

УДК 621.385.623.2

## ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ОДНОМODOVЫХ АВТОКОЛЕБАНИЙ В ГИРОМОНОТРОНЕ

*И. Г. Зарнищина, Г. С. Нусинович*

Исследуется влияние параметров гиromонотрона на устойчивость одномодовых автоколебаний в условиях конкуренции мод. Показано, что с увеличением амплитуды автоколебаний уменьшается возможность самовозбуждения паразитных мод, имеющих ту же продольную структуру, что и рабочая мода. Если с полем паразитной моды эффективное взаимодействие электронов начинается существенно раньше, чем с полем рабочей моды, то паразитная мода самовозбуждается независимо от рабочей. Типичный для используемых в гиротронах электронных пучков разброс скоростей практически не влияет на устойчивость одномодовых режимов.

1. В статье [1] получена система уравнений, описывающих многомодовую генерацию в гиromонотроне, и исследовано нелинейное взаимодействие мод, разнос собственных частот которых мал по сравнению с полосой циклотронного резонанса  $\Delta\omega_{\text{ц}}$ . В настоящей работе, являющейся продолжением [1], рассматривается случай произвольного (в пределах  $\Delta\omega_{\text{ц}}$ ) разноса собственных частот. Рассмотрение ограничено анализом устойчивости одномодовых режимов, что при изучении конкуренции мод представляет, по-видимому, наибольший практический интерес.

2. Будем считать, что справедливы все исходные предположения работы [1], кроме того, ширина резонансных кривых конкурирующих мод значительно меньше полосы циклотронного резонанса, а для азимутальных индексов  $m_s$  этих мод и резонансных гармоник гирочастоты имеет место условие  $n_s m_{s'} \neq n_s m_s$ , где  $s' \neq s$ ,  $n_s$  — номер резонансной с  $s$ -й модой гармоники. При таких предположениях процесс установления автоколебаний двухмодового гиromонотрона полностью описывается движением изображающей точки на плоскости амплитуд ( $F_1, F_2$ ) в соответствии с уравнениями (1) работы [1]:

$$\frac{dF_s}{dt} = \left( -\frac{\omega'_s}{2Q_s} + \Phi'_s \right) F_s, \quad (1)$$

где  $\omega'_s$  и  $Q_s$  — безразмерная собственная частота и добротность  $s$ -й моды,  $\Phi'_s$  — реальная часть фактора возбуждения  $s$ -й моды электронным пучком,  $t$  — безразмерное время (подробно обозначения см. в [1]).

Настоящая работа заключается в исследовании на плоскости ( $F_1, F_2$ ) окрестности только одного состояния равновесия  $F_1 = F_1^0, F_2 = 0^*$ . Стационарная амплитуда автоколебаний рабочей моды  $F_1^0$

\* Для определенности здесь и ниже речь идет о конкуренции рабочей (генерирующей) моды с одной паразитной модой. Однако все полученные результаты справедливы и в случае, когда в полосу циклотронного резонанса попадают собственные частоты сразу нескольких паразитных мод.

определяется уравнением баланса активных мощностей пучка и высокочастотного поля

$$\Phi'_1 = \frac{\omega'_1}{2Q_1}. \quad (2)$$

Условия устойчивости исследуемого состояния равновесия следуют из (1):

$$\left. \frac{\partial \Phi'_1(F_1, 0)}{\partial F_1} \right|_{F_1=F_1^0} < 0, \quad \Phi'_2(F_1^0, 0) < \frac{\omega'_2}{2Q_2}.$$

Первое условие характеризует устойчивость одномодовых автоколебаний по отношению к возмущениям собственной амплитуды. Будем считать, что это условие выполняется\*. Нарушение второго условия означает самовозбуждение паразитной моды. Учитывая (2), второе условие можно записать в виде

$$\Phi'_1/\Phi'_2 > q = \frac{n_1}{n_2} \frac{Q_2}{Q_1}, \quad (3a)$$

или — для гиromонотрона с односкоростным электронным пучком и равноудаленными от оси резонатора центрами электронных орбит —

