

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики
Российской академии наук»
(ИПФ РАН)

На правах рукописи

Ошарин Иван Владимирович

СЕЛЕКТИВНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЫСОКИХ ЦИКЛОТРОННЫХ
ГАРМОНИК И ВЫСОКИХ ПРОДОЛЬНЫХ МОД В ГИРОПРИБОРАХ
ТЕРАГЕРЦОВОГО ЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА

01.04.03 – Радиофизика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
Доктор физико-математических наук, доцент
А.В. Савилов

Нижний Новгород – 2019

Содержание

Введение.....	5
Глава 1. Снижение дифракционной добротности микроволновых систем гиротронов на высоких циклотронных гармониках.....	19
1.1 Моделирование гиротронов со сложными микроволновыми системами	24
1.1.1 Пространственно-временное уравнение возбуждения волны в гиротроне с нерегулярной микроволновой системой	25
1.1.2 Уравнения «длинноприборной» асимптотики.....	29
1.2 Гиротронное возбуждение высоких продольных мод в квазирегулярных секционированных резонаторах	32
1.2.1 Физический механизм гиротронного возбуждения высоких продольных мод	32
1.2.2 Исследование гиротронного возбуждения высоких продольных мод в рамках уравнений «длинноприборной» асимптотики	39
1.2.3 Разработка секционированных резонаторов с пониженной дифракционной добротностью для гиротронов с приосевыми пучками	46
Глава 2. Повышение селективности возбуждения высоких циклотронных гармоник	52
2.1. Гиротронный резонатор с селектирующими фазовыми корректорами.....	53
2.1.1. Принцип работы селектирующих фазовых корректоров	53
2.1.2. Асимптотическая модель электронно-волнового взаимодействия в случае конкуренции двух волн.....	58
2.1.3. Возбуждение паразитных мод в режиме малого сигнала.....	60
2.1.4. Пространственно-временное моделирование конкуренции двух волн в нерегулярном резонаторе.....	63
2.1.5. Релятивистский гиротрон на второй циклотронной гармонике с квазирегулярным резонатором.....	66
2.2 Гиротронный резонатор с рассеивающей неоднородностью	69
2.2.1. Метод селективного рассеяния мод.....	70
2.2.2. Проект резонатора гиротрона с частотой 1.3 ТГц.....	71
2.3 Подавление паразитных низкочастотных колебаний в двухпучковом гиротроне ..	74

2.3.1 Двухпучковый гиротрон с поглощающим пучком	75
2.3.2 Двухпучковый гиротрон с разными потенциалами пучков	81
Глава 3. Гиротроны с низкими энергиями электронных пучков	84
3.1. Работа субтерагерцового гиротрона с экстремально низким напряжением	85
3.1.1. Моделирование электронно-волнового взаимодействия в низковольтном режиме	86
3.1.2. Моделирование «гиротрино» – слабoreлятивистского компактного гиротрона.....	90
2.2. Плавная перестройка частоты в гиротроне с выводом СВЧ излучения с катодного конца.....	96
2.2.1. Эффективное возбуждение высоких аксиальных мод в гиротроне с низким ускоряющим напряжением	97
2.2.2. Плавная кривая перестройки частоты для гиротрона с выводом мощности в сторону катодного конца	99
4.3. Возбуждение высоких продольных мод в режиме лампы бегущей волны	104
3.3.1. Режим возбуждения различных продольных мод.....	104
3.3.2. Зоны устойчивого возбуждения разных продольных мод	106
3.3.3. КПД гиротрона в режиме ЛБВ	110
Глава 4. Двухволновые режимы электронно-волнового взаимодействия	112
4.1. Генерация коротких мощных импульсов в двухволновых режимах возбуждения гиротрона	114
4.1.1. Двухволновой режим возбуждения гиротрона.....	115
4.1.2. Генерация мощных импульсов, основанная на компрессии двухволнового сигнала гиротрона	119
4.1.3. Генерация коротких мощных импульсов в гиротроне с выводом излучения в сторону катода	122
4.2. Двухволновой режим работы гиротрона на высоких гармониках	126
4.2.1. Связь двух мод, возбуждаемых на разных циклотронных гармониках, на электронном пучке	127
4.2.2. Уравнения двухволнового циклотронного мазера.....	133

5. Заключение.....	144
Список трудов автора по теме диссертации.....	147
Список цитированной литературы	151

Введение

Актуальность темы

Одним из важных направлений развития современной прикладной физики является создание источников когерентного электромагнитного излучения, работающих на относительно высоких уровнях мощности, и активное их продвижение в субтерагерцовый и терагерцовый частотные диапазоны. Это вызвано потребностями таких важных и перспективных фундаментальных и практических приложений, как, например, спектроскопические, биохимические и биофизические приложения (в частности, динамическая поляризация ядерных спинов в спектроскопии ядерного магнитного резонанса), использование в установках термоядерного синтеза для нагрева и диагностики плазмы, диагностика различных сред, современные ускорительные приложения и т.д. [1-24].

Большинство таких приложений требует как повышения частоты излучения, так и увеличения выходной мощности создаваемых источников. В настоящее время наиболее доступными для потребителей источниками субтерагерцового и терагерцового частотного диапазона являются главным образом низковольтные электронные черенковские, а также твердотельные источники (диоды Ганна и квантовые каскадные лазеры) с мощностью от микроватт до нескольких десятков милливатт [25]. На другом «полюсе» (с точки зрения доступности потребителю) находятся терагерцовые лазеры на свободных электронах, которые демонстрируют очень высокую импульсную мощность и возможность широкополосной частотной перестройки [26]. В то же время, эти генераторы основаны на использовании электронных пучков с очень высокой энергией электронов (2-12 МэВ), для чего необходимы большие и дорогостоящие ускорители [27-40].

С точки зрения сочетания компактности и доступности потребителю (с одной стороны) и высоких КПД и мощности выходного излучения (с другой стороны), во многих случаях наиболее перспективным вариантом является гиротрон – разновидность мазеров на циклотронном резонансе, основанная на возбуждении квазикритических мод волноводных резонаторов винтовыми электронными пучками [41-45]. Главные достоинства гиротрона обусловлены именно работой на квазикритических волнах, поскольку это обеспечивает высокую эффективность электронно-волнового взаимодействия электронов с такими волнами, а также слабую чувствительность гиротрона к скоростному разбросу частиц в пучке. Кроме того, высокая дифракционная добротность таких волн даже в открытых резонаторах обеспечивает их селективное возбуждение без каких-либо дополнительных элементов обратной связи.

Результатом развития гиротронов [41-62] стало создание высокоэффективных источников излучения с рекордными мощностями в различных диапазонах (более 1 МВт в коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн [47], сотни кВт в субмиллиметровом диапазоне [9, 10] и киловатный уровень мощности в терагерцовом диапазоне [53, 62]). В то же время, процесс создания современных коротковолновых гиротронов нередко сопряжен с необходимостью решения новых физических задач и исследования новых схем и режимов работы этих приборов, что обусловлено как стремлением реализовать гиротроны с уникальными характеристиками, так и нуждами развивающихся приложений. Прежде всего, тут следует упомянуть использование генерации на высоких циклотронных гармониках (что в настоящее время практически неизбежно при реализации длинноимпульсных и непрерывных терагерцовых гиротронов) [57, 62], а также создание низковольтных гиротронов с относительно низкими уровнями выходной мощности, которые выглядят весьма привлекательно с точки зрения их использования в некоторых (например, спектроскопических) приложениях.

В таких режимах работы перечисленные выше достоинства гиротронов в какой-то мере превращаются в недостатки. В гиротронах с относительно слабым электронно-волновым взаимодействием (что может быть обусловлено как относительно низкими уровнями мощности и тока рабочего электронного пучка, так и работой на высокой гармонике циклотронной частоты) для старта рабочих колебаний приходится использовать протяженные (десятки длин волн) резонаторы. В таких системах дифракционная добротность рабочих волн может существенно превышать их омическую добротность, что приводит к поглощению большей части излучения электронного пучка в стенках резонатора. Попытка же перейти к работе на относительно далеких от отсечки продольных модах, обладающих пониженными дифракционными добротностями, приводит, как правило, к существенному снижению эффективности гиротрона.

Высокая селективность возбуждения квазикритической волны затрудняет частотную перестройку гиротрона даже в относительно узкой полосе. Кроме того, при переходе к работе на высоких гармониках циклотронной частоты сопутствующее этому переходу ослабление электронно-волнового взаимодействия (сопровождающееся, как правило, необходимостью удлинения рабочего резонатора) приводит к проблеме селективности возбуждения высоких гармоник и, соответственно, подавления паразитных колебаний, возбуждающихся на низких гармониках.

Настоящая работа направлена на исследование новых схем гиротронов, которые разрабатываются с целью решения описанных выше проблем.

Цели диссертации

1. Изучение особенностей процессов электронно-волнового взаимодействия в субтерагерцовых гиротронах с относительно слабым электронно-волновым взаимодействием (низкие рабочие токи, работа на высоких гармониках циклотронной частоты). Исследование новых схем гиротронов как путь повышения электронного и выходного КПД в таких гиротронах.
2. Исследование новых схем гиротронов с повышенной селективностью возбуждения высоких циклотронных гармоник.
3. Исследование особенностей электронно-волнового взаимодействия в маломощных коротковолновых гиротронах с низкими энергиями рабочих электронов.
4. Разработка численных кодов, моделирующих пространственно-временную динамику возбуждения гиротронов. Разработка и расчет экспериментальных макетов гиротронов терагерцового частотного диапазона, включая гиротроны со сложными микроволновыми системами.

Научная новизна

1. Предложена и исследована схема гиротрона с секционированным резонатором с фазовыми корректорами, обеспечивающая эффективное гиротронное возбуждение относительно далеких от отсечки продольных мод.
2. Предложены и исследованы гиротронные резонаторы с короткими селектирующими элементами, обеспечивающими повышенную селективность возбуждения высоких циклотронных гармоник.
3. Выявлены особенности частотной перестройки в различных схемах гиротронов с низкими ускоряющими напряжениями рабочих электронных пучков.
4. Разработан и рассчитан ряд экспериментальных макетов терагерцовых гиротронов со сложными микроволновыми системами.

Практическая значимость работы обусловлена ее направленностью на создание субтерагерцовых и терагерцовых гиротронов с относительно высокими уровнями мощности, включая гиротроны, работающие на высоких гармониках циклотронной частоты. Применение предложенных в данной работе методов и подходов позволит создать новые приборы с уникальными характеристиками.

Апробация результатов работы

Основные результаты работы [A1 – A35] опубликованы в реферируемых российских и зарубежных журналах и докладывались на 40-43-й Международных конференциях по инфракрасным и миллиметровым волнам (Гонконг, Китай, 2015; Копенгаген, Дания, 2016; Канкун, Мексика, 2017, Нагоя, Япония, 2018), 18-й Международной конференции по вакуумной электронике (Лондон, Великобритания, 2017), 32-й Генеральной ассамблее Международного Радиофизического Союза (Монреаль, Канада, 2017), 28 совместном Российско-Германском семинаре по ЭЦР нагреву плазмы и гиротронам (Нижний Новгород, 2016), 26-27-й Международных конференциях «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (Севастополь, 2016, 2017), Международном семинаре по мощным СВЧ-источникам и их приложениям (Нижний Новгород, 2017), 10-м Всероссийском семинаре по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн (Нижний Новгород, 2016), 15-й и 17-й Всероссийских школах-семинарах «Физика и применение микроволн» (Можайск, 2015, 2017), 7-й Всероссийской научно-технической конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ» (Санкт-Петербург, 2018), 18-й научной школе «Нелинейные волны – 2018» (Нижний Новгород, 2018), 3-й Международной конференции «Терагерцовое и СВЧ излучение: генерация, детектирование и приложения (ТЕРА-2018)» (Нижний Новгород, 2018), 20-м Конкурсе работ молодых учёных ИПФ РАН.

Личный вклад автора в проведенные исследования

Основные результаты, представленные в диссертации и вошедшие в работы [A1 – A35] получены либо лично автором, либо при его непосредственном участии. Вклад соискателя состоял в аналитическом исследовании электронно-волнового взаимодействия в гиротронных резонаторах различных конфигураций, построении теоретических моделей гиротронов со сложными электродинамическими системами, численном моделировании процессов электронно-волнового взаимодействия. На основе оригинальных численных кодов, написанных автором, был спроектирован и рассчитан ряд экспериментальных макетов терагерцовых гиротронов со сложными микроволновыми системами. Теоретические исследования проводились автором при консультативной поддержке со стороны научного руководителя и соавторов совместных работ. Постановка задач, обсуждение и интерпретация результатов проводилась совместно с научным руководителем и соавторами.

Структура и объем диссертации

Работа состоит из введения, четырех глав, заключения, списка трудов по диссертации и списка цитируемой литературы. Общий объем диссертации составляет 161 страницу, включая

67 иллюстраций, 2 таблицы и список литературы из 181 наименования. Список публикаций автора по теме работы содержит 35 наименований.

Краткое содержание диссертации

Глава 1 посвящена исследованию новых методов понижения дифракционной добротности протяженных резонаторов гиротронов на высоких гармониках, работающих в терагерцовом частотном диапазоне. В таких гиротронах для обеспечения старта возбуждения на более высокой циклотронной гармонике требуется увеличение длины рабочего резонатора. Это влечет за собой проблему роста дифракционной добротности рабочей моды и, соответственно, роста омических потерь в стенках резонатора. Основой описанных в первой главе подходов, направленных на решение данной проблемы, является использование гиротронных резонаторов секционированного типа, в которых обеспечивается пониженная дифракционная добротность гиротронной волны.

В *параграфе 1.1* приведены основные уравнения, на основе которых были разработаны численные коды для исследования нестационарной пространственно-временной динамики возбуждения и установившихся режимов гиротронов.

