

УСТАНОВЛЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ В ДВУХМОДОВОМ ГИРОТРОНЕ

В. Е. Запелов, Г. С. Нусинович

1 В связи с проблемой создания мощных гиротронов с развитым пространством взаимодействия в настоящее время активно исследуются возможности обеспечения устойчивой одномодовой генерации в гиротронах, в которых условия самовозбуждения могут выполняться для нескольких мод (см, например, [1-4]) Эти исследования, как правило, сводятся к анализу устойчивости колебаний одной моды по отношению к полям других мод, рассматриваемым как возмущения, т. е. в фазовом пространстве, размерность которого соответствует числу мод, резонансных с электронным пучком, определяется устойчивость состояния равновесия на одной из осей Для исследования нестационарных процессов в генераторе с соизмеримыми амплитудами мод (т. е. траекторной, описывающих поведение генератора в фазовом пространстве) обычно прибегают [2] к полиномиальной аппроксимации нелинейной зависимости проводимости электронного потока от интенсивности высокочастотного поля Этот прием позволяет качественно исследовать различные эффекты нелинейного взаимодействия мод

Если ограничиться рассмотрением взаимодействия двух мод (что имеет место в гиротронах с резонаторами относительно небольшого диаметра), то основными эффектами взаимодействия мод можно считать

а) их конкуренцию — случай, когда мода с большим начальным инкрементом подавляет другую [2, 5],

б) нелинейное возбуждение второй моды — случай, когда первоначальное возбуждение первой моды с большим инкрементом способствует возбуждению второй моды, для которой, в принципе, в начальный момент условия самовозбуждения могут даже не выполняться [2, 6, 7]. Проявление того или иного из этих, качественно противоположных эффектов, как показано в [5-7], зависит от положения частот мод в полосе циклотронного резонанса и величины тока пучка.

Для того, чтобы более конкретно определить условия проявления каждого из названных эффектов в гиротронах, в настоящей работе исследуются нестационарные процессы в двухмодовом гиротроне, причем продольные структуры обеих мод выбираются близкими к реальным, а на нелинейность генератора не накладывается никаких ограничений.

2 Нестационарные процессы в двухмодовом гиротроне описываются самосогла-сованной системой уравнений [8], состоящей из укороченного уравнения движения электронов во внешнем магнитном поле и поле двух мод:

$$\frac{da}{d\zeta} - i(|a|^2 - 1)a = i \{ a^{n_1-1} F_1 f_1(\zeta) \exp [i(\Delta_1 \zeta - n_1 \vartheta_0)] + a^{n_2-1} F_2 f_2(\zeta) \exp [i(\Delta_2 \zeta - n_2 \vartheta_0 - \hat{\psi})] \}, \quad (1)$$

уравнений возбуждения мод:

$$\frac{dF_{1,2}}{d\tau} = F_{1,2} \left[-\frac{n_{1,2}}{2Q_{1,2}} + I_{1,2} \hat{\Phi}_{1,2} \right] \quad (2)$$

и выражения, определяющего факторы возбуждения мод электронным пучком,

$$\hat{\Phi}_s = -\frac{i}{4\pi^2 F_s} \int_0^{2\pi} \left\{ \int_0^{2\pi} \left[\int_{\zeta_{вх}}^{\zeta_{вых}} a^{*n_s} f_s^*(\zeta) \exp \{-i[\Delta_s \zeta - n_s \vartheta_0 - (s-1)\hat{\psi}]\} d\zeta \right] d\vartheta_0 \right\} d\psi. \quad (3)$$

Здесь $F_{1,2}$ — безразмерные амплитуды мод, $\xi = \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2\beta_{\parallel 0}} \frac{\omega_{HJ} z}{c}$ — приведенная продоль-

ная координата ($\beta_{\perp, \parallel} = v_{\perp, \parallel} / c$), $\Delta_s = \frac{2}{\beta_{\perp 0}^2} \frac{\omega_s - n_s \omega_{HJ}}{\omega_{H0}}$, функции $f_{1,2}(\xi)$ описы-

