

УДК 621.385

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КВАЗИРЕГУЛЯРНЫХ РЕЗОНАТОРОВ С КОРОТКИМИ ФАЗОВЫМИ КОРРЕКТОРАМИ В ГИРОТРОНАХ, РАБОТАЮЩИХ НА ВЫСОКИХ ЦИКЛОТРОННЫХ ГАРМОНИКАХ

*И. В. Бандуркин**, *М. Ю. Глявин*, *Н. А. Завольский*, *Ю. К. Калынов*,
И. В. Ошарин, *А. В. Савилов*

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

В статье обсуждаются возможности использования в гиротронах с низкой мощностью, работающих на высоких гармониках циклотронной частоты, квазирегулярных резонаторов с короткими неоднородностями, обеспечивающими коррекцию фазы волны. Использование таких фазовых корректоров может позволить решить две проблемы: повысить селективность возбуждения высокой циклотронной гармоники, а также снизить дифракционную добротность возбуждающейся в протяжённом резонаторе гиротронной волны.

ВВЕДЕНИЕ

Гиротрон [1,2] представляет собой наиболее распространённую разновидность электронных циклотронных мазеров. Он основан на селективном возбуждении квазикритических мод открытых резонаторов слабо или умеренно релятивистскими электронными пучками. Достоинствами гиротронов являются высокая селективность, которая достигается в относительно простых микроволновых системах, не содержащих ни замедляющих структур, ни систем обратной связи, а также слабая чувствительность электронно-волнового взаимодействия к качеству рабочего пучка (разбросу скоростей электронов). Последнее объясняется тем, что при близком к нулю продольном волновом числе рабочей волны условие циклотронного электронно-волнового резонанса не содержит скорости частиц. Кроме того, из-за относительно низкой энергии электронов, требующейся для таких автогенераторов, последние являются значительно более компактными и доступными потребителям по сравнению с терагерцовыми лазерами на свободных электронах [3–5]. Все эти преимущества делают гиротроны привлекательными как источники когерентного излучения субтерагерцового и терагерцового частотных диапазонов с относительно высокой мощностью. В последнее время была проведена целая серия успешных экспериментов с импульсными и непрерывными гиротронами, работающими как на основном циклотронном резонансе, так и на высоких его гармониках в диапазоне частот $0,2 \div 1,3$ ТГц [6–16].

Поскольку частота выходного излучения гиротронов близка к электронной циклотронной частоте (или её гармонике) и, следовательно, пропорциональна величине рабочего магнитного поля, основное препятствие на пути её дальнейшего повышения связано с трудностями использования сильных сверхпроводящих магнитов. Наиболее доступные криомагниты способны обеспечить поля с интенсивностями на уровне $10 \div 15$ Тл, что делает практически неизбежным переход к работе на высоких циклотронных гармониках для генерации излучения в диапазоне частот $0,7 \div 1,0$ ТГц. При этом, однако, возникает ряд хорошо известных проблем, обусловленных спаданием интенсивности электронно-волнового взаимодействия с ростом номера рабочей гармоники. Вообще говоря, при фиксированном электронном токе для обеспечения старта гиротрона на более высокой циклотронной гармонике требуется увеличение длины рабочего резонатора. В такой ситуации

* iluy@appl.sci-nnov.ru

повышается опасность самовозбуждения паразитных низкочастотных колебаний на низких циклотронных гармониках. Кроме того, удлинение резонатора ведёт к росту дифракционной добротности рабочей моды и, соответственно, к росту омических потерь в стенках резонатора.

В настоящей работе описываются достаточно простые и технологичные схемы модификации гиротронных резонаторов, направленные на решение двух упомянутых выше проблем. Эти схемы основаны на использовании квазиоднородных резонаторов с одной или несколькими короткими неоднородностями (расширениями), обеспечивающими коррекцию (сдвиг) фазы волны. В разделе 1 описываются принципы использования таких корректоров для повышения селективности гиротрона, работающего на высокой циклотронной гармонике. Мы ограничились рассмотрением единственной конфигурации, в которой рабочая мода возбуждается на второй циклотронной гармонике и необходимо подавить возбуждение паразитных волн на основном циклотронном резонансе. Однако очевидно, что аналогичный подход может быть использован и для высоких рабочих гармоник. Использование периодических конфигураций расположения коротких фазовых корректоров для решения задачи снижения дифракционной добротности рабочей волны гиротрона с протяженным резонатором обсуждается в разделе 2.

1. КВАЗИРЕГУЛЯРНЫЙ РЕЗОНАТОР С КОРОТКИМИ СЕЛЕКТИВНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

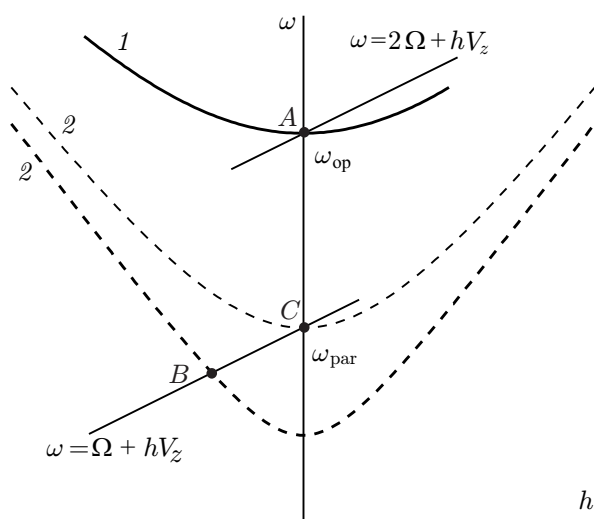


Рис. 1. Дисперсионные характеристики рабочей поперечной моды (кривая 1), возбуждаемой в гиротронном режиме на второй циклотронной гармонике (точка A), а также паразитных поперечных мод (кривые 2), возбуждаемых на основном циклотронном резонансе в режиме встречной волны (точка B) и в гиротронном режиме (точка C)

В общем случае взаимодействие электронов с волной в циклотронном мазере происходит при выполнении условия синхронизма (резонанса)

$$\omega \approx N\Omega \pm hV_z, \quad (1)$$

где ω — частота возбуждаемой волны, N — номер рабочей циклотронной гармоники, V_z — продольная компонента электронной скорости, $\Omega = eB/(Mc\gamma)$ — релятивистская циклотронная частота электронов, обратно пропорциональная релятивистскому масс-фактору частиц $\gamma = (1 - V^2/c^2)^{-1/2}$, h — продольное волновое число, e — элементарный заряд, B — рабочее магнитное поле, M — масса электрона, c — скорость света. Гиротрон представляет собой разновидность циклотронных мазеров и основан на возбуждении квазикритических волн. Такой случай описывается резонансным условием (1) в пределе малого волнового числа:

$$\omega \approx N\Omega. \quad (2)$$

Поскольку гиротронное условие синхронизма (2) не содержит фактора, описывающего доплеровское преобразование частоты, гиротрон оказывается весьма слабо чувствительным к разбросу скоростей электронов. Кроме того, квазикритический характер рабочей волны означает её высокую дифракционную добротность в открытом резонаторе. Такая лёгкость возбуждения квазикритической волны и делает гиротрон столь привлекательным для экспериментальной реализации прибором. Однако по тем же причинам в циклотронных мазерах, основанных на возбуждении

волн с доплеровским преобразованием циклотронной частоты или на гармониках этой частоты, наиболее опасными паразитными волнами представляются низкочастотные «гиротронные» (квазикритические) волны, возбуждаемые на основной гармонике циклотронной частоты (или на низких гармониках).

