

УДК 621.385.69

ПЕРЕСТРОЙКА ЧАСТОТЫ В КОРОТКОВОЛНОВЫХ ГИРОТРОНАХ С НЕРЕГУЛЯРНЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

*И. В. Ошарин, А. В. Савилов**

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Исследуется процесс перестройки частоты в мазере на циклотронном резонансе с квазирегулярным секционированным резонатором, основанный на гиротронном возбуждении высокой продольной моды. Показана возможность реализации режима, в котором быстрое (в течение одного импульса) изменение частоты генерации, обусловленное сменой рабочей продольной моды, происходит без изменения мощности выходного излучения.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время гиротроны являются наиболее перспективными источниками когерентного излучения, работающими в субтерагерцовом частотном диапазоне с относительно высокой средней мощностью. Достоинства гиротронов заключаются в их относительной компактности и доступности потребителям, что объясняется прежде всего использованием в них умеренно релятивистских электронных пучков. В последнее время успешно реализован в экспериментах целый ряд гиротронов, работающих в непрерывных и импульсных режимах генерации в диапазоне частот $0,2 \div 1,3$ ТГц. Тут следует упомянуть как гиротроны с традиционной, трубчатой, конфигурацией электронных пучков, работающие на первой-второй циклотронных гармониках [1–10], так и гиротроны с большой электронной орбитой [11–15], в которых возможно возбуждение более высоких циклотронных гармоник.

Для ряда приложений интересна возможность реализации гиротронов с перестройкой частоты. Известным методом такой перестройки является переход к работе на высоких продольных модах резонатора [2, 4, 16], когда увеличение рабочего значения циклотронной частоты электронов приводит к тому, что возбуждение низшей продольной моды в режиме гиротронного резонанса (т. е. без доплеровского преобразования электронной циклотронной частоты или её гармоники) сменяется возбуждением высоких продольных мод в режиме резонанса типа лампы обратной волны (ЛОВ), т. е. с доплеровским преобразованием (уменьшением) циклотронной частоты. Недостатком такого метода является, как правило, резкое снижение мощности выходного излучения при переходе генерации с низшей продольной моды к более высоким модам, что объясняется как пониженной дифракционной добротностью высоких продольных мод, так и уменьшением эффективности электроно-волнового взаимодействия для волн, возбуждаемых в режиме ЛОВ.

В данной работе процесс перестройки частоты исследуется для гиротрона, основанного на возбуждении квазирегулярного секционированного резонатора с периодическим набором коротких нерегулярностей (фазовых корректоров) [17–19]. Такой резонатор состоит из нескольких регулярных секций, которые разделены короткими расширениями, обеспечивающими набег фазы между секциями, равный π , что соответствует смене знака фактора связи электрона с волной. В такой ситуации в резонансе гиротронного типа оказывается не низшая квазикритическая мода резонатора, а одна из высоких продольных мод. В то же время квазикритическая продольная мода возбуждается в режиме ЛОВ. Использование резонаторов такого типа было предложено в качестве

* savilov@appl.sci-nnov.ru

пути снижения дифракционных добротностей рабочих мод (и, соответственно, снижения омических потерь) в коротковолновых маломощных гиротронах, в которых для обеспечения старта генерации оказывается необходимым использовать протяжённые резонаторы [17]. В данной работе мы рассматриваем возможности использования резонаторов такого типа для обеспечения смены рабочей частоты гиротрона. Оказывается, что в такой ситуации смена генерируемой продольной моды может происходить без существенного изменения мощности выходного излучения.

1. ГИРОТРОН С ПРОТЯЖЁННЫМ КВАЗИРЕГУЛЯРНЫМ СЕКЦИОНИРОВАННЫМ РЕЗОНАТОРОМ

Известным методом перестройки частоты в гиротронах является переход к работе на высоких продольных модах резонатора, возбуждаемых в режиме ЛОВ [2, 4, 16] (см. рис. 1). Действительно, увеличение рабочего магнитного поля B и, соответственно, релятивистской циклотронной частоты электронов $\Omega = eB/(mc\gamma)$ приводит к тому, что возбуждение нижней продольной моды резонатора в режиме гиротронного резонанса (т. е. без доплеровского преобразования циклотронной частоты или её гармоники N),

$$\omega_1 \approx N\Omega, \quad (1)$$

сменяется возбуждением высоких продольных мод, для которых условие циклотронного резонанса записывается с учётом доплеровского преобразования частоты:

$$\omega_n \approx N\Omega - h_n V_{\parallel}. \quad (2)$$

Здесь e — элементарный заряд, M и γ — масса покоя и релятивистский масс-фактор электрона соответственно, c — скорость света в вакууме, $h_n = n\pi/L = n\bar{h}$ — продольное волновое число моды с индексом n (записанное в приближении большой добротности резонатора), V_{\parallel} — поступательная скорость частиц, L — длина резонатора, $\bar{h} = \pi/L$. Однако, как правило, переход с генерации на нижней продольной моде ($n = 1$) к более высоким модам ($n = 2, 3, \dots$) приводит к резкому снижению мощности выходного излучения [4, 16]. Это объясняется сразу двумя факторами. С одной стороны, с ростом номера продольной рабочей резонаторной моды n снижается дифракционная добротность этой моды, что объясняется как увеличением групповой скорости бегущих (попутной и встречной электронам) её компонент, формирующих стоячую волну в резонаторе, так и уменьшением отражений волны от выходных нерегулярностей гиротронного резонатора. С другой стороны, эффективность электронно-волнового взаимодействия для волны, возбуждаемой в режиме ЛОВ, как правило, ниже, чем для гиротронной волны.