$$\hat{\Phi}'_1/\hat{\Phi}'_2 > \hat{q} = qI_2/I_1, \quad (3б)$$

где  $\hat{\Phi}'_s = I_s^{-1}\Phi'_s$  — приведенные факторы возбуждения,  $I_s$  — безразмерный параметр, пропорциональный постоянной составляющей тока пучка и зависящий от структуры поля  $s$ -й моды (см. 5) работы [1]). Таким образом, задача сводится к изучению влияния параметров гиromонотрона на устойчивость автоколебаний рабочей моды, определяемую условием (3 а) или (3 б). Величина параметра  $\hat{q}$  определяется отношениями как добротностей и норм конкурирующих мод, так и факторов, характеризующих эффективность взаимодействия пучка с высокочастотными полями (см. (5) работы [1]). В случае конкуренции мод, резонансных с различными гармониками гирочастоты, при слаборелятивистских скоростях электронов определенные преимущества имеет мода, резонансная с более низкой гармоникой, поскольку взаимодействие пучка с высокочастотными полями носит мультипольный характер, соответствующий номеру гармоники (при  $n=1$  имеет место дипольное взаимодействие).

Зависимость факторов возбуждения рабочей и паразитной мод от параметров гиromонотрона определяется системой уравнений, состоящей из уравнения движения электрона и выражения для фактора возбуждения каждой моды электронным пучком (уравнения (3), (4) работы [1]). Поскольку в данной задаче амплитуда паразитной моды  $F_2$  является малым параметром, целесообразно описывающую осцилляторное движение электрона величину  $a = \sqrt{\omega e^{-i\theta}}$  ( $\omega$  и  $\theta$  — безразмерная энергия и фаза осцилляторного движения) представить в виде  $a = a_1 + F_2 a_2$ , определяя  $a_1$  и  $a_2$  уравнениями, следующими из уравнения (4) работы [1]:

\* Устойчивость автоколебаний в одномодовом гиromонотроне исследовалась в работе Г. С. Нусиновича, доложенной на конференции молодых ученых и специалистов по электронике СВЧ, М., 1970 (см. также [2]).

$$\frac{da_1}{d\zeta} - i(\Delta + |a_1|^2 - 1)a_1 = if_1^* F_1 (a_1^*)^{n_1-1}; \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{da_2}{d\zeta} - i(\Delta + 2|a_1|^2 - 1)a_2 - ia_1^2 a_2^* = \\ = i\{(n_1 - 1)a_1^{n_1-2} f_1 F_1 a_2 + a_1^{n_1-1} f_2 \exp[i(\tilde{\Delta}\zeta + \psi)]\}^*, \end{aligned} \quad (5)$$

с начальными условиями  $a_1(\zeta_{\text{вх}}) = \exp(-i\vartheta_0)$ ,  $a_2(\zeta_{\text{вх}}) = 0$ . Соответственно факторы возбуждения рабочей и паразитной мод азимутально однородным электронным пучком с равноудаленными от оси резонатора центрами электронных орбит определяются выражениями, следующими из выражения (3) работы [1]:

$$\Phi_1 = -i \int_{\beta_0} W(\beta_0) d\beta_0 \frac{I_1}{F_1} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[ \int_{\zeta_{\text{вх}}}^{\zeta_1^{\text{вх}}} (a_1^{n_1} f_1)^* d\zeta \right] d\vartheta_0; \quad (6)$$

$$\Phi_2 = -in_2 \int_{\beta_0} W(\beta_0) d\beta_0 I_2 \frac{1}{2\pi} \times \quad (7)$$

$$\times \int_0^{2\pi} \left\{ \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[ \int_{\zeta_2^{\text{вх}}}^{\zeta_2^{\text{вх}}} (a_1^{n_1-1} a_2 f_2)^* \exp[-i(\tilde{\Delta}\zeta + \psi)] d\zeta \right] d\vartheta_0 \right\} d\psi.$$