вают продольные структуры мод, комплексная величина $a = \sqrt{\omega} \exp[-i(\vartheta - \vartheta_0)]$ характеризует изменение энергии ω и фазы ϑ вращательного движения электронов под действием ВЧ поля, $a(\xi_{лх}) = 1$ ($0 \leq \vartheta_0 < 2\pi$), $n_s \approx \omega_s / \omega_{H0}$ — номер резонансной с s -модой ($s = 1, 2$) гармоники гирочастоты, $\tau = \omega_{H0} t$ — безразмерное время,

$\hat{\psi} = [(n_2/n_1)m_1 - m_2]\psi + \text{const}$, ψ — азимутальная координата центров циклотронного вращения электронов тонкого трубчатого пучка, $m_{1,2}$ — азимутальные индексы мод, $Q_{1,2}$ — добротности мод, параметр тока $I_{1,2}$, пропорциональный эффективному импедансу связи электронов с полями мод, определен в [8]. Заметим, что в большинстве случаев разнос частот мод значительно превосходит ширину их резонансных

кривых ($|n_2\omega_1 - n_1\omega_2| \gg \omega/Q$), либо имеет место ортогональность пространственных структур мод (азимутальные индексы мод удовлетворяют неравенству $n_1m_2 \neq n_2m_1$). Как первое, так и второе обстоятельство делают изменение амплитуд мод не зависящим от их фаз [8].

3 Результаты численного исследования системы уравнений (1)–(3) для случая двух мод, резонансных с первой гармоникой гирочастоты и обладающих гауссовой продольной структурой поля $f_{1,2}(\xi) = \exp[-(2\xi/\mu)^2]$, представлены на рис. 1. При расчетах выбирались значения $\mu_1 = \mu_2 = 10$, $Q_1 = Q_2 = 10^3$, $\Delta_1 = 0,3$, $\Delta_2 = 0,8$, интегрирование уравнений движения велось в интервале $-\sqrt{3}\mu/2 \leq \xi \leq \sqrt{3}\mu/2$. Начальные значения амплитуд мод задавались равными $F_1(0) = F_2(0) = 0,01$. Как следует из рис. 1 (верхний рисунок), где $\tau = \tau'/Q$, при относительно небольшом токе пучка мода с наибольшим инкрементом первой выходит на стационарный режим, в то время как вторая мода затухает. Это выполняется и при других расстройках $\Delta_{1,2}$ мод. При этом, если в невозбужденном генераторе для второй моды выполняются условия самовозбуждения, подобная ситуация означает ее подавление первой модой, амплитуда которой нарастает быстрее (конкуренция мод). Для осуществления устойчивой генерации рабочей моды в оптимальном режиме, который является жестким, требуются специальные меры по предотвращению первоначального возбуждения паразитных мод, особенно более низкочастотных, имеющих больший инкремент [1]. Будучи выведенной на стационарный оптимальный режим, рабочая мода эффективно подавляет паразитные.

Эффект нелинейного вынужденного возбуждения модой, имеющей минимум стартового тока ($\Delta_1=0,3$), самостоятельно не возбуждающейся моды ($\Delta_2=0,8$) при равных безразмерных токах мод $I_1Q_1 \neq I_2Q_2 = IQ$ наблюдается при $IQ \geq 0,11$ (оптимальный режим — $IQ \approx 0,03$). Зависимости амплитуд мод от времени для $IQ=0,2$ представлены на рис. 1 (средний рисунок). Первая мода при этом возбуждается самостоятельно и уже при $\tau=2$ выходит на стационарный режим, что сопровождается возбуждением второй моды. Когда вторая мода достигает примерно половины своей стационарной амплитуды, начинается некоторый дополнительный рост амплитуды первой моды. Это связано с тем, что в одномодовом режиме группировка пучка полем первой, не только повышает общий КПД ($\eta_{\perp \Sigma} = 0,27$), но и КПД первой моды ($\eta_{\perp 1} = 0,19$). Это подтверждают зависимости КПД каждой из мод и общего КПД от текущей координаты в стационарном режиме (КПД одномодового режима изображен пунктиром), представленные на рис. 2 ($x = (\xi - \xi_{вх}) / (\xi_{вых} - \xi_{вх})$). Как следует из рис. 2, КПД одномодового режима после достижения максимума падает существенно резче, чем КПД двухмодового и даже КПД первой моды в двухмодовом режиме. Изображение рассмотренного случая на фазовой плоскости представлено на рис. 3а.