В качестве примера рассмотрим частный случай гиротрона, в котором квазикритическая рабочая волна возбуждается на второй циклотронной гармонике: $\omega_{\text{ор}} \approx 2\Omega$ (рис. 1, точка A).

Паразитное возбуждение более низких поперечных мод на основном циклотронном резонансе может происходить либо в режиме встречной волны (рис. 1, точка B), либо в гиротронном режиме на квазикритической частоте $\omega_{\text{пар}} \approx \Omega$ (рис. 1, точка C). Важно, что частоты наиболее опасных гиротронных паразитных волн приблизительно вдвое ниже частоты рабочей волны:

$$\omega_{\text{пар}} \approx \omega_{\text{ор}}/2. \quad (3)$$

Этот факт и используется для реализации системы подавления паразитных волн, основанной на коротких фазовых корректорах.

Рассмотрим рабочий резонатор в виде отрезка квазирегулярного цилиндрического волновода с одной или несколькими нерегулярностями, каждая из которых представляет собой короткое расширение резонатора (рис. 2a). Радиус регулярных секций R_0 выбирается таким образом, чтобы обеспечить «правильную» дисперсионную характеристику рабочей поперечной моды: $\omega/c = \sqrt{h^2 + \kappa_{\text{ор}}^2}$, где $\kappa_{\text{ор}} = \mu_{\text{ор}}/R_0$ — поперечное волновое число и $\mu_{\text{ор}}$ — собственное число рабочей поперечной моды. Это означает, что условие гиротронного резонанса (2) на второй циклотронной гармонике $\omega_{\text{ор}} \approx 2\Omega$ должно быть выполнено на частоте, близкой к отсечке, так что $\kappa_{\text{ор}} \approx 2\Omega/c$. При этом в области коротких расширений, где радиус секции равен $R_1 = R_0 + \delta R$, рабочая волна обладает волновым числом

$$h_{\text{ор}} = \sqrt{\left(\frac{\omega_{\text{ор}}}{c}\right)^2 - \left(\frac{\mu_{\text{ор}}}{R_0 + \delta R}\right)^2} \approx \frac{\omega_{\text{ор}}}{c} \sqrt{2 \frac{\delta R}{R_0}}. \quad (4)$$

Частота паразитной волны гиротронного типа также близка к отсечке в регулярных секциях резонатора, так что $\kappa_{\text{пар}} = \mu_{\text{пар}}/R_0 \approx \omega_{\text{пар}}/c$. Здесь $\kappa_{\text{пар}}$ и $\mu_{\text{пар}}$ — поперечное волновое число и собственное число этой волны соответственно. Следовательно, продольное волновое число этой волны даётся аналогичной (4) формулой

$$h_{\text{пар}} \approx \frac{\omega_{\text{пар}}}{c} \sqrt{2 \frac{\delta R}{R_0}}. \quad (5)$$

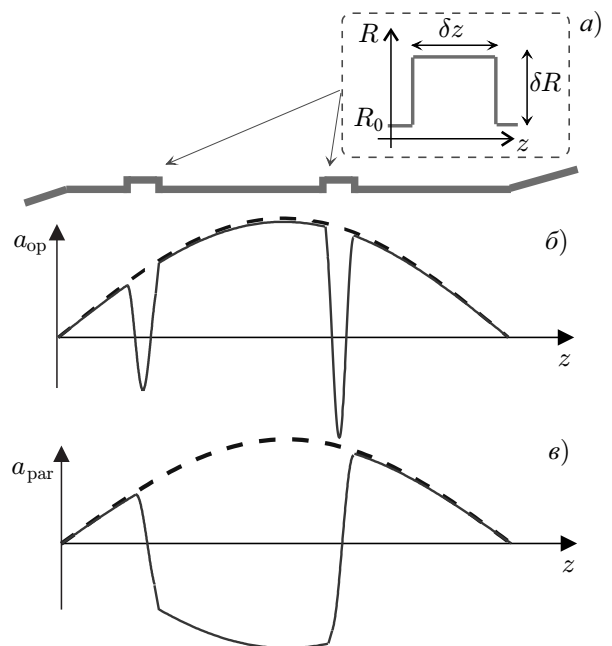


Рис. 2. Квазирегулярный рабочий резонатор гиротрона с двумя короткими фазовыми корректорами (a). Трансформация продольных структур рабочей (б) и паразитной (в) квазикритических волн в случае, когда фазовые корректоры обеспечивают сдвиги фазы, равные 2π для рабочей волны и π для имеющей вдвое меньшую частоту паразитной волны. Сплошные и штриховые кривые на панелях б и в соответствуют нерегулярному и регулярному профилям резонатора

Как следует из формул (3)–(5), $h_{\text{par}} \approx h_{\text{op}}/2$. Пусть параметры каждой короткой нерегулярности (её длина δz и радиус) выбраны так, что набег фазы рабочей волны $\phi_{\text{op}} = h_{\text{op}}\delta z$ в ней близок к 2π . Соответственно, для паразитной волны этот набег будет вдвое меньше: $h_{\text{par}}\delta z \approx \pi$. Это означает, что одна и та же нерегулярность по-разному влияет на взаимодействие электронного пучка с рабочей и паразитной волнами. Если неоднородность достаточно короткая, то она практически не влияет на рабочую волну. Действительно, сдвиг фазы этой волны на 2π означает отсутствие сдвига фазы частиц относительно волны при их проходе через область нерегулярности. Таким образом, единственным эффектом, который оказывает нерегулярность на возбуждение рабочей волны, оказывается «выпадение» короткой области расширения из процесса электронно-волнового взаимодействия (см. рис. 2б). Сдвиг фазы паразитной волны на π внутри нерегулярности соответствует быстрой смене знака фактора электронно-волнового взаимодействия (см. рис. 2в), что заметно влияет на процесс возбуждения этой волны. Действительно, излучение волны происходит вследствие отбора энергии у электронного сгустка, который формируется в тормозящей фазе этой волны. Но сдвиг фазы волны на π в короткой неоднородности приводит к смещению частицы в ускоряющую фазу волны, и, следовательно, излучение волны сменяется на её поглощение. Очевидно, что такой эффект должен вести к существенному ухудшению условий возбуждения паразитной низкочастотной волны (т. е. к росту её стартового тока).

