



## ВЛИЯНИЕ ОТРАЖЕНИЯ ОТ УДАЛЕННОЙ НАГРУЗКИ НА КОНКУРЕНЦИЮ МОД В ГИРОТРОНЕ С КВАЗИОПТИЧЕСКИМ ВЫХОДНЫМ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕМ\*

*Ю. В. Новожилова, Н. М. Рыскин, М. М. Чумакова*

В гиротроне с квазиоптическим выходным преобразователем под воздействием отраженной от нагрузки волны помимо рабочей моды возбуждается мода, в которой поля вращаются по азимуту в направлении, противоположном направлению вращения полей рабочей моды. Взаимодействие рабочей моды и моды встречного вращения исследовано на основе квазилинейных укороченных уравнений для комплексных амплитуд. Развита теория позволила объяснить результаты экспериментов, в которых наблюдалась периодическая модуляция поперечной структуры излученного из гиротрона волнового пучка при отражении части мощности от удаленной колеблющейся мембраны.

*Ключевые слова:* Гиротрон, квазиоптический преобразователь мод, конкуренция мод, отражения, запаздывание.

### Введение

В последние годы влияние отражения от нагрузки на гиротрон обсуждалось в большом числе теоретических и экспериментальных работ (см., например, [1–9]). Интерес к этим исследованиям вызван возможностью существенного изменения выходных характеристик гиротрона под влиянием отражения. В частности, было обнаружено, что отражения от плазменных флуктуаций в установках электронно-циклотронного нагрева приводят к значительному увеличению ширины спектра излучения гиротрона [4]. Следует отметить, что в гиротронах с прямым выводом излучения отраженная волна возвращается в резонатор гиротрона в виде рабочей моды (см., например, [3]). Однако в мощных гиротронах, в частности, в гиротронах, предназначенных для ИТЕР, используются выходные квазиоптические козырьковые преобразователи. Квазиоптический преобразователь большую часть излучения на

\*Статья написана по материалам доклада на XV Зимней школе по электронике сверхвысоких частот и радиофизике, Саратов, Россия, 6–11 февраля 2012.

рабочей моде<sup>1</sup> выводит в виде гауссова пучка, а большая часть отраженной волны, возвращающейся в гиротрон, из-за геометрии преобразователя (рис. 1) имеет противоположное направление вращения поля относительно рабочей моды и может возбудить соответствующую моду [6, 7].

Возникновение моды встречного вращения позволяет объяснить недавние эксперименты [8, 9], поставленные с целью детального изучения влияния на гиротрон отражения от нестационарной нагрузки, в частности, от плазмы. В этих экспериментах часть мощности гиротрона с квазиоптическим выходным преобразователем отражалась от удаленной мембраны, колеблющейся с заданной частотой и амплитудой. Было обнаружено, что поперечная структура

излученной из гиротрона волны периодически меняется во времени с частотой колебаний отражателя [9]. Измерения проводились несколькими детекторами, расположенными на периферии излученного волнового пучка симметрично относительно его оси и принимавшими только излученную из гиротрона волну. В данной работе предложено правдоподобное объяснение наблюдаемых эффектов как результата возбуждения моды встречного вращения под влиянием отраженной волны. Приводятся оценки амплитуд мод и сдвига рабочей частоты для гиротрона, использовавшегося в эксперименте [9].

## 1. Конкуренция мод в гиротроне с отражением

Исследуем конкуренцию мод (рабочей и моды встречного вращения) для идеализированной модели, в которой козырьковый выходной преобразователь и выходной тракт выводят 100% мощности излучения на рабочей моде в виде гауссова пучка. В такой модели отраженная волна возвращается в гиротрон только в виде моды с противоположным направлением вращения поля. Подобная задача рассматривалась в работах [6, 7], где численно моделировалось взаимодействие указанных мод в мегаваттном гиротроне, предназначенном для проекта ITER. В данной работе взаимодействие мод исследовано аналитически на основе квазилинейных укороченных уравнений для комплексных амплитуд мод внутри резонатора. Такие уравнения хорошо описывают достаточно широкий класс генераторов с фиксированной структурой поля и мягким режимом самовозбуждения [10], в том числе гиротрон [11, 12]. Аппроксимируем комплексную восприимчивость электронного пучка с точностью

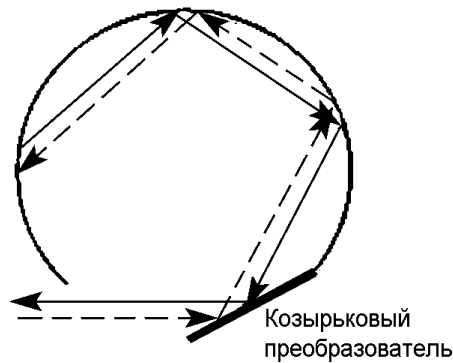


Рис. 1. Поперечный разрез выходного сечения гиротрона с козырьковым преобразователем. Согласно концепции Бриллюэна излученная и отраженная волны представлены набором лучей, отражающихся от поверхности выходного волноводного тракта. Сплошные линии – лучи, соответствующие излученной волне; они распространяются в направлении вращения поля рабочей моды. Пунктирные линии – лучи, соответствующие отраженной волне; они распространяются во встречном направлении

<sup>1</sup>В рабочей моде поля вращаются по азимуту в ту же сторону, в которую и электроны в однородном магнитном поле.

