

УДК 621.385

КОНЦЕПЦИЯ ГИРОТРОНА С МЕГАВАТТНЫМ УРОВНЕМ МОЩНОСТИ НА ПЕРВОЙ И ВТОРОЙ ЦИКЛОТРОННЫХ ГАРМОНИКАХ ДЛЯ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В СФЕРИЧЕСКИХ ТОКАМАКАХ

Г. Г. Денисов^{1,2}, М. Ю. Глявин^{1,2}, И. В. Зотова¹, И. В. Железнов^{1*}, А. М. Малкин^{1,2},
А. С. Сергеев¹, Н. С. Гинзбург^{1,2}, Е. С. Семёнов¹

¹ Институт прикладной физики РАН;

² Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

На основе анализа электронно-волнового взаимодействия исследована возможность создания гиротрона, способного обеспечить мегаваттный уровень мощности в квазинепрерывном (длинноимпульсном) режиме при генерации как на первой, так и на второй гармониках гирочастоты. Для селективного возбуждения на второй циклотронной гармонике в условиях существенного превышения рабочего тока над стартовым значением предложено использовать захват гиротрона слабым (несколько процентов по мощности) монохроматическим внешним сигналом, который в процессе включения подавляет паразитную генерацию на основном циклотронном резонансе. С использованием нестационарной самосогласованной системы уравнений проведено моделирование двухчастотного гиротрона с мощностью около 1 МВт на первой (19,7 ГГц) и 0,8 МВт на второй (38 ГГц) циклотронных гармониках. Источник такого типа представляет интерес для систем нагрева плазмы в сферических токамаках.

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день гиротроны являются наиболее мощными источниками непрерывного излучения в миллиметровом диапазоне длин волн [1, 2], обеспечивая мегаваттный уровень генерации. Важнейшим приложением мощных гиротронов является нагрев плазмы и поддержание тока в установках управляемого термоядерного синтеза (УТС). В настоящее время гиротронные комплексы входят в состав всех действующих и проектируемых токамаков и стеллараторов, включая международный проект ITER [2–6]. При этом в таких системах используются гиротроны коротковолновой части миллиметрового диапазона (частота генерации 110–170 ГГц), работающие на первой циклотронной гармонике. Разрабатываются также мощные гиротроны с возможностью ступенчатой перестройки частоты [5, 6], использование которых должно существенно повысить эффективность электронного циклотронного нагрева.

В то же время продолжается поиск новых конфигураций плазменных установок, в том числе особое внимание уделяется так называемым «сферическим» (низкоаспектным) токамакам [7–9]. Согласно теоретическим представлениям, в этих установках возможно обеспечить рекордный уровень отношения газокINETического давления к магнитному, что может стать определяющим для решения проблемы УТС. Для нагрева плазмы и генерации тока в таких системах могут быть использованы относительно низкочастотные (15–40 ГГц) мегаваттные гиротроны с длительностью импульса в несколько секунд. В то же время, в силу особенностей конструкции, в сферических токамаках магнитное поле сильно меняется с расстоянием от оси системы. В таких условиях для нагрева различных участков плазмы требуется обеспечить режимы генерации излучения на различных частотах, значения которых должны быть гораздо более разнесены по сравнению со случаем стандартных высокоаспектных систем. В частности, для европейской программы сферических токамаков [8] представляет интерес разработка мегаваттного гиротрона с рабочими частотами около 19 и 38 ГГц, т. е. с двукратной разницей по частоте.

* vicont_18@mail.ru

Очевидно, что решением указанной проблемы может быть использование двух независимых мощных гиротронов, в каждом из которых излучение на рабочей частоте возбуждается на основной циклотронной гармонике. Однако, поскольку это решение автоматически влечёт за собой дублирование всех систем обеспечения и соответствующее удорожание комплекса, имеет смысл проанализировать возможность режимов работы на двух столь сильно разнесённых частотах в одном приборе. При этом в случае, если оба режима генерации реализуются на основном циклотронном резонансе, сложность состоит в создании адекватных условий для формирования мощного электронного потока с высокой долей вращательной энергии при двукратном изменении магнитного поля в катодной области.

Альтернативный подход к созданию гиротрона с указанными частотами генерации может быть связан с возбуждением колебаний на первой ($s = 1$) и второй ($s = 2$) циклотронных гармониках, что достигается при близких значениях магнитных полей. Однако в этом случае, вследствие сильной конкуренции со стороны мод, синхронных с пучком на основном циклотронном резонансе, возникает проблема обеспечения устойчивой одномодовой генерации на второй гармонике гирочастоты. При этом паразитные осцилляции на первой гармонике могут возбуждаться уже в процессе включения гиротрона на достаточно плавном фронте импульса напряжения и затем продолжают своё существование при достижении расчётных параметров, подавляя рабочую моду. Следует отметить, что существует ряд подходов к решению описанной проблемы (см. [10–12]), направленных на повышение стартовых токов паразитных мод с $s = 1$ по отношению к стартовым токам рабочей моды с $s = 2$, а также на подбор схемы питания гиротрона с целью более раннего возбуждения рабочей моды. Вместе с тем указанные методы в основном рассматривались применительно к достаточно низким поперечным модам. Кроме того, в обсуждаемом в данной статье случае двухчастотного гиротрона дополнительная сложность связана с необходимостью обеспечить высокие мощность и коэффициент полезного действия (КПД) как на второй, так и на первой циклотронной гармониках, что при типичных для непрерывных мегаваттных гиротронов напряжениях менее 100 кВ может быть реализовано только при токах, значительно превышающих стартовые значения для обеих рабочих мод.