В (4)–(7)  $\zeta$  — безразмерная продольная координата,  $\Delta = \frac{2}{\beta_{\perp 0}^2} \times \times \left(1 - \frac{n_1 \omega_{H_0}}{\omega_1'}\right)$ ,  $\tilde{\Delta} = \frac{2}{\beta_{\perp 0}^2} \left(\frac{\omega_2'}{\omega_1'} - \frac{n_2}{n_1}\right)$ , где  $\beta_{\perp 0}$  — отношение поперечной скорости электрона на входе в систему  $\zeta_{\text{вх}}$  к скорости света,  $\omega_{H_0}$  — гирочастота электрона в сечении  $\zeta_{\text{вх}}$ ; функции  $f_s(\zeta)$  описывают продольные распределения полей соответствующих мод,  $\psi = (n_1 \omega_2' - n_2 \omega_1') t_0 + (n_2 m_1 - n_1 m_2) \varphi$  — разность фаз полей обеих мод в момент влета  $t_0$  в точку с азимутальной координатой  $\varphi$ ; координаты  $\zeta_s^{\text{вх}}$  и  $\zeta_s^{\text{вх}}$  определяют область взаимодействия пучка с полем  $s$ -й моды, функция  $W(\beta_0)$  описывает распределение электронов по скоростям в сечении  $\zeta_{\text{вх}}$ .

Таким образом, влияние параметров гиромонотрона на устойчивость автоколебаний рабочей моды можно определить, произведя следующий расчет. Первый этап его состоит в том, что интегрируются уравнения (4) при  $F_1, \Delta = \text{const}$ , определяется зависимость реальной части фактора возбуждения рабочей моды (6) от амплитуды поля  $F_1$  и вычисляются, в соответствии с (2), стационарные значения амплитуды автоколебаний  $F_1^0$ , являющиеся функцией тока пучка и расстройки  $\Delta$ . Затем, на втором этапе, интегрируются уравнения (5) при фиксированных значениях параметров  $F_1^0, \Delta, \tilde{\Delta}$  и вычисляется реальная часть фактора возбуждения паразитной моды (7), после чего с помощью условия (3а) (или (3б)) определяется устойчивость автоколебаний при данных значениях параметров генератора.

3. Проследим за тем, что происходит с устойчивостью одномодовых автоколебаний по мере увеличения тока пучка. Простейшей моделью, допускающей аналитическое исследование устойчивости автоколебаний по описанной схеме, является гироскоп с односкоростным электронным пучком, продольное распределение полей обеих мод в котором имеет вид

$$f_1(\zeta) = f_2(\zeta) = \begin{cases} B & \text{при } \zeta \in [0, \bar{\zeta}] \\ 0 & \text{при } \zeta \in (\bar{\zeta}, l) \\ B & \text{при } \zeta \in [l, l + \bar{\zeta}] \end{cases} \quad (8)$$

где действительные постоянные  $B$  и  $\bar{\zeta}$  связаны условием нормировки  $2B\bar{\zeta} = 1$ . В такой модели можно, полагая  $\bar{\zeta}$  достаточно малым, не учитывать неизохронность вращения электронов в интервалах  $[0, \bar{\zeta}]$ ,  $[l, l + \bar{\zeta}]$  [3]. Реальные части приведенных факторов возбуждения мод, имеющих продольную структуру (8) и резонансно взаимодействующих с пучком на первой гармонике гирочастоты ( $n_1 = n_2 = 1$ ), равны

$$\begin{aligned} \hat{\Phi}'_1 &= -\frac{1}{4} + \frac{1}{4} \operatorname{Re} \left\{ \exp \left[ -i \left( \Delta + \frac{1}{4} F_1^2 \right) l \right] \left[ i2 \frac{J_1(X)}{F_1} - J_0(X) \right] \right\}, \\ \hat{\Phi}'_2 &= -\frac{1}{4} + \frac{1}{4} \operatorname{Re} \left\{ \exp \left[ -i \left( \Delta + \tilde{\Delta} + \frac{1}{4} F_1^2 \right) l \right] \times \right. \\ &\quad \left. \times \left[ J_0(X) \left( -1 + il + \frac{i}{4} l F_1^2 \right) + X J_1(X) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $X = F_1 l$ .

