

Теоретический анализ синхронизации гиротрона внешним гармоническим сигналом

© Н.В. Григорьева,^{1,2} А.Г. Рожнев,^{1,2} Н.М. Рыскин^{1,2}

¹ Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 410019 Саратов, Россия

² Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, 410012 Саратов, Россия
e-mail: preobnv@gmail.com

Поступило в Редакцию 16 января 2024 г.

В окончательной редакции 16 января 2024 г.

Принято к публикации 16 января 2024 г.

Проведен теоретический анализ синхронизации гиротрона внешним гармоническим сигналом на основе модели с фиксированной гауссовой структурой высокочастотного поля, использующей аппроксимации предварительно рассчитанных функций активной и реактивной электронной восприимчивости. Исследована устойчивость режимов синхронизации в зависимости от расстройки циклотронного резонанса и нормированного тока электронного пучка при различных амплитудах внешнего сигнала. Построены зависимости поперечного КПД (т.е. доли поперечной энергии, отдаваемой электронами полю) от этих параметров. Найдены оптимальные значения параметров, при которых в режиме синхронизации достигается КПД, близкий к максимально возможному для автономного гиротрона, а также обеспечивается широкая полоса синхронизации.

Ключевые слова: гиротрон, синхронизация, внешний сигнал, бифуркация.

DOI: 10.61011/JTF.2024.03.57391.10-24

Введение

Мазеры на циклотронном резонансе, в частности, гиротроны, обеспечивают наиболее высокие уровни выходной мощности в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн [1]. В настоящее время одним из важнейших применений гиротронов является электронно-циклотронный нагрев плазмы в установках управляемого термоядерного синтеза [1–5]. Для этой цели, как правило, используются комплексы из большого числа гиротронов, поэтому обеспечение их когерентной работы является важной задачей. В частности, привлекла внимание идея синхронизации мощного гиротрона сигналом гиротрона-драйвера со стабилизированной частотой [6,7]. Для решения этой задачи были разработаны квазиоптические преобразователи мод, преобразующие внешний сигнал в рабочую моду резонатора гиротрона [7,8]. Были проведены демонстрационные эксперименты в более низкочастотном диапазоне 35 GHz [9], а в самое последнее время — эксперимент по синхронизации мощного гиротрона с частотой 170 GHz под действием входного сигнала стабилизированного гиротрона-драйвера [10].

Теоретическое исследование синхронизации гиротрона внешним сигналом проводилось ранее во многих работах (см., например, [11–21]), в основном с помощью численного моделирования на основе тех или иных моделей нестационарной теории гиротрона. Было, в частности, обнаружено, что воздействие внешним сигналом помогает подавить паразитные моды и в ряде случаев

способствует повышению КПД генерации [17–20]. Однако, поскольку данная система характеризуется, вообще говоря, большим числом управляющих параметров, построение детальной картины синхронизации при помощи компьютерного моделирования представляет собой весьма трудоемкую задачу, в особенности при наличии нескольких взаимодействующих мод. В связи с этим очевидный интерес представляет исследование фундаментальных закономерностей синхронизации гиротрона при помощи методов теории колебаний и нелинейной динамики.

Исследование нелинейной динамики гиротрона с фиксированной структурой высокочастотного (ВЧ) поля можно существенно упростить, используя подход, развитый в работах [22–25]. Данный подход основан на том, что электронная восприимчивость, которая определяет мощность взаимодействия пучка с полем, выражается как функция амплитуды поля с помощью интерполяции предварительно рассчитанных зависимостей. При этом описание сводится к динамической системе с одной степенью свободы, для которой основные результаты могут быть получены, по существу, аналитически, без численного интегрирования дифференциальных уравнений, описывающих динамику электронного пучка под действием ВЧ поля. На основе данной методики был, в частности, проведен анализ взаимной [22,23] и вынужденной [24,25] синхронизации гиротронов. Отметим, что в [24,25] изучалась картина синхронизации в зависимости от амплитуды и частоты внешнего сигнала. Однако в теории гиротрона режимы генерации приня-

то анализировать на плоскости параметров магнитное поле–ток пучка (см., например, [17–21]). Результаты такого анализа применительно к задаче о синхронизации гиротрона представлены в настоящей работе. Основное внимание уделяется возможностям повышения КПД при воздействии внешним сигналом.

1. Модель и основные уравнения

Будем исходить из хорошо известных уравнений нестационарной теории гиротрона с фиксированной структурой ВЧ поля (см., например, [21]). В этом случае поле в резонаторе можно представить в виде произведения комплексной амплитуды A , медленно меняющейся по сравнению с собственной частотой, и функции $f(\xi)$, которая описывает распределение поля в резонаторе (ξ — безразмерная продольная координата). Ограничимся для простоты взаимодействием электронного пучка с единственной модой резонатора на основной циклотронной гармонике. Тогда уравнение движения электронов и граничные условия запишутся следующим образом:

$$\frac{dp}{d\xi} + i(\Delta_H + |p|^2 - 1)p = iAf(\xi),$$

$$p(\xi = 0) = e^{i\phi_0}. \quad (1)$$

Здесь p — нормированный поперечный импульс, Δ_H — расстройка циклотронного резонанса, пропорциональная разнице собственной частоты рабочей моды резонатора ω_0 и циклотронной частоты ω_H , ϕ_0 — начальные фазы электронов, которые считаются равномерно распределенными на интервале $[0; 2\pi]$.