Такую «несимметрию» рабочих мод можно избежать, если использовать предложенный в работе [17] квазирегулярный резонатор с периодическим набором фазовых корректоров (см. рис. 2). Данный резонатор состоит из нескольких регулярных секций, которые разделены короткими расширениями, обеспечивающими набег фазы между секциями, равный π . В такой ситуации относительно далёкая от отсечки (и, соответственно, обладающая относительно низкой дифракционной добротностью) продольная мода возбуждается в гиротронном режиме (т. е. в условиях циклотронного резонанса без доплеровского преобразования частоты). Это происходит из-за того, что

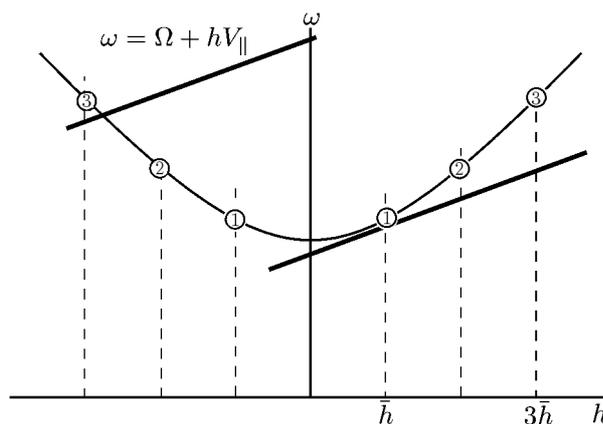


Рис. 1. Дисперсионная диаграмма фиксированной поперечной моды в регулярном резонаторе; гиротронное возбуждение продольной моды $n = 1$, а также возбуждение моды $n = 3$ в режиме ЛОВ

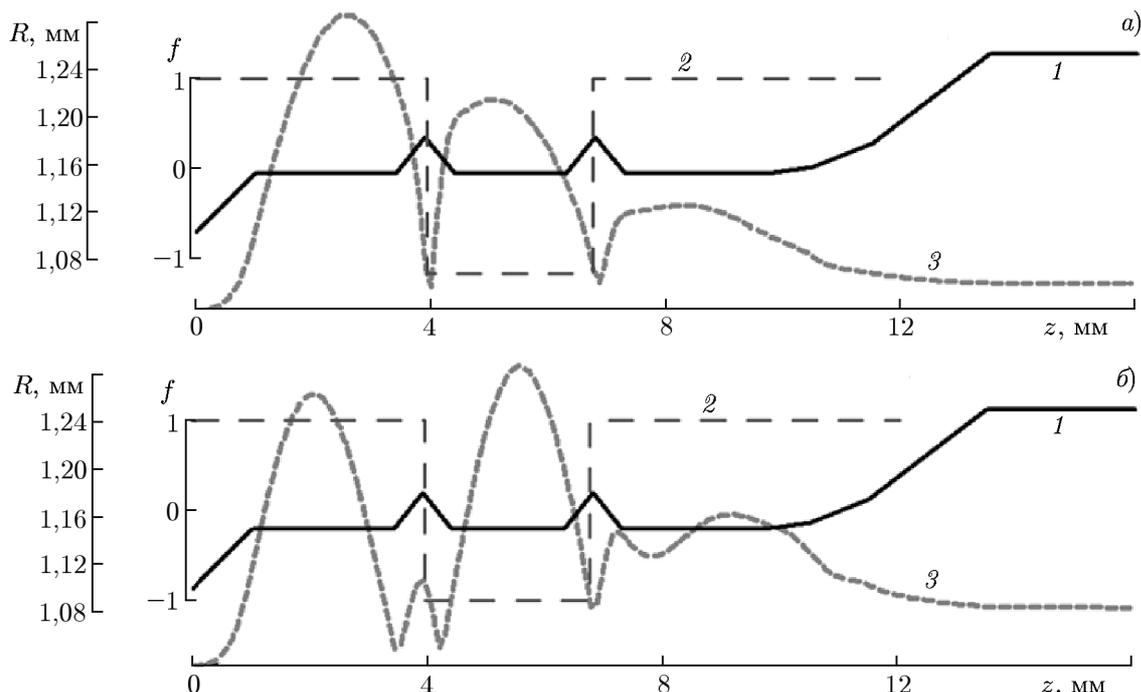


Рис. 2. Профиль резонатора (линии 1), состоящего из трёх секций, и функция $f(z)$ (линии 2), описывающая сдвиги фазы волны на π между секциями. Показана продольная структура высокочастотного поля (линии 3) в случае работы в режиме ЛОВ (а) и в гиротронном режиме (б)

набег фазы волны π внутри корректора соответствует смене знака фактора электронно-волнового взаимодействия $f(z)$ (см. рис. 2).