Известным и активно развиваемым в настоящий момент методом повышения мощности и стабильности генерации гиротронов на основном циклотронном резонансе является захват слабым внешним монохроматическим сигналом с частотой и структурой рабочей моды [13–16]. Кроме того, в работе [14] указано на возможность использования внешнего сигнала для вывода гиротрона в рабочий режим. В данной статье на основе анализа электронно-волнового взаимодействия исследуется возможность применения аналогичного подхода для селективного возбуждения мощного гиротрона на второй циклотронной гармонике. Ожидается, что при подаче внешнего сигнала в процессе включения могут быть созданы условия для опережающего (по отношению к паразитным колебаниям) возникновения генерации на второй гармонике гирочастоты с последующим выходом на мегаваттный уровень в стационарном режиме. При этом для рассматриваемого далее для примера низкочастотного (19/38 ГГц) гиротрона в качестве источника внешнего сигнала может быть использован достаточно дешёвый маломощный гиротрон-драйвер с «тёплым» электромагнитом, что делает этот путь весьма перспективным для создания источников нагрева плазмы сферических токамаков.

1. МНОГОМОДОВАЯ САМОСОГЛАСОВАННАЯ МОДЕЛЬ ГИРОТРОНА С ВНЕШНИМ СИГНАЛОМ. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим электронно-волновое взаимодействие в гиротроне с резонатором в виде отрезка слабонерегулярного волновода (рис. 1а) на основе самосогласованной нестационарной модели [17],