до квадратичных по амплитуде поля слагаемых аналогично [10–12]. Для случая конкуренции мод прямого и встречного вращения уравнения примут вид (см., например, [6, 13])

$$\dot{A}_1 + \frac{\omega}{2Q} A_1 = \omega I \left( \alpha - \beta J_{m-1}^2 |A_1|^2 - 2\beta J_{m+1}^2 |A_2|^2 \right) A_1, \quad (1)$$

$$\dot{A}_2 + \frac{\omega}{2Q} A_2 = \omega q I \left( \alpha - \beta J_{m+1}^2 |A_2|^2 - 2\beta J_{m-1}^2 |A_1|^2 \right) A_2 + \frac{\omega r}{Q_d} e^{-i\vartheta} A_1 (t - \tau). \quad (2)$$

Здесь  $A_s$  ( $s = 1, 2$ ) – медленно меняющиеся амплитуды мод, индекс «1» соответствует рабочей моде, индекс «2» – моде встречного вращения;  $\omega$  – собственная частота «холодного» резонатора,  $Q$  – его полная добротность с учетом дифракционных и омических потерь,  $Q_d$  – дифракционная добротность,  $\vartheta = \omega\tau$ ;  $I$  – безразмерный параметр тока;  $q = J_{m+1}^2 / J_{m-1}^2$ ,  $J_{m\pm 1} = J_{m\pm 1}(\xi)$  – функции Бесселя,  $m$  – радиальный индекс рабочей моды,  $\xi = \omega R_b / c$  – нормированный радиус электронного пучка. Комплексные функции  $\alpha = \alpha' + i\alpha''$  и  $\beta = \beta' + i\beta''$  определяют линейную и нелинейную части электронной восприимчивости, соответственно. Конкретные выражения для  $I$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  приведены в [11,12]. Последнее слагаемое в (2) описывает воздействие сигнала, отраженного от нагрузки, в приближении малого коэффициента отражения:  $r$  – коэффициент отражения,  $\tau$  – время запаздывания (см. [1, 14], где подобное уравнение получено в пренебрежении омическими потерями, и Приложение). Поскольку преобразования отраженной волны в рабочую моду нет, слагаемое, описывающее отраженную волну, есть только в уравнении для моды встречного вращения (2) (ср. [6]).

Если ввести безразмерное время  $\hat{t} = \omega I t$  и переписать уравнения (1), (2) относительно вещественных амплитуд и фаз  $A_s = \left( F_s / J_{m\pm 1} \sqrt{\beta'} \right) \exp(i\varphi_s)$ , получим

$$\dot{F}_1 = (\sigma_1 - F_1^2 - 2F_2^2) F_1, \quad (3)$$

$$\dot{F}_2 = q (-\sigma_2 - F_2^2 - 2F_1^2) F_2 + \rho F_{1\tau} \cos(\varphi_{1\tau} - \varphi_2 - \vartheta), \quad (4)$$

$$\dot{\varphi}_1 = \alpha'' - \gamma (F_1^2 + 2F_2^2), \quad (5)$$

$$\dot{\varphi}_2 = q (\alpha'' - \gamma (F_2^2 + 2F_1^2)) + \rho (F_{1\tau} / F_2) \sin(\varphi_{1\tau} - \varphi_2 - \vartheta). \quad (6)$$

Здесь  $\sigma_1 = \alpha' - (2IQ)^{-1}$ ,  $\sigma_2 = \left| \alpha' - (2qIQ)^{-1} \right|$  – параметры, характеризующие превышение порога самовозбуждения;  $\gamma = \beta'' / \beta'$ ;  $\rho = r\sqrt{q} / (QI)$ . Знаки перед  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  в (3) и (4) различные, так как предполагается, что мода встречного вращения не самовозбуждается<sup>2</sup>; для удобства преобразований оба эти параметра определяются как положительные величины. Нижний индекс « $\tau$ » обозначает величины, взятые в предшествующий момент времени  $t - \tau$  (здесь и далее мы для краткости опускаем знак « $\hat{\phantom{x}}$ » у безразмерных величин  $\hat{t}$ ,  $\hat{\tau}$ ).

Обсудим стационарные решения системы (3)–(6), для которых

$$F_s = F_{s0} = \text{const}, \quad \varphi_s = \Omega_s t + \varphi_{s0}, \quad \Omega_s = \text{const}.$$

<sup>2</sup>В гиротроне, как правило, стартовый ток превышен только для рабочей моды.