В *п. 1.1.1* приведенная система уравнений гиротрона, в которых учтены различные конфигурации рабочего электронного пучка (приосевой пучок, традиционный для большинства гиротронов трубчатый пучок с произвольным радиусом ведущих центров, многопучковая система), произвольные скоростной и позиционный разбросы частиц, взаимодействие частиц со всеми компонентами поля волны, а также с учетом искажений «холодной» структуры СВЧ поля вследствие электронно-волнового взаимодействия, неоднородность рабочего магнитостатического поля в резонаторе, послерезонаторное электронно-волновое взаимодействие.

В *п. 1.1.2* дается система, основанная на универсальных асимптотических уравнениях движения электронов (фактически, уравнений маятника). Такой подход является достаточно точным лишь для гиротронов на высоких гармониках с протяженными резонаторами, в которых КПД электронно-волнового взаимодействия невелик, а влияние т.н. «силового» члена на группировку частиц в поле волны мало. В то же время, универсальность таких уравнений делает их удобными для общего анализа ряда задач.

Параграф 1.2 посвящен исследованию достаточно простого и технологичного метода снижения дифракционной добротности рабочей гиротронной волны, основанного на использовании резонатора с периодической системой фазовых корректоров, представляющих собой расширение резонатора. Физический механизм работы таких нерегулярностей описан в *п. 1.2.1*. Параметры каждого фазового корректора (ширина и увеличение радиуса) подбираются

так, чтобы обеспечить набег фазы $\delta\phi \approx \pi$ для квазикритических волн. Такая нерегулярность эквивалентна смене знака волны в месте расположения фазового корректора. В таком секционированном резонаторе гиротронный режим электронно-волнового взаимодействия реализуется не для низшей аксиальной моды, а для моды с более высоким аксиальным индексом, который совпадает с числом секций резонатора. Такая мода имеет существенно меньшую дифракционную добротность по сравнению с низшей продольной модой регулярного резонатора.

Качественное исследование гиротронного возбуждения высоких продольных мод в квазирегулярных резонаторах на основе асимптотических уравнений движения электронов приведено в *п. 1.2.2*. Асимптотические уравнения достаточно корректны для гиротронов с протяженными резонаторами, работающих на высоких циклотронных гармониках, с относительно низким КПД. В нелинейном моделировании были использованы уравнения движения с пространственно-временным уравнением для волны. Моделирование было проведено для гиротрона с параметрами, близкими к параметрам экспериментально реализованного терагерцового слабoreлятивистского (80 кВ, 0.7 А) гиротрона с большой орбитой, работающего на третьей циклотронной гармонике на относительно высокой поперечной моде $TE_{3,7}$. Моделирование показало, что использование рабочих волн с пониженной дифракционной добротностью позволяет значительно увеличить выходной КПД в силу заметного снижения доли омических потерь. Так, эта доля падает с 85-90% в регулярной системе до 20% в секционированном резонаторе при возбуждении аксиальной моды с пятью вариациями в гиротронном режиме.

В *п. 1.2.3* исследуется возможность использования секционированных резонаторов с фазовыми корректорами в гиротронах экспериментального стенда «МЦАР» ИПФ РАН: слабoreлятивистских непрерывного и импульсного гиротронов с большой орбитой (ГБО). Для импульсного ГБО показано, что использование секционированных систем слегка уменьшает электронный КПД (с 10% до 7.5%), однако выходная мощность увеличивается из-за понижения дифракционной добротности возбуждаемых волн и, следовательно, снижения омических потерь. Кроме того, описанный подход к проблеме снижения дифракционной добротности был использован для проектирования непрерывного маломощного (30 кВ / 0.7 А) гиротрона на частоте 0.5 ТГц. Для этой установки были спроектированы и детально промоделированы трех- и пятисекционный резонаторы (в зависимости от итоговых параметров рабочего электронного пучка) с значительно меньшей дифракционной добротностью. В ходе моделирования было показано, что схема с коррекцией фазы обеспечивает трехкратный выигрыш в выходной мощности по сравнению с традиционной схемой. Кроме того, расчеты предсказывают очень низкую чувствительность генерации к ошибкам изготовления фазовых корректоров.

Глава 2 посвящена исследованию методов повышения селективности возбуждения рабочей циклотронной гармоники, основанных на использовании квазирегулярных резонаторов с фазовыми корректорами, а также двухпучковой схемы. Поскольку наиболее доступные криомагниты способны обеспечить поля с интенсивностями на уровне 10–15 Тл, что для гиротронов терагерцового частотного диапазона делает переход к работе на высоких циклотронных гармониках практически неизбежным. Однако при этом остро стоит проблема подавления паразитных мод, возбуждаемых на основном циклотронном резонансе.

В *параграфе 2.1* приведен достаточно простой метод подавления паразитной генерации на первой циклотронной гармонике, основанный на использовании резонатора с одной или несколькими неоднородностями (фазовыми корректорами). Принцип работы таких фазовых корректоров изложен в *п. 2.1.1*. Параметры каждой такой неоднородности (величина расширения радиуса резонатора и ее длина) подбираются таким образом, чтобы обеспечить на такой неоднородности набег фазы, близкий к π , для квазикритических волн с частотой, близкой с циклотронной частоте электронов рабочего пучка гиротрона. Это приводит к существенному ухудшению электронно-волнового взаимодействия на основном циклотронном резонансе. Скачок фазы соответствует резкому переходу электронного сгустка, сформированному резонансным полем возбуждаемой электромагнитной волны, из тормозящей фазы в ускоряющую, что приводит к «смене знака» электронно-волнового взаимодействия, то есть переходу от излучения волны к ее поглощению. В то же время для волн на удвоенной частоте (соответствующей генерации на второй циклотронной гармонике) та же самая неоднородность обеспечивает вдвое больший набег фазы (т. е. близкий к 2π), что в первом приближении соответствует отсутствию влияния таких неоднородностей на эффективность возбуждения рабочей волны на второй гармонике.

В *п. 2.1.2* описана модель, на основе которой проведен анализ конкуренции двух разночастотных волн, возбуждаемых на разных циклотронных гармониках. Фактически, она представляет собой обобщение описанной в разделе 1.1.2 самосогласованной модели с универсальными асимптотическими уравнениями движения на случай взаимодействия электронов одновременно с двумя волнами.

В *п. 2.1.3* приведен анализ возбуждения паразитных волн в режиме малого сигнала. Поскольку рабочая и паразитная волны имеют разные частоты, они возбуждаются независимо, тогда как взаимодействие между двумя волнами возникает только в нелинейном режиме. Таким образом, можно исследовать взаимодействие двух волн с пучком по отдельности. Если добротности волн достаточно велики, можно использовать приближение, в котором продольная структура каждой волны фиксирована и совпадает с «холодной» структурой продольной моды закрытого резонатора. Уравнения движения рассматривались в приближении фиксированной

продольной структуры поля в случае, когда возбуждается только паразитная волна. Анализ показал, что присутствие одного фазового корректора соответствует уменьшению стартового тока паразитной волны на первой гармонике в 3-4 раза в зависимости от расстройки паразитной волны. При наличии двух нерегулярностей стартовые токи паразитной волны увеличиваются в 5-8 раз. Следует подчеркнуть, что присутствие двух нерегулярностей не меняет стартовый ток рабочей волны на второй гармонике, поскольку для нее набег фазы равен 2π в приближении бесконечно малой длины фазового корректора.

Подробное моделирование конкуренции волн, возбуждаемых на второй гармонике и на основном циклотронном резонансе, учитывающее совместное взаимодействие (конкуренцию) двух волн на нелинейной стадии работы гиротрона проведено *подразделе 2.1.4*. Моделирование показало, что использование резонатора с одним фазовым корректором увеличивает стартовый ток паразитной волны в 4-8 раз по сравнению с регулярной системой. Использование резонатора с двумя нерегулярностями увеличивает стартовый ток «паразита» до примерно 30 раз по сравнению с регулярной системой. Стоит отметить, что квазианалитическая одномодовая теория в приближении малого сигнала предсказывает меньшее увеличение стартовых токов: 3-4 раза для резонатора с одной нерегулярностью и 5-8 раз для системы с двумя. Следовательно, лучшее подавление паразитной волны, предсказываемое нелинейным двухволновым моделированием, может быть объяснено влиянием конкуренции между рабочей и паразитной волной.

В *п. 2.1.5* исследовалась возможность применения описанного метода повышения селективности в конкретной системе – релятивистском гиротроне на второй циклотронной гармонике, работающем в длинноволновой части миллиметрового диапазона длин волн. Исследовался электронный циклотронный мазер с трубчатым релятивистским электронным пучком (напряжение – 280 кэВ, ток – до 50 А, средний питч-фактор электронов – 1,3). Моделирование показало, что в квазирегулярном резонаторе обеспечивается селективная генерация на второй циклотронной гармонике сразу в двух диапазонах рабочих полей. Как показывают численные расчеты, наличие короткого селектирующего элемента, обеспечивающего подавление паразитных волн, оказывается слабо заметным с точки зрения генерации рабочих волн на второй гармонике не только в стартовом режиме, но и в нелинейном режиме установившейся генерации. Расчеты предсказывают достижение КПД генерации рабочих волн на уровне 10% при токах 10-20 А.

При разработке квазирегулярного резонатора следует учесть, что нерегулярность может быть источником нежелательного рассеяния рабочей моды в низшие поперечные моды. Подробное исследование этой проблемы приведено в *разделе 2.2*. Предложенный метод подавления паразитных низкочастотных колебаний на первой гармонике основан на

одномодовом приближении, когда корректор представлен достаточно коротким расширением радиуса резонатора и для определения сдвига фазы волны может быть использовано приближение Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна. Этот подход может быть использован в достаточно длинных резонаторах при низких модах. Однако при достаточно коротком резонаторе для рабочих мод с высокими радиальными индексами, что типично для гиротронов субмиллиметрового диапазона, такой подход не может быть реализован. Это связано с тем, что ограничение максимальной длины корректора накладывает ограничение на его минимальную глубину. В *п. 2.2.1* предложена модификация метода подавления низкочастотных паразитных волн, возбуждаемых на основном циклотронном резонансе. В данном случае, как и ранее, в качестве селектирующего элемента предлагается использовать прямоугольную канавку на стенке резонатора. Если радиус резонатора внутри канавки близок к критическому для одной из мод, радиальный индекс которой на единицу больше радиального индекса рабочей моды, а азимутальный индекс такой же, как у рабочей, тогда, выбрав ширину канавки, возможно достигнуть почти полного отсутствия рассеяния рабочей моды на такой нерегулярности. Описанный элемент является резонансным и, таким образом, обеспечивает отсутствие рассеяния только для конкретной моды. В результате паразитные волны, возбуждаемые на основном циклотронном резонансе, имеющие вдвое меньшее поперечное волновое число, будут испытывать сильное рассеяние на канавке, что приводит к уменьшению их добротности, искажению их продольной структуры и увеличению их стартовых токов.

В *п. 2.2.2* приведена модификация регулярного резонатора реализованного в ИПФ РАН гиротрона с частотой 670 ГГц, работающего на возбуждаемой на основном циклотронном резонансе моде $TE_{31,8}$. Анализ спектра собственных мод резонатора показывает, что в рабочем диапазоне магнитных полей возможен резонанс на второй циклотронной гармонике с модой $TE_{63,15}$ на частоте 1.34 ТГц. Чтобы продемонстрировать метод, было предложено использовать канавку глубиной 0.12 мм в резонаторе, радиус которого 4.54 мм. Моделирование этой системы проведено с помощью метода конечных элементов в двумерной области (r - z). Выбирая геометрию канавки, можно достичь почти полного отсутствия ее влияния на возбуждение моды $TE_{63,15}$, сохраняя как добротность этой моды, так продольный профиль поля по отношению к электронному пучку (рис. 2.12 а и б). Расчет стартовых токов подтверждает эффективность подавления паразитных мод в предложенном резонаторе. Деформация низкочастотных мод оказалась настолько сильной, что их стартовые токи стали в несколько раз выше, чем практически не изменившийся стартовый ток рабочей моды на второй гармонике.

Параграф 2.3 посвящен исследованию подавления низкочастотных паразитных колебаний, возбуждаемых на основном циклотронном резонансе, в работающих на второй гармонике гиротронах с двумя электронным пучками. В разделе проведен анализ двух

подходов к использованию двухпучковой схемы. В этом случае два пучка инжектируются в два максимума фактора связи пучка с полем рабочей волны на высокой гармонике. В первом случае предполагалось, что один из двух пучков является прямолинейным. Моделирование, проведенное на основе модели нестационарного одномодового гиротрона, модифицированной для случая двух пучков, показало, что недостатком этого подхода является большая величина тока пучка, которая требуется для обеспечения значительного увеличения стартового тока паразитных мод. Для улучшения этой ситуации было предложено использовать для поглощения паразитной волны не прямолинейный, а закрученный пучок, который сильнее взаимодействует с волной. Поглощение обеспечивается в том случае, если энергия дополнительного пучка слегка меньше энергии рабочего пучка.

Глава 3 посвящена исследованию особенностей работы гиротронов с низкими энергиями электронных пучков и, следовательно, с низким уровнем выходной мощности излучения. Одним из наиболее важных приложений для таких приборов является динамическая поляризация ядер (ДПЯ) – способ значительного повышения чувствительности спектрометров ядерного магнитного резонанса (ЯМР). При реализации маломощных источников излучения для приложений спектроскопии и диагностики возникает ряд новых физических эффектов и технических особенностей.

Параграф 3.1 посвящен исследованию возможности низковольтной работы непрерывного гиротрона на моде $TE_{5,2}$ на основном циклотронном резонансе, изначально спроектированного для работы на второй гармонике, на моде $TE_{6,5}$ на частоте 527 ГГц. В **п. 3.1.1** работа такого гиротрона была промоделирована на основе системы нестационарных одномодовых уравнений, описанных в первой главе. Моделирование было проведено как для правильной геометрии резонатора, так и для резонатора с небольшой конусностью, что позволяет учесть погрешность, которая была допущена при изготовлении резонатора. Это приближение может объяснить различие между моделированием и экспериментальными результатами. В моделировании было показано, что при рабочем напряжении 2 кВ при пич-факторе 1 мощность выходного излучения достигает 15 Вт при токе пучка 100 мА или выше, а для рабочего напряжения 1.5 кВ все еще возможна генерация излучения мощностью до 8 Вт. Устойчивая работа такого гиротрона на моде $TE_{5,2}$ на основном циклотронном резонансе на частоте 252 ГГц была экспериментально продемонстрирована для напряжений свыше 1.4 кВ. В диапазоне напряжений 1.6-2 кВ выходная мощность была оценена в несколько десятков мВт.