Динамика амплитуды колебаний описывается уравнением возбуждения резонатора

$$\frac{dA}{d\tau} + A = iI_0 \int_0^{\xi_L} J(\xi, \tau) f^*(\xi) d\xi. \quad (2)$$

Здесь τ — безразмерное время, I_0 — параметр, имеющий смысл нормированного тока электронного пучка, ξ_L — длина пространства взаимодействия,

$$J = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p d\phi_0 \quad (3)$$

— комплексная амплитуда гармоники ВЧ тока, символ «*» обозначает комплексное сопряжение. Все переменные в (1)–(3) являются безразмерными, подробно нормировка переменных описана в [22–25].

Существует подход, который позволяет существенно упростить анализ автоколебаний в гиротроне с фиксированной структурой ВЧ поля. Введем комплексную функцию электронной восприимчивости

$$\Phi = \frac{i}{A} \int_0^{\xi_L} J(\xi, \tau) f^*(\xi) d\xi, \quad (4)$$

которая определяет мощность взаимодействия пучка с полем резонатора. Если выполнить серию расчетов по уравнениям (1) при различных значениях расстройки циклотронного резонанса Δ_H и амплитуды поля A , а затем провести интерполяцию рассчитанных зависимостей, то можно выразить восприимчивость как функцию двух переменных: $\Phi = \Phi(|A|, \Delta_H)$. Тогда уравнение возбуждения (2) принимает вид

$$\frac{dA}{d\tau} + A = I_0 \Phi(|A|, \Delta_H) A. \quad (5)$$

Таким образом, для описания динамики колебаний в гиротроне получаем динамическую систему с одной степенью свободы, исследование которой значительно упрощается. Как было показано в [22–25], полученные при использовании такого подхода результаты полностью согласуются с результатами численного моделирования на основе уравнений нестационарной теории гиротрона с фиксированной структурой поля (1)–(3).

На рис. 1 представлены вещественная (активная) и мнимая (реактивная) части электронной восприимчивости, рассчитанные для случая гауссова распределения поля в резонаторе

$$f(\xi) = \exp\left[-3\left(\frac{2\xi}{\xi_L} - 1\right)^2\right] \quad (6)$$

при $\mu = 15.0$, где $\mu = \xi_L/\sqrt{3}$ — безразмерный параметр, определяющий ширину распределения ВЧ поля по уровню e^{-1} .

Отметим, что в режиме стационарной генерации, когда можно положить $A = a_0 \exp(i(\Omega_0\tau + \phi_0))$, где a_0 , Ω_0 и ϕ_0 считаются вещественными, из (5) следуют уравнения

$$I_0 \operatorname{Re}\Phi(a_0, \Delta_H) = 1,$$

$$\Omega_0 = I_0 \operatorname{Im}\Phi(a_0, \Delta_H) = \frac{\operatorname{Im}\Phi(a_0, \Delta_H)}{\operatorname{Re}\Phi(a_0, \Delta_H)}, \quad (7)$$

определяющие амплитуду и частоту генерации.

Описанную выше теоретическую модель нетрудно обобщить на ситуацию, когда гиротрон находится под воздействием внешнего сигнала. В этом случае уравнение (5) модифицируется следующим образом (см., например, [18,19,24,25]):

$$\frac{dA}{d\tau} + A = I_0 \Phi(|A|, \Delta_H) A + 2F e^{i\Omega\tau}. \quad (8)$$

Здесь F — амплитуда внешнего сигнала, а Ω — безразмерная расстройка между частотой внешнего сигнала и собственной частотой резонатора ω_0 . Можно показать, что при выбранной нормировке амплитуды внешнего сигнала имеем $F/|A| \approx \sqrt{P_{in}/P_{out}}$, где P_{in} — мощность внешнего сигнала, P_{out} — выходная мощность гиротрона [12,19]. Удобно сделать замену $A = a(\tau) \exp(i(\Omega\tau + \varphi(\tau)))$. Тогда из (8) следует система из двух вещественных уравнений

$$\frac{da}{d\tau} + a = I_0 \operatorname{Re}\Phi(a, \Delta_H) a + 2F \cos \varphi,$$

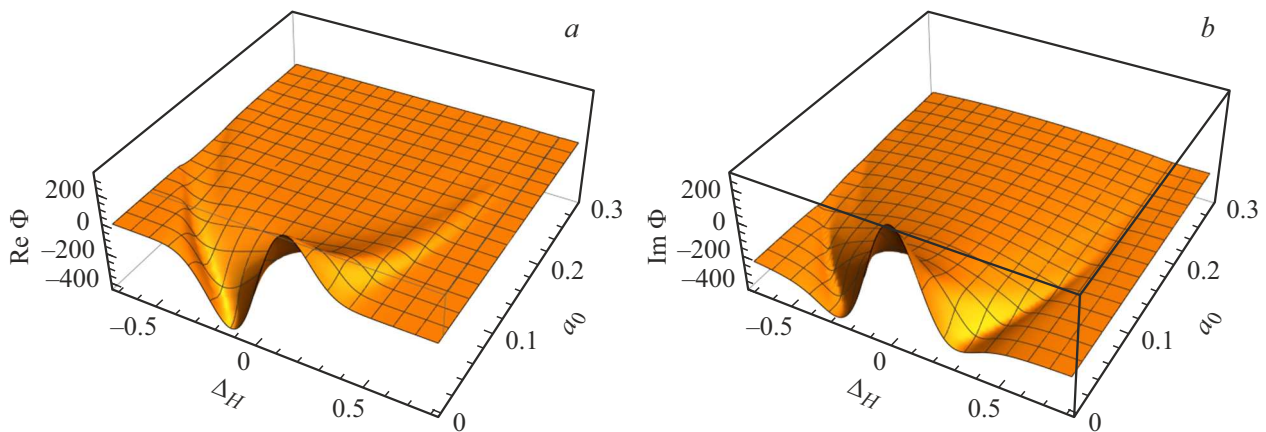


Рис. 1. Зависимости активной (а) и реактивной (b) электронной восприимчивости от амплитуды колебаний a_0 и расстройки циклотронного резонанса Δ_H при $\mu = 15$.