Рисунок 3 иллюстрирует этот эффект для изображённого на рис. 2 резонатора, состоящего из трёх секций. Аппроксимируем функцию $f(z)$, описывающую смену знака поля волны в двух коротких нерегулярностях, синусоидой, дающей основной вклад в фурье-разложение:

$$f(z) \approx \sin(3\bar{h}z).$$

Тогда продольная структура n -ой моды гладкого резонатора $a_n(z) = \sin(h_n z)$ при введении двух неоднородностей «расщепляется» (с точки зрения электронно-волнового взаимодействия) на две волны с разными эффективными продольными волновыми числами ($h_n \rightarrow h_n \pm 3\bar{h}z$):

$$f(z)a_n(z) = \sin(3\bar{h}z) \sin(h_n z) = \frac{1}{2} \{ \cos[(h_n - 3\bar{h})z] - \cos[(h_n + 3\bar{h})z] \}. \tag{3}$$

В частности, рассмотрим в качестве примера первую и третью продольные моды регулярного резонатора. В регулярной системе первая аксиальная мода $a_1(z) = \sin(3\bar{h}z)$ не меняет знак, в то время как третья мода $a_3(z) = \sin(\bar{h}z)$ меняет знак в двух точках (см. рис. 3а). В то же время в резонаторе с фазовыми корректорами низшая продольная мода эффективно преобразуется в моду с тремя вариациями, а третья аксиальная мода гладкого резонатора (имеющая приблизительно в три раза более низкую дифракционную добротность) — в моду с одной вариацией (см. рис. 3б). Этот факт (равно как и формула (3)) соответствует тому, что с точки зрения электронно-волнового взаимодействия дисперсионная характеристика гладкого резонатора при введении периодической системы неоднородностей «расщепляется»: $h_n \rightarrow h_n \pm 3\bar{h}$ (см. рис. 3в). При этом мода, соответствующая третьей продольной моде гладкого резонатора, возбуждается в высокоэффективном режиме гиротронного резонанса (1), а мода, соответствующая низшей