П. 3.1.2 посвящен теоретическому исследованию и моделированию работы «гиротрино» – слабoreлятивистского гиротрона для ДПЯ/ЯМР приложений, совмещенного с ЯМР-спектрометром внутри одного криомагнита, что порождает несколько физических и инженерных проблем. Строгие требования к прибору, вызванные такой конфигурацией,

приводят к некоторым нетипичным особенностям в проекте прибора: использование экстремально низкого рабочего напряжения, относительно короткого резонатора, вывод излучения в сторону катода, коллектор, расположенный в однородном магнитном поле. Исследование этих проблем показывает, что в «гиротрино» может обеспечиваться уровень выходной мощности 10-20 Вт на частоте 265 ГГц при условии совпадения частот излучения и ДПЯ. Несколько исследованных особенностей прибора могут быть использованы безотносительно конфигурации «гиротрино»-ЯМР-спектрометр.

Параграф 3.2 посвящен особенностям перестройки частоты в гиротроне с выводом излучения в сторону катодного конца резонатора. Для такой гиротронной конфигурации на примере «гиротрино» было проведено исследование режимов эффективного возбуждения нескольких мод с высокими продольными индексами, изложенное в *п. 3.2.1*. При использовании достаточно протяженного резонатора рабочий ток становится значительно выше оптимального значения для работы на низшей аксиальной моде и достаточным для возбуждения мод с высоким продольным индексом. Было показано, что в данной системе аксиальные моды могут возбуждаться при магнитных полях как ниже, так и выше резонансного значения, в режиме лампы бегущей волны (гино-ЛБВ) и гиро-ЛОВ соответственно. Для выбранной длины резонатора выходная мощность при работе на высокой аксиальной моде значительно выше, чем на основной моде.

П. 3.2.2 посвящен исследованию способа получения более гладкой зависимости мощности от частоты за счет использования вывода излучения в сторону катодного конца резонатора, таким образом минимизируя влияние отражения встречной волны. Моделирование на основе усредненных уравнений одномодового нестационарного гиротрона, проверенное прямым трехмерным РС-моделированием, показывает, что в гиротроне с напряжением 2 кВ и током 150 мА выходная мощность излучения может составлять от 15 до 30 Вт с КПД 5-10 % в полосе шириной 3 ГГц, причем перепад выходной мощности во всей полосе составляет менее двух раз. Возможность эффективной работы на высоких продольных модах может быть использована для непрерывной перестройки частоты в гироприборах средней мощности.

Параграф 3.3 посвящен исследованию устойчивости возбуждения высоких продольных мод в режиме лампы бегущей волны в гиротронах с низким ускоряющим напряжением. Частичное решение проблемы реализации гиротрона с рабочей волной, возбуждаемой электронным пучком с низким током, обладающей относительно низкой дифракционной добротностью – переход от работы на низшей продольной моде к работе на моде с более высоким аксиальным индексом. В разделе показано, что в низковольтных гиротронах существует возможность устойчивой работы на высоких аксиальных модах в режиме ЛБВ, когда электроны взаимодействуют в основном с попутной компонентой стоячей волны.

В *п. 3.3.1* рассмотрен спектр продольных мод гиротронного резонатора, проанализированы условия их возбуждения. В обычных условиях генерация на второй (или даже выше) продольной моде в режиме ЛБВ нестабильна из-за возбуждения низшей продольной моды. Однако данная ситуация меняется, когда гиротрон работает при малом ускоряющем напряжении и когда в приборе используется достаточно протяженный резонатор. При малых напряжениях и, таким образом, низких скоростях электронов доплеровская поправка в условии синхронизма становится малой. В этой ситуации условие резонанса для высоких аксиальных мод практически переходит к гиротронному, и высшая аксиальная мода, возбуждающаяся в режиме ЛБВ, может успешно конкурировать с низшей близкой к отсечке модой.

В *п. 3.3.2* приведено сравнение низковольтного гиротрона с ускоряющим напряжением 2 кВ и с напряжением 30 кВ, разница между исследуемыми приборами была только в ускоряющих напряжениях. В первом случае стабильная работа на второй продольной моде возможна в достаточно широком диапазоне параметров и при рабочем токе, значительно превышающем минимальный стартовый. При ускоряющем напряжении 30 кВ устойчивое возбуждение второй продольной моды в режиме ЛБВ возможно только в очень ограниченной области параметров, рабочий ток должен быть крайне близок к стартовому.

В *п. 3.3.3* показано, что переход к работе гиротрона на высоких продольных модах, возбуждаемых в режиме ЛБВ, позволяет получить большой электронный и волновой КПД в низковольтных коротковолновых гиротронах с протяженными резонаторами из-за более сильного электронно-волнового взаимодействия и меньших омических потерь.

Глава 4 посвящена исследованию возможностей реализации многоволновых режимов в коротковолновых гиротронах. Такие режимы электронно-волнового взаимодействия являются нетипичными, и их реализация в электронных лазерах, если она не возникает случайно в расчетах или экспериментах, как правило, направлена на решение неких специфических для каждого конкретной ситуации проблем. В главе исследуется возможность применения двухволновых режимов для реализации мощных импульсных источников СВЧ излучения, а также для реализации гиротронов с приосевыми пучками на высоких циклотронных гармониках.

В *параграфе 4.1* исследуется метод получения мощных импульсов, основанный на компрессии двухволнового сигнала, генерируемого гиротроном при определённых условиях. При магнитных полях, меньших, далеких от резонансного для низшей продольной моды резонатора, но близких к резонансному для второй продольной моды, процесс возбуждения характеризуется последовательным возбуждением этих двух мод. Такой режим возбуждения описан в *п. 4.1.1*. Возможность реализации этого двухволнового режима исследовалась на

примере экспериментально реализованного в ИПФ РАН импульсного гиротрона с частотой 0,67 ТГц. Данный гиротрон работал на моде $TE_{31,8}$, возбуждаемой на основном циклотронном резонансе. В квазистационарном длинноимпульсном (10-20 мс) режиме мощность излучения составляла 200 кВт при токе пучка 15 А, что соответствовало КПД 20%. В соответствии с результатами моделирования двухволновой компрессирующий режим в этом гиротроне может быть реализован при удвоенном рабочем токе, что соответствует мощности пучка около 2 МВт. Эти возбуждающиеся последовательно продольные моды имеют слегка разные частоты и, следовательно, разные групповые скорости.

В *п. 4.1.2* показано, что использованием выходной секции, обеспечивающей подходящую частотную дисперсию групповой скорости, можно обеспечить сложение двухволнового сигнала в один, обладающий большой пиковой мощностью, достигающей или даже превышающей мощность рабочего электронного потока.

В *п. 4.1.3* показано, что мощная импульсная генерация в режиме кооперации двух мод в гиротронах может быть реализована без использования каких-либо компрессирующих секций при условии вывода излучения в сторону катода. В этом случае возбуждающаяся сначала вторая продольная мода поступает на катодный выходной конец резонатора только после ее отражения от закритического сужения на коллекторном конце. В то же время низшая продольная мода, которая возбуждается позже, приходит в выходную секцию резонатора с меньшей групповой скоростью. В результате две волны, возбуждаемые в разное время переходного процесса возбуждения, образуют один мощный ВЧ-импульс.

Параграф 4.2 посвящен исследованию способа уменьшения добротности квазикритической рабочей волны за счет ее связи с бегущей волной. Исследуется ситуация, когда «гофрированный» электронный пучок обеспечивает эффективное взаимодействие бегущей и квазикритической волн, возбуждаемых на одной частоте, но на разных циклотронных гармониках.

В *п. 4.2.1* приведены условия связи двух волн, возбуждаемых на разных циклотронных гармониках, на электронном пучке. Связь между этими двумя волнами возможна в том случае, когда в любом сечении электронного пучка все частицы имеют одинаковые гирофазы. Обычно высокочастотные гироприборы обладают электронно-оптическими системами с высокой компрессией пучка магнитным полем, когда поле в прикатодной области значительно меньше поля в рабочем резонаторе. В этих системах электроны получают их вращательную скорость в прикатодной области. В рабочем резонаторе частицы такого пучка перемешаны по гирофазам, так что в данном случае режим циклотронной связи между двумя разными волнами невозможен. Путь решения этой проблемы заключается в использовании специальных экранов в области, близкой ко входу в рабочий резонатор. Эти экраны должны «вырезать» некоторые

фракции электронного пучка, которые содержат частицы с одинаковыми фазами вращения. В этом случае значительная часть пучка теряется на экранах. Однако предполагается, что эта потеря должна компенсироваться увеличением КПД при работе в режиме связи двух мод на «гофрированном» электронном пучке.

В *п. 4.2.2* получены уравнения, описывающие взаимодействие приосевого электронного пучка с двумя волнами на одной частоте и на разных гармониках. На основе этих уравнений для параметров слаборелятивистского (80 кВ, 0.7 А, питч-фактор 1.4) терагерцового гиротрона с большой орбитой на третьей гармонике было проведено моделирование двухволнового режима работы. В *п. 4.2.3* приведены результаты этого моделирования.

В **заключении** сформулированы основные результаты диссертации.

Глава 1. Снижение дифракционной добротности микроволновых систем гиротронов на высоких циклотронных гармониках

Гиротрон [41-46] представляет собой наиболее распространенную разновидность электронных циклотронных мазеров, основанную на селективном возбуждении квазикритических мод открытых резонаторов слабо/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 (скоростному разбросу). Последнее объясняется тем фактом, что при близком к нулю продольном волновом числе рабочей волны в условии циклотронного электронно-волнового резонанса

$$\omega \approx N\Omega + hV_z.$$

оказывается пренебрежимо малым слагаемое, описывающее доплеровское преобразование циклотронной частоты (или ее гармоники), которое содержит поступательную скорость частиц.

При этом, однако, квазикритический характер рабочей волны в гиротроне приводит к возникновению целого ряда проблем при реализации этих приборов в коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. Прежде всего, такой характер рабочей волны влечет за собой проблему квадратичного роста дифракционной добротности этой волны в открытом гиротронном резонаторе с ростом длины резонатора (вернее, ее отношения к длине рабочей волны, $Q_{dif} \sim (L/\lambda)^2$). В то же время, рост длины резонатора, как правило, не приводит к изменению его омической добротности, Q_{ohm} . При этом доля омических потерь (т.е. отношение мощности, теряемой в стенках резонатора вследствие их омического нагрева, к полной мощности СВЧ волны, излучаемой электронным пучком, определяется формулой

$$\frac{P_{ohm}}{P_e} = \frac{Q_{\Sigma}}{Q_{ohm}} = \frac{Q_{dif}}{Q_{ohm} + Q_{dif}}, \quad (1.1)$$

Где

$$Q_{\Sigma} = \frac{Q_{ohm}Q_{dif}}{Q_{ohm} + Q_{dif}}, \quad (1.2)$$

- суммарная добротность системы. Таким образом, если электронно-волновое взаимодействие в гиротроне слабо (например, из-за относительно низкого тока в рабочем электронном пучке или при работе на высокой циклотронной гармонике), то увеличение длины резонатора

(необходимое для старта рабочего колебания) и сопутствующий этому рост дифракционной добротности ведет к росту омических потерь в гиротроне, так что при $Q_{dif} > Q_{ohm}$ более половины мощности, отбираемой рабочей волной у электронного пучка, теряется в стенках резонатора.

В мощных и, соответственно, относительно сильноточных гиротронах, работающих как на основном циклотронном резонансе [47, 48], так и на второй гармонике циклотронной частоты [49-51], длина резонатора, как правило, составляет несколько длин волн. Согласно оценке [46]

$$Q_{dif} \approx 8\pi(L/\lambda)^2, \quad (1.3)$$

при $L/\lambda = 5-10$ дифракционная добротность составляет $Q_{dif} \approx 600-2500$. В то же время, согласно известной [46] оценке, омическая добротность квазикритической ТЕ моды с собственным числом μ и азимутальным индексом m определяется следующей формулой:

$$Q_{ohm} \approx 700 \times \mu \times \left(1 - \frac{m^2}{\mu^2}\right) \times \sqrt{\lambda(\text{мм})}. \quad (1.4)$$

Если учесть, что радиус резонатора R_c связан с длиной волны λ соотношением $\mu/R_c = 2\pi/\lambda$, можно заметить, что если радиус резонатора составляет несколько длин волн, а азимутальный индекс моды не слишком велик, то при работе в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах омическая добротность может быть оценена на уровне $Q_{ohm} \sim 10000$ или даже выше. В такой ситуации доля омических потерь мала, и наличие таких потерь важно не столько с точки зрения потерь в мощности выходного излучения, сколько с точки зрения обеспечения эффективного съема тепла со стенок резонатора при работе в длинноимпульсных и непрерывных режимах.

Иная ситуация имеет место в коротковолновых гиротронах, работающих на малых уровнях мощности [28, 52-66]. Основным поставщиком маломощных гиротронов, весьма востребованных в ряде важных физических (включая спектроскопические [67-68]) приложениях, является компания SPI [56]. Важной особенностью таких гиротронов является малая мощность рабочих электронных пучков (небольшой ток), что объясняется особенностями тех приложений, для которых они создаются. Конкретнее, во-первых, относительно низкие мощности электронных пучков необходимы с точки зрения обеспечения длинноимпульсных (или непрерывных) режимов работы гиротронов. Кроме того, для ряда спектроскопических приложений высокая (киловаттный уровень и выше) мощность генерации не только не требуется, но даже и вредна. Это означает, что в гиротроне с рабочим напряжением 20-30 кВ даже при относительно низком для гиротронов выходном КПД на уровне 10% и мощности генерации менее 1 кВт рабочий ток должен составлять менее 0,5 А.