$$\frac{d\varphi}{d\tau} + \Omega = I_0 \text{Im}\Phi(a, \Delta_H) - \frac{2F}{a} \sin \varphi. \quad (9)$$

На основе модели (9) в работах [24,25] был проведен теоретический анализ режимов синхронизации и выявлены основные бифуркационные механизмы, приводящие к установлению синхронных режимов. Вместе с тем данная модель позволяет рассчитать значения важных с практической точки зрения количественных параметров, таких как КПД, ширина полосы синхронизации и т. д.

2. Условия устойчивости режимов синхронизации

Рассмотрим режим синхронизации, когда устанавливаются колебания на частоте внешнего воздействия с постоянной амплитудой. Им соответствуют неподвижные точки системы (9) $a = a_0$, $\varphi = \varphi_0$. В этом случае из (9) следуют соотношения

$$1 - I_0 \text{Re}\Phi(a_0, \Delta_H) = \frac{2F}{a_0} \cos \varphi_0, \quad (10)$$

$$\Omega - I_0 \text{Im}\Phi(a_0, \Delta_H) = -\frac{2F}{a_0} \sin \varphi_0,$$

которые при $F = 0$, очевидно, переходят в (7). Если исключить из (10) фазу φ_0 , можно получить уравнение резонансных кривых

$$(1 - I_0 \text{Re}\Phi(a_0, \Delta_H))^2 + (\Omega - I_0 \text{Im}\Phi(a_0, \Delta_H))^2 = \frac{4F^2}{a_0^2}. \quad (11)$$

Проведя стандартную процедуру линеаризации уравнений (9), можно найти условия устойчивости неподвижных точек (более подробно см. [24,25]). В итоге можно получить характеристическое уравнение вида

$$p^2 + 2kp + n = 0, \quad (12)$$

где введены обозначения

$$k = 1 - I_0 \text{Re}\Phi(a_0, \Delta_H) - I_0 \frac{\partial \text{Re}\Phi(a_0, \Delta_H)}{\partial a_0} a_0^2, \quad (13)$$

$$n = \left[1 - I_0 \text{Re}\Phi(a_0, \Delta_H) - I_0 \frac{\partial \text{Re}\Phi(a_0, \Delta_H)}{\partial a_0} a_0^2 \right]^2 + \left[\Omega - I_0 \text{Im}\Phi(a_0, \Delta_H) - I_0 \frac{\partial \text{Im}\Phi(a_0, \Delta_H)}{\partial a_0} a_0^2 \right]^2 - I_0^2 \left[\left(\frac{\partial \text{Re}\Phi(a_0, \Delta_H)}{\partial a_0} \right)^2 + \left(\frac{\partial \text{Im}\Phi(a_0, \Delta_H)}{\partial a_0} \right)^2 \right] a_0^4. \quad (14)$$

Неподвижная точка устойчива при $\text{Re}p < 0$, что имеет место при выполнении условий $k > 0$ и $n > 0$.

Таким образом, можно построить границы области устойчивости в пространстве управляющих параметров. Соотношение $n = 0$ дает границу седлоузловой бифуркации, т.е. границу слияния и исчезновения двух неподвижных точек. Соотношение $k = 0$ задает границу бифуркации Андронова–Хопфа, т.е. бифуркации рождения предельного цикла из неподвижной точки. В контексте задачи о синхронизации генератора внешним гармоническим сигналом эти бифуркации соответствуют известным механизмам захвата частоты и подавления (гашения) [26,27].

В работах [24,25] анализировалась картина резонансных кривых в зависимости от параметров внешнего сигнала F и Ω . Однако, как уже отмечалось, более интересным представляется анализ в зависимости от параметров I_0 и Δ_H , т.е., фактически в зависимости от тока пучка и магнитного поля.

3. Результаты моделирования

Рассмотрим сначала автономный гиротрон. На рис. 2,а представлены зависимости амплитуды поля от расстройки циклотронного резонанса при различных