Уравнения (4) и (5) приводят к следующей оценке для параметров фазового корректора (его длины δz и расширения резонатора δR):

$$\frac{\delta R}{R_0} \approx \frac{1}{2(\delta z/\lambda_{\text{op}})^2} \approx \frac{1}{8(\delta z/\lambda_{\text{par}})^2}, \quad (6)$$

где λ_{op} и λ_{par} — длины рабочей и паразитной волн соответственно. Таким образом, в случае фазового корректора прямоугольной формы с длиной, равной длине низкочастотной волны ($\delta z = \lambda_{\text{par}}$), радиус резонатора должен быть увеличен на $\delta R/R_0 \approx 12\%$; при длине корректора $\delta z = 2\lambda_{\text{par}}$ уширение должно составлять $\delta R/R_0 \approx 3\%$.

В работе [17] детально исследованы возможности увеличения стартовых токов паразитных низкочастотных волн в гиротроне, работающем на второй циклотронной гармонике. На основе приближённого моделирования конкуренции двух разночастотных квазикритических волн показано, что использование одного фазового корректора способно повысить стартовый ток паразитной волны в $4\div 8$ раз без заметного влияния на генерацию рабочей моды. Использование двух неоднородностей повышает стартовый ток паразитной волны в $10\div 20$ раз (в зависимости от точного соотношения частот двух волн).

В данной работе исследовалась возможность применения описанного метода повышения селективности в конкретной системе — релятивистском гиротроне на второй циклотронной гармонике, работающем в длинноволновой части миллиметрового диапазона. Детальное описание модели, на основе которой проводились расчёты, дано в приложении. Исследовался электронный циклотронный мазер с трубчатым релятивистским электронным пучком (напряжение составляло 280 кВ, ток — до 50 А, средний питч-фактор электронов 1,2, разброс по поперечным скоростям 20%). В эксперименте [18] на основе этого пучка был успешно реализован гиротрон, возбуждающий моду $\text{TE}_{5,3}$ на основном циклотронном резонансе на частоте около 30 ГГц в относительно коротком (с длиной около 8 см) регулярном резонаторе при рабочем магнитном поле около 1,6 Тл. Перспективы повышения частоты гиротрона до 60 ГГц за счёт перехода на вторую гармонику затрудняются конкуренцией со стороны мод, возбуждающихся на основном циклотронном резонансе. Так, в области рабочих полей около 1,6 Тл стартовые токи мод $\text{TE}_{13,4}$ (вторая циклотронная гармоника) и $\text{TE}_{5,3}$ (первая гармоника) практически совпадают (см. рис. 3а). Проблема решается заменой регулярного резонатора на квазирегулярный резонатор с той же длиной (8 см)

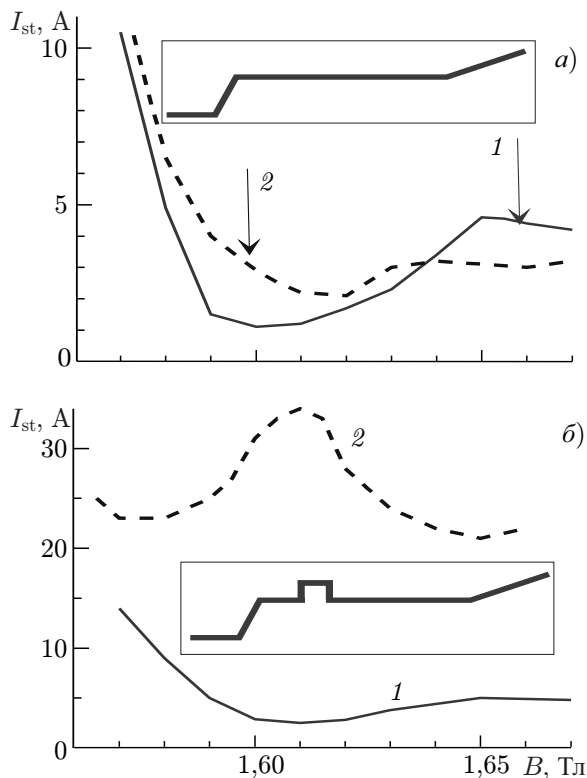


Рис. 3. Стартовые токи I_{st} рабочей моды $TE_{13,4}$ на второй циклотронной гармонике (кривые 1) и паразитной моды $TE_{5,3}$ на основном циклотронном резонансе (кривые 2) в регулярном резонаторе (а) и в резонаторе с одним коротким фазовым корректором (б) при магнитных полях около 1,6 Тл. Схематично показаны профили резонаторов

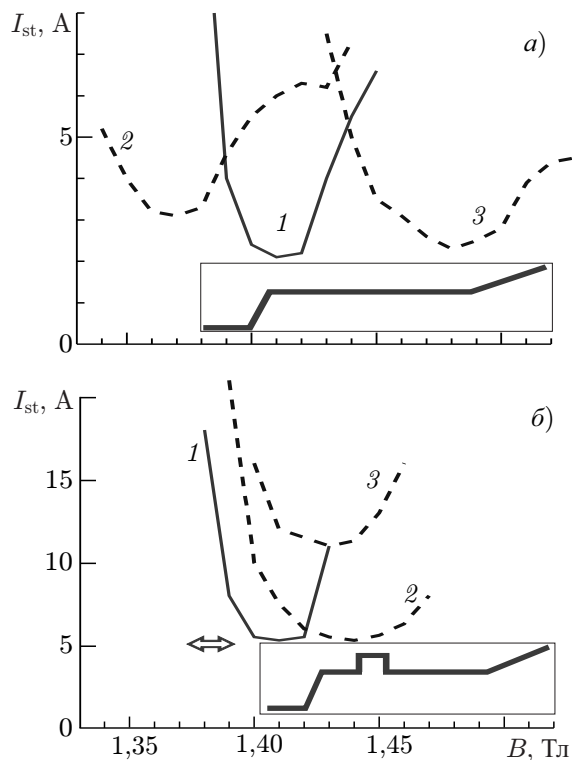


Рис. 4. Стартовые токи I_{st} рабочей моды $TE_{3,7}$ на второй циклотронной гармонике (кривые 1) и двух паразитных мод $TE_{6,2}$ (2) и $TE_{4,3}$ (3) на основном циклотронном резонансе в регулярном резонаторе (а) и в резонаторе с одним коротким фазовым корректором (б) при магнитных полях около 1,4 Тл. На врезках схематично показаны профили резонаторов. Символ \longleftrightarrow иллюстрирует область оптимальных полей рабочей моды $TE_{3,7}$

с расположенным на расстоянии 3 см от входного конца одним корректором с длиной около 1 см. Наличие селектирующего элемента приводит к увеличению стартового тока паразитной низкочастотной моды $TE_{5,3}$ с $2 \div 5$ А (см. рис. 3а) до $20 \div 30$ А (см. рис. 3б). При этом не происходит заметного изменения стартового тока рабочей волны $TE_{13,5}$.