В отсутствие отражений ( $r = 0$ ) существует два стационарных состояния: неустойчивое нулевое состояние  $F_{s0} = 0$  и устойчивое состояние, соответствующее генерации рабочей моды (рис. 2, *a*)

$$F_{20} = 0, \quad F_{10} = \sqrt{\sigma_1}, \quad \Omega_1 = \alpha'' - \gamma\sigma_1. \quad (7)$$

При появлении небольших отражений

$$\rho \ll \sigma_{1,2}$$

состояние (7) смещается на плоскости  $(F_1, F_2)$  и становится двухмодовым (рис. 2, *б*). С точностью до членов первого порядка малости по  $\rho$  имеем

$$F_{10} \approx \sqrt{\sigma_1}, \quad F_{20} \approx \frac{\rho\sqrt{\sigma_1} \cos \vartheta_0}{q(\sigma_2 + 2\sigma_1)}, \quad \Omega_1 = \Omega_2 \approx \alpha'' - \gamma\sigma_1. \quad (8)$$

Сдвиг частоты обеих мод должен быть в стационарном состоянии одинаковым:  $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$ , иначе, как следует из уравнений (3), (4), амплитуды волн не были бы неизменными. В уравнениях (8)

$$\vartheta_0 = \varphi_{10} - \varphi_{20} - \vartheta - \Omega\tau \quad (9)$$

– разностная фаза с задержкой. Ее величину можно найти из (3)–(6), (8):

$$\operatorname{tg} \vartheta_0 = \frac{\alpha''(1-q) - \gamma\sigma_1(1-2q)}{q(\sigma_2 + 2\sigma_1)}. \quad (10)$$

Покажем, что нулевое состояние неустойчиво, а двухмодовое состояние (8) устойчиво. Представим амплитуды и фазы в виде

$$F_s = F_{s0} + a_s, \quad \varphi_s = \Omega t + \varphi_{s0} + \phi_s, \quad (11)$$

где  $a_s$  и  $\phi_s$  – малые возмущения, подставим в (3)–(6) и линеаризуем. Для нулевого стационарного состояния линеаризованные уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} \dot{a}_1 &= \sigma_1 a_1, \quad \dot{\phi}_1 = 0, \\ \dot{a}_2 &= -q\sigma_2 a_2 + \rho a_{1\tau} \cos \vartheta_0. \end{aligned} \quad (12)$$

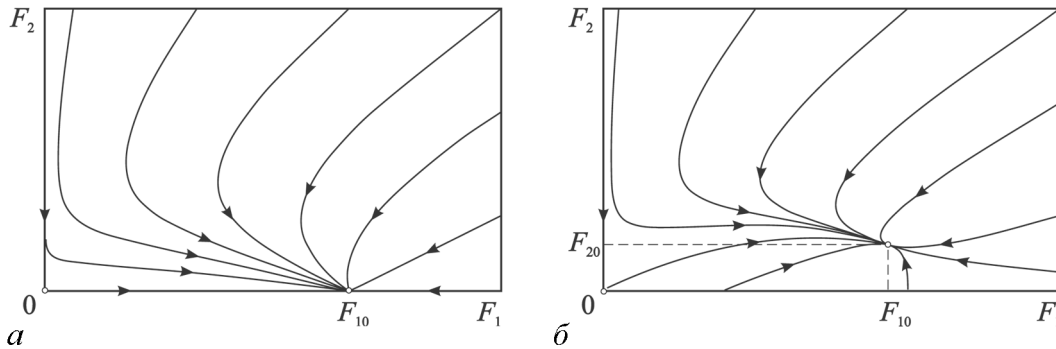


Рис. 2. Проекция фазовых портретов на плоскость  $(F_1, F_2)$  при  $\rho = 0$  (*a*) и при  $\rho \neq 0$  (*б*)

Отсюда очевидно, что нулевое состояние неустойчиво: возмущения рабочей моды растут, возмущения моды встречного вращения убывают, возмущения фазы нейтрально устойчивы.

Исследуем устойчивость двухмодового стационарного состояния (8). Линеаризованные уравнения (3)–(6) для этого состояния имеют вид

$$\begin{aligned}\dot{a}_1 &= -2\sigma_1 a_1 - 4\sqrt{\sigma_1} F_{20} a_2, & \dot{\phi}_1 &= -2\gamma (\sqrt{\sigma_1} a_1 + 2F_{20} a_2), \\ \dot{a}_2 &= -q(\sigma_2 + 2\sigma_1) a_2 - 4q\sqrt{\sigma_1} F_{20} a_1 + \rho a_{1\tau} \cos \vartheta_0 - \rho\sqrt{\sigma_1} \sin \vartheta_0 (\phi_{1\tau} - \phi_2), \\ \dot{\phi}_2 F_{20} + \Omega a_2 &= q(\alpha'' - 2\gamma\sigma_1) a_2 - 4q\gamma\sqrt{\sigma_1} F_{20} a_1 + \rho a_{1\tau} \sin \vartheta_0 + \rho\sqrt{\sigma_1} \cos \vartheta_0 (\phi_{1\tau} - \phi_2).\end{aligned}\quad (13)$$

Здесь не учитываются малые слагаемые порядка  $\rho^2$ . С учетом определения  $\Omega$ ,  $\vartheta_0$  и  $F_{20}$  последнее уравнение системы (13) можно переписать в виде

$$\begin{aligned}\dot{\phi}_2 \approx & -\frac{q^2(\sigma_2 + 2\sigma_1)^2 \operatorname{tg} \vartheta_0}{\rho\sqrt{\sigma_1} \cos \vartheta_0} \cdot a_2 - 4q\gamma\sqrt{\sigma_1} a_1 + \\ & + q(\sigma_2 + 2\sigma_1) \left( \phi_{1\tau} - \phi_2 + \frac{a_{1\tau} \operatorname{tg} \vartheta_0}{\sqrt{\sigma_1}} \right).\end{aligned}$$