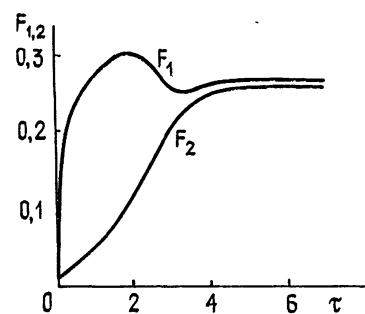
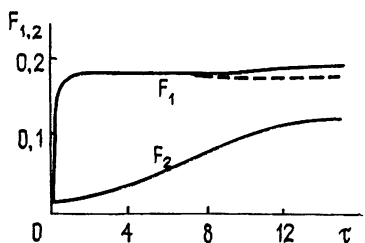
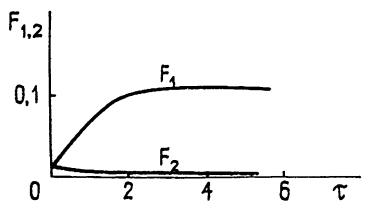


Рис. 1.

амплитуды, начинается некоторый дополнительный рост амплитуды первой моды. Это связано с тем, что в одномодовом режиме группировка пучка полем первой, не только повышает общий КПД ($\eta_{\perp \Sigma} = 0,27$), но и КПД первой моды ($\eta_{\perp 1} = 0,19$). Это подтверждают зависимости КПД каждой из мод и общего КПД от текущей координаты в стационарном режиме (КПД одномодового режима изображен пунктиром), представленные на рис. 2 ($x = (\xi - \xi_{вх}) / (\xi_{вых} - \xi_{вх})$). Как следует из рис. 2, КПД одномодового режима после достижения максимума падает существенно резче, чем КПД двухмодового и даже КПД первой моды в двухмодовом режиме. Изображение рассмотренного случая на фазовой плоскости представлено на рис. 3а.

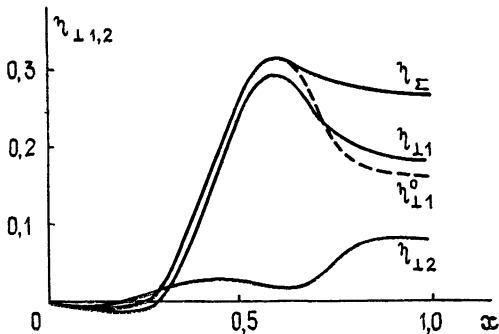


Рис. 2.

С увеличением тока амплитуды мод сближаются, а снижение общего КПД и КПД первой моды происходит медленнее, чем в одномодовом режиме. При $IQ=0,7$ возможны как одномодовые колебания второй моды, так и двухмодовая генерация в зависимости от начальных условий. Процесс установления колебаний представлен на рис. 1 (нижний рисунок). а фазовая плоскость — на рис. 3б. С увеличением тока выше

$IQ=0,85$ неустойчивый узел из плоскости переходит на ось F_2 и фазовая плоскость принимает вид рис. 3в. При дальнейшем увеличении тока ($IQ>1,25$) фазовая плоскость еще более усложняется — в условиях сложно-жесткого возбуждения второй моды появляются два устойчивых двухмодовых режима (рис. 3г), а при $IQ>3,13$ разделение фазовой плоскости опять принимает вид, качественно совпадающий с рис. 3в. Наконец, при $IQ>4,16$ все состояния равновесия на плоскости исчезают и единственным устойчивым остаются одномодовые колебания второй моды, при этом на оси F_2 существует только одно состояние равновесия и оно устойчиво (рис. 3д).

Эффективность вынужденного возбуждения второй моды существенно зависит от соотношения безразмерных токов, характеризующих связь мод с пучком. На рис.

