

\*\* Следует иметь в виду, что поперечная неоднородность магнитостатического поля, вообще говоря, связана с его продольной неоднородностью, слишком большая величина которой может преждевременно вывести электроны из резонанса с высокочастотным полем.

где, как и в (2а), вторые индексы соответствуют радиусу электронного слоя, коэффициенты  $\beta_{s,t}$ ,  $\gamma_{s,t}$  зависят от углов пролета  $\theta_{s,t} = (\omega_s - n_s \omega_{H,t}) T_{пр}$ .

Когда частоты мод близки ( $|\omega_1 - \omega_2| T_{пр} \ll 1$ ) и мода, имеющая меньший радикальный индекс, не взаимодействует с внутренним слоем электронов (пусть, как и в п. 4,  $u_{11} = 0$ ,  $u_{21} = u_{12} = u_{22}$ ), связь между модами является «слабой», если коэффициенты  $\beta_{s,t}$  вследствие разброса циклотронных частот удовлетворяют условию  $\beta_{s1} > 3\beta_{s2}$ . Нарушение аксиальной симметрии рабочего пространства гиромонотрона приводит к дополнительному ослаблению связи мод (п. 5). В такой системе при прочих равных условиях ( $\omega_2 \approx \omega_1$ ,  $u_{11}^\pm = 0$ ,  $u_{21}^\pm = u_{12}^\pm = u_{22}^\pm$ ) связь между модами становится «слабой», если для коэффициентов  $\beta_{s,t}$  выполняется соотношение  $\beta_{s1} > 1,56\beta_{s2}$ .

Таким образом, азимутальная неоднородность модулей высокочастотных сил  $F_s$  понижает требования к необходимому для установления многомодовых режимов разбросу циклотронных частот почти вдвое.

7. Сравним КПД многомодового режима в генераторе со «слабой» связью мод с КПД одной моды, подавляющей в генераторе с «сильной» связью прочие типы колебаний. Рассмотрим двухмодовый генератор, предполагая, что разброс скоростей электронов отсутствует, а конфигурация электронного потока и структура мод обеспечивают «слабую», межмодовую связь, вследствие чего

$$\begin{aligned} \iint_{s \perp} W(\beta, R_{\perp}) I_s u_s (a_s - \beta_s u_s M_s - \gamma_s u_s M_s') d\beta ds_{\perp} = \\ = I_s \left( a - bM_s - \frac{b}{2} M_s' \right), \end{aligned} \quad (5)$$

величины  $a$ ,  $b$ ,  $u$  обеих мод для простоты считаем одинаковыми:  $a_1 = a_2$ ,  $b_1 = b_2$ . При этом «поперечный» электронный КПД двухмодового режима определяется выражением, аналогичным приведенному в [9] для одной моды:

$$\eta_{\perp} = 2 \left[ M_1 \left( a - bM_1 - \frac{b}{2} M_2 \right) + M_2 \left( a - bM_2 - \frac{b}{2} M_1 \right) \right]. \quad (6)$$

Интенсивности мод  $M_s$  в стационарном режиме определяются следующими из (1) и (5) уравнениями баланса активных мощностей пучка и полей мод:

$$a - bM_s - \frac{b}{2} M_s' = \frac{n_s}{2I_s Q_s} \quad (s = 1, 2). \quad (7)$$

Система уравнений (6) и (7) определяет зависимость КПД многомодового режима от тока пучка  $I$  (обобщение на случай большого числа  $N > 2$  мод представляется очевидным):

$$\eta_{\perp} = \frac{4}{3bI^2} \left[ aI \left( \frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} \right) - 2 \left( \frac{1}{k_1^2} + \frac{1}{k_2^2} - \frac{1}{k_1 k_2} \right) \right]. \quad (8)$$

Здесь введено обозначение  $k_s = \frac{2I_s Q_s}{In_s}$ . Оптимальная по КПД величина тока и соответствующее значение КПД равны

$$I_{opt} = \frac{4}{a} \frac{k_1^2 + k_2^2 - k_1 k_2}{k_1 k_2 (k_1 + k_2)}, \quad \eta_{\perp max} = \frac{a^2}{6b} \frac{(k_1 + k_2)^2}{k_1^2 + k_2^2 - k_1 k_2}.$$