В ситуации, когда рабочие токи малы, приходится использовать протяженные (десятки длин волн) резонаторы, так что дифракционная добротность рабочей волны становится сравнимой с ее омической добротностью (или даже может ее существенно превышать). Даже при длине резонатора $L/\lambda = 20$ дифракционная добротность рабочей моды согласно оценке (1. 3) составит $Q_{dif} \approx 10000$, что при омической добротности того же порядка соответствует ситуации, когда половина СВЧ мощности, излучаемой электронным пучком, теряется в стенках резонатора. При длине резонатора $L/\lambda = 30$ дифракционная добротность рабочей моды составит $Q_{dif} \approx 23000$, и при омической добротности $Q_{ohm} \approx 10000$ это будет означать, что омические потери (доля излучаемой электронным пучком мощности, потерянная в стенках резонатора) окажется равной уже 70%.

Следует заметить, что большая доля омических потерь нежелательна не только с точки зрения снижения выходного КПД гиротрона. В длинноимпульсных и непрерывных режимах генерации увеличение тепловой нагрузки на стенки резонатора также представляет серьезную инженерную проблему вследствие естественных ограничений, накладываемых на интенсивность теплосъема с поверхности рабочего резонатора. Очевидно, что с уменьшением длины рабочей волны (и, соответственно, с уменьшением размеров резонатора) эта проблема становится более актуальной.

Проблема высокой доли омических потерь становится еще более серьезной при работе на высоких циклотронных гармониках [60-66] в связи с ослаблением интенсивности электронно-волнового взаимодействия. Действительно, зависимость стартового тока гиротрона от номера циклотронной гармоники N весьма сильная и описывается следующей формулой [46]

$$I_{st} \propto (V_{\perp} / c)^{-2N} Q_{\Sigma}^{-1} L^{-2}, \quad (1. 5)$$

где V_{\perp} - поперечная (осцилляторная) скорость частиц. Согласно (1. 2), суммарная добротность рабочего резонатора ограничена сверху омической добротностью, так что при больших длинах резонатора L его добротность практически не зависит от длины, $Q_{\Sigma} \approx Q_{ohm}$. Это означает, что при фиксированных частоте генерации, рабочем токе и добротности резонатора длина резонатора растет с ростом номера рабочей циклотронной гармоники по следующему закону:

$$L \propto (V_{\perp} / c)^{-N}. \quad (1. 6)$$

При этом, согласно (1. 1), отношение полезной (выходной) мощности $P_{out} = P_e - P_{ohm}$ к полной мощности, излучаемой электронным пучком, определяется как

$$\frac{P_{out}}{P_e} = 1 - \frac{Q_{dif}}{Q_{ohm} + Q_{dif}} = \frac{Q_{ohm}}{Q_{ohm} + Q_{dif}}, \quad (1. 7)$$

Согласно (1. 3), дифракционная добротность растет пропорционально квадрату длины резонатора, $Q_{dif} \propto L^2$. Это означает, что при больших длинах рабочего резонатора (и при больших дифракционных добротностях $Q_{dif} \gg Q_{ohm}$) доля полезной мощности спадает с ростом номера рабочей циклотронной гармоники по следующему закону:

$$\frac{P_{out}}{P_e} \propto \frac{Q_{dif}}{Q_{ohm}} \propto L^2 \propto (V_{\perp} / c)^{2N} . \quad (1. 8)$$

Например, при ускоряющем напряжении 30 кВ и питч-факторе (соотношении между поперечной и продольной составляющими электронной скорости) 1,3 поперечная скорость составляет $V_{\perp} \approx 0.2c$. Как легко видеть из формулы (1. 8), в такой ситуации переход от работы на гармонике с номером N к работе на следующей $(N+1)$ гармонике приводит к уменьшению отношения P_{out} / P_e приблизительно на порядок.

Таким образом, для маломощных терагерцовых гиротронов актуальной задачей является реализация систем с достаточно протяженным 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 ее рассеянием в далекую от отсечки волну на стенках резонатора с винтовой гофрировкой [69-73], двухволновые схемы электронно-волнового взаимодействия [74,75], а также использование нерегулярных резонаторов различных типов [76-82]. К сожалению, как правило, реализация таких схем в терагерцовом диапазоне затрудняется необходимостью использования в них сложных микроволновых и/или электронно-оптических систем.

Настоящая глава направлена на решение описанной выше проблемы за счет использования нерегулярных резонаторов, обеспечивающих пониженную добротность рабочей гиротронной моды. В разделе 1.1 этой главы описана самосогласованная система пространственно-временных уравнений гиротрона, которая использована автором для разработки численного кода. Этот код позволяет рассчитать динамику возбуждения и установившийся режим генерации гиротрона с нерегулярной микроволновой системой и с неоднородным магнитным полем в условиях нефиксированности пространственной (продольная мода) и временной (частота генерации) структур возбуждаемой СВЧ волны. Отдельно описан асимптотический вариант системы гиротронных уравнений, удобный для «общего» анализа предлагаемых схем в условия слабого электронно-волнового взаимодействия. В разделе 1.2 описан достаточно простой и технологичный подход, направленный на понижение дифракционной добротности рабочей волны в протяженных резонаторах коротковолновых гиротронов. Этот подход основан

на использовании квазирегулярного резонатора, состоящего из нескольких регулярных секций, разделённых короткими нерегулярностями, обеспечивающими набег фазы между секциями, равный π . Показано, что в такой ситуации относительно далекая от отсечки (и, соответственно, обладающая относительно низкой дифракционной добротностью) продольная мода возбуждается в гиротронном режиме (т.е. в условиях циклотронного резонанса без доплеровского преобразования частоты). В разделе 1.3 исследован гиротрон с секционированным резонатором клистронного типа, в котором пониженная дифракционная добротность рабочей моды обеспечена за счет того, что эта мода близка к отсечке только в некоторых (входном и выходном) относительно коротких участках нерегулярного резонатора. Обсуждаются также перспективы использования таких схем в терагерцовых гиротронах с приосевыми электронными пучками на высоких (третья – четвертая) циклотронных гармониках, которые разрабатываются в ИПФ РАН. Основные результаты, изложенные в главе, опубликованы в работах [A1, A4, A5, A11, A16-19, A25, A30, A32].

1.1 Моделирование гиротронов со сложными микроволновыми системами

В данном разделе приведены основные уравнения, на базе которых были разработаны численные коды для исследования нестационарной пространственно-временной динамики возбуждения и установившихся режимов гиротронов с нерегулярными микроволновыми системами. В основе этих систем лежат следующие подходы:

- фиксированная поперечная структура возбуждаемой волны (фиксированная поперечная мода);
- самосогласованная пространственно-временная задача возбуждения гиротрона решается начиная со старта рабочего колебания из малой случайной «затравки» (шумов) и кончая стационарным (квазистационарным) установившемся режимом генерации;
- «горячая» (с учетом влияния электронного пучка) нефиксированная пространственно-временная структура (продольная структура и частота) возбуждаемой волны;
- моделирование вывода излучения через открытый конец рабочего резонатора в процессе решения самосогласованной задачи как путь расчета дифракционной добротности возбуждаемого СВЧ колебания.

В секции 1.1.1 дается система, основанная на «настоящих» уравнениях движения электронов в гиротроне, в которых учтены такие эффекты, как

- возможность разных конфигураций рабочего электронного пучка (приосевой пучок, традиционный для большинства гиротронов трубчатый пучок с произвольным радиусом ведущих центров, многопучковая система);
- произвольные скоростной и позиционный разброс частиц;
- взаимодействие частиц со всеми компонентами поля волны, включая поперечные магнитные поля относительно удаленных от отсечки TE мод, а также с учетом искажений «холодной» структуры свч поля вследствие электронно-волнового взаимодействия;
- неоднородность рабочего магнитостатического поля гиротрона;
- возможность учета послерезонаторного электронно-волнового взаимодействия.

Численный код, разработанный на основе этих уравнений, используется в настоящее время для детального моделирования реальных гиротронных систем.

В секции 1.1.2 дается система, основанная на универсальных асимптотических уравнениях движения электронов (фактически, уравнений маятника). Такой подход является достаточно точным лишь для гиротронов на высоких гармониках с протяженными резонаторами, в которых КПД электронно-волнового взаимодействия невелик, а влияние т.н. «силового» члена на группировку частиц в поле волны мало. В то же время, универсальность таких уравнений делает их удобными для общего анализа ряда задач.

Для численного моделирования самосогласованных систем гиротронных задач применялись методы конечных разностей. Уравнения движения частиц в высокочастотном поле волны решались методом Рунге-Кутты четвертого порядка. Для решения уравнения для медленной амплитуды поля, представляющего собой параболическое дифференциальное уравнение в частных производных, использовался неявный метод конечных разностей. Выбор чисто неявной схемы, более сложной с точки зрения реализации по сравнению с явными схемами, обусловлен ее сходимостью к точному решению, а также ее абсолютной устойчивостью, то есть выбор временного шага происходит только из соображений точности [83].

1.1.1 Пространственно-временное уравнение возбуждения волны в гиротроне с нерегулярной микроволновой системой

Моделирование пространственно-временной динамики гиротрона проводилось на основе нестационарного уравнения для медленной комплексной амплитуды $a(t, z)$ поля $TE_{m,p}$ -моды в резонаторе [84]

$$2ik \frac{\partial a}{\partial t} = \frac{\partial^2 a}{\partial z^2} + \left(k^2 \left(1 - \frac{i}{Q_{ohm}} \right) - k_{\perp}^2 \right) a + J(t, z), \quad 0 < z < L, \quad (1.9)$$

где $k = \omega/c$, ω – циклическая частота собственной моды резонатора, соответствующей рабочему колебанию, $k_{\perp}(z) = \mu_p/R(z)$ – поперечное волновое число этой моды, μ_p – соответствующий нуль производной функции Бесселя $J_m(x)$, так что $J'_m(\mu_p) = 0$, $R(z)$ – радиус резонатора, Q_{ohm} – омическая добротность собственной моды.

Микроволновая система гиротрона состоит из регулярного (или квазирегулярного, как показано на рис. 1.4) резонатора длиной L , в котором рабочая волна имеет квазикритический характер ($k \approx k_{\perp}$), а также выходного рупора, через который осуществляется вывод излучения (рис. 1.1). При этом в регулярной части системы вывода ($z = L_{out}$) рабочая волна далека от отсечки ($k \gg k_{\perp}$). На левой границе расчетной области ставилось нулевое граничное условие,

$$a(t, 0) = 0, \quad (1.10)$$

Серьезной проблемой, возникающей при моделировании гиротронов (равно как и других систем с дифракционным выводом излучения) является формулировка граничного условия для комплексной амплитуды СВЧ волны на выходном конце системы. В классических [44] работах она решается путем постановки условия излучения на выходном конце рабочего резонатора. Такое условие легко формулируется в задаче с фиксированной частотой волны:

$$\frac{\partial a}{\partial z} = ik_z a = i \sqrt{k^2 - k_{\perp}^2} a$$

Однако в ситуации, когда частота СВЧ сигнала не фиксирована, а отражение квазикритической волны от нерегулярности существенно зависит от частоты (вернее, от близости частоты волны к частоте отсечки рабочей поперечной моды волновода) ситуация существенно усложняется, и формулировка граничного условия излучения делается с помощью достаточно сложного интегрального соотношения.

В настоящей работе используется несколько другой подход, а именно – граничное условие на выходе из рабочего резонатора не ставится, а моделируется распространение волны по выходному рупору гиротрона. В конец выходного рупора добавляется «нагрузка» - поглощающий слой длиной d , в котором уравнение (1.9) преобразовывалось к виду

$$ik \frac{\partial a}{\partial t} = \frac{\partial^2 a}{\partial z^2} + (k^2(1 - i\Lambda) - k_{\perp}^2)a, \quad L_{out} < z < L_{out} + d \quad (1.11)$$

с граничным условием

$$a(t, L_{out} + d) = 0 \quad (1.12)$$

на правой границе, и условиями непрерывности амплитуды и ее производной при $z = L_{out}$. Параметры поглощающей области (длина d и коэффициент Λ) поглощающего слоя подбирались таким образом, чтобы отражение волны от границы не превышало 0.1% по мощности.

Заметим, что, вообще говоря, наличие такой «нагрузки» не обеспечивает стопроцентное безотражательное поглощение выходного сигнала гиротрона. Однако в данном случае важен тот факт, что электронный пучок возбуждает в регулярной части резонатора волну (или некий спектр волн) с характерной частотой, близкой к частоте отсечки рабочей (узкой) части резонатора. Это означает, что в широкой выходной части характерная частота СВЧ сигнала заведомо далека от отсечки, что, естественно, снижает отражение от поглощающей «нагрузки». Дальнейшее уменьшение «паразитного» отражения может быть обеспечено плавным «включением» поглощающей «нагрузки» (плавным ростом декремента Λ с координатой). В расчетах специально контролируется отсутствие отражения от поглощающей нагрузки.

Заметим также, что описанный выше метод моделирования дифракционного вывода из резонатора сигнала с нефиксированной временной структурой имеет ряд достоинств. С математической точки зрения это простота «нулевого» граничного условия для волнового сигнала на выходном конце системы, что облегчает численное моделирование. С физической точки зрения такой подход позволяет описать прохождение (и возможные паразитные отражения) волны в выходном рупоре, а также послерезонаторное электронно-волновое взаимодействие в этом рупоре. Отметим, что, согласно расчетам, последнее оказывается достаточно важным, когда в рабочем резонаторе возбуждается волна, относительно далекая от отсечки (вторая-третья-четвертая аксиальные моды). В этом случае при переходе из регулярного рабочего резонатора в выходной рупор фаза волны начинает «убегать» от

электронов не сразу, так что, фактически, начало выходного рупора также включается в пространство электронно-волнового взаимодействия. Это означает, что с ростом отличия частоты возбуждаемой волны от частоты отсечки регулярного резонатора эффективное пространство электронно-волнового взаимодействия растет за счет включения в него части нерегулярного выходного рупора.