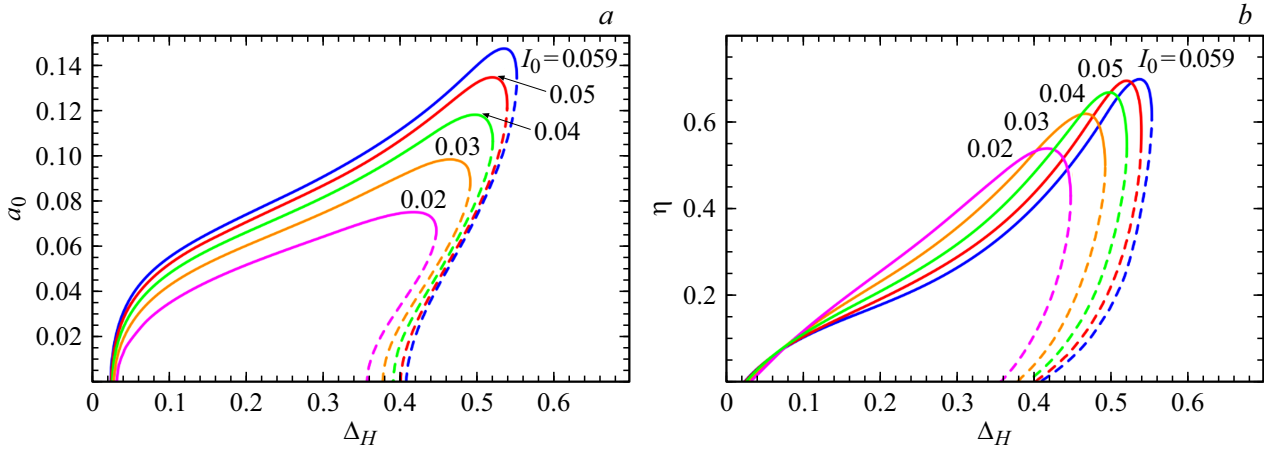


Рис. 2. Зависимости амплитуды (а) и поперечного КПД (b) от расстройки циклотронного резонанса автономного гиротрона при различных значениях тока. Устойчивые состояния показаны сплошными линиями, неустойчивые — штриховыми.

значениях параметра I_0 . С практической точки зрения больший интерес представляют значения поперечного электронного КПД (т.е. доли вращательной энергии, отдаваемой электронами полю)

$$\eta = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |p(\xi_L)|^2 d\varphi_0. \quad (15)$$

Нетрудно показать (см., например, [12,21–25]), что в стационарном режиме КПД связан с активной восприимчивостью соотношением

$$\eta = 2\text{Re}\Phi(a_0, \Delta_H)a_0^2. \quad (16)$$

Соответствующие зависимости показаны на рис. 2, b. Видно, что с увеличением тока максимум КПД смещается в область больших расстроек. Абсолютный максимум КПД η_{max} можно найти из условий $\partial\eta/\partial a_0 = 0$, $\partial\eta/\partial\Delta_H = 0$. При выбранной нами безразмерной длине пространства взаимодействия ($\mu = 15.0$) $\eta_{\text{max}} \approx 0.706$ достигается при $\Delta_H = \Delta_{\text{max}} \approx 0.534$ и $a_0 = a_{\text{max}} \approx 0.144$, причем эти значения не изменяются и при наличии внешнего сигнала.

Также из рис. 2 можно заключить, что с увеличением расстройки зависимости становятся неоднозначными. В этом случае состояние с большим значением амплитуды является устойчивым, с меньшим — неустойчивым [24,25], и, кроме того, устойчивым является нулевое решение. Такая ситуация отвечает жесткому возбуждению колебаний [24–28]. Отметим, что максимально возможный КПД достигается в режиме жесткого возбуждения.

Также из второго уравнения системы (7) можно определить „горячую“ собственную частоту. В точке максимального КПД $\Omega_0(a_{\text{max}}, \Delta_{\text{max}}) \approx -0.75$. Для достижения максимального значения КПД в режиме синхронизации частота внешнего воздействия должна быть близка к этому значению.

Выберем значение частоты внешнего сигнала $\Omega = -0.75$, что близко к значению $\Omega_0(a_{\text{max}}, \Delta_{\text{max}})$, и значение нормированного тока $I_0 = 0.02$, т.е. примерно в три раза ниже того, при котором в автономном гиротроне достигается максимальный КПД. Рассмотрим режимы синхронизации при различных значениях амплитуды внешнего сигнала. На рис. 3, a приведены зависимости амплитуды колебаний от Δ_H . Качественно они аналогичны картине резонансных кривых автоколебательного осциллятора Ван дер Поля–Дуффинга под внешним воздействием, которая детально описана в литературе (см., например, [21,26,27]). Отметим, что зависимости $a_0(\Delta_H)$ имеют более простую и понятную структуру, чем зависимости $a_0(\Omega)$ для случая жесткого возбуждения, представленные в [24–28]. При малых F резонансные кривые состоят из двух ветвей. Нижняя ветвь отвечает режиму вынужденных колебаний с малой амплитудой и располагается вблизи горизонтальной оси. Верхняя ветвь отвечает режиму захвата. Она охватывает точку, в которую вырождаются резонансные кривые (11) при $F = 0$. При увеличении F происходит соединение нижней ветви с верхней. Очевидно, что такая ситуация наиболее благоприятна с практической точки зрения, поскольку режим синхронизации устойчив в достаточно широком диапазоне изменения расстройки циклотронного резонанса. Также на рис. 3 нанесены границы устойчивости, т.е. кривые, на которых выполняются условия седлоузловой бифуркации (SN) и бифуркации Андронова–Хопфа (АН), которые определяются условиями $n = 0$ и $k = 0$ соответственно. Первая из них представляет собой замкнутую кривую, которая пересекает зависимости $a_0(\Delta_H)$ в тех точках, где касательная к ним вертикальна.