В отсутствие автоколебаний ( $F_1 = 0$ ) выражения для факторов возбуждения рабочей и паразитной мод отличаются лишь тем (см. (9)), что для рабочей моды углом пролета является величина  $\Delta l$ , а для паразитной — величина  $(\Delta + \tilde{\Delta}) l$ . Поэтому при  $\hat{q} = 1$  и токе, превышающем минимальный стартовый, области самовозбуждения обеих мод имеют на плоскости расстройек  $\Delta, \tilde{\Delta}$  симметричный вид (см. рис. 1 а, где наклонная штриховая линия и ось абсцисс в зоне самовозбуждения рабочей моды образуют границу между областями самовозбуждения;  $l = 5$ ,  $I_1 Q_1 = 0,16$ ). Если частоты мод не совпадают и величина поля соленоида соответствует максимуму  $\hat{\Phi}'_1$  ( $\Delta = \Delta_0$ ), то при увеличении тока пучка раньше возникнут автоколебания рабочей моды. Рост тока, а с ним и амплитуды автоколебаний генерирующей моды, как следует из (3 а), (9), приводит к ухудшению условий самовозбуждения другой моды (из рис. 1 а видно, что возникновение автоколебаний уменьшает область самовозбуждения другой моды). Это объясняется тем, что в гироскопе с аксиально-симметричным пространством взаимодействия моноэнергетического пучка с высокочастотным полем конкурируют «вращающиеся» моды ( $\sim \exp[i\omega_s t - m_s \varphi]$ ), которые пространственно не разделены, и линия вещества (полоса циклотронного резонанса) является однородно уширенной. Указанные обстоятельства обуславливают взаимодействие обеих мод с одними и теми же электронами и, как следствие, «сильную» связь между модами [4], т. е. более сильное влияние амплитуды одной моды на фактор возбуждения другой моды, чем на собственный (см. (9) и выражение (12 б) работы [1]). Если же частота рабочей моды находится вблизи границы области самовозбуждения

и автоколебания имеют малую амплитуду, рабочая мода оказывается не в состоянии подавлять самовозбуждение конкурирующих мод, частоты которых близки к середине области самовозбуждения (это обстоятельство согласуется с данными, приведенными в [5]).

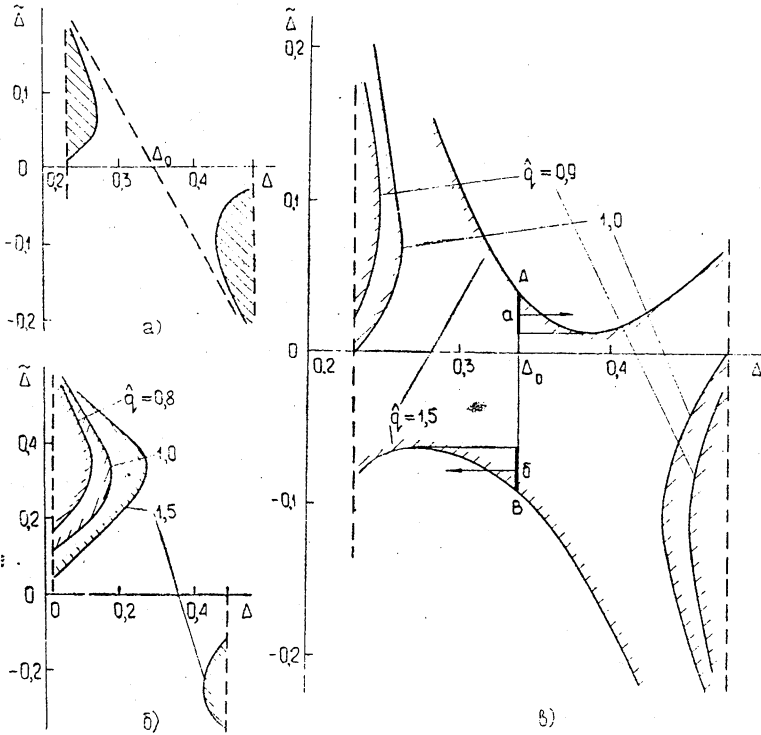


Рис. 1. Области неустойчивости автоколебаний рабочей моды при различных значениях тока пучка и параметра  $\hat{q}$ . Вертикальными штриховыми линиями отмечена зона самовозбуждения рабочей моды, заштрихована область самовозбуждения паразитной моды.