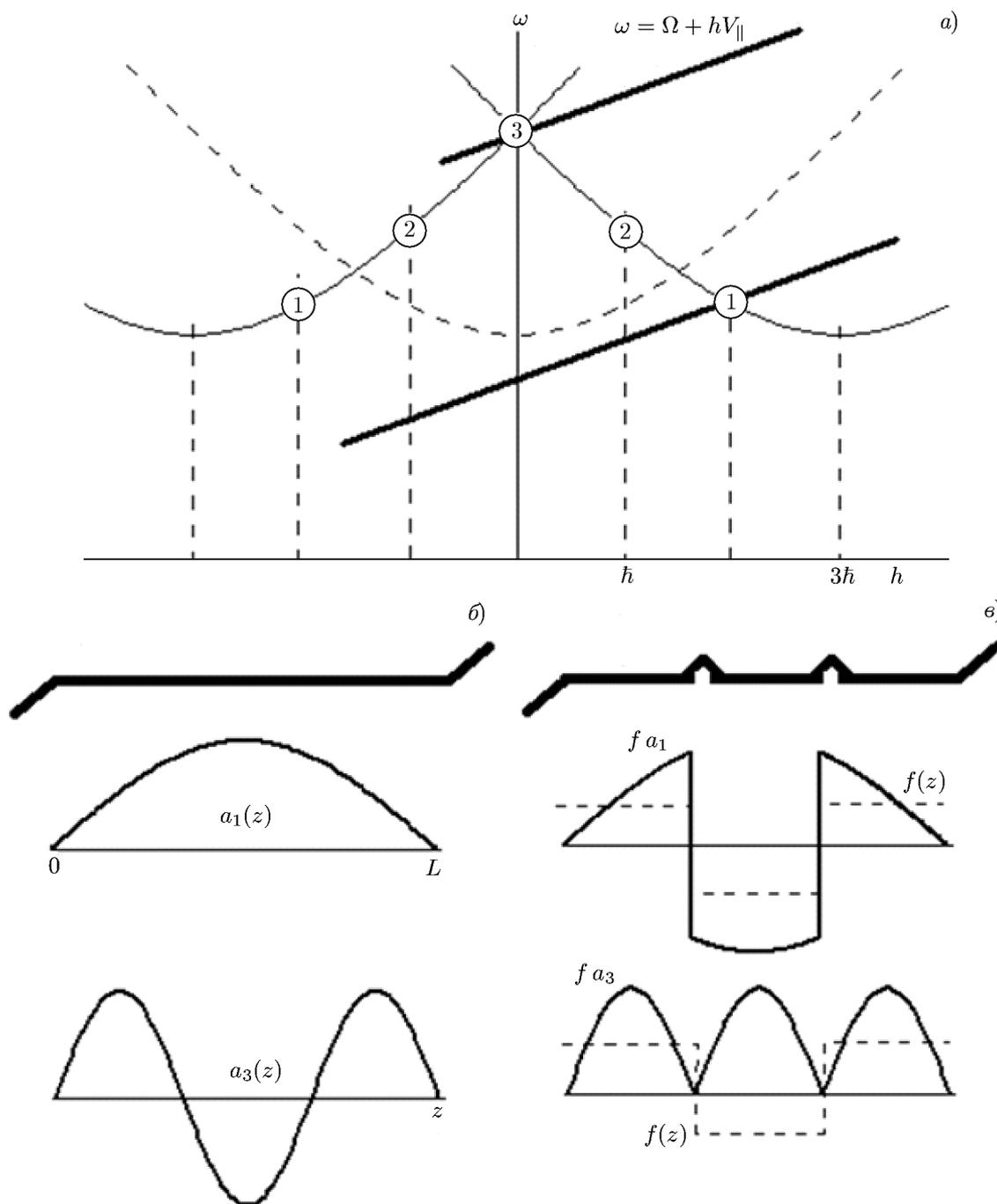


Рис. 3. Эффективная дисперсионная диаграмма фиксированной поперечной моды в резонаторе, состоящем из трёх секций со сдвигами фазы волны между ними на π ; гиротронное возбуждение продольной моды $n = 3$, а также возбуждение моды $n = 1$ в режиме ЛОВ (а). Эффективные структуры мод $n = 1$ и $n = 3$ в гладком резонаторе (б) и в секционированном резонаторе (в)

моды гладкого резонатора и обладающая большей дифракционной добротностью, возбуждается в режиме резонанса типа ЛОВ (2).

2. ПЕРЕСТРОЙКА ЧАСТОТЫ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ГИРОТРОНЕ С КВАЗИРЕГУЛЯРНЫМ СЕКЦИОНИРОВАННЫМ РЕЗОНАТОРОМ

Использование секционированных резонаторов описанного выше типа было предложено как путь снижения дифракционных добротностей рабочих мод (и, соответственно, уменьшения омических потерь) в коротковолновых маломощных гиротронах, в которых для обеспечения старта рабочего колебания оказывается необходимым использовать протяжённые (десятки длин волн) резонаторы [18, 19]. В относительно маломощных коротковолновых гиротронах, привлекательных для многих приложений, слабость электронно-волнового взаимодействия приводит к необходимости использовать протяжённые резонаторы, что влечёт за собой проблему роста дифракционной добротности рабочей моды и, соответственно, омических потерь. Особенно сильно это проявляется при работе на высоких гармониках циклотронной частоты. Квазикритический характер рабочей волны в гиротроне влечёт за собой проблему квадратичного роста дифракционной добротности Q_{dif} этой волны в открытом резонаторе с ростом отношения длины резонатора L к длине рабочей волны λ , $Q_{\text{dif}} \sim (L/\lambda)^2$. Поскольку омическая добротность Q_{ohm} практически не зависит от длины резонатора, рост дифракционной добротности ведёт к увеличению омических потерь в гиротроне, так что при $Q_{\text{dif}} > Q_{\text{ohm}}$ более половины мощности, отбираемой рабочей волной у электронного пучка, теряется в стенках резонатора. Таким образом, для маломощных терагерцевых гиротронов (особенно при работе на высоких гармониках циклотронной частоты) актуальной задачей является реализация систем с достаточно протяжённым пространством электронно-волнового взаимодействия и при этом с относительно низкими дифракционными добротностями рабочих гиротронных волн.

В частности, на основе описанного выше подхода был предложен трёхсекционный резонатор импульсного умеренно релятивистского (ускоряющее напряжение 80 кВ, рабочий ток до 0,7 А) гиротрона на моде $TE_{3,7}$, возбуждаемой на третьей гармонике на частоте 1 ТГц [11] (см. рис. 2). Мощность выходного излучения на третьей циклотронной гармонике в таком гиротроне составляла примерно 0,4 кВт, что соответствует волновому коэффициенту полезного действия (КПД) около 0,8%. Длина рабочей области взаимодействия (см. рис. 2) равняется 9 мм, длина каждого фазового корректора 1 мм при глубине 0,03 мм. Как показывает анализ [19], типичные погрешности, возникающие в процессе изготовления резонатора, не приводят к значительному падению добротности рабочей моды, т. е. существенно не влияют на электронно-волновое взаимодействие.