При движении по резонансной кривой по мере увеличения Δ_H амплитуда колебаний увеличивается, достигает максимального значения, затем начинает уменьшаться и достигает точки седлоузловой бифуркации. В этой точке происходит скачкообразное уменьшение амплитуды. При движении в обратном направлении по

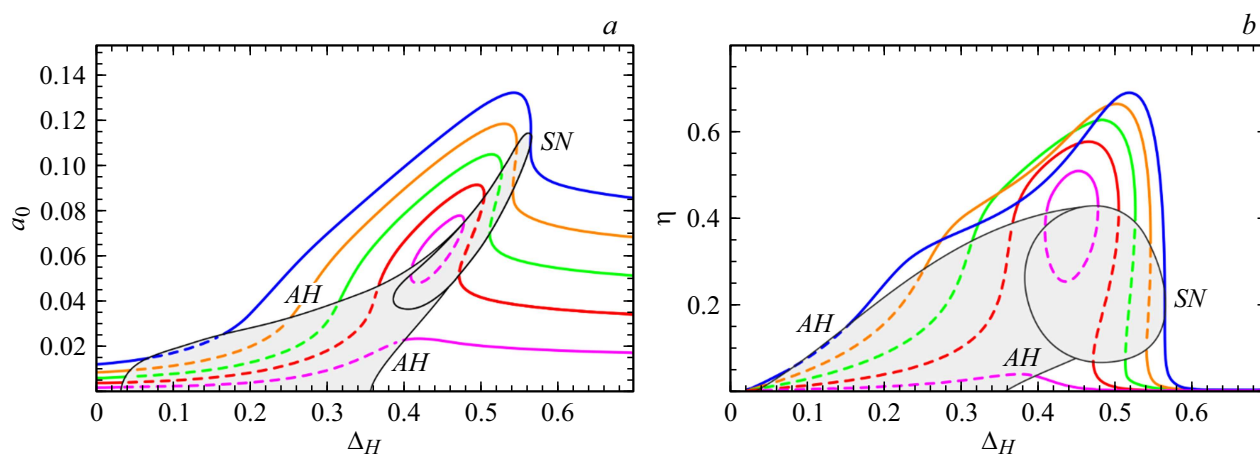


Рис. 3. Зависимости амплитуды (а) и поперечного КПД (b) от расстройки циклотронного резонанса для неавтономного гиротрона при $I_0 = 0.02$, $\Omega = -0.75$ и различных значениях F : фиолетовая кривая — 0.01, красная — 0.02, зеленая — 0.03, оранжевая — 0.04, синяя — 0.05. Устойчивые состояния показаны сплошными линиями, неустойчивые — штриховыми, области неустойчивости закрашены серым.