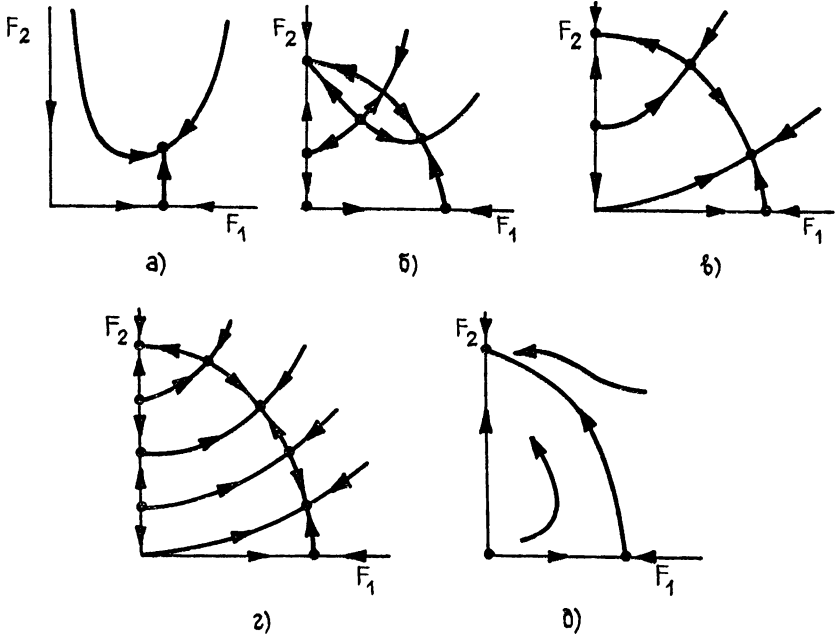


Рис. 3.

4 представлена зависимость КПД каждой моды и общего КПД для $I_1Q_1=0,15$ от I_2Q_2 ; значения $\Delta_{1,2}$ и μ — те же, что и раньше. При всех величинах I_2Q_2 наблюдается повышение как КПД первой моды, так и общего КПД. В случае возбуждения только второй моды при $I_2Q_2>0,7$ ее КПД может быть и больше, чем в двухмодовом режиме, но это требует принятия специальных мер по обеспечению ее генерации с достаточно большой начальной амплитудой.

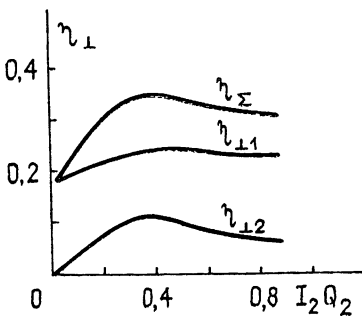


Рис. 4.

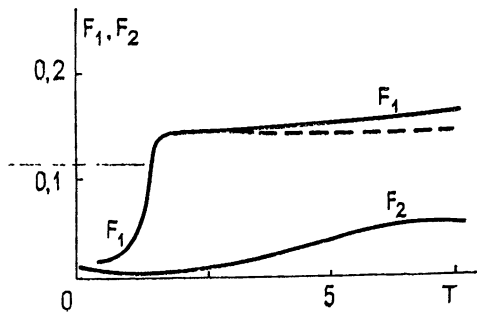


Рис. 5.

В некотором смысле влияние амплитуды первой моды на фактор возбуждения второй подобно влиянию ее собственной амплитуды, т. е. уменьшает $\hat{\Phi}_2$ в мягком режиме и увеличивает в жестком.