В области более низких полей (1,4 Тл) ситуация осложняется наличием двух паразитных мод на основном циклотронном резонансе ($TE_{6,2}$ и $TE_{4,3}$). В регулярном резонаторе между зонами их генерации образуется небольшое «окно», в котором возможно возбуждение волны $TE_{3,7}$ на второй циклотронной гармонике (см. рис. 4а). При этом, однако, ширина последнего (т.е. ширина соответствующего интервала магнитных полей) невелика, а допустимый (с точки зрения возбуждения паразитных волн) рабочий ток не превышает 5 А. Использование квазирегулярного резонатора с длиной 9 см, описанного в предыдущем абзаце, приводит к тому, что стартовый ток паразитной моды $TE_{4,3}$ увеличивается с $2 \div 5$ А (см. рис. 4а) до $10 \div 15$ А (см. рис. 4б), причём эта паразитная мода оказывается заметно смещённой (по магнитному полю) от области, оптимальной с точки зрения генерации рабочей волны $TE_{3,7}$ на второй циклотронной гармонике ($1,37 \div 1,39$ Тл). В этой области магнитных полей гораздо более опасна паразитная мода $TE_{6,2}$ (рис. 4а): в регулярном резонаторе её стартовый ток примерно равен стартовому току рабо-

чей моды $TE_{3,7}$. В нерегулярном резонаторе в наиболее интересной области полей $1,37 \div 1,39$ Тл стартовый ток этой паразитной моды увеличивается с $3 \div 5$ А (рис. 4а) до величин выше 30 А (на рис. 4б это не отражено). Возбуждение моды $TE_{6,2}$ оказывается достаточно опасным при полях свыше 1,4 Тл, где она возбуждается не в гиротронном режиме, а в режиме гиролампы обратной волны (см. рис. 4б). Однако, во-первых, эта область магнитных полей не является оптимальной с точки зрения возбуждения рабочей моды, и, во-вторых, даже там стартовые токи паразитной моды превышают стартовые токи рабочей моды.

Таким образом, в одном и том же квазирегулярном резонаторе обеспечивается селективная генерация на второй циклотронной гармонике сразу в двух диапазонах рабочих полей. Как показывают численные расчёты, наличие короткого селектирующего элемента, обеспечивающего подавление паразитных волн, оказывается незаметным с точки зрения генерации рабочих волн на второй гармонике не только в стартовом режиме, но и в нелинейном режиме установившейся генерации. Расчёты предсказывают достижение коэффициента полезного действия (КПД) генерации рабочих волн на уровне 10 % при токах $10 \div 20$ А.

2. ГИРОТРОННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ДАЛЁКИХ ОТ ОТСЕЧКИ ВОЛН В КВАЗИРЕГУЛЯРНОМ РЕЗОНАТОРЕ С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СИСТЕМОЙ ФАЗОВЫХ КОРРЕКТОРОВ

Квазикритический характер рабочей волны в гиротроне влечёт за собой проблему квадратичного роста дифракционной добротности такой волны в открытом резонаторе с ростом отношения длины резонатора L к длине рабочей волны λ : $Q_{\text{dif}} \sim (L/\lambda)^2$. Этот факт особенно важен для маломощных гиротронов терагерцового частотного диапазона, когда рабочий ток относительно низок, так что для обеспечения возбуждения гиротрона требуется протяжённый рабочий резонатор. Данная проблема становится ещё серьёзнее при работе на высоких циклотронных гармониках в связи с ослаблением интенсивности электронно-волнового взаимодействия. В такой ситуации приходится использовать столь длинные резонаторы, что дифракционная добротность рабочей волны становится сравнимой с её омической добротностью (или даже может её существенно превышать). Естественно, это означает, что существенная часть излучения электронного пучка теряется в стенках резонатора. Таким образом, для терагерцовых гиротронов, работающих на высоких циклотронных гармониках, актуальной задачей является реализация систем с достаточно протяжённым пространством электронно-волнового взаимодействия и, одновременно, с относительно низкими дифракционными добротностями рабочих гиротронных волн. В последнее время исследовался целый ряд подходов, направленных на решение этой задачи. Можно упомянуть гироприборы, в которых снижение добротности квазикритической волны обеспечивается её рассеянием в далёкую от отсечки волну на стенках резонатора с винтовой гофрировкой [19, 20], двухволновые схемы электронно-волнового взаимодействия [21, 22], а также использование нерегулярных резонаторов различных типов [23–28]. К сожалению, как правило, реализация таких схем в терагерцовом диапазоне частот затрудняется необходимостью использования в них сложных микроволновых и/или электронно-оптических систем.

В работе [29] описывается достаточно простой и технологичный (с точки зрения его реализации в терагерцовых гиротронах с протяженными резонаторами) подход, основанный на использовании периодической системы фазовых корректоров. Для его иллюстрации рассмотрим набор «холодных» (в отсутствие электронного пучка) продольных мод (стоячих волн) высокодобротного гиротронного резонатора с амплитудами

$$a_n(z) = C_n \sin(n\hbar z), \quad (7)$$

где n — индекс моды, z — продольная координата, C_n — постоянные, $\hbar = \pi/L$. Такой резонатор обладает спектром частот $k_n = \sqrt{k_{\perp}^2 + (n\hbar)^2}$, где k_{\perp} — поперечное волновое число в регулярных частях рабочего резонатора. Типичный режим работы гиротрона — это возбуждение низшей продольной моды ($n = 1$) с малым продольным волновым числом ($\hbar \ll k_{\perp}$, см. рис. 5а).

Для дифракционной добротности описываемых уравнением (7) продольных мод справедлива следующая оценка (см., например, [2]):

$$Q_{\text{dif}}(n) \approx \frac{Q_0}{n[1 - K(n)]}, \quad (8)$$

где $Q_0 = 4\pi(L/\lambda)^2$ — минимальная дифракционная добротность, $K(n)$ — коэффициент отражения по мощности от нерегулярностей на выходе микроволновой системы. Добротность низшей ($n = 1$) аксиальной (продольной) моды заметно превосходит добротности более высоких мод. При этом снижение величины $Q_{\text{dif}}(n)$ с ростом продольного индекса моды n происходит не только из-за роста групповой скорости $V_{\text{gr}} = cn\hbar/k_n$ формирующих стоячую волну бегущих компонент (этот эффект описывается зависимостью $Q_{\text{dif}}(n) \propto 1/n$ в формуле (8)), но и вследствие уменьшения фактора $K(n)$. Действительно, коэффициент отражения $K(n)$ зависит от групповой скорости $V_{\text{gr}}(n)$; как правило, он порядка единицы для низшей аксиальной моды ($n = 1$) и снижается до нуля с ростом аксиального индекса моды.

Заметим, что стоячая волна (7) представляет собой суперпозицию попутной электронам (индекс +) и встречной (индекс -) компонент:

$$a_n(z) = C_n \sin(n\hbar z) = C_n^+ \exp(-in\hbar z) + C_n^- \exp(in\hbar z). \quad (9)$$

В гиротронном режиме (рис. 5а, кривая G) возбуждается низшая аксиальная мода ($n = 1$), обладающая малым продольным волновым числом ($h = \hbar \ll k$). При этом гиротронное резонансное условие (2) $\omega \approx N\Omega$ соответствует взаимодействию электронов одновременно с обеими компонентами стоячей волны. При работе на более высоких продольных модах ($n > 1$), как правило, только одна компонента стоячей волны, имеющая продольное волновое число $h = \pm n\hbar$ (знаки + и - соответствуют попутной и встречной компонентам), вовлечена во взаимодействие с частицами (рис. 5а, кривые F и B соответствуют возбуждению попутной и встречной компонент в режимах гиролампы бегущей и обратной волны).