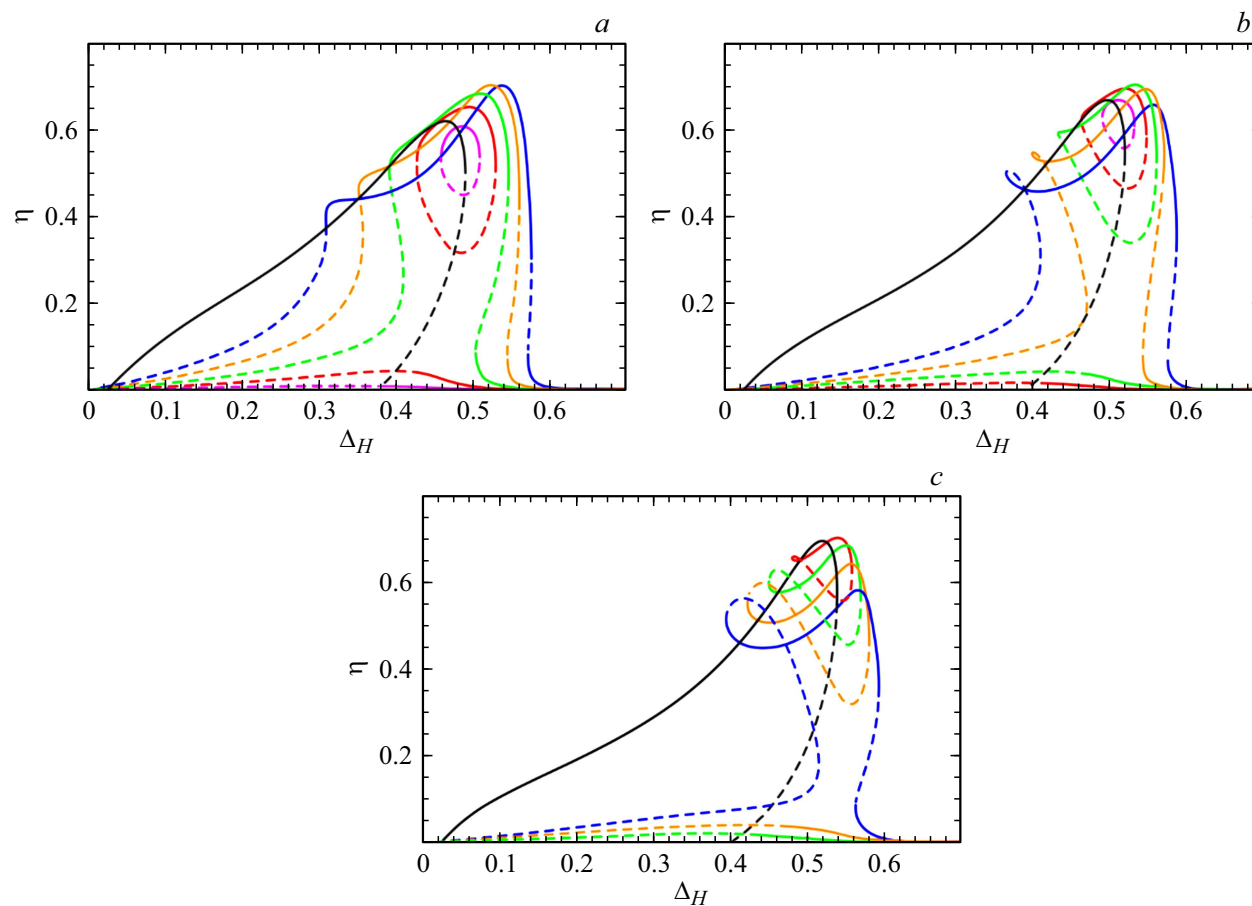


Рис. 4. Зависимости поперечного КПД от расстройки циклотронного резонанса при $\Omega = -0.75$ и $I_0 = 0.03$ (а), $I_0 = 0.04$ (b), $I_0 = 0.05$ (с) и различных значениях амплитуды внешнего сигнала: фиолетовая кривая — $F = 0.01$, красная — 0.02, зеленая — 0.03, оранжевая — 0.04, синяя — 0.05. Черным цветом показаны зависимости для автономного гиротрона. Устойчивые состояния показаны сплошными линиями, неустойчивые — штриховыми.

параметру переход к режиму с большой амплитудой происходит при меньшем значении Δ_H , т.е. имеет место

гистерезис. При дальнейшем уменьшении расстройки будет происходить бифуркация АХ. В этой области

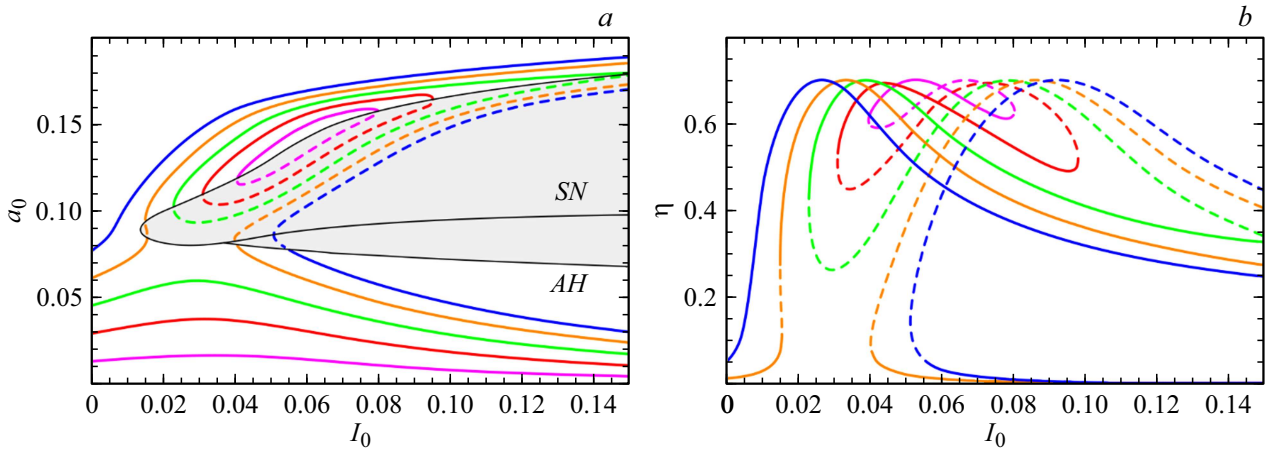


Рис. 5. Зависимости амплитуды (а) и поперечного КПД (b) от нормированного тока при $\Delta_H = 0.534$, $\Omega = -0.75$ и различных значениях амплитуды внешнего сигнала (выбраны те же значения F , что и на рис. 3,4). Устойчивые состояния показаны сплошными линиями, неустойчивые — штриховыми.

неустойчивость связана с мягким возникновением биеений, т.е. квазипериодических колебаний (см. [28]).

На рис. 3, b приведены соответствующие зависимости для КПД. Видно, что с увеличением амплитуды воздействия максимальный КПД возрастает. Так, при $F = 0.05$ и $\Delta_H \approx 0.53$ имеем $\eta = 0.69$, что близко к максимально возможному значению η_{max} и значительно больше, чем в автономном гиротроне при $I_0 = 0.02$, где $\eta \leq 0.54$. Отметим, что при $F = 0.05$ мощность внешнего сигнала составляет примерно 10% от мощности генерации автономного гиротрона.

На рис. 4 приведены зависимости КПД от расстройки, построенные при других значениях параметра I_0 . Для сравнения также приведены зависимости $\eta(\Delta_H)$ для автономного гиротрона. Видно, что с увеличением тока уменьшается мощность внешнего сигнала, при которой достигается максимальный КПД. Однако при этом полоса синхронизации становится уже. Более того, форма резонансных кривых усложняется, на них появляются провалы. При токах, близких к значениям, при которых в автономном гиротроне достигаются оптимальные значения КПД, резонансные кривые приобретают вид „восьмерок“ (рис. 4, c). Причины такой трансформации были описаны в [25]. Аналогичное поведение наблюдалось также в случае синхронизации гиротрона путем предварительной модуляции электронного пучка [11,21]. В целом представляется, что с точки зрения синхронизации выгоднее работать при токе существенно меньшем того, при котором достигается максимальный КПД в автономном гиротроне. При этом можно значительно повысить КПД и обеспечить полосу синхронизации, сопоставимую по ширине с зоной генерации автономного гиротрона.

Также следует отметить, что с ростом F область расстроек, при которых достигаются высокие значения КПД, сдвигается вправо и находится вне зоны генерации автономного гиротрона. В этом случае мы, по сути,

имеем дело не с синхронизацией, а с режимом регенеративного усиления (подробнее см. [25,28]).