Как показывает моделирование на основе системы уравнений, описывающих пространственно-временную динамику возбуждения гиротрона (см. приложение), такая секционированная схема позволяет получить относительно высокий (выше 2%) волновой КПД. В данной работе мы исследуем эту систему в качестве примера перестройки частоты при изменении рабочего магнитного поля. Важно отметить, что в секционированной системе переходу от гиротронного режима генерации (мода $n = 3$) к возбуждению волны в режиме ЛОВ (мода $n = 1$) соответствует не увеличение (как в регулярном резонаторе, см. рис. 1), а уменьшение рабочего магнитного поля (см. рис. 3а). Рассчитанные зависимости электронного и волнового КПД, а также частоты от магнитного поля в гиротроне с секционированным резонатором показаны на рис. 4. Волновой КПД в области гиротронного возбуждения третьей продольной моды (область 2 на рис. 4) близок к волновому КПД в области магнитных полей, соответствующих возбуждению первой продольной моды (область 1 на рис. 4). Такая картина имеет место вследствие того, что если третья мода имеет преимущество работы в высокоэффективном гиротронном режиме, то первая мода, возбуждаемая в режиме ЛОВ, имеет большую добротность за счёт меньшей групповой скорости вывода излучения из резонатора. При приблизительно одинаковой выходной мощности стационарной генерации частоты этих мод различаются, так что диапазон перестройки частоты

ты составляет около 0,1 %. Таким образом, путём простого переключения рабочего магнитного поля можно обеспечить достаточно заметное (для гиротрона) изменение частоты стационарной генерации без вариации мощности выходного излучения.

На рис. 5 показана динамика возбуждения описанного выше гиротрона при скачкообразном переключении рабочего магнитного поля. Переключения соответствуют резким переходам между режимами генерации, отмеченными на рис. 5а. Переключение с большего магнитного поля на меньшее на этапе переходного процесса даёт импульс, мощность которого примерно в два раза превышает мощность стационарной генерации. При неизменной мощности стационарной генерации разница частот составляет около 0,1 %. Зависимость частоты от нормированного времени $\omega t / (2\pi)$ при меняющемся магнитном поле показана на рис. 5б (ω — циклическая частота собственной моды).

В приведённом выше примере для простоты был исследован случай «мгновенного» переключения магнитного поля. Естественно, в реальности такое переключение происходит в пределах конечного временного интервала. Однако учёт этого факта не приводит к каким-либо новым физическим результатам. На рис. 6 приведены результаты моделирования процесса переключения частоты в гиротроне, который происходит на существенно большем (по сравнению с рис. 5)

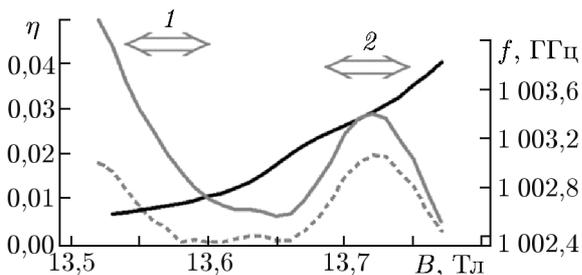


Рис. 4. Зависимости частоты f (чёрная линия), электронного и волнового КПД η (сплошная и штриховая серые линии соответственно) терагерцового гиротрона с большой орбитой с секционированным резонатором от рабочего магнитного поля. Область 1 соответствует возбуждению основной гиротронной моды в режиме ЛОВ (номер 1 на рис. 1), область 2 — возбуждению третьей продольной моды в гиротронном режиме