Расширение области устойчивости одномодовых автоколебаний по мере увеличения тока пучка происходит и в гиромонотроне с гауссовой продольной структурой поля [6]

$$f_s(\zeta) = \exp \left\{ - \left[ \frac{2(\zeta - \zeta_s^0)}{\mu_s} \right]^2 \right\}, \quad (10)$$

достаточно близко аппроксимирующей распределение поля в обычно используемых открытых резонаторах. В качестве примера на рис. 1 б приведена найденная численными методами\* область устойчивости для значений параметров  $n_1 = n_2 = 1$ ;  $\mu_1 = \mu_2 = 17$ ;  $\zeta_1^0 = \zeta_2^0 = 0$ ;  $I_0 = \frac{\beta^2}{2} I_1 Q_1 \mu_1^4 = 10$ , обеспечивающих при соответствующей подстройке поля соленоида максимум КПД гиромонотрона [6]. Область устойчивости имеет в данном случае асимметричный вид, т. е. неустойчивость по отношению к паразитным модам для  $\hat{q} \leq 1$  возможна только при малых расстрой-

\* Приведение уравнения (5) и выражения (7) к виду, удобному для численного интегрирования, дано в Приложении. Там же указаны методы численного исследования системы (4)–(7).

ках  $\Delta$  вблизи нижней границы зоны самовозбуждения (рис. 1 б). Эта особенность объясняется «жесткостью» режима самовозбуждения для указанных значений параметров  $I_0, \mu$  [6]: при больших расстройках КПД гиримонотрона выше, чем при малых, и автоколебания рабочей моды имеют большую амплитуду, что позволяет им подавлять паразитные возмущения. В качестве иллюстрации на рис. 2 а приведены зависимости поперечного электронного КПД  $\eta_{\perp} = 2F_1^2 \Phi_1^{\wedge}$  от тока пучка при некоторых значениях  $\Delta$  и на рис. 2 б — зависимость стационарных значений амплитуды автоколебаний  $F_1^0$  от  $\Delta$ . Из рис. 2 а, б виден рост стационарных значений амплитуды автоколебаний и КПД при уменьшении поля соленоида (увеличении расстройки  $\Delta$ ). Штриховая линия на рис. 2 б соответствует срыву автоколебаний, характерному для «жесткого» режима самовозбуждения.

Рис. 2. Нелинейные характеристики гиримонотрона в одномодовом режиме:  
а) зависимость КПД гиримонотрона от тока пучка; б) зависимость амплитуды стационарных автоколебаний от расстройки.

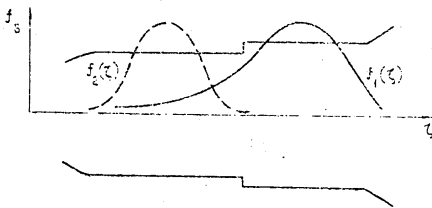
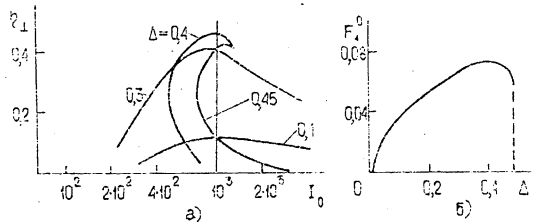


Рис. 3.

Рис. 3. Продольное распределение полей конкурирующих мод в резонаторе со ступенькой.

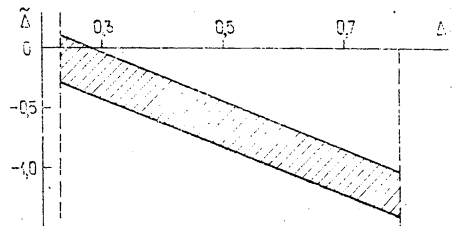


Рис. 4.

Рис. 4. Область неустойчивости автоколебаний рабочей моды в резонаторе со ступенькой.