Представляя решения этих уравнений зависящими от времени как  $\exp(\lambda t)$ , приближенно найдем корни характеристического уравнения с точностью до членов первого порядка малости по  $\rho$

$$\lambda_1 \approx -2\sigma_1, \quad \lambda_2 = 0, \quad \lambda_{3,4} \approx -q(\sigma_2 + 2\sigma_1)(1 \pm i \operatorname{tg} \vartheta_0). \quad (14)$$

Отметим, что корень характеристического уравнения  $\lambda_2$  равен нулю не приближенно, а в точности. Этот факт отражает инвариантность исходных уравнений (1), (2) относительно одинакового фазового сдвига амплитуд мод на некоторую величину  $\phi$ , не зависящую от времени:  $A_s \rightarrow A_s \exp(i\phi)$ . Наличие нулевого корня соответствует возмущениям стационарного состояния  $a_1 = a_2 = 0$ ,  $\phi_1 - \phi_2 = 0$ . Корень  $\lambda_1$  отвечает за эволюцию амплитуды рабочей моды, корни  $\lambda_{3,4}$  описывают эволюцию возмущений амплитуды и фазы моды встречного вращения. Как следует из (14), корней с положительной действительной частью нет, так что состояние устойчиво.

Строго говоря, анализ устойчивости представляет собой нетривиальную задачу, так как мы имеем систему с запаздыванием, то есть распределенную систему с бесконечным числом собственных мод (ср. [14]). Её характеристическое уравнение представляет собой квазиполином с бесконечным числом корней. Однако в данном случае, когда отражения малы, остальные корни имеют большую отрицательную вещественную часть (поскольку отброшенные слагаемые порядка  $\rho^2 \exp(-\lambda\tau)$  могут быть существенными только при больших по модулю отрицательных  $\lambda$ ) и соответствуют быстро затухающим решениям. Характер устойчивости эти корни не меняют, состояние устойчиво.

Таким образом, проведенный анализ показывает, что даже при сколь угодно малых отражениях наряду с рабочей модой в резонаторе гиротрона возникают устойчивые вынужденные колебания на моде встречного вращения.

## 2. Результаты расчетов для экспериментально исследованного гиротрона

Изложенная выше теория может быть использована для интерпретации экспериментальных исследований воздействия отражения от удаленной колеблющейся мембраны на излучение гиротрона [8, 9]. В экспериментах использовался гиротрон «Буран-83» с рабочей модой  $TE_{83}$ . Частота излучения составляла 53.2 ГГц. Направление вращения поля в рабочей моде совпадало с направлением вращения электронов. Радиус резонатора  $R_c = 15.95$  мм, радиус встрела электронного пучка в резонатор  $R_b = 7$  мм. Ускоряющее напряжение  $V_0 = 65$  кВ, отношение осцилляторной энергии электронов к полной энергии составляло 0.65...0.7 в зависимости от тока, магнитное поле  $B_0 = 2.061...2.075$  Тл. Профиль резонатора представлял собой цилиндрический участок длиной  $L = 24$  мм, участок закритического сужения и участок дифракционного вывода. Добротность рабочей моды и моды встречного вращения равнялась  $Q = 620$ . Коэффициент отражения от нагрузки составлял 6% по амплитуде.

На основе расчетных формул для электронной восприимчивости [11, 12] вычислим коэффициенты в уравнениях (3)–(6) и найдем отношение амплитуд полей моды встречного вращения и рабочей моды и сдвиг частоты генерации относительно «холодной» частоты. При этом структуру поля в резонаторе аппроксимируем функцией  $f(z) = \sin(\pi z/L)$ . В результате находим, что отношение стартовых токов рабочей и паразитной мод  $q \approx 0.13$ . При выбранных значениях магнитного поля и напряжения относительный угол пролета электронов и волны

$$\Theta = \frac{2\pi}{\beta_{\parallel}} \left(1 - \frac{\omega_H}{\omega}\right) \frac{L}{\lambda} \approx 1.165\pi, \quad (15)$$

где  $\beta_{\parallel}$  – отношение продольной скорости электронов к скорости света,  $\omega_H$  – гирочастота. Тогда комплексные коэффициенты в разложении электронной восприимчивости по степеням амплитуд мод  $\alpha \approx 7.59 + 8.27i$ ,  $\beta \approx 217.44 + 58.40i$ . Из экспериментальных данных известно, что стартовый ток для рабочей моды составляет примерно 5 А, а рабочий ток равен 15 А. Это позволяет найти параметры  $\sigma_1 = \alpha' (1 - I_{st}/I) \approx 5.057$  для рабочей моды и  $\sigma_2 = \alpha' (I_{st}/(qI) - 1) \approx 11.985$  – для паразитной<sup>3</sup>. Параметр отражений также удобно выразить через отношение рабочего тока к стартовому:  $\rho = r\alpha'\sqrt{q}(I_{st}/I)$ , откуда находим  $\rho \approx 0.11$ . Таким образом, условие малости этого параметра по сравнению с  $\sigma_{1,2}$  выполняется.