В принципе, проблема снижения дифракционной добротности рабочей волны гиротрона может быть решена просто путём перехода к работе на высоких продольных модах ($n > 1$). Однако такой путь ведёт к существенному снижению эффективности гиротрона, вызванному переходом от гиротронного режима возбуждения квазикритической волны, который описывается условием синхронизма (2), к менее эффективным режимам усиления попутной/встречной бегущих волн, описываемых резонансным условием (1). Следует также упомянуть и о проблеме селективно-

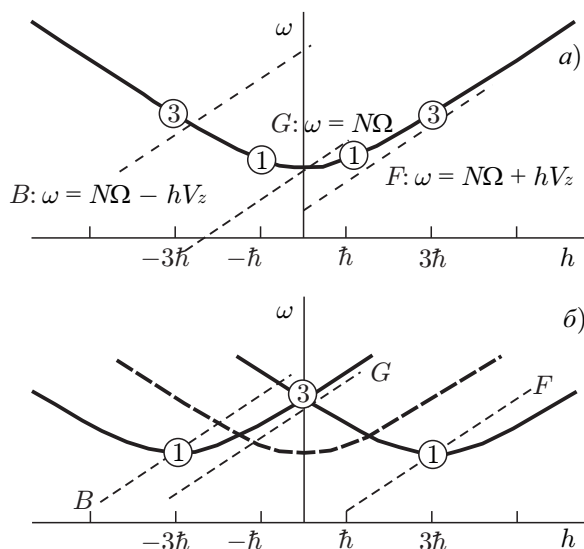


Рис. 5. Дисперсионная диаграмма фиксированной поперечной моды в регулярном резонаторе (а) и в резонаторе, состоящем из трёх секций со сдвигами фазы волны между ними на π (б); гиротронное возбуждение продольных мод (линии G) с индексами $n = 1$ и 3 (индексы мод указаны в кругах), а также их возбуждение в режимах гиролампы бегущей (линии F) и обратной (линии B) волны

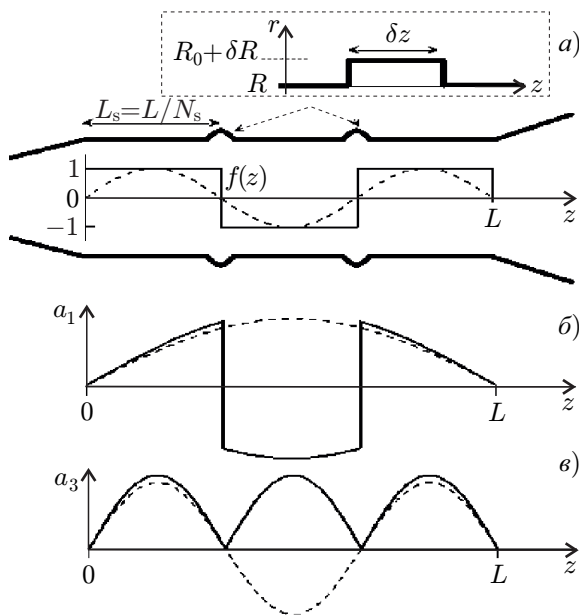


Рис. 6. Резонатор, состоящий из трёх секций, и функция $f(z)$, описывающая сдвиги фазы волны на π между секциями (а). Продольные структуры мод с индексами $n = 1$ (б) и $n = 3$ (в) в регулярном резонаторе (штриховые кривые) и в секционированном резонаторе (сплошные кривые)

сти возбуждения волны, далёкой от отсечки.

Итак, оптимальным решением является возбуждение в гиротронном режиме (т. е. при условии резонанса (2)) волны с пониженной дифракционной добротностью. В качестве одного из путей решения этой задачи рассмотрим гиротрон с квазирегулярным секционированным резонатором, состоящим из N_s одинаковых регулярных секций ($N_s = 3$ на рис. 6а) с длиной $L_s = L/N_s$. Секции разделены короткими расширениями (фазовыми корректорами), параметры которых подобраны так, чтобы обеспечить набег фазы рабочей квазикритической волны, близкий к π , что эквивалентно смене знака амплитуды волны. С учётом нерегулярностей формула (9) преобразуется следующим образом:

$$a_n(z) = C_n f(z) \sin(n\hbar z) = f(z) [C_n^+ \exp(-in\hbar z) + C_n^- \exp(in\hbar z)]. \quad (10)$$

Здесь функция $f(z)$ описывает быструю смену знака поля в областях фазовых корректоров:

$$f(z) = \text{sign} [\sin(h_s z)], \quad (11)$$

где $h_s = \pi/L_s = N_s \hbar$. Как показывает анализ [29], в таком секционированном резонаторе гиротронный режим электронно-волнового взаимодействия, который описывается гиротронным резонансным условием (2), реализуется не для низшей продольной моды ($n = 1$), а для моды с более высоким продольным индексом, который совпадает с числом секций ($n = N_s$). Рисунок 5б иллюстрирует это утверждение с помощью дисперсионных характеристик. Если аппроксимировать функцию $f(z)$ её основной фурье-гармоникой (см. рис. 6а) $f(z) \approx \sin(h_s z)$, то присутствие этой функции в формуле (10) приводит к расщеплению каждой из компонент стоячей волны на две волны с разными эффективными волновыми числами:

$$C_n^+ f(z) \exp(-in\hbar z) \approx \frac{C_n^+}{2i} [\exp(-in\hbar z + ih_s z) - \exp(-in\hbar z - ih_s z)],$$

$$C_n^- f(z) \exp(in\hbar z) \approx \frac{C_n^-}{2i} [\exp(in\hbar z + ih_s z) - \exp(in\hbar z - ih_s z)].$$

Следовательно, дисперсионная характеристика гладкостенного волновода $k(h) = \sqrt{k_\perp^2 + h^2}$ (см. рис. 5а) расщепляется на две дисперсионные кривые $k(h) = \sqrt{k_\perp^2 + (h \pm h_s)^2}$ (см. рис. 5б), так что продольное волновое число $h(n) = n\hbar$ аксиальной моды с индексом n в секционированном резонаторе преобразуется в два эффективных волновых числа:

$$h(n) = n\hbar \pm h_s = \hbar(n \pm N_s). \quad (12)$$

В такой ситуации условие гиротронного резонанса (2) выполняется для одной из получившихся в результате расщепления компонент далёкой от отсечки (и, соответственно, обладающей пониженной дифракционной добротностью) моды с аксиальным индексом $n = N_s$, которая согласно (12)

обладает близким к нулю эффективным волновым числом (см. рис. 5б). В то же время низшая ($n = 1$) мода обладает в секционированном резонаторе ненулевыми эффективными волновыми числами и возбуждается в режимах гиролампы бегущей или обратной волны.