4. Анализ взаимодействия мод, резонансных с разными гармониками гирочастоты ($n_1=2, n_2=1$), проводился в области параметров, в которой предыдущее

исследование [9] показало неустойчивость одномодовых колебаний обеих мод. Расчет производился для $\mu_1 = \mu_2 = 10$, $\Delta_1 = 0,6$, $\Delta_2 = 0,7$, $Q_1 = 4 \cdot 10^3$, $Q_2 = 800$ и двух значений параметров тока. Для $I_1 Q_1 = 0,15$ и $I_2 Q_2 = 0,075$ (т. е. в принятых в [5-9] обозначениях

$I_1^0 = 7,5$, $q = 1$) зависимость амплитуд мод от времени $\tau = \tau' / Q_1$ приведена на рис. 5 В стационарном режиме КПД мод составляют $\eta_{11} = 0,33$ и $\eta_{12} = 0,04$. Следует отметить, что при отсутствии второй мод парциальный КПД первой составляет $\eta_{11}^0 = 0,26$. Таким образом, в этом режиме вторая мода не существует без генерации первой, а КПД первой повышается при наличии второй

Данный эффект можно объяснить тем, что при одномодовой генерации первого типа колебаний имеет место сильная перегруппировка $((I_1 Q_1)_{\text{опт}} = 0,04)$, а наличие паразитной генерации ухудшает группировку полей рабочей моды. Соответствующие зависимости КПД обеих мод и общего КПД от текущей координаты x в стационарном режиме приведены на рис. 6.

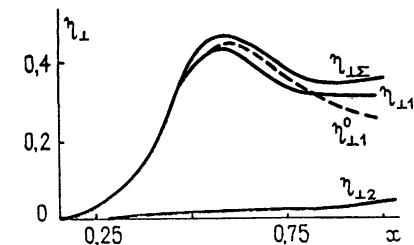


Рис. 6.

Для $I_1 Q_1 \neq 0,3$, $I_2 Q_2 = 0,15$ зависимости амплитуд мод от времени имеют качественно тот же характер. Стационарные значения КПД составляют соответственно $\eta_{11} = 0,32$, $\eta_{12} = 0,07$, $\eta_{11}^0 = 0,2$. Таким образом, и в этом случае имеет место повышение КПД рабочей моды. Следует отметить, что в отсутствие паразитной генерации снижение КПД с ростом тока происходит быстрее, чем при ее наличии.

Полученные результаты свидетельствуют об устойчивости одномодовых колебаний в оптимальных по КПД условиях и в то же

время демонстрируют возможность возникновения в гиротронах устойчивой двухмодовой генерации мод, резонансных как с одной, так и с разными гармониками гирочастоты, при достаточно больших токах пучка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нусинович Г. С. — Электронная техника. Серия Электроника СВЧ, 1974, № 3, с. 44.
2. Nusinovich G. S.— Int. J. Electron., 1981, 51, № 4, p. 457.
3. Kreischer K. E., Temkin R. J.— Int. J. Infrared Millimeter Waves, 1981, 2, № 2, p. 175.
4. Carmel Y., Chu K. R., Dialetis D., Fliflet A., Read M. E., Kim K. J., Arfin B., Granatstien V. L.— Int. J. Infrared Millimeter Waves, 1982, 3, № 5, p. 645.
5. Зарницына И. Г., Нусинович Г. С. — Изв вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 3, с. 461.
6. Зарницына И. Г., Нусинович Г. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 2, с. 303
7. Нусинович Г. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 8, с. 1043.
8. Моисеев М. А., Нусинович Г. С. — Изв вузов — Радиофизика, 1974, 17, № 11, с. 1709
9. Запевалов В. Е.— Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 12, с. 1593.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
11 февраля 1983 г.

УДК 621 391 822 4

ФЛИККЕРНЫЕ ШУМЫ ТОКОВ УТЕЧКИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДАХ

А. В. Якимов

В работе [1] исследованы фликкерные флуктуации напряжения холостого хода в диодах с p - n -переходами и барьерами Шоттки, работающими в режиме микро-токов, т. е. при прямых токах, имеющих величину порядка обратного тока насыщения I_0 . Выявлено существование эффекта максимизации шумов при достижении током смещения определенного значения I_1 . С увеличением тока диода I , при $I > I_1$, шумы начинают уменьшаться до тех пор, пока ток I не превысит ток насыщения примерно на два порядка [2]. Температурная зависимость высоты «микро-токового» максимума шумов исследована в [3]. Оказалось, что и здесь наблюдается максимизация шумов при некоторой температуре T_1 . Убедительного объяснения обнаружен-