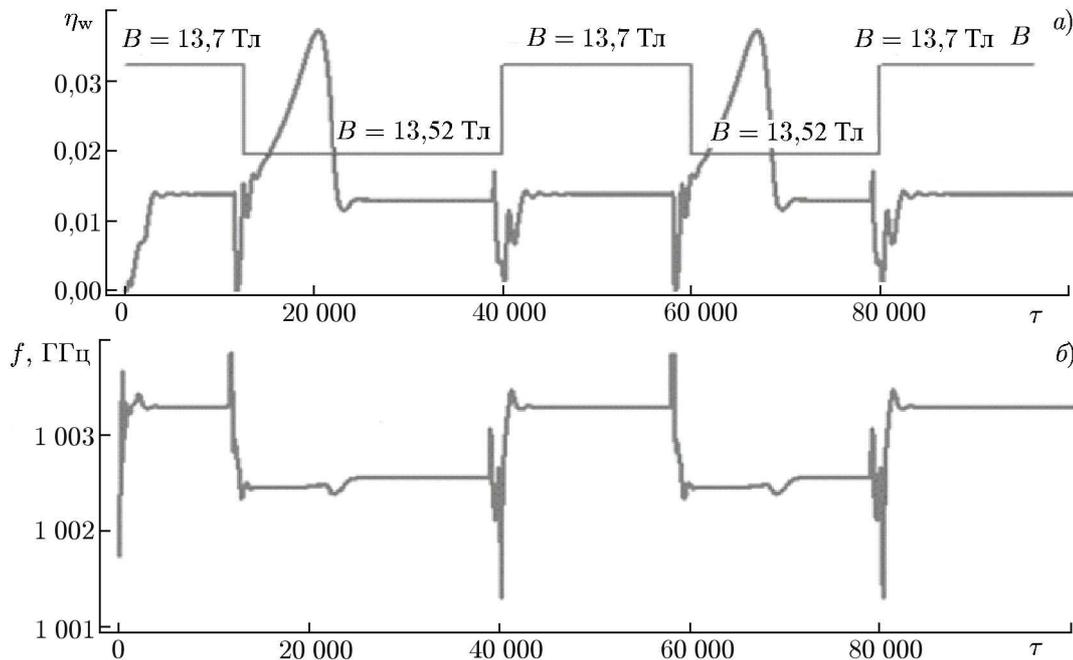


Рис. 5. Динамика возбуждения гиротрона с секционированным резонатором при резком переключении рабочего магнитного поля (η_w — волновой КПД). Схематично показана зависимость магнитного поля от нормированного времени (а). Зависимость частоты генерации от нормированного времени при резко меняющемся магнитном поле (б)

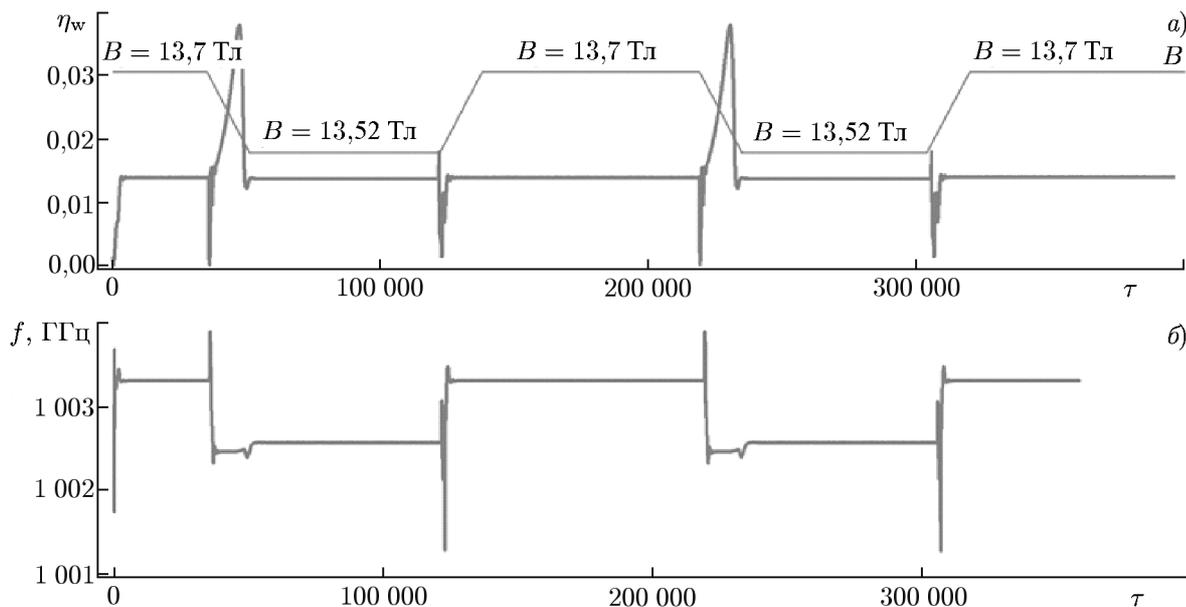


Рис. 6. Динамика возбуждения гиротрона с секционированным резонатором при постепенном переключении рабочего магнитного поля. Схематично показана зависимость магнитного поля от нормированного времени (а). Зависимость частоты генерации от нормированного времени при меняющемся магнитном поле (б)

временном масштабе. При этом процесс переключений магнитного поля $B(t)$ занимает конечно время ($\omega t / (2\pi) = 20\,000$), соответствующее 20 000 периодов волнового поля и, соответственно, сравнимое с характерным временем переходных процессов в гиротроне (определяемые добротностью рабочего резонатора). В этом случае также наблюдается эффект сохранения электронного КПД при разных стационарных значениях магнитного поля. При этом в периоды переходных процессов (возникающих при переключении магнитного поля) тоже появляются импульсы выходного излучения, мощность которых превышает мощность стационарной генерации.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для гиротрона с большой орбитой, работающего в субмиллиметровом диапазоне длин волн, показано, что переключением рабочего магнитного поля можно перестраивать частоту генерации при сохранении уровня мощности выходного излучения, соответствующей относительно высокому (для данного класса приборов) волновому КПД. Стоит отметить, что при моделировании схожий эффект наблюдался также при достаточно плавном профилировании магнитного поля во времени. Важно, что этот эффект имеет место и при моделировании переключения частоты генерации при работе гиротрона в непрерывном режиме. Это даёт возможность быстрого управления частотой генерации в течение одного импульса выходного излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 18-32-00772 мол_а).