На рис. 6 показаны продольные волновые структуры, иллюстрирующие описанный выше эффект, для случая резонатора, составленного из $N_s = 3$ секций. В регулярном волноводе амплитуда первой аксиальной моды $a_1 \propto \sin(\pi z/L)$ не меняет знак, в то время как амплитуда третьей моды $a_3 \propto \sin(3\pi z/L)$ меняет знак в двух точках (рис. 6б и в, штриховые кривые). В нерегулярном резонаторе, состоящем из $N_s = 3$ секций, сдвиги фазы волны на π происходят как раз в этих двух точках смены знака. В результате мода с индексом $n = 3$ приобретает гиротронную (знакопостоянную) структуру $a_3 \propto |\sin(3\pi z/L)|$, а мода с $n = 1$ теперь меняет знак в двух точках, что делает её похожей на моду $n = 3$ в регулярном резонаторе (рис. 6б и в, сплошные кривые). Ясно, что аналогичный эффект «модового обмена» существует в общем случае, когда резонатор составлен из произвольного числа секций N_s . В этом случае сдвиги фазы волны на π между секциями приводят к тому, что мода с $n = N_s$ приобретает знакопостоянную структуру: $a_{N_s} \propto |\sin(N_s \pi z/L)|$, в то время как структура низшей моды с $n = 1$ становится аналогичной моде с $n = N_s$ гладкостенного резонатора.

В качестве примера описанной конфигурации можно привести схему (см. рис. 7), разработанную для реализации непрерывного слабoreлятивистского (с напряжением 30 кВ) гиротрона на четвёртой циклотронной гармонике. Предполагается, что рабочей является мода $TE_{4,8}$ с групповой скоростью, соответствующей моде $TE_{4,8,3}$ цилиндрического резонатора; при этом форма и положение фазовых корректоров и, следовательно, продольная структура рабочей моды оптимизированы для достижения максимального КПД. На рис. 7 приведены результаты моделирования (см. приложение) слабoreлятивистского гиротрона с двумя фазовыми корректорами, полученные с учётом реального профиля и конечности длины этих корректоров. Профиль резонатора (т. е. расположение и длина корректоров) оптимизирован с целью максимизации мощности выходного излучения. Разные длины двух корректоров, обеспечивающих сдвиг фазы рабочей волны на π , а также влияние электронно-волнового взаимодействия на продольную структуру возбуждаемой в резонаторе волны приводят к тому, что эта структура несколько отличается от той, которая изображена на рис. 6. В самом деле, амплитуды трёх «горбов» амплитуды волны оказываются разные, так что эффективная амплитуда поля излучения растёт к выходному концу резонатора, что и даёт некоторый выигрыш в электронном КПД. Согласно расчётам дифракционная добротность рабочей моды составляет около 20 000, что при омической добротности 10 000 позволяет вывести из резонатора треть всей излучаемой пучком мощности. С учётом того, что электронный КПД в этой схеме лишь на треть уступает КПД возбуждения квазикритической моды цилиндрического резонатора (2 % против 3 % в традиционной схеме при одинаковых стартовых токах), а дифракционная добротность последней превышает 100 000 для требуемой длины резонатора, схема с коррекцией фазы обеспечивает трёхкратный выигрыш в мощности выходного излучения по сравнению с традиционной схемой и позволяет при токе 0,7 А получить мощность около 120 Вт на частоте 520 ГГц. Расчёты, проведённые с учётом эффекта трансформации мод, предсказывают весьма малые потери в мощности излучаемой рабочей волны $TE_{4,8}$, обусловленные её рассеянием на неоднородностях в наиболее опасную (т. е. ближайшую к ней) моду с тем же азимутальным индексом, $TM_{4,7}$ (см. рис. 7). Кроме того, расчёты предсказывают очень низкую чувствительность режима генерации к разбросу скоростей электронов, а также (что немаловажно в данном частотном диапазоне) к ошибкам изготовления фазовых корректоров: наибольшая точность, требуемая при этом, не превышает 0,02 мм.