По формулам разд. 1 можем найти отношение амплитуд полей рабочей моды и моды встречного вращения, которое составляет 1.6%. Относительный сдвиг частоты  $(\omega - \omega_s)/\omega_s = 0.22\%$ , при этом «горячая» частота равна 53.28 ГГц. Погрешности расчетов связаны с рядом факторов, которые не учитывались в модели, в первую очередь, с разбросом электронов по скоростям и с отличием продольного распределения поля собственной моды от синусоидального.

Сделанные выше теоретические оценки хорошо согласуются с результатами численного моделирования исходных уравнений (1), (2). На рис. 3 приведены

<sup>3</sup>Напомним, что  $\sigma_2$  в наших обозначениях есть абсолютная величина параметра возбуждения (см. (4)), который для паразитной моды отрицателен, так как ток для нее меньше стартового.

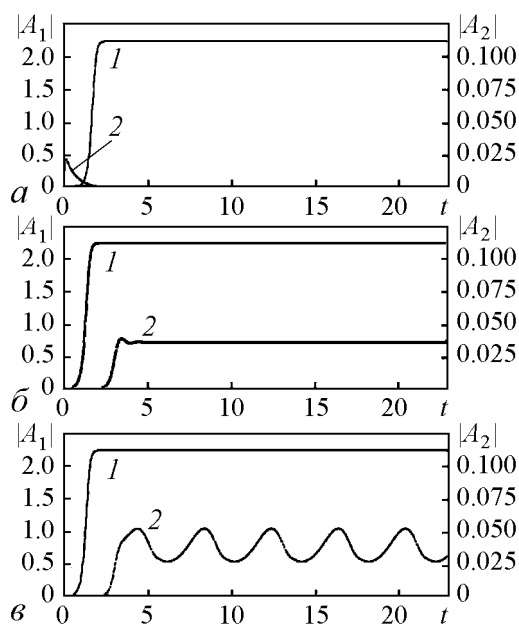


Рис. 3. Зависимости амплитуд рабочей моды  $A_1$  (кривые 1) и моды встречного вращения  $A_2$  (кривые 2) в следующих случаях:  $a$  – отражения отсутствуют;  $b$  – отражения от неподвижной нагрузки,  $\rho = 0.11$ ;  $v$  – отражения от колеблющейся нагрузки

дидли с частотой 1...2 кГц [9], период этих колебаний гораздо больше, чем все характерные времена переходных процессов в гиротроне. Поэтому можно в первом приближении считать, что в уравнениях (1), (2) зависит от времени лишь набег фазы  $\vartheta$ , который меняется по закону  $\vartheta = \bar{\vartheta} + (\pi/2) \sin \omega_r t$ . Здесь  $\omega_r$  – частота колебаний отражателя. В экспериментах амплитуда колебаний отражателя составляла четверть длины волны. На рис. 3,  $v$  приведены соответствующие зависимости, видно, что амплитуда моды встречного вращения промодулирована во времени с периодом колебаний отражателя. Также присутствует модуляция основной моды, поскольку в уравнении (1) имеется нелинейное слагаемое, описывающее обратное влияние второй моды на первую, причем осцилляции амплитуд двух мод происходят в противофазе. Однако на рис. 3,  $v$  модуляция основной моды не видна, так как ее амплитуда еще на порядок меньше, чем у моды встречного вращения.

Таким образом, на выходе гиротрона излучение может представлять собой суперпозицию двух волн: основной и малой примеси вторичной (соответствующей моде встречного вращения), причем на периферийной части гауссова пучка амплитуды этих волн могут оказаться соизмеримыми. Поскольку колебания удаленного отражателя приводят к изменению разности фаз этих волн, меняется структура поля на периферии волнового пучка, что и наблюдалось экспериментально.

Авторы выражают благодарность Н.К. Харчеву, К.А. Сарксяну, М.И. Петелину и А.Г. Рожнёву за полезные обсуждения и замечания, а также Е.А. Солуяновой за любезно предоставленные параметры гиротрона.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты № 11-08-01129-а, 11-02-01411-а.*

зависимости амплитуд мод от времени в отсутствие отражений ( $a$ ) и при  $\rho = 0.11$  ( $b$ ). Видно, что в первом случае мода встречного вращения затухает. Во втором случае вначале происходит установление основной моды, затем, при  $t > \tau = 1.53$ , начинается возбуждение паразитной моды, обусловленное возвращением отраженного сигнала в резонатор гиротрона. Для наглядности масштаб для амплитуды  $A_2$  был увеличен в 20 раз, см. правую шкалу на графиках.