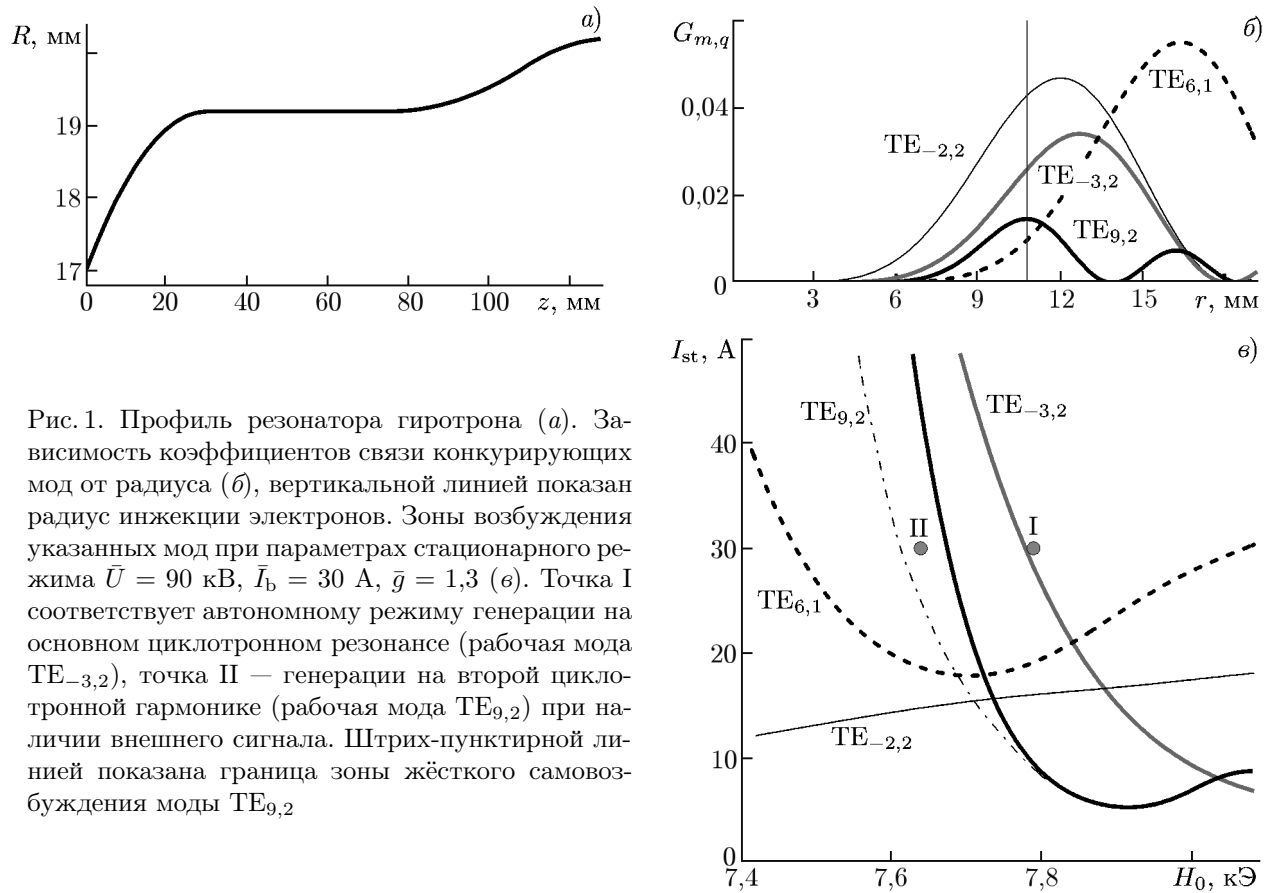


Рис. 1. Профиль резонатора гиротрона (а). Зависимость коэффициентов связи конкурирующих мод от радиуса (б), вертикальной линией показан радиус инжекции электронов. Зоны возбуждения указанных мод при параметрах стационарного режима $\bar{U} = 90$ кВ, $\bar{I}_b = 30$ А, $\bar{g} = 1,3$ (в). Точка I соответствует автономному режиму генерации на основном циклотронном резонансе (рабочая мода $TE_{-3,2}$), точка II — генерации на второй циклотронной гармонике (рабочая мода $TE_{9,2}$) при наличии внешнего сигнала. Штрих-пунктирной линией показана граница зоны жёсткого самовозбуждения моды $TE_{9,2}$

обобщённой на случай конкуренции нескольких неэквидистантных мод, возбуждаемых на различных гармониках гирочастоты. Для простоты будем считать магнитное поле в пространстве взаимодействия однородным. Примем во внимание, что основные параметры электронного пучка (ток, энергия частиц и питч-фактор) изменяются на входе в резонатор гиротрона в соответствии со сценарием включения, реализующимся при нарастании ускоряющего напряжения $U(t)$ до стационарного значения \bar{U} в рабочей точке. В этом случае система уравнений будет включать в себя уравнения параболического типа для эволюции амплитуды высокочастотного поля каждой из мод и усреднённые уравнения движения электронов (ср. с [16]):

$$i \frac{\partial^2 a_n}{\partial Z^2} + s_n \frac{\partial a_n}{\partial \tau} + [i\chi_n(Z) + i\Delta_n + \varepsilon_n] = i \frac{\alpha_I \alpha_{\perp}^{s_n}}{\alpha_{\parallel}} \frac{I_n}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int p^{s_n} \exp[i(m_n - s_n)\varphi] d\theta_0 d\varphi,$$

$$\frac{\partial p}{\partial Z} + \frac{\bar{g}^2}{4\alpha_{\parallel}} \frac{\partial p}{\partial \tau} + i \frac{\alpha_{\perp}^2}{\alpha_{\parallel}} p(|p|^2 - 1) = i \sum_n \frac{\alpha_{\perp}^{s_n-2}}{\alpha_{\gamma} \alpha_{\parallel}} a_n (p^*)^{s_n-1} \exp[i(m_n - s_n)\varphi]. \quad (1)$$

Здесь $\tau = \bar{\beta}_{\perp}^4 \bar{\omega}_H t / (8\bar{\beta}_{\parallel}^2)$ и $Z = \bar{\beta}_{\perp}^2 \bar{\omega}_H z / (2c\bar{\beta}_{\parallel})$ — безразмерные время и продольная координата соответственно; $p = (p_x + ip_y) \exp(i\bar{\omega}_H t) / p_{\perp 0}$ — комплексный поперечный импульс электронов, нормированный на его абсолютное значение $p_{\perp 0}$ на входе в пространство взаимодействия;

$$a_n = \frac{eA_n}{m_e c \bar{\omega}_H} \frac{s_n^{s_n}}{2^{s_n-1} s_n!} \frac{\bar{\beta}_{\perp}^{s_n-4}}{\bar{\gamma}} J_{m_n-s_n}(v_n R_b)$$

— безразмерная амплитуда n -й моды TE_{m_n, q_n} с критической частотой $\bar{\omega}_n^c$ в регулярной части резонатора гиротрона с радиусом R , e и m_e — элементарный заряд и масса электрона соответственно, s_n — номер циклотронной гармоники, на которой возбуждается указанная мода в условиях резонанса $\bar{\omega}_n^c \approx s_n \bar{\omega}_H$; $\omega_H = eH_0/(m_e c \bar{\gamma})$ — релятивистская гирочастота при стационарном значении напряжения \bar{U} , $\bar{\gamma} = (1 - \bar{\beta}_\perp^2 - \bar{\beta}_\parallel^2)^{-1/2} = 1 + e\bar{U}/(m_e c^2)$ — релятивистский масс-фактор, $\bar{\beta}_\perp = \bar{V}_\perp/c$ и $\bar{\beta}_\parallel = \bar{V}_\parallel/c$ — нормированные на скорость света поперечная и продольная скорость электронов в рабочем режиме, $\bar{g} = \bar{\beta}_\perp/\bar{\beta}_\parallel$ — соответствующий питч фактор,

$$\bar{I}_n = 64 \frac{e \bar{I}_b}{mc^3} \frac{\bar{\beta}_\parallel \bar{\beta}_\perp^{2(s_n-4)}}{\bar{\gamma}} s_n^3 \left(\frac{s_n^{s_n}}{2^{s_n} s_n!} \right)^2 \frac{J_{m_n-s_n}^2(\bar{\omega}_n^c R_b/c)}{(v_n^2 - m_n^2) J_{m_n}^2(v_n)}$$