Аналогичным образом можно определить КПД и оптимальный ток одномодового режима. Предположим, что параметры генератора обеспечивают «сильную» связь мод, сохраняя прежними значения  $a$  и  $b$  (см. (5), где коэффициент при  $M_1$  на этот раз больше  $b$ ). КПД определяется выражением, аналогичным (6),

$$\eta_1^1 = 2 M_1 (a - b M_1) \quad (6a)$$

(считаем, что возбуждается первая мода). Интенсивность  $M_1$  определяется уравнением баланса

$$M_1 = \frac{1}{b} \left( a - \frac{1}{k_1 I} \right). \quad (7a)$$

Из (6a) и (7a) следует зависимость КПД одномодового режима от тока:

$$\eta_1^1 = \frac{2}{b I^2 k_1^2} (k_1 a I - 1). \quad (8a)$$

Соответственно оптимальный ток и максимальное значение КПД равны

$$I_{\text{opt}}^1 = \frac{2}{k_1 a}, \quad \eta_{1 \text{ max}}^1 = \frac{a^2}{2b}.$$

Зависимость отношений  $\eta_{1 \text{ max}}^1 / \eta_{1 \text{ max}}^1$  и  $I_{\text{opt}}^1 / I_{\text{opt}}^1$  от отношения  $k_2 / k_1$ , характеризующего различия в стартовых токах мод, приведена на рис. 3. Как следует из рис. 3, возбуждение моды, имеющей более

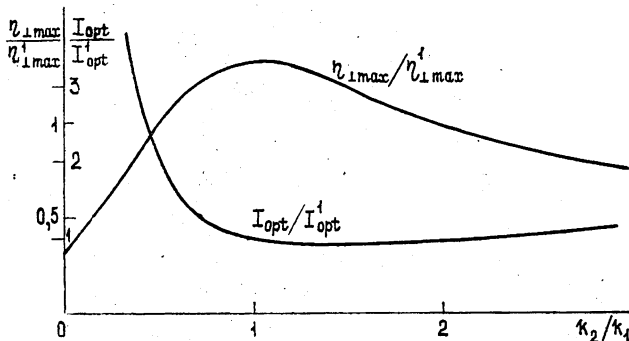


Рис. 3.

высокий стартовый ток ( $k_2 < k_1$ ), позволяет существенно повысить оптимальную величину тока, оставляя достаточно большим максимальное значение КПД, в результате чего, в конечном счете, возрастает предельный уровень СВЧ мощности. Так, например, при  $k_2 = \frac{1}{2} k_1$  максимальное значение КПД то же, что и в одномодовом режиме, а соответствующие значения тока вдвое превышают  $I_{\text{opt}}^1$ . При одновременной генерации двух мод с близкими стартовыми ( $\frac{1}{2} < \frac{k_2}{k_1} < 2$ ) и, соответственно, оптимальными значениями тока КПД  $\eta_{1 \text{ max}}^1$  превышает (рис. 3) КПД  $\eta_{1 \text{ max}}^1$  одномодового режима.

Автор благодарен В. Л. Братману, А. В. Гапонову, М. И. Петелину и М. И. Рабиновичу за полезные замечания.



## ЛИТЕРАТУРА

1. W. E. Lamb, *Phys. Rev.*, **134**, № 6a, 1429 (1964).
2. М. И. Рабинович, *Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика*, **17**, № 4, 477 (1974).
3. А. В. Гапонов, М. И. Петелин, В. К. Юлпатов, *Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика*, **10**, № 9—10, 1414 (1967).
4. И. Г. Зарницина, Г. С. Нусинович, *Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика*, **18**, № 2, 303 (1975).
5. М. А. Моисеев, Г. С. Нусинович, *Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика*, **17**, № 11, 1709 (1974).
6. Л. А. Вайнштейн, *сб. Электроника больших мощностей*, вып. 6 (1969).
7. A. J. Wong, D. R. Baker, N. Booth, *Phys. Rev. Lett.*, **24**, № 15, 804 (1970).
8. Г. С. Нусинович, *Радиотехника и электроника*, **19**, № 8, 1796 (1974).
9. А. Г. Лучинин, Г. С. Нусинович, *Электронная техника*, серия 1, *Электроника СВЧ*, вып. 11, 1975, стр. 26.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию  
24 июня 1975 г.

## MULTI-MODE REGIMES IN CYCLOTRON-RESONANCE MASERS

*G. S. Nusinovich*

An essential inhomogeneous line broadening of the active medium in cyclotron-resonance masers (CRM) and other microwave devices using induced radiation of excited oscillators with a quasi-equidistant energetic spectrum is impossible. In CRM-oscillators with a wide electron beam, multi-mode oscillations may occur due to a spatial inhomogeneity of high-frequency forces acting upon the electrons on the part of each mode. The efficiency of the multi-mode regime in such an oscillator exceeds that of one mode.

---