4. Как и следовало ожидать, с уменьшением параметра  $q$  область устойчивой одномодовой генерации увеличивается, а с увеличением  $q$  сужается (рис. 1 б, в; на рис. 1 в приведены области устойчивости в гиримонотроне с продольной структурой поля (8);  $l = 5, I_1 Q_1 = 0,16$ ). Если в полосу циклотронного резонанса попадает «более сильная» конкурирующая мода ( $q > 1$ ), то устойчивая генерация рабочей моды при  $\omega_1' \neq \omega_2'$  может быть обеспечена отстройкой статического магнитного поля от оптимального по КПД значения. Например, если при  $q = 1,5$  частота конкурирующей моды такова, что расстройка  $\tilde{\Delta}$  попадает в участки а, б интервала  $AB$  на рис. 1 в, то для обеспечения устойчивости параметр  $\Delta$  следует отстроить от оптимального значения  $\Delta_0$ : увеличить  $\Delta$  в случае  $\omega_2' > \omega_1'$  и уменьшить при  $\omega_2' < \omega_1'$  (соответствующие направления изменения  $\Delta$  указаны на рис. 1 в стрелками).

5. Различия в продольной структуре мод влияют на их конкуренцию очевидным образом: определенные преимущества имеет мода, с которой электроны, пролетающие через резонатор, начинают взаимодействовать раньше, чем с конкурирующей. Так, например, в экспериментальных условиях иногда применяют резонаторы со ступенькой [7] (рис. 3). В них продольная структура рабочего типа колебаний (изображена на рис. 3 сплошной линией) имеет со стороны катода длинный хвост, обеспечивающий модуляцию пучка слабым полем и, следовательно, высокий КПД генератора при больших уровнях мощности [7]. В узкой части таких резонаторов иногда возникают автоколебания паразитной моды с продольной структурой, показанной на рис. 3 пунктирной линией. При типичных [7] значениях параметров мод в резонаторе со ступенькой ( $n_1=1$ ;  $n_2=2$ ;  $I_0=10^2$ ;  $Q_2=8Q_1$ ;  $\mu_1=6$ ;  $\mu_2=7,7$ ;  $\zeta_1^0=11,5$ ;  $\zeta_2^0=5,5$ ) ширина области неустойчивости не зависит (рис. 4) от величины расстройки  $\Delta$ , определяющей при заданном токе пучка амплитуду автоколебаний рабочей моды. Таким образом, даже наличие сильной генерации рабочей моды не препятствует самовозбуждению паразитной моды, что согласуется с результатами эксперимента [7]. При этом для получения устойчивой генерации рабочей моды, по-видимому, следует изменить магнитное поле соленоида так, чтобы не выполнялись условия самовозбуждения паразитной моды (соответствующие значения магнитного поля могут оказаться для рабочей моды не оптимальными по КПД).

6. Влияние разброса скоростей электронов на устойчивость одномодовых автоколебаний в рамках принятых допущений можно учесть, представив фактор возбуждения каждой моды всем электронным пучком в виде суммы факторов возбуждения моды различными скоростными фракциями.

В качестве примера было проведено сравнение конкуренции мод в гиромонотроне с односкоростным пучком (функция распределения электронов по поперечным скоростям  $W(\beta_{\perp 0}) \sim \delta(\beta_{\perp 0} - \beta_0)$ ) и в гиромонотроне с пучком, в котором все электроны также обладают одинаковой энергией (энергия электронов определяется разностью потенциалов между катодом и резонатором), но распределение электронов по поперечным скоростям описывается функцией  $W(\beta_{\perp 0}) \sim \frac{1}{4} \delta(\beta_{\perp 0} - \beta_1) + \frac{1}{2} \delta(\beta_{\perp 0} - \beta_0) + \frac{1}{4} \delta(\beta_{\perp 0} - \beta_2)$  с типичным для используемых в гиротронах электронных пучков разбросом скоростей порядка 10% ( $\left| \frac{\beta_1 - \beta_0}{\beta_0} \right| = \left| \frac{\beta_2 - \beta_0}{\beta_0} \right| = 5\%$ ). Определялась устойчивость автоколебаний в гиромонотроне с продольной структурой поля (10) и параметрами\*  $n_1=n_2=1$ ;  $\mu_1=\mu_2=10$ ;  $\zeta_1^0=\zeta_2^0=0$ ;  $I_0=4 \cdot 10^2$ , обеспечивающими высокий КПД [6] при относительно больших уровнях выходной мощности. Найденные области устойчивости одномодовой генерации приведены для случая  $q=1$  на рис. 5, из которого видно, что учет типичного для гиротронов разброса скоростей практически не влияет на устойчивость одномодовых автоколебаний.