— параметр возбуждения, \bar{I}_b — рабочий ток поливинтового электронного пучка с радиусом инжекции R_b ; v_n — собственное число моды с номером n (q_n -й корень уравнения $dJ_{m_n}(x)/dx = 0$, где $J_{m_n}(x)$ — функция Бесселя первого рода), $\varepsilon_n = 4\beta_{\parallel 0}^2 s_n^2/(\beta_{\perp 0}^4 Q_n^{\text{ohm}})$ — параметр омических потерь, $Q_n^{\text{ohm}} = (R/d_n)[1 - (m_n^2/v_n^2)]$ — омическая добротность, d_n — зависящая от частоты глубина скин-слоя, σ — проводимость материала, из которого изготовлен резонатор гиротрона. В моделировании считалось, что резонатор выполнен из меди ($\sigma = 5 \cdot 10^{17} \text{ с}^{-1}$ при температуре 340 К). При этом с учётом возможной шероховатости поверхности значение скин-слоя бралось вдвое больше, чем даваемое известным соотношением $d_n = (2\pi)^{-1} \sqrt{c\lambda_n/\sigma}$. Функция $\chi_n(Z) = 8\bar{\beta}_\parallel^2 s_n^2 [\bar{\omega}_n^c - \omega_n^c(Z)]/(\bar{\omega}_n^c \bar{\beta}_\perp^4)$ описывает изменение критической частоты n -й моды $\omega_n^c(Z) = v_n c/R(Z)$ вдоль продольной координаты, задаваемое плавным профилем резонатора гиротрона $R(z)$. Отметим, что модели, аналогичные (1), показали хорошее соответствие с результатами расчётов на основе прямого решения уравнений Максвелла и неусреднённых уравнений движения частиц (см., например, [18]).

Сценарий включения гиротрона учитывается в (1) за счёт введения медленных функций времени:

$$\alpha_\gamma = \frac{\gamma[U(\tau)]}{\bar{\gamma}}, \quad \alpha_I(\tau) = \frac{I_b[U(\tau)]}{\bar{I}_b}, \quad \alpha_\parallel(\tau) = \frac{\beta_\parallel[U(\tau)]}{\bar{\beta}_\parallel}, \quad \alpha_\perp(\tau) = \frac{\beta_\perp[U(\tau)]}{\bar{\beta}_\parallel}, \quad (2)$$

описывающих изменение с ростом напряжения энергии частиц, тока пучка, а также продольной и поперечной скоростей электронов соответственно. Функция $\Delta_n(\tau) = 8\bar{\beta}_\parallel^2 s_n^2 (s_n \bar{\omega}_H \alpha_\gamma^{-1} - \bar{\omega}_n^c)/(\bar{\omega}_n^c \bar{\beta}_\perp^4)$ описывает изменение расстройки циклотронного резонанса в процессе включения, вызванную изменением релятивистской массы электрона. Для диодной электронно-оптической системы зависимости питч-фактора и тока от напряжения с учётом эффекта Шоттки могут быть записаны как [19, 20]

$$g[U(\tau)] = \bar{g} \sqrt{\frac{U(\tau)}{(1 + \bar{g}^2)\bar{U} - \bar{g}^2 U(\tau)}}, \quad (3)$$

$$I_b[U(\tau)] = \bar{I}_b \exp[B(\sqrt{\bar{U}} - \sqrt{U(\tau)})], \quad (4)$$

что позволяет вычислить все введённые выше медленные функции. Коэффициент B в (4) подбирался на основе экспериментальных вольт-амперных характеристик современных мощных гиротронов (см., например, [21]).

При записи граничных условий к уравнениям движения в (1) будем предполагать, что электроны моноскоростного электронного пучка на входе в пространство взаимодействия (в сечении

$Z = 0$) равномерно распределены по фазам циклотронного вращения $p(Z = 0) = \exp(i\theta_0)$, $\theta_0 \in [0, 2\pi)$. Для амплитуд мод граничные условия могут быть записаны в виде:

$$a_n(\tau, 0) - \frac{1}{\sqrt{i\pi s_n}} \int_0^\tau \frac{\exp[-i\Phi_n(\tau, \tau', 0)]}{\sqrt{\tau - \tau'}} \frac{\partial a_n(\tau', 0)}{\partial Z} d\tau' = 0, \quad (5)$$

$$a_n(\tau, L) + \frac{1}{\sqrt{i\pi s_n}} \int_0^\tau \frac{\exp[-i\Phi_n(\tau, \tau', L)]}{\sqrt{\tau - \tau'}} \frac{\partial a_n(\tau', L)}{\partial Z} d\tau' = 2\delta_{n,N} F_0 \exp[i\Omega_n \tau - i\Phi_n(\tau, 0, L)], \quad (6)$$