Поскольку в экспериментальных работах [8,9] в качестве отражателя использовалась колеблющаяся мембрана, необходимо обсудить влияние этого эффекта. Как известно, изменение положения отражателя приводит к изменению мощности и частоты излучения, что лежит в основе принципа автодинного детектирования [15]. В указанных экспериментах колебания мембраны происхо-

**Уравнение автоколебаний  
в генераторе с отражением от нагрузки**

В качестве эквивалентной схемы гиротрона с поступающим в него сигналом, отраженным от нагрузки, можно рассмотреть генератор в виде параллельно соединенных нелинейного отрицательного активного сопротивления, проводимости потерь, емкости и индуктивности. Этот генератор связан с двухпроводной линией (рис. 4). Дисперсия в линии отсутствует, то есть ток и напряжение в линии подчиняются телеграфным уравнениям. В этой схеме ток  $I_e$  в активном элементе зависит от напряжения  $U$  по кубическому закону:

$$I_e = -g_0 U (1 - \nu U^2). \quad (\text{П.1})$$

Предполагаем, что  $g_0 > 0$ ,  $\nu > 0$ , так что при малых напряжениях проводимость отрицательна. Если не учитывать запаздывание сигнала в линии, такая схема описывается обычным уравнением ван дер Поля [16].

Считаем, что активная проводимость мала по сравнению с волновой проводимостью контура генератора,  $g_0 \ll \sqrt{C/L}$ , то есть порог генерации превышен незначительно. Также будем считать, что волновая проводимость линии  $Y_0$  и  $g_0$  – величины одного порядка. При этом мы имеем режим квазигармонических автоколебаний [16], и схема, представленная на рис. 4, достаточно хорошо описывает произвольный автогенератор с фиксированной структурой поля и мягким самовозбуждением.

Как следует из телеграфных уравнений, напряжение и ток в линии являются суперпозицией двух распространяющихся навстречу друг другу волн:

$$U(z, t) = U_+(z - vt) + U_-(z + vt),$$

$$I(z, t) = I_+(z - vt) + I_-(z + vt).$$

Индекс «+» соответствует волне, излученной из генератора, индекс «-» – поступающей в генератор внешней волне. Амплитуды волн напряжения и тока связаны соотношениями  $I_{\pm} = \pm Y_0 U_{\pm}$ , где  $Y_0$  – волновая проводимость линии.

В соответствии с законом Кирхгофа запишем выражение для тока в линии при  $z = 0$

$$I|_{z=0} + I_C + I_L + I_e + I_G = 0, \quad (\text{П.2})$$

где  $I_L = (1/L) \int U dt$ ,  $I_C = C \dot{U}$ ,  $I_G = GU$ ,  $U$  – напряжение на генераторе, под которым понимаем разность потенциалов в точках 1 и 2. Это напряжение связано с током в точке  $z = 0$  соотношениями

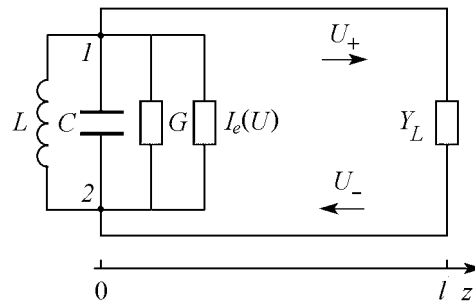


Рис. 4. Схема генератора типа ван дер Поля, в который поступает сигнал, отраженный от удаленной нагрузки



$$I|_{z=0} = (I_+ + I_-)|_{z=0} = Y_0 (U_+ - U_-)|_{z=0} = Y_0 (U - 2U_-|_{z=0}).$$

Тогда из (П.2) получаем

$$C\dot{U} + \frac{1}{L} \int U dt - g_0 U (1 - vU^2) + GU = -Y_0 (U - 2U_-|_{z=0}). \quad (\text{П.3})$$

Перейдем к безразмерному времени  $\hat{t} = \omega_0 t$  (знак « $\hat{\phantom{t}}$ » далее для краткости опускаем). Проинтегрировав (П.3), получим

$$\ddot{U} + U - \mu \dot{U} (1 - 3vU^2) + \frac{\dot{U}}{Q} = \frac{2\dot{U}_-|_{z=0}}{Q_d}. \quad (\text{П.4})$$

Здесь  $\mu = g_0 \sqrt{L/C}$  – параметр возбуждения,  $Q_d = Y_0^{-1} \sqrt{C/L}$  – дифракционная добротность,  $Q = (Y_0 + G)^{-1} \sqrt{C/L}$  – полная добротность системы.

Поскольку  $U_-$  есть отраженная от удаленной нагрузки волна, ее можно представить в виде  $U_-(t)|_{z=0} = rU_+(t - \tau)|_{z=0}$ , где  $r$  – коэффициент отражения от нагрузки в сечении  $z = l$ , в котором расположена нагрузка,  $\tau = 2l/v$  – время прохождения сигнала по цепи обратной связи. Напряжение на генераторе равно

$$U(t)|_{z=0} = U_+(t)|_{z=0} + rU_+(t - \tau)|_{z=0}. \quad (\text{П.5})$$

Если коэффициент отражения мал и процесс не является быстро затухающим, так что  $|rU_+(t - \tau)|_{z=0}| \ll |U_+(t)|_{z=0}|$ , то  $U(t)|_{z=0} \approx U_+(t)|_{z=0}$ , и выражение (П.4) примет вид

$$\ddot{U} + U - \mu \dot{U} (1 - 3vU^2) + \dot{U}/Q = 2r\dot{U}(t - \tau)/Q_d. \quad (\text{П.6})$$

Ищем решение (П.6) в виде колебаний с медленно меняющейся безразмерной комплексной амплитудой:  $U = (A(t) \exp(it) + \text{к.с.})/\sqrt{3v}$ . Усредняя (П.6) по периоду быстрых колебаний методом ван дер Поля [16,17], приходим к укороченному уравнению для медленно меняющейся амплитуды

$$\dot{A} + \frac{A}{2Q} - \frac{\mu}{2} (1 - |A|^2) A = \frac{re^{-i\tau}}{Q_d} A(t - \tau), \quad (\text{П.7})$$

которое исследовалось в работе [14].