Полезно также проанализировать зависимости амплитуды колебаний и КПД от нормированного тока пучка. Выберем фиксированное значение расстройки циклотронного резонанса $\Delta_H = \Delta_{max} \approx 0.534$. На рис. 5, a построена картина зависимостей $a_0(I_0)$. Также нанесены границы бифуркации АХ и седлоузловой бифуркации. Зависимости $a_0(I_0)$ состоят из двух ветвей. При малой амплитуде внешнего воздействия верхняя ветвь замкнута. При $F \approx 0.036$ структура резонансных кривых меняется: происходит перезамыкание ветвей. Отметим, что в определенном диапазоне изменения параметра тока имеет место мультистабильность: одному значению I_0 соответствуют сразу три значения амплитуды колебаний, два из которых устойчивы. Состояние с большей амплитудой отвечает режиму синхронизации, с меньшей — режиму вынужденных колебаний с малой амплитудой.

На рис. 5, b показаны аналогичные зависимости для КПД. При малых значениях F зависимости $\eta(I_0)$ имеют вид „восьмерок“. Также имеются нижние ветви, соответствующие вынужденным колебаниям с малой амплитудой, однако для них КПД не превышает 0.01 и на рис. 5, b они не показаны. Из рисунка видно, что при любой амплитуде внешнего сигнала достигается предельное значение КПД η_{max} , причем чем меньше F , тем больше соответствующее значение тока.

4. Заключение

В работе теоретически исследованы режимы синхронизации гиротрона в рамках модели с фиксированной структурой поля, использующей аппроксимации предварительно рассчитанных функций активной и реактивной электронной восприимчивости. Проанализированы зависимости амплитуды колебаний и КПД от расстройки

циклотронного резонанса и нормированного тока электронного пучка при различных амплитудах внешнего сигнала. Полученные результаты показывают, что интерес представляет ситуация, когда рабочий ток гиротрона значительно (в 2–3 раза) ниже того, при котором в автономном гиротроне достигается максимальный КПД. Подобная ситуация характерна, в частности, для недавних экспериментов по синхронизации гиротрона вспомогательным гиротроном-драйвером со стабилизированной частотой [10]. В этом случае воздействие внешним сигналом позволяет поднять КПД до предельно возможных значений и обеспечить широкую полосу синхронизации. При этом высокие значения КПД достигаются в области расстройек циклостронного резонанса, лежащих вне зоны генерации автономного гиротрона, т.е., строго говоря, не в режиме синхронизации, а в режиме регенеративного усиления.

В заключение отметим, что на динамику гиротрона существенное влияние оказывают процессы конкуренции мод. Известно, что воздействие внешним сигналом способствует подавлению паразитных мод [17–20]. Учет взаимодействия мод существенно усложняет анализ режимов синхронизации. Однако методику, используемую в работе, можно адаптировать для анализа устойчивости относительно возбуждения паразитных мод. В работе [29] были представлены результаты такого анализа для автономного гиротрона с квазиэквидистантным спектром мод. Уточнение картины синхронизации с учетом конкуренции мод будет представлять предмет дальнейших исследований.