где $\delta_{n,N}$ — символ Кронекера, $\Phi_n(\tau, \tau', L) = s_n^{-1} \int_{\tau'}^\tau [\Delta_n(\tau'') + \chi_n(Z) - i\varepsilon_n] d\tau''$, $L = \bar{\beta}_{\perp 0}^2 \bar{\omega}_H l / (2\bar{\beta}_{\parallel 0} c)$ — безразмерная длина пространства взаимодействия. Выражение (5) представляет собой известное из теории гиротронов безотражательное граничное условие (условие излучения) на катодном конце пространства взаимодействия $Z = 0$. В то же время, модифицированное граничное условие (6) описывает подачу с коллекторного конца (сечение $Z = L$) стационарного внешнего сигнала с амплитудой F_0 и с частотой ω_0 , близкой к частоте рабочей моды с номером $n = N$ ($\Omega_n = 8\bar{\beta}_{\parallel}^2 s_n(\omega_0 - \bar{\omega}_n^c)/(\bar{\omega}_n^c \bar{\beta}_{\perp}^4)$). При выводе (6) (см. подробности в [17]) считалось, что поперечные структуры и направления вращения внешнего сигнала и рабочей моды совпадают. Это может быть обеспечено при использовании схемы запитки гиротрона на основе предложенных в работе [22] квазиоптических преобразователей нового типа.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ МЕГАВАТТНОГО ГИРОТРОНА С РАБОЧИМИ ЧАСТОТАМИ 19,7 И 38 ГГц

На основе системы уравнений (1)–(6) проведено моделирование динамики мегаваттного гиротрона с частотами генерации 19 и 38 ГГц на первой и второй циклотронных гармониках. Радиус резонатора гиротрона выбирался из соображений приемлемой тепловой нагрузки (не более 2 кВт/см²), а также с учётом возможности размещения системы зеркал встроенного квазиоптического преобразователя до пересечения поверхности электродинамической системы силовой линией магнитного поля, на которой расположены ведущие центры электронных орбит. При выборе радиуса инжекции электронов было принято во внимание соотношение радиусов электронного пучка на катоде и в резонаторе, обусловленное компрессией в нарастающем магнитном поле (перемagnичиванием). Отработанные технологии изготовления катодов при плотности эмиссии около 3 А/см² (что обеспечивает их долговременную работу без деградации эмиссионных свойств) требуют, чтобы при токах 30÷40 А диаметр катода составлял около 70 мм. В этом случае, согласно адиабатической теории магнетронно-инжекторных пушек [23], радиус пучка в резонаторе гиротрона не должен превышать 10÷11 мм. С учётом вышеизложенного, приемлемый радиус резонатора составляет около 20 мм.

При выборе рабочего типа колебаний наиболее простым решением представляется подбор мод с одинаковым направлением вращения с практически кратными частотами, что при условии синтеза эффективного преобразователя мод в узконаправленный волновой пучок позволило бы использовать одно согласованное выходное окно. Однако моделирование показало, что в этом случае, вследствие существенного перекрытия рабочих зон, селективное возбуждение второй циклотронной гармоники в области рабочих токов, существенно превышающих стартовые значения, удаётся обеспечить только при неприемлемо высокой мощности внешнего сигнала (свыше 50 % от мощности автономной генерации). В результате в качестве рабочих мод были выбраны несколько разнесённые по величине ведущего магнитного поля моды противоположного направления вращения: TE_{-3,2} на первой циклотронной гармонике и TE_{9,2} — на второй. Для вывода этих

Таблица 1. Основные параметры, использованные в моделировании, и расчётные выходные характеристики двухчастотного гиротрона

Параметры	Значения при генерации на 1-й гармонике	Значения при генерации на 2-й гармонике
рабочее напряжение, кВ	90	90
рабочий ток, А	30	30
питч-фактор	1,3	1,3
радиус резонатора см	1,92	1,92
длина резонатора, см	4,5	4,5
радиус инжекции, см	1,08	1,08
рабочая мода	TE _{-3,2}	TE _{9,2}
рабочая частота, ГГц	19,7	38
магнитное поле кЭ	7,79	7,64
дифракционная / омическая добротность	270 / 17 300	920 / 18 100
мощность захватывающего сигнала, кВт	—	15
ширина полосы захвата, МГц	—	10
КПД	37 %	28 %
выходная мощность, МВт	1	0,8
омическая нагрузка, кВт/см ²	0,15	0,5

мод из гиротрона могут быть использованы, например, два выходных окна или широкополосное окно Брюстера. Соответственно, радиус однородного участка резонатора составил 19,2 мм, а радиус инжекции электронов $R_b = 10,8$ мм. На рис. 1б представлены зависимости от радиуса резонатора коэффициентов связи конкурирующих мод, принятых во внимание в последующем моделировании.

Оптимизированный профиль гиротрона с длиной однородной части 4,5 см показан на рис. 1а. Заметим, что длина резонатора была меньше, чем требуемая для достижения максимальной эффективности, и подбиралась таким образом, чтобы ухудшить условия возбуждения паразитных мод на основном циклотронном резонансе [10]. При выбранных размерах резонатора удаётся обеспечить генерацию на второй циклотронной гармонике с использованием относительно слабых (десятки киловатт) внешних сигналов и сохранить приемлемый КПД для обеих рабочих мод. Основные параметры гиротрона приведены в табл. 1.