В качестве начального условия для амплитуды выбиралась случайная затравка с широким пространственным спектром. Выходная мощность гиротрона связана со значением амплитуды на выходе $z = L_{out}$ соотношением

$$P_{em}(t) = \frac{Mc^2}{e} \frac{Mc^3}{e} \frac{N_{\perp}}{4k} \operatorname{Im} \left(a \frac{\partial a^*}{\partial z} \right), \quad (1.13)$$

где $N_{\perp} = (\mu_p^2 - m^2) J_m^2(\mu_p) / 2$ – поперечная норма рабочей моды.

Уравнения движения электронов в поле возбуждаемой волны. Возбуждающий ток $J(t, z)$ в правой части (1. 9) находился методом крупных частиц, для чего решались усредненные по циклотронному периоду уравнения движения электронов в высокочастотном поле [44,46]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \gamma}{\partial z} &= K \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} \operatorname{Im}(ae^{-i\theta}) J'_N(\xi), \\ \frac{\partial p_{\perp}}{\partial z} &= K \left[\frac{\gamma}{p_{\parallel}} \operatorname{Im}(ae^{-i\theta}) - \frac{1}{k} \operatorname{Re} \left(\frac{\partial a}{\partial z} e^{-i\theta} \right) \right] J'_N(\xi) + \frac{p_{\perp}}{2bk} \frac{\partial b}{\partial z}, \\ \frac{\partial \theta}{\partial z} &= \frac{Nb - k\gamma}{p_{\parallel}} + K \frac{N\gamma}{p_{\parallel} p_{\perp}} \left[\left(k_{\perp} \frac{p_{\perp}}{\gamma} - \frac{N}{\xi p_{\perp}} \right) \operatorname{Re}(ae^{-i\theta}) - \frac{Np_{\parallel}}{k\xi\gamma p_{\perp}} \operatorname{Im} \left(\frac{\partial a}{\partial z} e^{-i\theta} \right) \right] J_N(\xi). \end{aligned} \quad (1.14)$$

Здесь γ – релятивистский масс-фактор электрона, p_{\perp} и p_{\parallel} – его нормированные на Mc поперечный и продольный импульсы, θ – медленная относительная фаза вращающегося в магнитном поле электрона относительно волны, n – номер рабочей циклотронной гармоники, $K = k k_{\perp} J_{m-N}(k_{\perp} R_e)$ – коэффициент связи электронов с полем, R_e – радиус электронного пучка, $b = eV/Mc^2$ – нормированное продольное магнитное поле, $\xi = k_{\perp} p_{\perp} / b$. Слагаемое $\frac{p_{\perp}}{2bk} \frac{\partial b}{\partial z}$ в уравнении для поперечного импульса учитывает неоднородность продольного распределения магнитного поля. При решении использовалось приближение быстрого (по сравнению с характерным временем эволюции поля) пролета частиц через резонатор, когда в уравнения (1.14) 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 путем суммирования частичных токов:

$$J = \langle G \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} J'_N(\xi) e^{i\theta} \rangle \quad (1.15)$$

где $G = 4(eI/mc^3)kK/N_{\perp}$, I – ток пучка, а $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по всему электронному ансамблю. Условия применимости такого приближения выявлены в работе [46].

Начальные условия для уравнений движения задавались в виде

$$\theta|_{z=0} \in [0, 2\pi), \quad \gamma|_{z=0} = \gamma_0, \quad p_{\perp}|_{z=0} \in [p_{\perp 0}(1 - \varepsilon/2), p_{\perp 0}(1 + \varepsilon/2)], \quad (1.16)$$

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

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

где U – ускоряющее напряжение пучка.

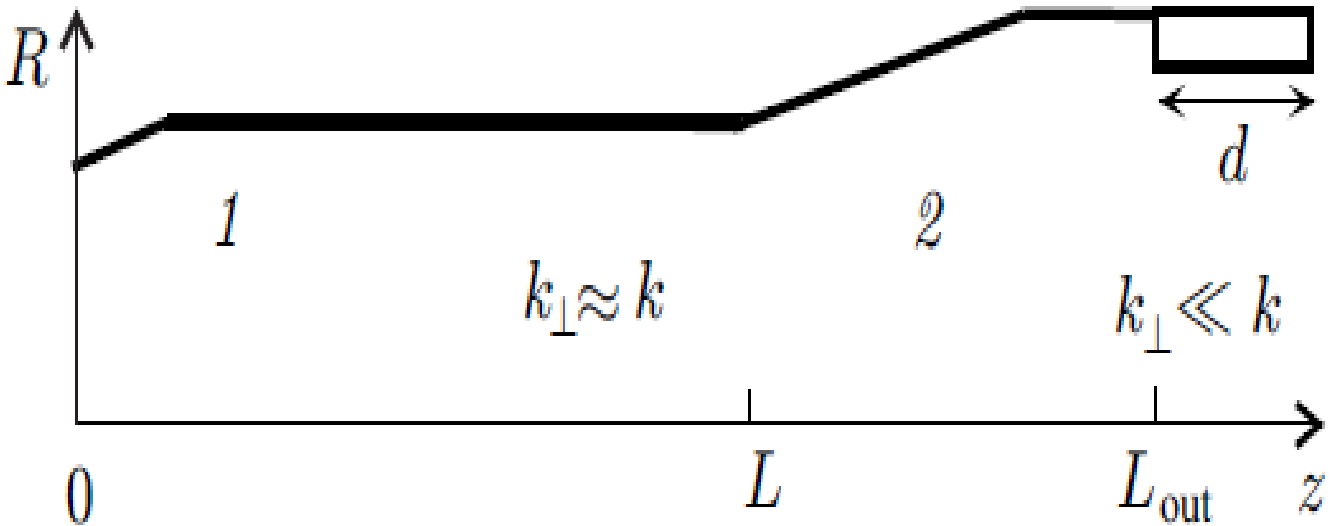


Рис. 1.1. Используемая в расчетах модель микроволновой системы гиротрона: 1 – рабочий резонатор, 2 – выходной рупор.

1.1.2 Уравнения «длинноприборной» асимптотики

Существует класс гиротронов, в которых КПД электронно-волнового взаимодействия невелик, а влияние т.н. «силового» члена на группировку частиц в поле волны мало. Это прежде всего – маломощные гиротроны со слабым электронно-волновым взаимодействием, обусловленным относительно низкими рабочими токами и/или работой на высоких гармониках циклотронной частоты, и, соответственно, с протяженными резонаторами. В такой ситуации удобно использовать универсальные уравнения движения так называемой «длинноприборной» асимптотики [88]. К тому же, универсальность таких уравнений (в том числе – минимизация числа параметров системы) делает их удобными для общего анализа ряда задач.

Модель асимптотических уравнений гиротрона была детально описана в [84]. Асимптотические уравнения движения могут быть получены из уравнений (1. 14). Прежде всего, введем безразмерную продольную координату $\zeta = kz$. Уравнение для изменения энергии перепишем в виде

$$\frac{\partial \gamma}{\partial \zeta} = \chi \operatorname{Im}(a e^{-i\theta}) .$$

Здесь

$$\chi \sim K \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} J'_N(\xi \rightarrow 0) \sim \frac{p_{\perp}^N}{p_{\parallel}}$$

- безразмерный фактор связи электронов с волной, который можно положить константе при малом изменении энергии электронов вследствие их взаимодействия с волной.

В уравнение для фазы частиц относительно волны (1. 14) можно пренебречь «силовыми» (т.е. пропорциональными амплитуде волны) слагаемыми:

$$\frac{\partial \theta}{\partial \zeta} = \frac{Nb - k\gamma}{kp_{\parallel}} .$$

При этом продольный импульс частицы можно считать константой. Тогда, вводя нормированное изменение энергии электронов $u = (\gamma_0 - \gamma) / p_{\parallel}$, можно получить следующие уравнения:

$$\frac{\partial u}{\partial \zeta} = \frac{\chi}{p_{\parallel}} \operatorname{Im} a \exp(i\theta) , \quad \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} = \Delta - u , \quad (1. 17)$$

Здесь $\Delta = \frac{\gamma_0}{p_{\parallel}} \left(1 - \frac{N\Omega}{\omega} \right)$ – расстройка синхронизма между электронами и близкой к отсечке гиротронной модой.

Уравнение возбуждения волны (1. 9) можно переписать в виде

$$2i \left[\frac{\partial a}{\partial \tau} + \frac{a}{2Q_{\text{ohm}}} \right] - \frac{\partial^2 a}{\partial \zeta^2} - g^2(\zeta)a = J(\tau, \zeta). \quad (1.18)$$

Здесь $\tau = \omega t$ – нормализованное время, $g(\zeta) = \sqrt{k^2 - k_{\perp}^2(\zeta)}/k$ – нормированное продольное волновое число. Источник в этом уравнении J , согласно (1.15), можно представить в виде

$$J = \chi \hat{I} \langle \exp(-i\theta) \rangle,$$

Где \hat{I} – пропорциональный току пучка фактор возбуждения. После перенормирования амплитуды волны $\chi a/p \rightarrow a$ эти уравнения принимают вид

$$\frac{\partial u}{\partial \zeta} = \text{Im} a(\tau, \zeta) \exp(i\theta), \quad \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} = \Delta - u, \quad 2i \left[\frac{\partial a}{\partial \tau} + \frac{a}{2Q_{\text{ohm}}} \right] - \frac{\partial^2 a}{\partial \zeta^2} - g^2(\zeta)a = G \langle \exp(-i\theta) \rangle.$$

Таким образом, единственным параметром системы, характеризующим интенсивность электронно-волнового взаимодействия, становится фактор $G \sim I\chi^2/p$.

Начальные условия для уравнений движения электронов описывают невозмущенный пучок в начале области электронно-волнового взаимодействия, $\zeta = 0$, то есть нет разброса по энергиям электронов и все частицы равномерно перемешаны по их начальным фазам θ_0 .

$$u(\tau, \zeta = 0) = 0, \quad \theta(\tau, \zeta = 0) = \theta_0, \quad (1.19)$$

где $\theta_0 \in [0, 2\pi]$ – начальная фаза электронов.

Волновое уравнение (1.18) с уравнением движения (1.17) описывает нестационарный процесс возбуждения осциллятора, который начинается с малого начального шума и заканчивается стационарной стадией, когда абсолютное значение амплитуды поля становится независимым от времени, $a(\tau) \propto \exp(i\omega\tau)$. В стационарном режиме работы прибора закон сохранения энергии описывается следующим соотношением:

$$\eta_e = \eta_w + \eta_{\text{ohm}},$$

где $\eta_e = \langle u_{\text{out}} \rangle$ – изменение энергии электронов на выходе из резонатора (нормированный электронный КПД), $\eta_w = |a_{\text{out}}|^2 / G$ – нормированная выходная мощность (нормированный

волновой КПД), $\eta_{\text{ohm}} = \frac{w}{Q_{\text{ohm}}}$ описывает омические потери, здесь $w = \frac{1}{G} \int |a(\tau, \zeta)|^2 d\zeta$ –

нормированная энергия волны в микроволновой системе. Разность $\eta_e - \eta_w > 0$ описывает долю омических потерь ВЧ мощности, отданной электронами. В волновом уравнении (1.18) Q_{ohm} – омическая добротность рабочей поперечной моды резонатора, предполагается, что омические потери не зависят от продольной структуры (аксиального индекса моды) возбуждаемой волны.

Асимптотические уравнения движения электронов позволяют ввести скоростной разброс электронов. Чтобы учесть разброс, нужно заменить безразмерный продольный момент p в уравнении (1. 17) на $p(1 + \varepsilon)$, где:

$$\varepsilon = (V_z - \bar{V}_z) / \bar{V}_z$$

описывает разницу между начальной продольной скоростью частицы и усредненной начальной продольной скоростью. Уравнение (1.15) должно быть переписано следующим образом:

$$\frac{\partial u}{\partial \zeta} = \text{Im} a(\tau, \zeta) \exp(i\theta), \quad \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} = \frac{\Delta - u}{1 + \varepsilon}. \quad (1. 20)$$

Начальное распределение электронов носит «двумерный» характер: частицы равномерно распределены по их начальным фазам, $\theta_0 \in [0, 2\pi]$, и по начальным нормированным скоростям $\varepsilon \in [-S/2, S/2]$, где $S = \delta V_z / V_z$ характеризует значение разброса по продольным скоростям. Стоит отметить, что чувствительность электронно-волнового взаимодействия к разбросу зависит от абсолютной величины расстройки Δ , описывающей тип возбуждаемой вч волны. В стационарном режиме работы гиротрона комплексная амплитуда волны $a(\tau, \zeta) \propto \exp(i\hat{\omega}\tau - i\hat{h}\zeta)$ осциллирует с нормальной частотой $\hat{\omega} = (\omega - \omega_0) / \omega_0$, которая описывает сдвиг частоты возбуждаемой волны относительно опорной, ω_0 . Волновое уравнение (1. 18) дает следующее соотношение между «холодным» нормированным волновым числом и нормированной частотой:

$$\hat{h} = \pm \sqrt{2\hat{\omega}},$$

где $+/-$ соответствует попутной/встречной компоненте возбуждаемой волны. Это подразумевает, что медленная фаза волны включает доплеровский сдвиг, $\theta_{res} = \theta - \hat{h}\zeta$, такая волна возбуждается при расстройке $\Delta \approx \hat{h} = \pm \sqrt{2\hat{\omega}}$. Для гиротронов с протяженным резонатором с относительно низким электронным КПД малые расстройки $\Delta \sim \pi / \hat{L}$ соответствуют резонансному взаимодействию с гиротронной близкой к отсечке модой с частотой, близкой к опорной, поэтому $\hat{\omega} \rightarrow 0$. В этом случае чувствительность к скоростному разбросу минимальная, что согласуется с условием электронно-волнового циклотронного резонанса (см. далее), которое в случае квазикритической рабочей волны не содержит скорость. Увеличение расстройки $|\Delta|$ приводит к переходу к возбуждению попутных (при положительных Δ) или встречных (при отрицательных Δ) и, соответственно, работе в режимах gyro-LBW и gyro-LWB. Большее значение $|\Delta|$ соответствует большему продольному волновому числу $\pm h$ в условии электронно-волнового циклотронного резонанса, что приводит к сильной чувствительности электронно-волнового взаимодействия к скоростному разбросу.