Следует отметить (хотя это и выходит за рамки рассматриваемой задачи), что разброс скоростей, как правило, увеличивает «жесткость»

\* Указанные значения  $I_0$ ,  $\mu$  соответствуют центральной скоростной фракции пучка.

режима самовозбуждения гиромонотрона\* (см. рис. 6, где приведена зависимость поперечного электронного КПД от тока пучка при  $\Delta(\beta_0) = \Delta_{opt} = 0,58$ ,  $\epsilon = \mu^{-4} \beta_0^4 I_0$ ). Это объясняется тем, что фракции электронов с малыми поступательными скоростями более эффективно взаимодействуют с высокочастотными полями и, следовательно, фактор возбуждения моды многоскоростным пучком близок к фактору возбуждения моды односкоростным пучком, в котором поступательная скорость меньше поступательной скорости центральной фракции многоскоростного пучка; в то же время известно, что уменьшение поступательной скорости односкоростного пучка увеличивает «жесткость» режима самовозбуждения. Изменение «жесткости» представляется существенным для многочастотных режимов, поскольку при «мягком» режиме самовозбуждения (при известных ограничениях [1, 5]) устойчивыми являются только одночастотные одномодовые автоколебания, в то время как при «жестком» самовозбуждении возможны устойчивые бигармонические режимы [1, 5].

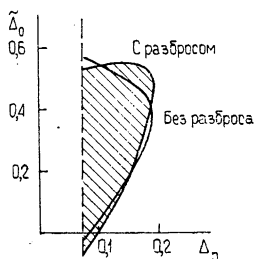


Рис. 5.

Рис. 5. Область неустойчивости автоколебаний рабочей моды при учете разброса скоростей электронов.

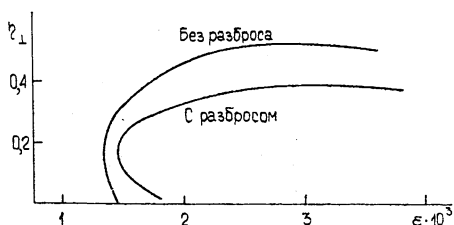


Рис. 6.

Рис. 6. Зависимость КПД гиромонотрона от тока пучка при учете разброса скоростей электронов.

Авторы благодарят М. И. Петелина за постоянное внимание к работе и А. В. Гапонова за ценные замечания, сделанные при просмотре рукописи.

### ПРИЛОЖЕНИЕ

Для того, чтобы при исследовании системы уравнений (4)–(7) численными методами избежать интегрирования уравнений (5) при различных значениях  $\psi$  и последующего интегрирования по  $\psi$  в (7), вместо  $a_2 = a_2' - ia_2''$  целесообразно ввести переменные

$$Y = \begin{pmatrix} Y_1 \\ Y_2 \\ Y_3 \\ Y_4 \end{pmatrix} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \begin{pmatrix} a_2' \sin \\ a_2'' \cos \\ a_2' \cos \\ a_2'' \sin \end{pmatrix} (\tilde{\Delta}\zeta + \psi) d\psi.$$

Уравнение (5) может быть записано в матричной форме

$$\frac{dY}{d\zeta} = GY - H \quad (5a)$$

\* Исключения могут быть в случае «сложножесткого» режима самовозбуждения автоколебаний одной из скоростных фракций.