На рис. 1в представлены зоны возбуждения конкурирующих мод, которые были получены на основе решения граничной задачи, включающей линеаризованные уравнения (1) и граничные условия (5) и (6) в отсутствие внешнего сигнала. Моделирование автономного режима генерации на первой циклотронной гармонике проводилось при значении ведущего магнитного поля $H_0 = 7,79$ кЭ (точка I на рис. 1в). Рассматривался упрощенный сценарий включения, соответствующий линейному нарастанию напряжения от 60 кВ до стационарного значения $\bar{U} = 90$ кВ. При этом ток пучка в рабочей точке составляет $\bar{I}_b = 30$ А, а питч фактор $\bar{g} = 1,3$. Отметим, что выбранные рабочие параметры электронного пучка близки к используемым в низкочастотных мегаваттных гиротронах (см., например, [5]). Согласно моделированию при указанных параметрах поперечный КПД $\eta_{\perp} = 1 - (1/2\pi) \int_0^{2\pi} |p|^2 d\theta_0$, определяемый долей вращательной энергии электронов, передаваемой излучению, в стационарном режиме составляет порядка 0,6 (рис. 2а). Это соответствует мощности излучения около 1 МВт (полный КПД около 37 %). Распределение поля в резонаторе в стационарном режиме имеет одну продольную вариацию (рис. 2б).

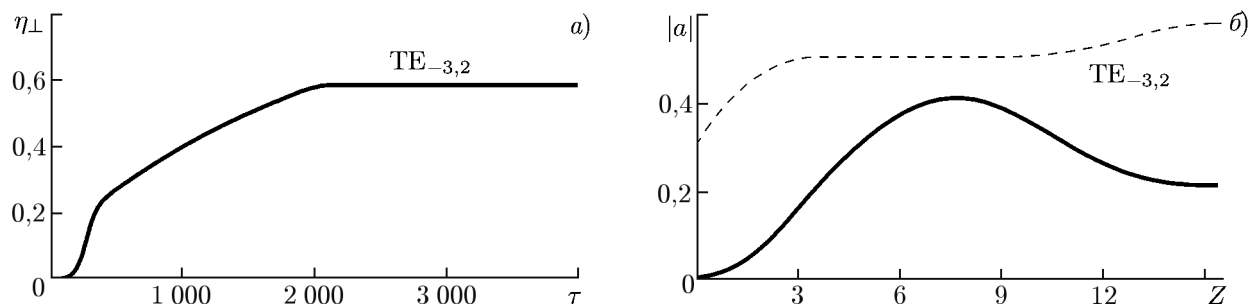


Рис. 2. Установление стационарного режима генерации на первой циклотронной гармонике (рабочая мода $TE_{-3,2}$) в процессе включения гиротрона при значении ведущего магнитного поля $H_0 = 7,79$ кЭ (точка I на рис. 1б) (а). Продольное распределение амплитуды высокочастотного поля в режиме стационарной генерации. Штриховой линией показан профиль резонатора в зависимости от нормированной переменной Z (б)