Таким же образом могут быть получены уравнения в случае двухмодового генератора. В частности, если в качестве входящего извне сигнала для второй моды выступает рабочая мода, отраженная от нагрузки, получим уравнения (1), (2).

К аналогичным уравнениям можно прийти на основе электродинамического подхода, изложенного в работе [18]. Как следует из этой работы, если на резонатор гиротрона поступает из выходного тракта волна на частоте  $\omega$ , то в стационарном состоянии отношение амплитуды поля в резонаторе генератора к амплитуде падающей извне волны

$$\frac{a_s}{a_-} = \frac{c^2 f'_s(0)}{W_s \omega_s (\omega - \omega_f)}. \quad (\text{П.8})$$

При этом предполагалось, что поле снаружи резонатора представляет собой сумму волн

$$a_{\text{out}} \approx a_+ \exp(-i \int_0^z h dz) + a_- \exp(i \int_0^z h dz),$$

а поле внутри резонатора близко по структуре к полю одной из собственных мод:  $a_s f_s(z)$ , функция  $f_s(z)$ , описывающая продольную структуру поля, удовлетворяет уравнению неоднородной струны;  $a_-$  – амплитуда волны, поступающей извне на выход резонатора. Резонатор гиротрона расположен при  $-d < z < 0$ ,  $W_s = \int_{-d}^0 f_s^2 dz$ . Опорное сечение  $z = 0$  выбрано снаружи резонатора, но на достаточно близком к нему расстоянии, где для продольной структуры поля справедливо уравнение неоднородной струны [18]. Частота свободных колебаний (в отсутствие поступающего извне сигнала)  $\omega_f = \omega_s + i\omega_s/(2Q_s) - \chi_s$ , где  $Q_s$  – полная добротность для данной моды,  $\chi_s$  – восприимчивость активной среды для данной моды. Воспользуемся выражением для дифракционной добротности [18]  $Q_d = \frac{\omega_s}{2\omega_s''} = \frac{\omega_s^2 h(0) W_s}{c^2 (f_s'(0))^2}$  ( $h$  – продольное волновое число) и предположим, что коэффициент отражения мал. Следовательно, поле снаружи резонатора близко к полю излученной волны  $a_s f_s(0) \approx (a_+ \exp(-i \int_0^z h dz))|_{z=0} = a_+$ , при этом производная поля на выходе резонатора непрерывна  $a_s f_s'(0) \approx -ih(0) a_+$ . Тогда из (П.8) получим

$$\omega - \omega_f = ia_- \omega_s / (a_+ Q_d). \quad (\text{П.9})$$

Если в гиротрон приходит волна, отраженная от нагрузки, расположенной при  $z = l$ , то  $a_-/a_+ = r \exp(-2ikl)$ , где  $r$  – коэффициент отражения от нагрузки.

Уравнение (П.9) описывает связь полей для стационарного решения на частоте  $\omega$ . Предположим, что решение нестационарное и представляет собой узкополосные колебания. Тогда  $\int a_s \exp(i\omega t) d\omega \approx A \exp(i\omega_s t)$ . Домножая (П.9) на  $a_s$ , затем интегрируя по частоте и переходя к безразмерному времени  $\hat{t} = \omega_s t$ , получим уравнение, аналогичное (П.7)

$$\dot{A} + i\chi_s A + \frac{A}{2Q_s} = \frac{rA(t - \tau)e^{-i\tau}}{Q_d}.$$

Если в гиротроне конкурируют две моды, то при квадратичной зависимости  $\chi$  от амплитуд этих мод [11,12] придем к уравнениям (1), (2).

## Библиографический список

1. *Antonsen T.M., Cai S.Y., Nusinovich G.S.* Effect of window reflection on gyrotron operation // *Phys. Fluids B*. 1992. Vol. 4, № 12. P. 4131.
2. *Гинзбург Н.С., Глявин М.Ю., Завольский М.А., Запечалов В.Е., Мусеев М.А., Новожилова Ю.В.* Использование отражения с запаздыванием для получения автомодуляционных и стохастических режимов в гиротронах миллиметрового диапазона // *Письма в ЖТФ*. 1998. Т. 24, № 11. С. 53.
3. *Dumbrajs O., Glyavin M.Yu., Zapevalov V.E., Zavolsky N.A.* Influence of reflections on mode competition in gyrotrons // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2000. Vol. 28, № 3. P. 588.
4. *Батанов Г.М., Колик Л.В., Новожилова Ю.В. и др.* Реакция гиротрона на слабое отражение волн от плазмы, промодулированное низкочастотными колебаниями // *ЖТФ*. 2001. Т. 71, № 5. С. 90.