с начальными условиями  $Y(\zeta_{\text{вх}}) = 0$ , где

$$G = \begin{pmatrix} 2xy & 0 & \tilde{\Delta} & \Delta + x^2 + 3y^2 - 1 \\ 0 & -2xy & -(\Delta + 3x^2 + y^2 - 1) & -\tilde{\Delta} \\ -\tilde{\Delta} & \Delta + x^2 + 3y^2 - 1 & 2xy & 0 \\ -(\Delta + 3x^2 + y^2 - 1) & \tilde{\Delta} & 0 & -2xy \end{pmatrix},$$

$$H = \begin{pmatrix} A_{n_1, n_2} \\ B_{n_1, n_2} \\ C_{n_1, n_2} \\ D_{n_1, n_2} \end{pmatrix}.$$

Фактор возбуждения паразитной моды можно переписать в виде

$$\Phi_2 = -in_2 \int_{\beta_0} W(\beta_0) d\beta_0 I_2 \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[ \int_{\zeta_2^{\text{вх}}}^{\zeta_2^{\text{вых}}} \Psi_{n_2} f_2^*(\zeta) d\zeta \right] d\vartheta_0, \quad (7a)$$

где при  $n_2 = 1$   $\Psi_1 = Y_1 - Y_2$ , при  $n_2 = 2$   $\Psi_2 = x(Y_1 - Y_2) - y(Y_3 + Y_4)$ . Переменная  $\psi$  здесь, в отличие от (5), (7), отсутствует. Коэффициенты  $A, B, C, D$ , являющиеся функциями  $\zeta$ ,  $a_1 = x - iy$ , на первых двух гармониках гирочастоты определяются по табл. 1.

Таблица 1

	$n_1 = n_2 = 1$	$n_1 = 2, n_2 = 1$	$n_1 = 1, n_2 = 2$	$n_1 = n_2 = 2$
$A_{n_1, n_2}$	$-\frac{1}{2} f_2$	$f_1 F_1 Y_4 - \frac{1}{2} f_2$	$-\frac{1}{2} f_2 x$	$f_1 F_1 Y_4 - \frac{1}{2} f_2 x$
$B_{n_1, n_2}$	$\frac{1}{2} f_2$	$f_1 F_1 Y_3 + \frac{1}{2} f_2$	$\frac{1}{2} f_2 x$	$f_1 F_1 Y_3 + \frac{1}{2} f_2 x$
$C_{n_1, n_2}$	0	$f_1 F_1 Y_2$	$\frac{1}{2} f_2 y$	$f_1 F_1 Y_2 + \frac{1}{2} f_2 y$
$D_{n_1, n_2}$	0	$f_1 F_1 Y_1$	$\frac{1}{2} f_2 y$	$f_1 F_1 Y_1 + \frac{1}{2} f_2 y$

Уравнения (4), (5а) интегрировались методом Рунге—Кутты с модификацией Мерсона. Интегрирование по  $\vartheta_0$  в (6), (7а) проводилось методом Гаусса с шагом, обеспечивающим точность определения  $\Phi'_s$  порядка 1%. Интегрирование по  $\vartheta_0$  проводилось в интервале, на краях которого поля обеих мод спадают не менее чем в  $e$  раз по сравнению с максимумом.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Моисеев, Г. С. Нусинович, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 17, № 11, 1709 (1974).
2. Г. С. Нусинович, Электронная техника, серия 1, Электроника СВЧ, вып. 3, 44 (1974).
3. В. К. Юлпатов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика (в печати).
4. Lamb, Phys. Rev., 134, 1429 (1964).

5. Л. А. Вайнштейн, Электроника больших мощностей, сб. 6, изд. Наука, М., 1969.
6. Г. С. Нусинович, Р. Э. Эрм, Электронная техника, серия 1, Электроника СВЧ, вып. 8, 55 (1972).
7. Ю. В. Быков, А. Л. Гольденберг, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика (в печати).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию  
19 сентября 1973 г.

## STABILITY OF SINGLE-MODE SELF-OSCILLATIONS IN GYROMONOTRON

*I. G. Zarnitsyna, G. S. Nusinovich*

The influence of the gyromonotron parameters on the stability of single-mode self-oscillations is investigated under the conditions of mode competition. It is shown that with increasing the self-oscillations amplitude the possibility of self-excitation of parasite modes with the same longitudinal structure as a working mode is decreased. If the effective interaction of electrons with the parasite mode field begins much earlier than with the working mode field, the parasite mode is self-excited independently of the working one. The velocity dispersion typical for electron beams used in gyrotrons does not practically influence on the single-mode operation stability.

---