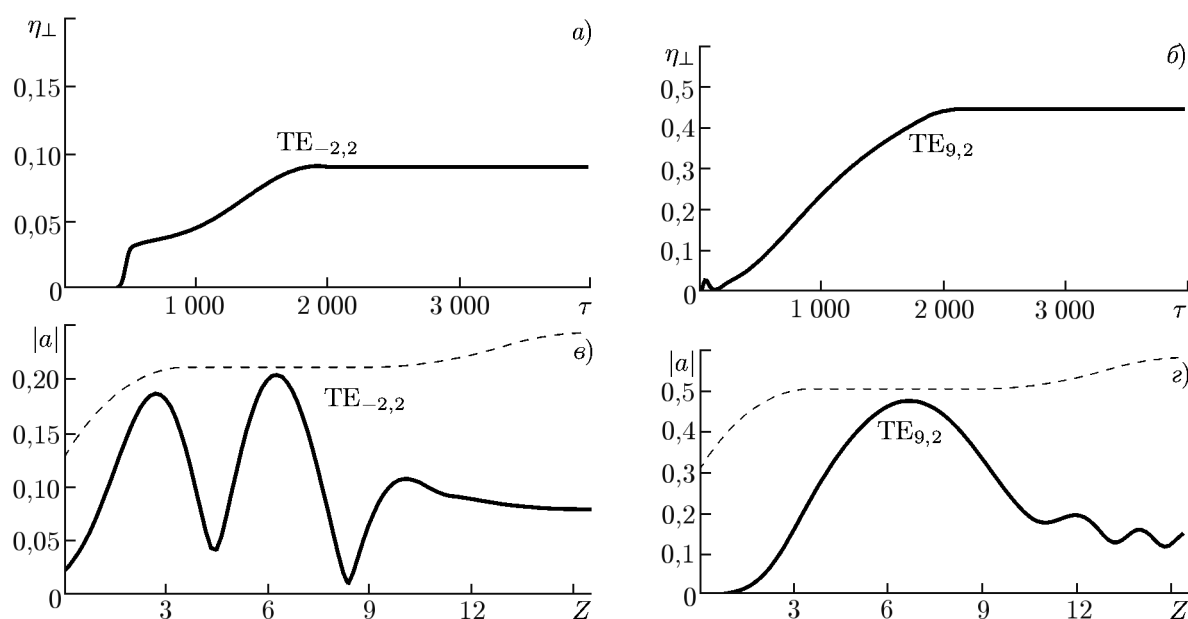


Рис. 3. Установление стационарного режима генерации в процессе включения гиротрона (а, б) и продольное распределение поля в режиме стационарной генерации при ведущем магнитном поле $H_0 = 7,64$ кЭ (точка II на рис. 1б) (в, г). Панели а, в соответствуют автономному режиму с установлением генерации на паразитной моде $TE_{-2,2}$, возбуждаемой на основном циклотронном резонансе. Панели б, г отвечают режиму захвата гиротрона внешним сигналом и установлению генерации на рабочей моде $TE_{9,2}$, возбуждаемой на второй циклотронной гармонике. Штриховой линией показан профиль резонатора в зависимости от нормированной переменной Z

На рис. 3 представлены результаты моделирования динамики гиротрона при значении ведущего магнитного поля $H_0 = 7,64$ кЭ, что соответствует области жёсткого самовозбуждения для рабочей моды $TE_{9,2}$ (точка II на рис. 1б) на второй циклотронной гармонике. Остальные параметры такие же, как и в предыдущем случае. Видно, что в автономном режиме генерации (без внешнего сигнала) на фронте включения возбуждается паразитная мода $TE_{-2,2}$ ($s = 1$), которая продолжает существовать при достижении стационарных параметров (рис. 3а, в). В то же время введение в пространство взаимодействия внешнего сигнала на частоте моды $TE_{9,2}$ позволяет создать условия для опережающего включения указанной моды (рис. 3б, г), в результате чего паразитная генерация не развивается. Согласно моделированию, мощность генерации на второй

циклотронной гармонике составляет 0,8 МВт (КПД 28 %). При этом мощность захватывающего сигнала находится на уровне 2 % от мощности стационарной генерации (около 15 кВт). Ширина полосы захвата в этом случае составляет 10 МГц с примерно одинаковым уровнем выходной мощности излучения. Область захвата может быть расширена в $1,5 \div 2$ раза при приемлемом (до $30 \div 50$ кВт) повышении мощности захватывающего сигнала, либо при сдвиге рабочего магнитного поля в область мягких режимов самовозбуждения. В последнем случае, однако, имеет место некоторое снижение КПД генерации.