1.2 Гиротронное возбуждение высоких продольных мод в квазирегулярных секционированных резонаторах

1.2.1 Физический механизм гиротронного возбуждения высоких продольных мод

Режимы возбуждения различных продольных мод гиротрона с регулярным резонатором. Типичный рабочий резонатор гиротрона представлен секцией регулярного волновода с закритическим сужением на входном конце и нерегулярной рупорной секцией на выходном конце (рис. 1.1). В резонаторе ($0 \leq z \leq L$) рабочая волна имеет близкий к отсечке характер. В выходном рупоре волна преобразуется в далекую от отсечки, обеспечивающую вывод излучаемой мощности, так чтобы в регулярной части выходной секции ($z = L_{out}$) продольное волновое число рабочей моды, h , примерно совпадало с полным, $k = \omega/c$. Предположим, что электрическое поле в рабочем резонаторе определяется формулой $E \propto \text{Re } F(r_{\perp})a(z)\exp(i\omega t)$, где поперечная структура $F(r_{\perp})$ фиксирована. Тогда «холодные» (без электронного пучка) продольные структуры собственных мод описываются волновым уравнением

$$\frac{\partial^2 a}{\partial z^2} + (k^2 - k_{\perp}^2)a = 0. \quad (1.21)$$

Здесь $k_{\perp} = \mu/R$ – поперечное волновое число рабочей волны, обратно пропорциональное радиусу регулярной части волновода, μ – собственное значение рабочей поперечной моды. Высокочастотные собственные моды регулярного резонатора (рис. 1.2) могут быть найдены в приближении нулевых граничных условий на входе и выходе рабочего резонатора:

$$a(0) = a(L) = 0. \quad (1.22)$$

Набор «холодных» продольных мод (стоячих волн) имеет вид:

$$a_n(z) = C_n \sin(n\hbar z), \quad \hbar = \pi/L, \quad (1.23)$$

который обладает спектром частот $k_n = \sqrt{k_0^2 + (n\hbar)^2}$ (рис. 1.3 а), где $k_0 = k_{\perp}(z < L)$ – поперечное волновое число в регулярной части рабочего резонатора. Типичный режим работы гиротрона – возбуждение низшей продольной моды $n = 1$ с малым продольным волновым числом $\hbar \ll k_{\perp}$ (рис. 1.3 а).

Для дифракционной добротности описываемых уравнением (1.23) продольных мод справедлива следующая оценка (см. напр. [46]):

$$Q_{\text{dif}}(n) \approx \frac{Q_0}{n[1 - K(n)]}, \quad (1.24)$$

где $Q_0 = 4\pi(L/\lambda)^2$ – минимальная дифракционная добротность, $K(n)$ — коэффициент отра-

жения по мощности от нерегулярностей на выходе микроволновой системы. Добротность низшей ($n=1$) аксиальной (продольной) моды заметно превосходит добротности более высоких мод. При этом снижение $Q_{\text{dif}}(n)$ с ростом продольного индекса моды n происходит не только из-за роста групповой скорости $V_{\text{gr}} = c(n\hbar)/k_n$ формирующей стоячую волну бегущих компонент [этот эффект описывается зависимостью $Q_{\text{dif}}(n) \propto 1/n$ в формуле (1. 24)], но и вследствие уменьшения фактора $K(n)$, который описывает отражение волны от выходных нерегулярностей микроволновой системы. 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.

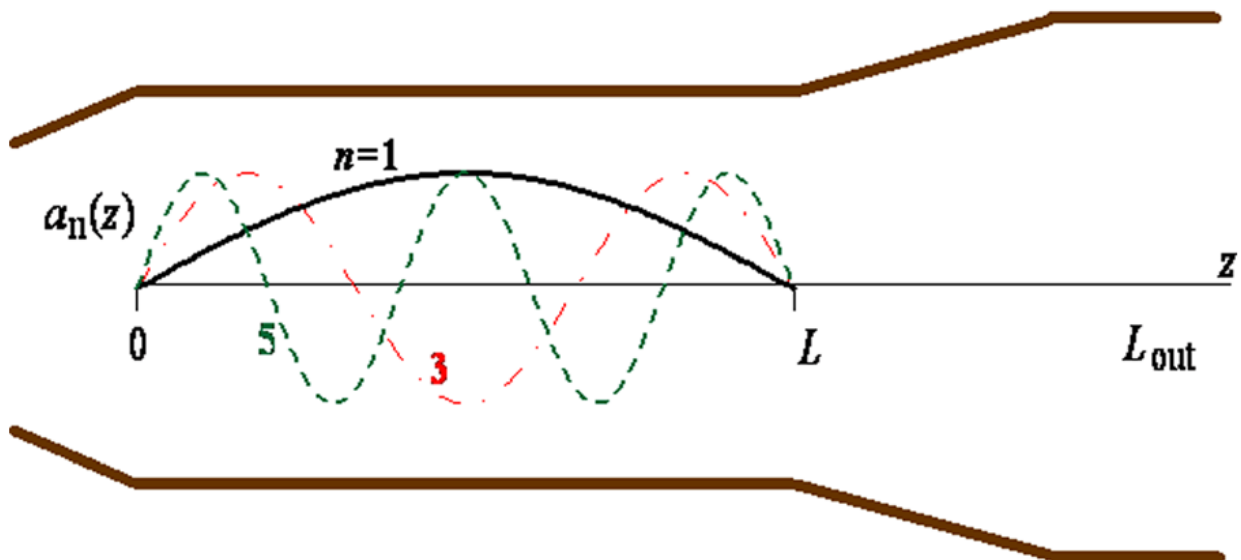


Рис. 1.2. Схема резонатора гиротрона с закритическим сужением на выходе и нерегулярной выходной секцией. Показаны структуры мод $n=1, 3$ и 5 .

Типичной проблемой для разработки гиротронов является необходимость понижения дифракционной добротности близкой к отсечке рабочей моды. В традиционных гиротронах, работающих на основном циклотронном резонансе, понижение добротности может быть необходимо для увеличения рабочего тока пучка (и, следовательно, выходной мощности) без ослабления электронно-волнового взаимодействия. Другой возможной причиной является увеличение ширины полосы перестройки частоты, которая определяется добротностью, $\delta\omega/\omega \sim 1/Q$. Проблема снижения дифракционной добротности особенно актуальна для коротковолновых гиротронов со слабым электронно-волновым взаимодействием (обусловленным или низкими рабочими токами, или/и работой на высоких циклотронных

гармониках). Необходимость использовать в таких гиротронах протяженные рабочие резонаторы приводит к значительному увеличению дифракционной добротности. В этой ситуации весьма заметная часть излучаемой мощности теряется в стенках вследствие омических потерь.

Таким образом, становится важным реализовать гиротрон с достаточно длинной областью электронно-волнового взаимодействия, но с относительно низкой дифракционной добротностью. В принципе, проблема снижения дифракционной добротности рабочей волны может быть решена переходом к работе на высоких продольных модах ($n > 1$) с возбуждением попутной или встречной компонент стоячей волны в режимах giro-ЛОВ или giro-ЛБВ. Однако в случае перехода к режиму giro-ЛОВ такой путь ведет к существенному снижению эффективности гиротрона. Что касается возбуждения попутной компоненты стоячей волны в режиме giro-ЛБВ, оно существенно затруднено из-за относительно больших стартовых токов, а также проблемы устойчивости генерации гиротрона в таком режиме (см. раздел 3.4).

В общем случае условие циклотронного резонанса имеет следующий вид:

$$\omega \approx N\Omega \pm hV_z. \quad (1.25)$$

Здесь h – продольное волновое число, V_z – продольная компонента скорости электронов, $\Omega = eB/Mc\gamma$ – релятивистская циклотронная частота электронов, N – номер рабочей циклотронной гармоники. Стоячая волна (1.3) является суперпозицией попутной электронам (+) и встречной (-) компонент:

$$a_n(z) = C_n \sin(n\hbar z) = C_n^+ \exp(-in\hbar z) + C_n^- \exp(in\hbar z). \quad (1.26)$$

В гиротронном режиме (рис. 1.3 а, кривая G) возбуждается низшая аксиальная мода ($n = 1$), обладающая малым продольным волновым числом ($h = \hbar \ll k$). При этом гиротронное резонансное условие имеет вид

$$\omega \approx N\Omega, \quad (1.27)$$

соответствующий 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 $h = \pm n\hbar$ (где +/- соответствует попутной/встречной компоненте), вовлечена во взаимодействие с частицами (рис. 1.3 а, кривые F/В соответствуют возбуждению попутной/встречной компонент в режимах giro-ЛБВ/ giro-ЛОВ соответственно). В этом случае условие резонанса имеет вид:

$$\omega \approx N\Omega \pm hV_z. \quad (1.28)$$

Здесь +/- соответствуют попутной/обратной компонентам волны. Возбуждение только одной из этих волн менее эффективно из-за худшего электронно-волнового взаимодействия из-за

нескольких причин. Поскольку только одна из компонент стоячей волны (1. 26) принимает участие в резонансном взаимодействии. Во-вторых, в отличие от гиротронного условия синхронизма (1. 27) условие (1. 25) включает в себя продольную скорость электронов, что ведет к значительному увеличению чувствительности к скоростному разбросу электронов. Стоит отметить также проблему селективности возбуждения волны, далекой от отсечки.

Гиротронное возбуждение высоких аксиальных мод в секционированном резонаторе. Итак, оптимальным решением является возбуждение в гиротронном режиме (то есть при условии резонанса (1. 27)) волны с пониженной дифракционной добротностью. Одним из путей решения этой задачи может быть гиротрон с квазирегулярным секционированным резонатором, состоящим из N_s одинаковых регулярных секций ($N_s = 3$ на рис. 1.4, $N_s = 5$ на рис. 1.5) длиной $L_s = L / N_s$. Секции разделены короткими расширениями (фазовыми корректорами). Параметры каждого такого расширения δz и δR подобраны так, чтобы обеспечить набег фазы $\delta\phi \approx \pi$ для квазикритических волн ($k_n \approx k_0 = \mu/R$, где R – радиус регулярной части резонатора). Для этих мод «канавка» прямоугольной формы (рис. 1.4 а) приводит к следующему изменению продольного волнового числа:

$$\delta h \approx \sqrt{k^2 - k_{\perp}^2} \approx \sqrt{\frac{\mu^2}{R^2} - \frac{\mu^2}{(R + \delta R)^2}} \approx k_0 \sqrt{2 \frac{\delta R}{R}}$$

Тогда набег фазы $\delta\phi = \delta h \times \delta z$ примерно равен π в том случае, если радиус резонатора изменяется следующим образом:

$$\frac{\delta R}{R} \approx \frac{1}{8(\delta z / \lambda)^2}.$$

Таким образом, если длина фазового корректора $\delta z = \lambda$, требуемое изменение радиуса $\delta R/R$ примерно 12%, тогда как при $\delta z = 2\lambda$ изменение радиуса $\delta R/R$ менее 3%.

Набег фазы $\delta\phi \approx \pi$ эквивалентен смене знака амплитуды волны в месте расположения фазового корректора. С учетом нерегулярностей формула (1. 26) преобразуется следующим образом:

$$a_n(z) = f(z) \times C_n \sin(nhz) = f(z) \times [C_n^+ \exp(-inhz) + C_n^- \exp(inhz)]. \quad (1. 29)$$

Здесь функция $f(z)$ описывает быструю смену знака поля в областях фазовых корректоров (рис. 1.4 и 1.5 а):

$$f(z) = \text{sign}[\sin(h_s z)], \quad (1. 30)$$

где $h_s = \pi / L_s = N_s \hbar$.

В таком секционированном резонаторе гиротронный режим электронно-волнового взаимодействия (которое описывается гиротронным резонансным условием (1. 27)) реализуется не для низшей аксиальной моды $n = 1$, а для моды с более высоким аксиальным индексом, который совпадает с числом секций ($n = N_s$). Рисунок 1.3 б иллюстрирует это утверждение в терминах дисперсионных характеристик. Если аппроксимировать функцию $f(z)$ ее наиболее представительной Фурье-гармоникой

$$f(z) \approx \sin(h_s z),$$

то присутствие функции $f(z)$ в формуле (1. 29) приводит к расщеплению каждой из компонент стоячей волны на две полные с разными эффективными волновыми числами:

$$f(z) \times C_n^\pm \exp(\mp i n \hbar z) \approx \frac{C_n^\pm}{2i} [\exp(\mp i n \hbar z + i h_s z) - \exp(\mp i n \hbar z - i h_s z)].$$

Следовательно, дисперсионная характеристика гладкостенного волновода $k(h) = \sqrt{k_0^2 + h^2}$ (рис. 1.3 а) расщепляется на две дисперсионные кривые $k(h) = \sqrt{k_0^2 + (h \pm h_s)^2}$ (рис. 1.3 б и с), так что продольное волновое число $h(n) = n\hbar$ аксиальной моды с индексом n в секционированном резонаторе преобразуется в два эффективных волновых числа:

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

В такой ситуации условие гиротронного резонанса (1. 27) выполняется для одной из получившихся в результате расщепления компонент далекой от отсечки (и, соответственно, обладающей пониженной дифракционной добротностью) моды с аксиальным индексом $n = N_s$, которая обладает близким к нулю эффективным волновым числом (рис 1.3 б и с). В то же время, низшая ($n=1$) мода обладает в секционированном резонаторе ненулевыми эффективными волновыми числами и возбуждается в режимах или гиро-ЛБВ, или гиро-ЛОВ.