Финансирование работы

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 22-22-00603.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M. Thumm. *J. Infrared Millim., Terahertz Waves*, **41**, 1 (2020). DOI: 10.1007/s10762-019-00631-y
- [2] M.K.A. Thumm, G.G. Denisov, K. Sakamoto, M.Q. Tran. *Nucl. Fusion*, **59**, 073001 (2019). DOI: 10.1088/1741-4326/ab2005
- [3] A.G. Litvak, G.G. Denisov, M.Y. Glyavin. *IEEE J. Microw.*, **1**, 260 (2021). DOI: 10.1109/JMW.2020.3030917
- [4] R. Ikeda, K. Kajiwara, T. Nakai, T. Ohgo, S. Yajima, T. Shinya, Y. Mitsunaka, Y. Oda, T. Kobayashi, K. Takahashi, S. Moriyama, T. Eguchi, K. Sakamoto. *Nucl. Fusion*, **61**, 106031 (2021). DOI: 10.1088/1741-4326/ac21f7
- [5] T. Rzesnicki, Z.C. Ioannidis, K.A. Avramidis, I. Chelis, G. Gantenbein, J.-P. Hogge, S. Illy, J. Jelonek, J. Jin, A. Leggieri, F. Legrand, I.Gr. Pagonakis, F. Sanchez, M. Thumm. *IEEE Electron Device Lett.*, **43**, 623 (2022). DOI: 10.1109/LED.2022.3152184
- [6] G.G. Denisov, A.N. Kuftin, V.N. Manuilov, N.A. Zavolsky, A.V. Chirkov, E.A. Soluyanov, E.M. Tai, M.I. Bakulin, A.I. Tsvetkov, A.P. Fokin, Y.V. Novozhilova, B.Z. Movshevich, M.Yu. Glyavin. *Microwave Opt. Technol. Lett.*, **62**, 2137 (2020). DOI: 10.1002/mop.32330
- [7] G. Denisov, A. Kuftin, V. Manuilov, A. Chirkov, L. Popov, V. Zapevalov, A. Zuev, A. Sedov, I. Zhelezov, M. Glyavin. *Nucl. Fusion*, **62**, 036020 (2022). DOI: 10.1088/1741-4326/ac4946
- [8] A.V. Chirkov, G.G. Denisov, A.N. Kuftin. *Appl. Phys. Lett.*, **106**, 263501 (2015). DOI: 10.1063/1.4923269
- [9] В.Л. Бакунин, Ю.М. Гузнов, Г.Г. Денисов, Н.И. Зайцев, С.А. Запеевалов, А.Н. Куфтин, Ю.В. Новожилова, А.П. Фокин, А.В. Чирков, А.С. Шевченко. *Изв. вузов. Радиофизика*, **62**, 539 (2019). [V.L. Bakunin, Yu.M. Guznov, G.G. Denisov, N.I. Zaitsev, S.A. Zapevalov, A.N. Kuftin, Yu.V. Novozhilova, A.P. Fokin, A.V. Chirkov, A.S. Shevchenko. *Radiophys. Quant. Electron.*, **62**, 481 (2019). DOI: 10.1007/s11141-020-09994-y]
- [10] A.N. Kuftin, G.G. Denisov, A.V. Chirkov, M.Yu. Shmelev, V.I. Belousov, A.A. Ananichev, B.Z. Movshevich, I.V. Zotova, M.Yu. Glyavin. *IEEE Electron Device Lett.*, **44**, 1563 (2023). DOI: 10.1109/LED.2023.3294755
- [11] И.Г. Зарницына, Г.С. Нусинович. *Изв. вузов. Радиофизика*, **18**, 462 (1975) [I.G. Zarnitsyna, G.S. Nusinovich. *Radiophys. Quant. Electron.*, **18**, 339 (1975). DOI: 10.1007/BF01036701]
- [12] В.С. Ераков, М.А. Моисеев, В.И. Хижняк. *Радиотехника и электроника*, **23**, 2591 (1978).
- [13] A.W. Fliflet, W.M. Manheimer. *Phys. Rev. A*, **39**, 3432 (1989). DOI: 10.1103/PhysRevA.39.3432
- [14] A.H. McCurdy, A.K. Ganguly, C.M. Armstrong. *Phys. Rev. A*, **40**, 1402 (1989). DOI: 10.1103/PhysRevA.40.1402
- [15] P.E. Latham, B. Levush, G.S. Nusinovich, S. Parikh. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **22**, 818 (1994). DOI: 10.1109/27.338297
- [16] N.S. Ginzburg, A.S. Sergeev, I.V. Zotova. *Phys. Plasmas*, **22**, 033101 (2015). DOI: 10.1063/1.4913672
- [17] В.Л. Бакунин, Г.Г. Денисов, Ю.В. Новожилова. *Письма в ЖТФ*, **40** (9), 41 (2014). [V.L. Bakunin, G.G. Denisov, Yu.V. Novozhilova. *Tech. Phys. Lett.*, **40**, 382 (2014). DOI: 10.1134/S1063785014050034]
- [18] В.Л. Бакунин, Г.Г. Денисов, Ю.В. Новожилова. *Изв. вузов. Радиофизика*, **58**, 999 (2015). [V.L. Bakunin, G.G. Denisov, Yu.V. Novozhilova. *Radiophys. Quant. Electron.*, **58**, 893 (2016). DOI: 10.1007/s11141-016-9663-0]
- [19] Ю.В. Новожилова, Г.Г. Денисов, М.Ю. Глявин, Н.М. Рыскин, В.Л. Бакунин, А.А. Богдашов, М.М. Мельникова, А.П. Фокин. *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика*, **25** (1), 4 (2017). DOI: 10.18500/0869-6632-2018-26-6-68-81
- [20] V.L. Bakunin, G.G. Denisov, Y.V. Novozhilova. *IEEE Electron Device Lett.*, **41**, 777 (2020). DOI: 10.1109/LED.2020.2980218
- [21] G.S. Nusinovich. *Introduction to the Physics of Gyrotrons* (The Johns Hopkins University Press, Baltimore, London, 2004)
- [22] А.Б. Адилова, Н.М. Рыскин. *Изв. вузов. Радиофизика*, **63**, 781 (2020). [A.B. Adilova, N.M. Ryskin. *Radiophys. Quant. Electron.*, **63**, 703 (2021). DOI: 10.1007/s11141-021-10091-x]
- [23] A.B. Adilova, N.M. Ryskin. *Electronics*, **11**, 811 (2022). DOI: 10.3390/electronics11050811
- [24] Н.В. Григорьева. *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика*, **29**, 905 (2021). DOI: 10.18500/0869-6632-2021-29-6-905-914

- [25] Н.В. Григорьева, Н.М. Рыскин. Изв. вузов. Радиофизика, **65**, 406 (2022). [N.V. Grigorieva, N.M. Ryskin. Radiophys. Quant. Electron., **65**, 371 (2022). DOI: 10.52452/00213462_2022_65_05_406]
- [26] П.С. Ланда. *Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы* (URSS, М., 2019)
- [27] А.П. Кузнецов, С.П. Кузнецов, Н.М. Рыскин. *Нелинейные колебания* (URSS, М., 2020)
- [28] К.А. Yakunina, A.P. Kuznetsov, N.M. Ryskin. Phys. Plasmas, **22**, 113107 (2015). DOI: 10.1063/1.4935847
- [29] А.Б. Адилова, Н.В. Григорьева, А.Г. Рожнев, Н.М. Рыскин. Изв. вузов. Радиофизика, **66**, 161 (2023). DOI: 10.52452/00213462_2023_66_02_161 [A.B. Adilova, N.V.Grigoryeva, A.G. Rozhnev, N.M. Ryskin. Radiophys. Quant. Electron., **66**, 143 (2023). DOI: 10.1007/s11141-023-10282-8]