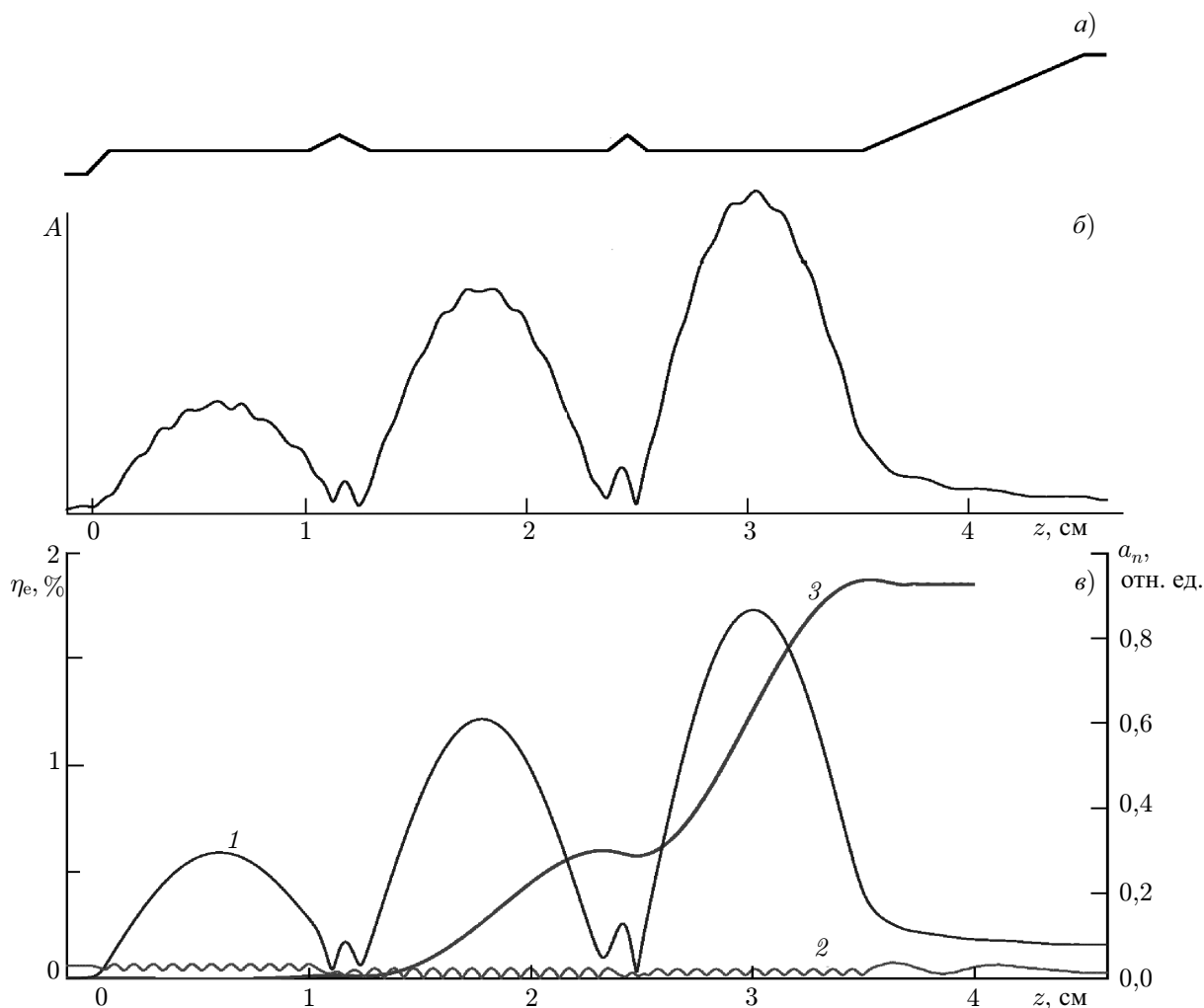


Рис. 7. Результаты моделирования слабoreлятивистского гиротрона с фазовыми корректорами. Приведены оптимизированный профиль резонатора (а) и соответствующая ему структура рабочего поля (б), а также структуры составляющих его мод (в): основной рабочей моды TE_{4,8} (кривая 1) и следующей по величине моды TM_{4,7} (2). Также показана зависимость электронного КПД η_e от координаты (3)

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение следует отметить, что в настоящей статье описываются лишь основные физические принципы, лежащие в основе использования в гиротронах квазирегулярных резонаторов с короткими фазовыми корректорами. Использование таких корректоров привлекательно в гиротронах с относительно протяжёнными резонаторами, которые, как правило, используются при низких уровнях мощности выходного излучения. Естественный пример такой ситуации — гиротроны, работающие на высоких гармониках циклотронной частоты, в которых слабость электронно-волнового взаимодействия приводит к необходимости использовать резонаторы с большой длиной и, соответственно, большой дифракционной добротностью. В таких системах использование фазовых корректоров может позволить решить две проблемы: повысить селективность возбуждения высокой циклотронной гармоники, а также понизить дифракцион-

ную добротность возбуждающейся в протяжённом резонаторе гиротронной волны. Разумеется, наличие нерегулярностей приводит к появлению дополнительных проблем (таких, например, как рассеяние рабочей квазикритической волны на неоднородности или критичность к ошибкам изготовления фазовых корректоров). Детальное исследование данных вопросов в общем случае затруднено, однако оно может быть выполнено при разработке конкретных систем. Два примера таких систем (релятивистский гиротрон на второй циклотронной гармонике и слаборелятивистский гиротрон с большими электронными орбитами на четвёртой гармонике) кратко обсуждаются в настоящей работе.

Работы выполнены при поддержке Российского научного фонда (проект 14–29–00192).

ПРИЛОЖЕНИЕ. РАСЧЁТ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ ГИРОТРОНОВ С НЕРЕГУЛЯРНЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

Моделирование пространственно-временной динамики гиротрона проводилось на основе нестационарного уравнения для медленной комплексной амплитуды $a(t, z)$ поля моды $TM_{m,p}$ в резонаторе [30]:

$$\frac{2ik}{c} \frac{\partial a}{\partial t} = \frac{\partial^2 a}{\partial z^2} + \left[k^2 \left(1 - \frac{i}{Q_{\text{ohm}}} \right) - k_{\perp}^2 \right] a + J(t, z), \quad (\text{П1})$$

где $0 < z < L$, $k = \omega/c$, ω — циклическая частота собственной моды резонатора, соответствующей рабочему колебанию, $k_{\perp} = \mu_p/R(z)$ — поперечное волновое число этой моды, μ_p — соответствующий нуль производной функции Бесселя 1-рода m -го порядка $J_m(x)$ ($J'_m(\mu_p) = 0$), $R(z)$ — радиус резонатора, Q_{ohm} — омическая добротность собственной моды, $J(t, z)$ — возбуждающий ток.

Микроволновая система гиротрона состоит из регулярного (или квазирегулярного, как показано на рис. 8) резонатора с длиной L , в котором рабочая волна имеет квазикритический характер ($k \approx k_{\perp}$), а также выходного рупора, через который осуществляется вывод излучения. При этом в регулярной части системы вывода ($z = L_{\text{out}}$) рабочая волна далека от отсечки ($k \gg k_{\perp}$). На левой границе расчётной области ставилось нулевое граничное условие

$$a(t, 0) = 0, \quad (\text{П2})$$

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

$$\frac{ik}{c} \frac{\partial a}{\partial t} = \frac{\partial^2 a}{\partial z^2} + [k^2 (1 - i\Lambda) - k_{\perp}^2] a, \quad (\text{П3})$$

где $L_{\text{out}} < z < L_{\text{out}} + d$ с граничным условием

$$a(t, L_{\text{out}} + d) = 0 \quad (\text{П4})$$

на правой границе и условиями непрерывности амплитуды и её производной при $z = L_{\text{out}}$. Параметры поглощающей области (длина d и коэффициент поглощения Λ) 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

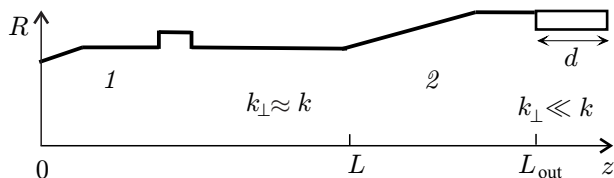


Рис. 8. Используемая в расчётах модель микроволновой системы гиротрона: 1 — рабочий резонатор, 2 — выходной рупор

спектром. Мощность выходного излучения гиротрона связана с амплитудой на выходе $z = L_{\text{out}}$ соотношением

$$P_{\text{em}}(t) = \frac{Mc^2}{e} \frac{Mc^3}{e} \frac{N_{\perp}}{4k} \text{Im} \left(a \frac{\partial a^*}{\partial z} \right), \quad (\text{П5})$$

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

Возбуждающий ток $J(t, z)$ в правой части (П1) находился методом «крупных частиц», для чего решались усреднённые по циклотронному периоду уравнения движения электронов в высокочастотном поле [27, 31, 32]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \gamma}{\partial z} &= \kappa \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} \text{Im}[a \exp(-i\theta)] J'_N(\xi), \\ \frac{\partial p_{\perp}}{\partial z} &= \kappa \left\{ \frac{\gamma}{p_{\parallel}} \text{Im}[a \exp(-i\theta)] - \frac{1}{k} \text{Re} \left[\frac{\partial a}{\partial z} \exp(-i\theta) \right] \right\} J'_N(\xi), \\ \frac{\partial \theta}{\partial z} &= \frac{Nb - k\gamma}{p_{\parallel}} + \kappa \frac{N\gamma}{p_{\parallel} p_{\perp}} \left\{ \left(\frac{k_{\perp} p_{\perp}}{\gamma} - \frac{N}{\xi p_{\perp}} \right) \text{Re}[a \exp(-i\theta)] - \frac{N p_{\parallel}}{k \xi \gamma p_{\perp}} \text{Im} \left[\frac{\partial a}{\partial z} \exp(-i\theta) \right] \right\} J_N(\xi). \end{aligned} \quad (\text{П6})$$