Рисунок 1.4 иллюстрирует описанный выше эффект в терминах продольных волновых структур 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 третья мода $a_3 \propto \sin(3\pi z / L)$ меняет знак в двух точках (рис. 1.3 б и с, пунктирные кривые). В нерегулярном резонаторе, состоящем из $N_s = 3$ секций, π -сдвиги фазы волны происходят как раз в этих двух точках смены знака. В результате мода $n = 3$ приобретает гиротронную (знакопостоянную) структуру $a_3 \propto |\sin(3\pi z / L)|$, а мода $n = 1$ теперь меняет знак в двух точках (что делает ее похожей на моду $n = 3$ в регулярном резонаторе) (рис. 1.4 б и с, сплошные кривые). Ясно, что аналогичный эффект «модового обмена» существует в общем случае, когда

резонатор составлен из произвольного числа секций N_s . В этом случае π -сдвиги фазы волны между секциями приводят к тому, что мода с $n=N_s$ приобретает знакопостоянную структуру $a_5 \propto |\sin(N_s \pi z / L)|$, в то время как структура низшей моды с $n=1$ становится аналогичной моде $n=N_s$ гладкостенного резонатора.

Рисунок 1.5 иллюстрирует этот эффект «смены» структуры моды для случая $N_s = 5$. В этом случае мода $n=5$ имеет знакопостоянную «гиротронную» структуру, где мода $n=1$ меняет знак четыре раза и является аналогичной моде $n=5$ регулярного резонатора.

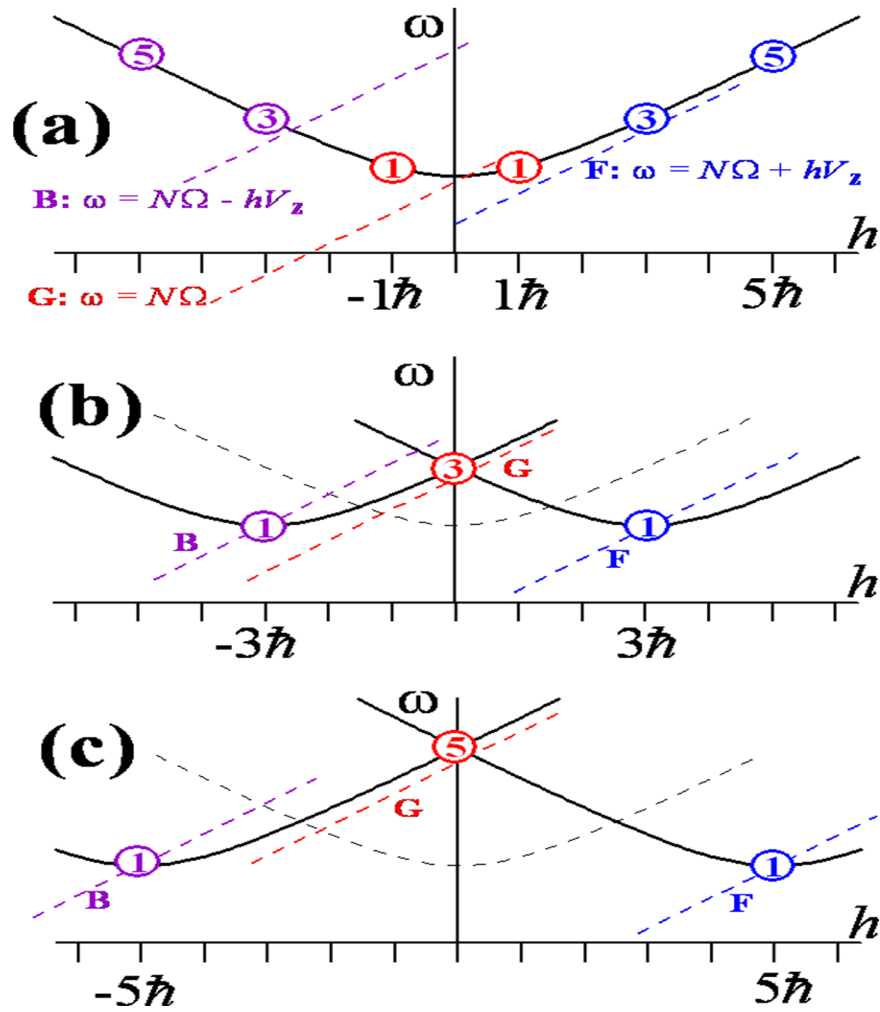


Рис. 1.3. Дисперсионные характеристики фиксированной поперечной моды в регулярном резонаторе (а), а также нерегулярном резонаторе с тремя (б) и пятью (с) секциями, разделенными фазовыми корректорами. Гиротронный (G) режим и режимы ЛВБ (F) и ЛОВ (B) возбуждения аксиальных мод $n=1,3$ и 5.

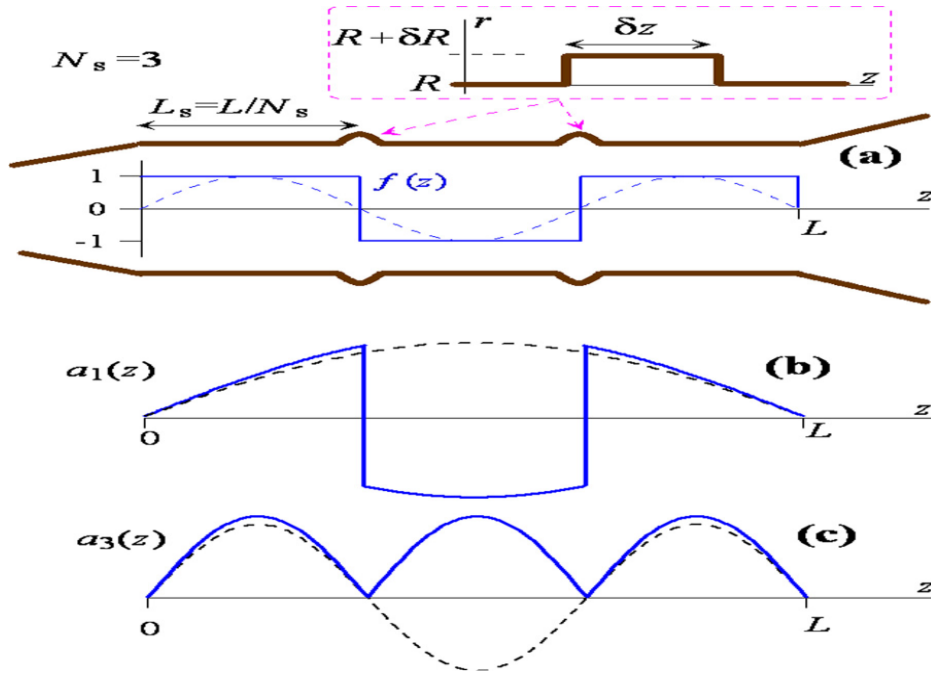


Рис. 1.4. Резонатор, состоящий из трех секций, разделенных фазовыми корректорами, функция $f(z)$ описывает сдвиги фазы на π , а также синусоидальное приближение (пунктирные линии) (а). Продольные структуры мод $n=1$ (b) и 3 (c) соответственно в регулярном (пунктирные линии) и секционированном (сплошные линии) резонаторе.

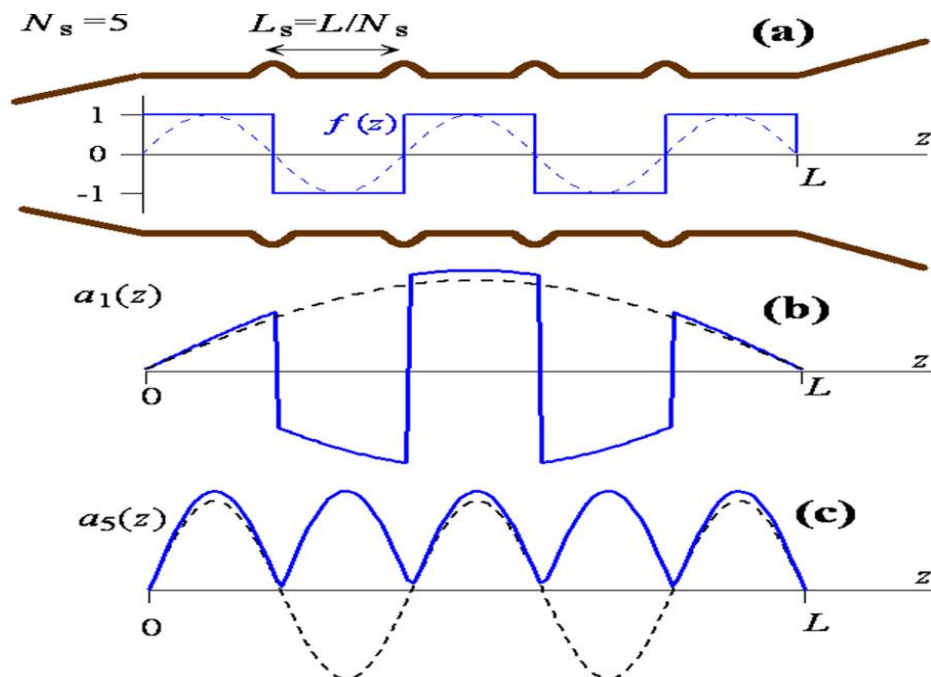


Рис. 1.5. Резонатор, состоящий из пяти секций, разделенных фазовыми корректорами, функция $f(z)$ описывает сдвиги фазы на π , а также синусоидальное приближение (пунктирные линии) (а). Продольные структуры мод $n=1$ (b) и 5 (c) соответственно в регулярном (пунктирные линии) и секционированном (сплошные линии) резонаторе.

1.2.2 Исследование гиротронного возбуждения высоких продольных мод в рамках уравнений «длинноприборной» асимптотики

Возбуждение гиротрона с секционированным резонатором в режиме малого сигнала.

Стартовый режим гиротрона может быть проанализирован в рамках только уравнений движения (1. 20), когда аксиальный индекс рабочей моды фиксирован. Более того, продольная структура моды также фиксирована в холодном приближении, описываемым формулой (1. 29). Используя приближение малой амплитуды волны, $C_n \ll 1$, можно получить из уравнений (1. 20), что нормированный электронный КПД (соответствующий возбуждению n -й моды) пропорционален квадрату амплитуды этой моды и кубу длины резонатора [5, 48]:

$$\eta^{(n)} = \hat{L}^3 C_n^2 \times \eta_{\text{lin}}^{(n)}(\phi).$$

Здесь функция $\eta_{\text{lin}}^{(n)}(\phi)$ определяется фазой $\phi = \Delta \hat{L}$, зависящей от расстройки циклотронного резонанса:

$$\eta_{\text{lin}}^{(n)} = \frac{-1}{4} \frac{\partial}{\partial \phi} |F(\phi)|^2, \quad (1. 31)$$

где

$$F(\phi) = \left\langle \int_0^1 f(x) \sin(n\pi x) \exp[i\phi x / (1 + \varepsilon)] dx \right\rangle_{\varepsilon} \quad (1. 32)$$

– спектр от структуры рабочей продольной моды внутри резонатора. Здесь $x = \zeta / \hat{L}$ – нормированная продольная координата, $\langle \dots \rangle_{\varepsilon} = \int_{-S/2}^{S/2} (\dots) d\varepsilon$ обозначает усреднение спектра по всем скоростным фракциям электронного пучка.

Рисунки 1.6 и 1.7 показывают максимумы функции $\eta_{\text{lin}}^{(n)}(\phi)$, соответствующей модам $n=1$, 3 и 5 регулярного резонатора (в уравнении (1.20)). Сплошные линии показывают случай, когда скоростной разброс электронов отсутствует, $S = \delta V_z / V_z = 0$, тогда как пунктирные кривые соответствуют скоростному разбросу $S=0.3$. Близкая к отсечке к отсечке мода ($n=1$) возбуждается в гиротронном режиме при малых расстройках, $\Delta \hat{L} \approx \pi$. При больших значениях $|\Delta|$ условия возбуждения становятся оптимальными для более высоких аксиальных мод ($n>1$), которые могут возбуждаться в режиме попутной волны (при $\Delta > 0$) либо в режиме обратной волны (при $\Delta < 0$). Таким образом, большие расстройки соответствуют большим продольным волновым числам. Как следует из формулы (1. 32), скоростной разброс значительно ухудшает электронно-волновое взаимодействие, если расстройка достаточно большая:

$$|\Delta| \hat{L} \times S > \pi.$$

Таким образом, режим возбуждения низшей аксиальной моды $n=1$ почти нечувствителен к разбросу. Для более высоких мод в режимах ЛОВ/ЛБВ чувствительность электронно-волнового взаимодействия к разбросу увеличивается с увеличением абсолютного значения расстройки, соответствующей возбуждению этих мод.

Рисунок 1.6 показывает стартовые характеристики $\eta_{\text{lin}}^{(n)}(\phi)$ мод $n=1$ и 3 в регулярном резонаторе (рис. 1.6 а) и в секционированном резонаторе с двумя фазовыми корректорами и, соответственно, с $N_s=3$ секциями (рис. 1.6 б). Во втором случае в уравнении (1.32) $f(x) = \text{sign}[\sin(3\pi x)]$. Сравнивая рис. 1.6 а и б, можно наблюдать «модовый обмен». Близкая моде $n=1$ регулярного резонатора мода $n=3$ секционированного резонатора с $N_s=3$ возбуждается при малых расстройках, $\Delta\hat{L} \approx \pi$, что соответствует условию резонанса (1.27). В то же время мода $n=1$ секционированного резонатора близка к моде $n=3$ регулярного резонатора, то есть стартовые характеристики имеют два максимума, соответствующих резонансу со встречной/попутной волной (1.25).