Следует отметить, что даже при наличии захвата внешним сигналом основной причиной ограничения мощности при генерации на второй циклотронной гармонике остаётся конкуренция с модами, возбуждаемыми на основном циклотронном резонансе. При этом указанная конкуренция со стороны паразитных мод усиливается при повышении тока электронного пучка. В результате в проведённом моделировании при выбранном уровне внешнего сигнала ток пучка не является оптимальным с точки зрения достижения максимального КПД на второй гармонике. Для продвижения в область более высоких токов необходимо увеличивать мощность захватывающего сигнала свыше 100 кВт, что нежелательно по ряду причин. В частности, в этом случае указанный сигнал существенно влияет на продольную структуру поля низкодобротного резонатора и для повышения КПД требуется дополнительная оптимизация параметров электродинамической системы. Кроме того, введение мощного внешнего сигнала может приводить к возникновению разряда и/или дополнительному нагреву узлов реального гиротрона, что негативно повлияет на работу прибора в целом.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе на примере анализа электронно-волнового взаимодействия в конкретном гиротроне продемонстрирована возможность обеспечения устойчивой одномодовой генерации на второй циклотронной гармонике в условиях существенного превышения рабочих токов над стартовыми за счёт использования захвата рабочего типа колебаний внешним сигналом. Естественно, что практическая реализация предложенной концепции мегаваттного гиротрона с режимами генерации на двукратно разнесённых частотах требует решения целого ряда задач, включая более детальное моделирование с учётом неоднородности магнитного поля, провисания потенциала и разброса электронного пучка, а также оптимизацию электродинамической системы. Кроме того, необходима разработка квазиоптической системы ввода-вывода излучения, электроннооптической системы формирования и осаждения электронного пучка, системы рекуперации остаточной энергии и т. п. Частично указанные проблемы для низкочастотных мощных гиротронов на основном циклотронном резонансе были рассмотрены в работе [24]. Вместе с тем метод захвата внешним сигналом на гармониках гирочастоты представляет интерес для разработки коротковолновых мегаваттных гиротронов как с целью снижения рабочих магнитных полей, так и для существенного повышения частоты генерации при имеющихся магнитных полях. В этой связи дальнейшие исследования должны быть направлены на определение предельной плотности спектра мод, при которой возможно применение предложенного метода.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 19-79-30071).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Thumm M. // J. Infrared Millimeter, and Terahertz Waves. 2020. V.41, No. 1. P.1–140. <https://doi.org/10.1007/s10762-019-00631-y>
2. Thumm M., Denisov G. G., Sakamoto K., Tran M. Q. // Nucl. Fusion. 2019. V.59, No. 7. Art. no. 073001. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab2005>
3. Wolf R. C., Bozhenkov S., Dinklage A., et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2019. V.61, No. 1. Art. no. 014037. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aaeab2>
4. Darbos C., Albajar F., Bonicelli T., et al. // J. Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2016. V.37, No. 1. P.4–20. <https://doi.org/10.1007/s10762-015-0211-3>
5. Kariya T., Minami R., Imai T., et al. // Nucl. Fusion. 2019. V.59, No. 6. Art. no. 066009. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab0e2c>
6. Zohm H., Thumm M. // J. Phys.: Conf. Ser. 2005. V.25. Art. no. 033. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/25/1/033>
7. Idei H., Onchi T., Mishra K., et al. // Nucl. Fusion. 2019. V.60, No. 1. Art. no. 016030. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab4c12>
8. Sykes A., Costley A. E., Windsor C. G., et al. // Nucl. Fusion. 2018. V.58, No. 1. Art. no. 016039. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa8c8d>
9. Minaev V. B., Gusev V. K., Sakharov N. V., et al. // Nucl. Fusion. 2017. V.57, No. 6. Art. no. 066047. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa69e0>
10. Запевалов В. Е., Малыгин С. А., Цимринг Ш. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1993. Т. 33, № 6. С. 543–551.
11. Запевалов В. Е., Мануилов В. Н., Малыгин О. В., Цимринг Ш. Е. // Изв. вузов, Радиофизика. 1994. Т. 37, № 3. С. 387–392.
12. Завольский Н. А., Иляков Е. В., Калынов Ю. К. и др. // Изв. вузов Радиофизика. 2018. Т. 61, № 1. С. 44–52.
13. Ергаков В. С., Моисеев М. А., Хижняк В. И. // Радиотехника и электроника. 1978. Т. 23, № 12. С. 2591–2599.
14. Нусинович Г. С. // Радиотехника и электроника. 1977. Т. 22, № 10. С. 2214–2216.
15. Бакунин В. Л., Денисов Г. Г., Новожилова Ю. В. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40, вып. 9. С. 41–47.
16. Бакунин В. Л., Гузнов Ю. М., Денисов Г. Г. и др. // Изв. вузов Радиофизика. 2019. Т. 62, № 7–8. С. 539–548.
17. Ginzburg N. S., Sergeev A. S., Zotova I. V. // Phys. Plasmas. 2015. V.22, No. 3. Art. no. 033101. <https://doi.org/10.1063/1.4913672>
18. Fedotov A. E., Rozental R. M., Zotova I. V., et al. // J. Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2018. V.39, No. 10. P.975–983.
19. Зайцев Н. И., Запевалов С. А., Малыгин А. В. и др. // Изв. вузов Радиофизика. 2010. Т. 53, № 3. С. 196–199.
20. Glyavin M. Yu., Manuilov V. N. // Int. J. IRMM & THz Waves. 2013. V.34, No. 2. P.119–126.
21. Glyavin M. Yu., Goldenberg A. L., Kuftin A. N., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. V.27, No. 2. P.474–483. <https://doi.org/10.1109/27.772276>
22. Chirkov A. V., Denisov G. G., Kuftin A. N. // Appl. Phys. Lett. 2015. V.106, No. 26. Art. no. 263501. <https://doi.org/10.1063/1.4923269>
23. Гольденберг А. Л., Панкратова Т. Б. // Электронная техника. Электроника СВЧ. 1971. № 9. С. 81–89.

24. Запевалов В. Е., Калынов Ю. К., Лыгин В. К. и др. // Изв. вузов Радиофизика. 2006. Т. 49, № 3. С. 207–218.

Поступила в редакцию 6 июля 2020 г.; принята в печать 30 июля 2020 г.

**THE CONCEPT OF A GYROTRON WITH MEGAWATT OUTPUT
AT BOTH FIRST AND SECOND CYCLOTRON HARMONICS
FOR PLASMA HEATING IN SPHERICAL TOKAMAKS**

*G. G. Denisov, M. Yu. Glyavin, I. V. Zotova, I. V. Zheleznov, A. M. Malkin, A. S. Sergeev,
N. S. Ginzburg, and E. S. Semenov*

Based on the analysis of electron–wave interaction, we study the possibility of developing a gyrotron that is able to provide a megawatt output power in quasi-continuous (long-pulse) oscillations at both first and second gyrofrequency harmonics. For selective excitation at the second cyclotron harmonic when the operating current is significantly higher than its starting value, we propose to lock the gyrotron by a weak (several percent power) monochromatic incoming signal which suppresses spurious oscillations at the fundamental cyclotron resonance in the gyrotron start-up process. Simulations of a two-frequency gyrotron with an output power of 1 MW at the first cyclotron harmonic (19 GHz) and 0.8 MW at the second one (38 GHz) based on a non-stationary self-consistent system of equations are presented. Such a source of radiation is of interest for plasma-heating systems in spherical tokamaks.