ПРИЛОЖЕНИЕ

УРАВНЕНИЯ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ ГИРОТРОНОВ

Моделирование процесса электронно-волнового взаимодействия проводилось на основе «полных» усреднённых уравнений движения электронов, а также уравнения для медленной комплексной амплитуды $a(\tau, \zeta)$ поля фиксированной поперечной моды $TE_{m,p}$, учитывающего нестационарную пространственно-временную динамику её возбуждения [18, 20]:

$$2i \frac{\partial a}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 a}{\partial \zeta^2} + \left(h^2 - \frac{i}{Q_{\text{ohm}}} \right) a + J(\tau, \zeta), \quad 0 < \zeta < L, \quad (\text{П1})$$

где $\tau = \omega t$ — нормированное время, ω — циклическая частота собственной моды резонатора, соответствующей рабочему колебанию, $\zeta = k_0 z$ — нормированная продольная координата, $k_0(z) = \mu_p / R(z)$ — поперечное волновое число этой моды, μ_p — соответствующий нуль производной функции Бесселя m -го порядка $J_m(x)$, так что $J'_m(\mu_p) = 0$, $R[z(\zeta)]$ — радиус резонатора, $h^2 = 1 - k_0^2$, Q_{ohm} — омическая добротность собственной моды, J — возбуждающий ток.

Микроволновая система гиротрона состоит из регулярного (или квазирегулярного, как показано на рис. 2) резонатора с длиной L , в котором рабочая волна имеет квазикритический характер, а также выходного рупора, через который осуществляется вывод излучения. При этом в регулярной части системы вывода ($\zeta = L_{\text{out}}$) рабочая волна далека от отсечки. На левой границе расчётной области ставилось нулевое граничное условие

$$a(\tau, 0) = 0, \quad (\text{П2})$$

а в конец выходного рупора добавлялся поглощающий слой с толщиной d , в котором уравнение (П1) преобразовывалось к виду

$$2i \frac{\partial a}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 a}{\partial \zeta^2} + (h^2 - i\Lambda)a, \quad L_{\text{out}} < \zeta < L_{\text{out}} + d, \quad (\text{П3})$$

с граничным условием

$$a(\tau, L_{\text{out}} + d) = 0$$

на правой границе и условиями непрерывности амплитуды и её производной при $\zeta = L_{\text{out}}$. Параметры (длина d и коэффициент Λ) поглощающего слоя подбирались таким образом, чтобы отражение волны от границы не превышало 0,1% по мощности. В качестве начального условия для амплитуды выбиралась случайная затравка с широким пространственным спектром. Мощность выходного излучения гиротрона связана со значением амплитуды на выходе (т. е. при $\zeta = L_{\text{out}}$) соотношением

$$P_{\text{em}}(\tau) = \frac{Mc^2}{e} \frac{Mc^3}{e} \frac{N_{\perp}}{4} \text{Im} \left(a \frac{\partial a^*}{\partial \zeta} \right),$$

где $N_{\perp} = (\mu_p^2 - m^2) J_m^2(\mu_p) / 2$ — поперечная норма рабочей моды, звёздочка означает комплексное сопряжение.

Возбуждающий ток $J(\tau, \zeta)$ в правой части (П1) находился методом крупных частиц, для чего решались усреднённые по циклотронному периоду уравнения движения электронов в высокочастотном поле [16, 21]:

$$\frac{\partial \gamma}{\partial \zeta} = k_{\perp} K \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} \text{Im} [a \exp(-i\theta)] J'_N(\xi p_{\perp}),$$

$$\frac{\partial p_{\perp}}{\partial \zeta} = k_{\perp} K \left| \frac{\gamma}{p_{\parallel}} \operatorname{Im}[a \exp(-i\theta)] - \operatorname{Re} \left[\frac{\partial a}{\partial \zeta} \exp(-i\theta) \right] \right| J'_N(\xi p_{\perp}),$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \zeta} = \frac{Nb - \gamma}{p_{\parallel}} + K \frac{Nk_{\perp}\gamma}{p_{\parallel} p_{\perp}} \left| \left(k_{\perp} \frac{p_{\perp}}{\gamma} - \frac{N}{\xi p_{\perp}} \right) \operatorname{Re}[a \exp(-i\theta)] - \frac{Np_{\parallel}}{\xi \gamma p_{\perp}} \operatorname{Im} \left[\frac{\partial a}{\partial \zeta} \exp(-i\theta) \right] \right| J_N(\xi p_{\perp}). \quad (\text{П5})$$

Здесь γ — релятивистский масс-фактор электрона, p_{\perp} и p_{\parallel} — его нормированные на Mc поперечный и продольный импульсы соответственно, θ — медленная относительная фаза вращающегося в магнитном поле электрона относительно волны, N — номер рабочей циклотронной гармоники, $k_{\perp} = \mu_p/k_0 R[z(\zeta)]$ — поперечное волновое число (нормированное на опорное), $K = J_{m-N}(k_0 k_{\perp} R_e)$ — коэффициент связи электронов с полем, R_e — радиус электронного пучка, $b = eB/(k_0 Mc^2)$ — нормированное продольное магнитное поле, $\xi = k_{\perp}/b$. При решении использовалось приближение быстрого (по сравнению с характерным временем эволюции поля) пролёта частиц через резонатор, когда в уравнения (П5) на всей траектории частицы входит амплитуда $a(\tau, \zeta)$ в фиксированный момент времени τ , а возбуждающий ток $J(\tau, \zeta)$, соответствующий этому же моменту времени, находится путём суммирования частичных токов:

$$J = \left\langle G \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} J'_N(\xi) \exp(i\theta) \right\rangle, \quad (\text{П6})$$

где $G = 4[eI/(mc^3)]k_{\perp}K/N_{\perp}$, I — ток пучка, а угловые скобки означают усреднение по всему электронному ансамблю.