Здесь p_{\perp} и p_{\parallel} — нормированные на Mc поперечный и продольный импульсы электрона соответственно, θ — медленная фаза вращающегося в магнитном поле электрона относительно волны, N — номер рабочей циклотронной гармоники, $\kappa = k k_{\perp} J_{m-N}(k_{\perp} R_e)$ — коэффициент связи электронов с полем, R_e — радиус электронного пучка, $b = eB/(Mc^2)$ — нормированное продольное магнитное поле, $\xi = k_{\perp} p_{\perp}/b$. При решении использовалось приближение быстрого (по сравнению с характерным временем эволюции поля) пролёта частиц через резонатор, когда в уравнения (18) на всей траектории частицы входит амплитуда $a(t, z)$ в фиксированный момент времени t , а возбуждающий ток $J(t, z)$, соответствующий этому же моменту времени, находится суммированием частичных токов:

$$J = \left\langle G \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} J'_n(\xi) \exp(i\theta) \right\rangle, \quad (\text{П7})$$

где $G = 4eIk\kappa/(mc^3 N_{\perp})$, I — ток пучка, а угловые скобки означают усреднение по всему электронному ансамблю. Условия применимости такого приближения установлены в работе [33].

Начальные условия для уравнений движения задавались в виде

$$\theta|_{z=0} \in [0, 2\pi), \quad \gamma|_{z=0} = \gamma_0, \quad p_{\perp}|_{z=0} \in [p_{\perp 0} (1 - \varepsilon/2), p_{\perp 0} (1 + \varepsilon/2)], \quad (\text{П8})$$

соответствующем перемешанному по гирофазам моноэнергетическому электронному пучку с разбросом нормированных поперечных скоростей $\delta\beta_{\perp} = \varepsilon$. Мощность P_e , отдаваемая пучком электромагнитному полю при пролёте через резонатор, характеризуется значением электронного КПД η_e

$$\eta_e(t) = \frac{\gamma_0 - \langle \gamma(L) \rangle}{\gamma_0 - 1}, \quad P_e(t) = UI\eta_e(t), \quad (\text{П9})$$

где U — ускоряющее напряжение пучка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10, № 9–10. С. 1414.

2. Nusinovich G. S. Introduction to the physics of gyrotrons. Baltimore: John Hopkins University Press, 2004. 352 p.
3. Urbanus W. H., Bongers W. A., van der Geer C. A. J., et al. // Phys. Rev. E. 1999. V. 59. P. 6058.
4. Vinokurov N. A. // J. IRMM and THz Waves. 2011. V. 32. P. 1123.
5. Kulipanov G. N., Bagryanskaya E. G., Chesnokov E. N., et al. // IEEE Trans. Terahertz Science and Technology. 2015. V. 5. P. 798.
6. Bratman V. L., Bandurkin I. V., Dumesh B. S., et al. // AIP Conf. Proc. 2006. V. 807. P. 356.
7. Idehara T., Tsuchiya H., Watanabe O., et al. // Int. J. IRMM Waves. 2006. V. 27. P. 319.
8. Hornstein M. K., Bajaj V. S., Griffin R. G., Temkin R. J. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. V. 34. P. 524.
9. Glyavin M. Yu., Luchinin A. G., Golubiatnikov G. Yu. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. Art. no. 015101.
10. Bratman V. L., Kalynov Yu. K., Manuilov M. N. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. Art. no. 245101.
11. Bratman V. L., Glyavin M. Yu., Kalynov Yu. K., et al. // J. IRMM and THz Waves. 2011. V. 33. P. 371.
12. Torrezan A. C., Shapiro M. A., Sirigiri J. R., et al. // IEEE Trans. Electron Devices. 2011. V. 58. P. 2777.
13. Idehara T., Sabchevski S. P. // J. IRMM and THz Waves. 2012. V. 33, No. 7. P. 667.
14. Glyavin M. Yu., Luchinin A. G., Nusinovich G. S., et al. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 101. Art. no. 153503.
15. Alberti S., Ansermet J.-Ph., Avramides K. A., et al. // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. Art. no. 123102.
16. Bandurkin I. V., Kalynov Yu. K., Savilov A. V. // IEEE Trans. Electron Devices. 2015. V. 62. P. 2356.
17. Kalynov Yu. K., Osharin I. V., Savilov A. V. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. Art. no. 053116.
18. Зайцев Н. И., Завольский Н. А., Запевалов В. Е. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 10. С. 914.
19. Denisov G. G., Bratman V. L., Cross A. W., et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 5680.
20. Bratman V. L., Cross A. W., Denisov G. G. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 2746.
21. Savilov A. V., Bratman V. L., Phelps A. D. R., Samsonov S. V. // Phys. Rev. E. 2000. V. 62. P. 4207.
22. Bandurkin I. V., Bratman V. L., Savilov A. V., et al. // Phys. Plasmas. 2009. V. 16. Art. no. 070701.
23. Запевалов В. Е., Малыгин С. А., Павельев В. Г., Цимринг Ш. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27, № 9. С. 1194.
24. Bratman V. L., Idehara T., Kalynov Yu. K., et al. // J. Infrared Millim. Waves. 2006. V. 27. P. 1063.
25. Carmel Y., Chu K. R., Read M., et al. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 112.
26. Savilov A. V. // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 95. Art. no. 073503.
27. Bandurkin I. V., Kalynov Yu. K., Savilov A. V. // Phys. Plasmas. 2010. V. 17. Art. no. 073101.
28. Bandurkin I. V., Kalynov Yu. K., Savilov A. V. // Phys. Plasmas. 2013. V. 20. Art. no. 014503.
29. Bandurkin I. V., Kalynov Yu. K., Osharin I. V., Savilov A. V. // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. Art. no. 013313.
30. Ginzburg N. S., Nusinovich G. S., Zavolsky N. A. // Int. J. Electron. 1986. V. 61. P. 881.
31. Братман В. Л., Моисеев М. И., Петелин М. И., Эрм Р. Э. // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16. С. 622.
32. Братман В. Л., Савилов А. В., Чанг Т. Х. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 9. С. 732.
33. Bandurkin I. V., Savilov A. V. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. Art. no. 063113.

Поступила в редакцию 28 апреля 2016 г.; принята в печать 28 июня 2016 г.

USE OF QUASIREGULAR RESONATOR CAVITIES WITH SHORT PHASE CORRECTORS IN GYROTRONS OPERATED AT HIGHER CYCLOTRON HARMONICS

I. V. Bandurkin, M. Yu. Glyavin, N. A. Zavolsky, Yu. K. Kalynov, I. V. Osharin, and A. V. Savirov

We discuss the possibilities of using quasiregular resonator cavities with short irregularities, which ensure correction of the wave phase, in low-power gyrotrons operated at higher cyclotron-frequency harmonics. The use of such phase correctors can help in solving two problems, namely, increasing the selectivity of excitation of a higher cyclotron harmonic and decreasing the diffraction Q-factor of the gyrotron wave excited in an extended cavity.