5. *Dumbrajs O., Idehara T., Watanabe S., et al.* Reflections in gyrotrons with axial output // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. Vol. 32, № 3. P. 899.
6. *Dumbrajs O., Nusinovich G.S., Piosczyk B.* Reflections in gyrotrons with radial output: Consequences for the ITER coaxial gyrotron // Phys. Plasmas. 2004. Vol. 11, № 12. P. 5423.
7. *Dumbrajs O.* Influence of possible reflections on the operation of European ITER gyrotrons // Int. J. Infrared, Millim. Terah. Waves. 2010. Vol. 31. P. 892.
8. *Харчев Н.К., Батанов Г.М., Бондарь Ю.Ф. и др.* Реакция гиротрона на малое отражение от нестационарной нагрузки // Прикладная физика. 2009. № 6. С. 159.
9. *Kharchev N.K., Batanov G.M., Bondar Yu.V. et al.* Gyrotron affected by modulated reflection: new experiments // Proc. 8<sup>th</sup> Int. Workshop «Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications». IAP RAS, Nizhny Novgorod, 2011. P. 90.
10. *Пищик Л.А., Трубецков Д.И., Четвериков А.П.* Нестационарные процессы в резонансных релятивистских генераторах типа О // Лекции по СВЧ электронике и радиофизике (5-я зимняя школа-семинар инженеров). Кн. 1. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та. 1981. С. 42.
11. *Nusinovich G.S.* Mode interaction in gyrodevices // Int. J. Electron. 1981. Vol. 51, № 4. P. 457.
12. *Нусинович Г.С.* Теория многомодового гиротрона // В сб. «Гиротрон». Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 146.
13. *Nusinovich G.S., Sinitsyn O.V., Antonsen T.M.* Mode switching in a gyrotron with azimuthally corrugated resonator // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 98, № 20. 205101.
14. *Новожилова Ю.В., Рыскин Н.М., Усачева С.А.* Нестационарные процессы в генераторе с запаздывающим отражением от нагрузки // ЖТФ. 2011. Т. 81, № 9. С. 16.
15. *Усанов Д.А., Скрипаль Ал.В., Скрипаль Ан.В.* Физика полупроводниковых радиочастотных и оптических автодинов. Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 2003.
16. *Кузнецов А.П., Кузнецов С.П., Рыскин Н.М.* Нелинейные колебания. М.: Физматлит, 2005.
17. *Найфэ А.Х.* Введение в методы возмущений. М.: Мир, 1984.
18. *Ковалев Н.Ф., Новожилова Ю.В., Петелин М.И.* Диффузионная связь бочкообразного резонатора с соосным волноводом // Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т. 50, № 10–11. С. 875.

*ИПФ РАН, Н. Новгород  
Саратовский госуниверситет*

*Поступила в редакцию 20.12.2012*

**EFFECT OF REFLECTION  
FROM REMOTE LOAD ON MODE COMPETITION  
IN GYROTRON WITH QUASI-OPTICAL MODE CONVERTOR**

*Yu. V. Novozhilova, N. M. Ryskin, M. M. Chumakova*

In a gyrotron with quasi-optical mode convertor, apart from the fundamental mode, excitation of a mode with opposite azimuthal rotation of the field occurs due to the

wave reflected from the remote load. Interaction of the two oppositely rotating modes is investigated by using the quasi-linear equation for slowly varying amplitudes. The developed theory allows explanation of the experimental results where periodic modulation of the transverse structure of gyrotron radiation partially reflected from a remote oscillating membrane was observed.

*Keywords:* Гиротрон, квазиоптический преобразователь мод, конкуренция мод, отражения, запаздывание.



*Новожилова Юлия Владимировна* – родилась в Горьком (1960), окончила радиофизический факультет Горьковского государственного университета (1982). Защитила диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук (1995). Старший научный сотрудник Института прикладной физики РАН (Нижний Новгород). Область научных интересов – теория электронных СВЧ-приборов, влияние отражений на работу автогенератора. Имеет около 50 публикаций.

603950 Нижний Новгород  
Институт прикладной физики РАН  
E-mail: river@appl.sci-nnov.ru



*Рыскин Никита Михайлович* – родился в 1966 году в Саратове. Окончил физический факультет Саратовского госуниверситета (1991). Защитил кандидатскую (1996) и докторскую (2005) диссертации. С 1997 года работает на факультете нелинейных процессов СГУ, в настоящее время – профессор кафедры нелинейной физики. Область научных интересов – нелинейная динамика распределенных систем, нелинейные волны и солитоны, вакуумная сверхвысокочастотная электроника и микроэлектроника. Имеет более 100 научных публикаций по указанным выше направлениям, в том числе учебные пособия «Нелинейные волны» (в соавторстве с Д.И. Трубецковым; М.: Физматлит, 2000) и «Нелинейные колебания» (в соавторстве с А.П. Кузнецовым и С.П. Кузнецовым; М.: Физматлит, 2002, 2005).

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83  
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: RyskinNM@info.sgu.ru



*Чумакова Мария Михайловна* – родилась в Саратове (1991). Студентка 5 курса факультета нелинейных процессов СГУ. Область научных интересов – нестационарные процессы в микроволновых генераторах с запаздывающими отражениями от нагрузки.

410012 Саратов, ул. Астраханская, 83  
Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского  
E-mail: mafachu@mail.ru