Начальные условия для уравнений движения задавались в виде

$$\theta |_{\zeta=0} \in [0, 2\pi), \quad \gamma |_{\zeta=0} = \gamma_0, \quad p_{\perp} |_{\zeta=0} \in [p_{\perp 0}(1 - \varepsilon/2), p_{\perp 0}(1 + \varepsilon/2)], \quad (\text{П7})$$

соответствующем перемешанному по giroфазам моноэнергетическому пучку с разбросом нормированных поперечных скоростей $\delta V_{\perp}/c = \varepsilon$. Мощность P_{el} , отдаваемая пучком электромагнитному полю при пролёте через резонатор, характеризуется значением электронного КПД

$$\eta_{\text{el}}(\tau) = \frac{\gamma_0 - \langle \gamma(L) \rangle}{\gamma_0 - 1}, \quad P_{\text{el}}(\tau) = UI\eta_{\text{el}}(\tau), \quad (\text{П8})$$

где U — ускоряющее пучок напряжение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Idehara T., Tsuchiya H., Watanabe O., et al. // Int. J. Infr. Millim. Waves. 2006. V. 27, No. 3. P. 319.
2. Hornstein M. K., Bajaj V. S., Griffin R. G., Temkin R. J. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. V. 34, No. 3. P. 524.
3. Glyavin M. Y., Luchinin A. G., Golubiatnikov G. Y. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. Art. no. 015101.
4. Torrezan A. C., Shapiro M. A., Sirigiri J. R., et al. // IEEE Trans. Electron Dev. 2011. V. 58, No. 8. P. 2777.
5. Idehara T., Sabchevski S. P. // J. Infr. Millim. Terahertz Waves. 2012. V. 33, No. 7. P. 667.
6. Glyavin M. Yu., Luchinin A. G., Nusinovich G. S., et al. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 101. Art. no. 153503.
7. Alberti S., Ansermet J.-Ph., Avramides K. A., et al. // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. Art. no. 123102.
8. Bratman V. L., Fedotov A. E., Fokin A. P., et al. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24. Art. no. 113105.

9. Глявин М. Ю., Денисов Г. Г., Запевалов В. Е. и др. // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59, № 8. С. 745.
10. Fokin A., Glyavin M., Golubiatnikov G., et al. // Scientific Reports. 2018. V. 8. Art. no. 4317.
11. Bratman V. L., Kalynov Y. K., Manuilov V. N. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. Art. no. 245101.
12. Bratman V. L., Glyavin M. Yu., Kalynov Yu. K., et al. // J. Infr. Millim. Terahertz Waves. 2011. V. 32, No. 3. P. 371.
13. Bandurkin I. V., Kalynov Yu. K., Savilov A. V. // IEEE Trans. Electron Dev. 2015. V. 62, No. 7. P. 2356.
14. Bandurkin I. V., Bratman V. L., Kalynov Y. K., et al. // IEEE Trans. Electron Dev. 2018. V. 65, No. 6. P. 2287.
15. Kalynov Yu. K., Manuilov V. N., Fiks A. Sh., Zavolskiy N. A. // App. Phys. Lett. 2019. V. 114. Art. no. 213502.
16. Братман В. Л., Савилов А. В., Чанг Т. Х. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 9. С. 732.
17. Bandurkin I. V., Kalynov Yu. K., Osharin I. V., Savilov A. V. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. Art. no. 013113.
18. Бандуркин И. В., Глявин М. Ю., Завольский Н. А. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59, № 8. С. 729.
19. Bandurkin I. V., Kalynov Y. K., Makhalov P. B., et al. // IEEE Trans. Electron Dev. 2017. V. 64, No. 1. P. 300.
20. Ginzburg N. S., Nusinovich G. S., Zavolsky N. A. // Int. J. Electron. 1986. V. 61. P. 881.
21. Братман В. Л., Моисеев М. И., Петелин М. И., Эрм Р. Э. // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16, № 4. С. 622.

Поступила в редакцию 4 ноября 2019 г.; принята в печать 20 ноября 2019 г.

FREQUENCY TUNING IN SHORT-WAVE GYROTRONS WITH IRREGULAR CAVITIES

I. V. Osharin and A. V. Savilov

We study the process of frequency tuning a cyclotron resonance maser with a quasiregular sectioned cavity, which is based on gyrotron excitation of a higher longitudinal mode. It is shown that a regime can be achieved, in which the generation frequency varies fast (during one pulse) with no variation in the power of the output radiation.