Рисунок 1.7 показывает тот же эффект «модового обмена» для мод $n=1$ и 5. Сравниваются стартовые характеристики этих двух мод в регулярном резонаторе (рис. 1.7 а) и в секционированном резонаторе с четырьмя фазовыми корректорами (1.7 б) и $N_s=5$ секциями. Переход к работе на более высокой аксиальной моде от $n=1$ к $n=N_s$ в секционированном резонаторе с N_s секциями порождает более сложную структуру возбуждаемой волны. «Одногорбая» структура $\sin(\pi z/L)$ регулярного резонатора преобразуется в «многогорбую» $|\sin(N_s \pi z/L)|$ секционированного (рис. 1.4 и 1.5). Усложнение структуры должно приводить к ухудшению электронно-волнового взаимодействия, однако нормированный КПД гиротронного возбуждения далеких от отсечки мод в секционированном резонаторе $\eta_{\text{lin}}^{(n=N_s)}$ (рис. 1.6 б и с) выше, чем в случае возбуждения близкой к отсечке моды регулярного резонатора $\eta_{\text{lin}}^{(1)}$ (рис. 1.6 а и 1.7 а). Рисунки 1.6 и 1.7 иллюстрируют данное утверждение для электронно-волнового взаимодействия в режиме малого сигнала.

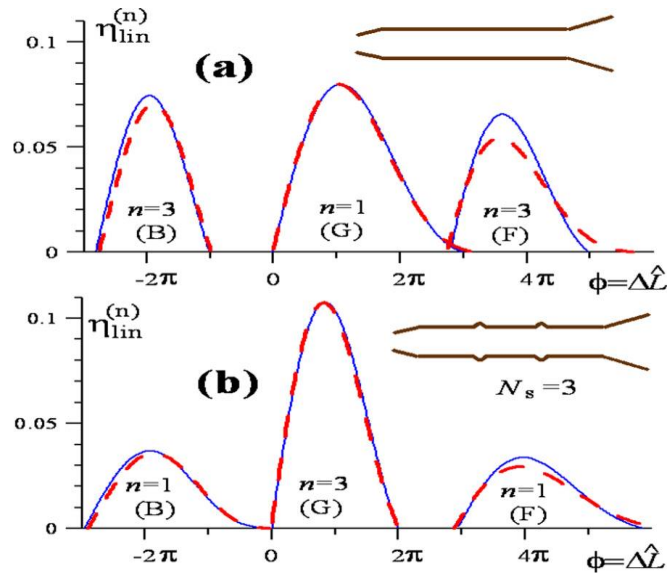


Рис. 1.6. Нормированный КПД электронно-волнового взаимодействия продольных мод $n=1$ и $n=3$ в режиме малого сигнала в зависимости от фазы $\phi = \Delta \hat{L}$ в регулярном резонаторе (a) и резонаторе, составленном из трех секций (b). Буквами G, B и F показаны режимы гиротронного возбуждения, а также режимы ЛБВ и ЛОВ соответственно. Сплошные кривые иллюстрируют случай, когда разброс по продольным скоростям отсутствует, пунктирные линии соответствуют случаю, когда скоростной разброс равен 30%.

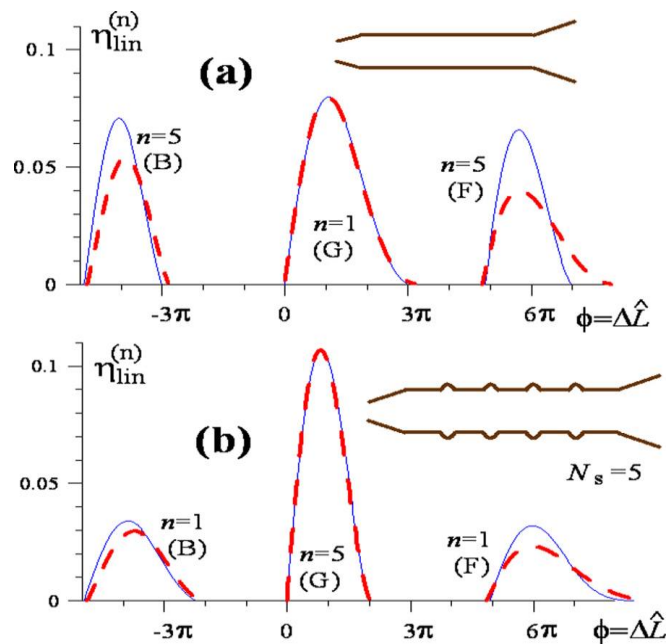


Рис. 1.7. Нормированный КПД электронно-волнового взаимодействия продольных мод $n=1$ и $n=5$ в режиме малого сигнала в зависимости от фазы $\phi = \Delta \hat{L}$ в случае регулярного резонатора (a) и резонатора, составленного из пяти секций (b). Буквами G, B и F показаны режимы гиротронного возбуждения, а также режимы ЛБВ и ЛОВ соответственно. Сплошные кривые иллюстрируют случай, когда разброс по продольным скоростям отсутствует, пунктирные линии соответствуют случаю, когда скоростной разброс равен 30%.

Гиротронное возбуждение высоких аксиальных мод. Исследование возможности использования протяженного секционированного резонатора с фазовыми корректорами было проведено для гиротрона с параметрами, близкими к параметрам экспериментально реализованного [62] терагерцового слаборелятивистского (80 кВ, 0.7 А) гиротрона с большой орбитой, работающего на третьей циклотронной гармонике на относительно высокой поперечной моде $TE_{3,7}$. Относительно низкая величина рабочего тока в этом эксперименте и слабость электронно-волнового взаимодействия на третьей гармонике приводят к необходимости использовать длинный ($L \approx 30\lambda$) резонатор с очень высокой (свыше 20000, см. 1.4) дифракционной добротностью, значительно превышающей омическую ($Q_{ohm} \sim 5000$), поэтому доля омических потерь мощности, отдаваемой электронным пучком, очень высока. В соответствии с моделированием, электронный КПД гиротрона (доля начальной кинетической энергии электронов, отдаваемой излучаемой волне) составляет около 10%, однако волновой КПД (отношение выходной мощности к мощности электронного потока) менее 1.5%. Таким образом, омические потери составляют 85% мощности, излучаемой электронным пучком.

Асимптотические уравнения (1. 17) и (1. 20) достаточно корректны для гиротронов с протяженными резонаторами, работающими на высоких циклотронных гармониках с относительно низкими КПД. В нелинейном моделировании были использованы уравнения движения (1. 20) с пространственно-временным уравнением (1. 18) для волны. Нормированная длина резонатора $\hat{L} = 2\pi \times 30$ соответствует длине $L = 30\lambda$. В уравнении (1. 18) омическая добротность предполагалась равной 5000. Фактор возбуждения $G = 2 \times 10^{-6}$ соответствовал рабочему току, втрое превышающему стартовый ток для регулярного резонатора при оптимальной расстройке (при которой достигается наибольший электронный КПД). Для регулярного резонатора в уравнении (1.18) предполагалось, что $g(\zeta) = 0$ в области взаимодействия ($0 < \zeta < \hat{L}$). Для моделируемых секционированных резонаторов длина нерегулярностей между секциями (рис. 1.4) составляла $\delta\zeta = \lambda$, что соответствует нормированной длине $\delta\zeta = 2\pi$. Сдвиги фазы волны в нерегулярностях между секциями $\int g d\zeta = \pi$ были смоделированы значением безразмерного продольного волнового числа $g = 1/2$ в пределах каждой нерегулярности.

В нелинейных пространственно-временных уравнениях исследовался только гиротронный режим электронно-волнового взаимодействия, когда расстройки относительно малы, $\Delta\hat{L} < 2\pi$ (рис. 1.8). Моделирование показывает, что процесс возбуждения гиротрона приводит к установлению режима устойчивой генерации продольной моды с аксиальным индексом,

совпадающим с числом секций резонатора, $n = N_s$ (рис. 1.9). Рисунок 1.8 показывает зависимость нормированного электронного КПД η_e и нормированного выходного КПД η_w от фазы $\Delta \hat{L}$, пропорциональной расстройке Δ . Сплошные линии иллюстрируют случай, когда разброс по продольным скоростям отсутствует, $S = \delta V_z / V_z = 0$, тогда как точки соответствуют скоростному разбросу $S = 0.3$. Значения η_e и η_w соответствуют стационарному режиму работы гиротрона.

Волновой КПД меньше электронного из-за омических потерь, которые определяются формулой $(\eta_e - \eta_w) / \eta_e$. Для гиротрона с регулярным резонатором (рис. 1.8 а) доля омических потерь достигает ~85-90%. В этом случае первая аксиальная мода возбуждается в гиротронном режиме (рис. 1.8 а). В соответствии с уравнением (1. 24) дифракционная добротность волны $Q_{dif} = 8\pi(L / \lambda)^2 \approx 23000$ (здесь было положено $1 - K = 1/2$). Тогда в соответствии с формулой $1/Q = 1/Q_{dif} + 1/Q_{ohm}$ общая добротность $Q \approx 4100$ близка к омической $Q_{ohm} \approx 5000$, а доля омических потерь оценивается следующей формулой:

$$(\eta_e - \eta_w) / \eta_e = Q / Q_{ohm}, \quad (1. 38)$$

и примерно равна 82%.

Для трехсекционного резонатора продольная мода $n = N_s = 3$ возбуждается в гиротронном режиме (рис. 1.9 б). Нестационарный процесс возбуждения (изменение электронного и волнового КПД во времени, а также изменение продольной структуры поля) показан на рисунке 1.10. Хотя процесс возбуждения стартует с малых шумов (рис. 1.10, $\tau = \tau_1$), продольная структура становится близкой к структуре в стационарном режиме (рис. 1.9 б) уже на стадии малого сигнала (рис. 1.10 б, $\tau = \tau_3$). Затем переход от стадии малого сигнала (рис. 1.10 б, $\tau = \tau_3$) к нелинейной ($\tau = \tau_4$) не приводит к заметному изменению структуры вч поля. Дифракционная добротность продольной моды $n = 3$ $Q_{dif} \approx 7700$ примерно в три раза меньше по сравнению со значением этой величины для первой аксиальной моды. Суммарная добротность составляет $Q \approx 3000$ и, согласно (1. 38), доля омических потерь оказывается равной $(\eta_e - \eta_w) / \eta_e = 60\%$. Численное моделирование дает примерно такой же результат (рис. 1.8 б). Таким образом, сравнение регулярного (рис. 1.8 а) и секционированного (рис. 1.8 б) резонаторов показывает, что возбуждение рабочей моды, обладающей меньшей дифракционной добротностью и более сложной продольной структурой, приводит к уменьшению нормированного электронного КПД с $\eta_e \approx 0.032$ до $\eta_e \approx 0.025$. Однако нормированный волновой (выходной) КПД увеличивается с $\eta_w \approx 0.004$ до $\eta_w \approx 0.01$ из-за уменьшения доли омических потерь.

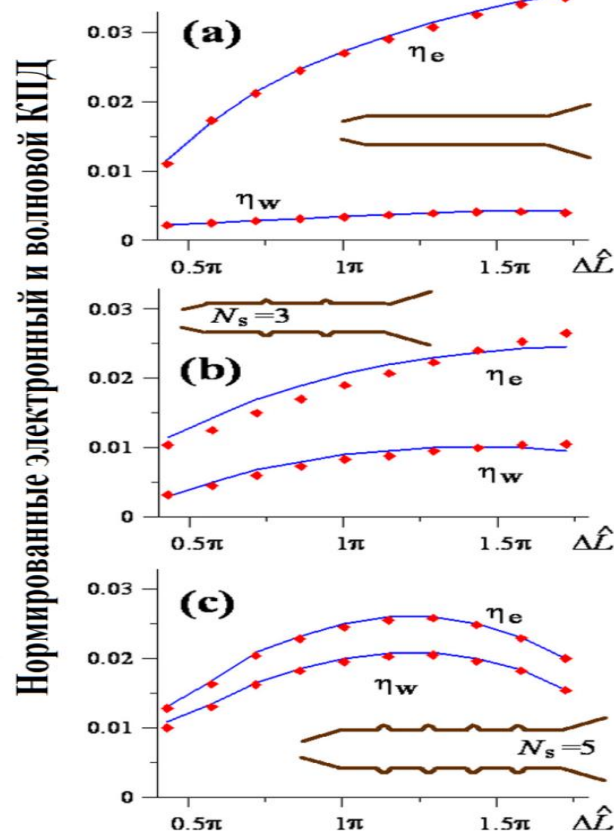


Рис. 1.8. Нормированный электронный КПД η_e и волновой КПД η_w в зависимости от фазы $\Delta\hat{L}$ в стационарном режиме генерации для гиротрона с регулярным (а), трехсекционным (б) и пятисекционным (в) резонатором.

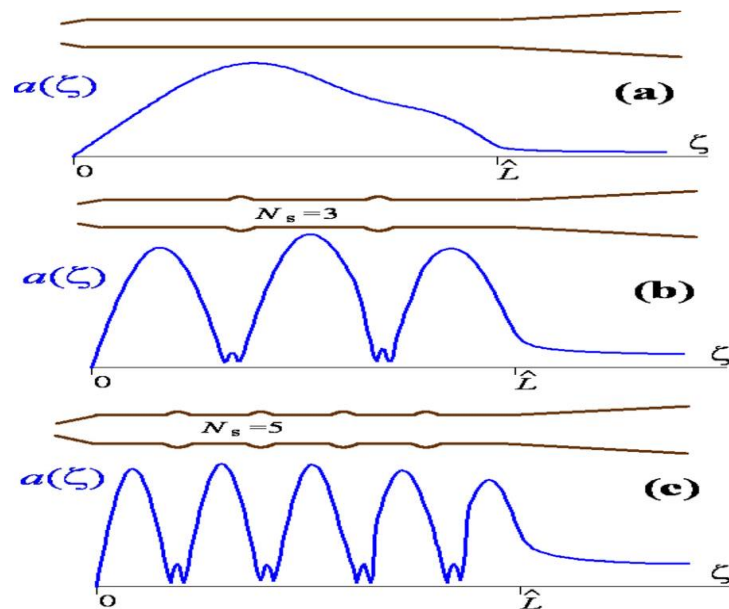


Рис. 1.9. Продольная структура поля в стационарном режиме для гиротрона с регулярным (а), трехсекционным (б) и пятисекционным (в) резонатором при оптимальной с точки зрения КПД расстройке. Скоростной разброс 30%.

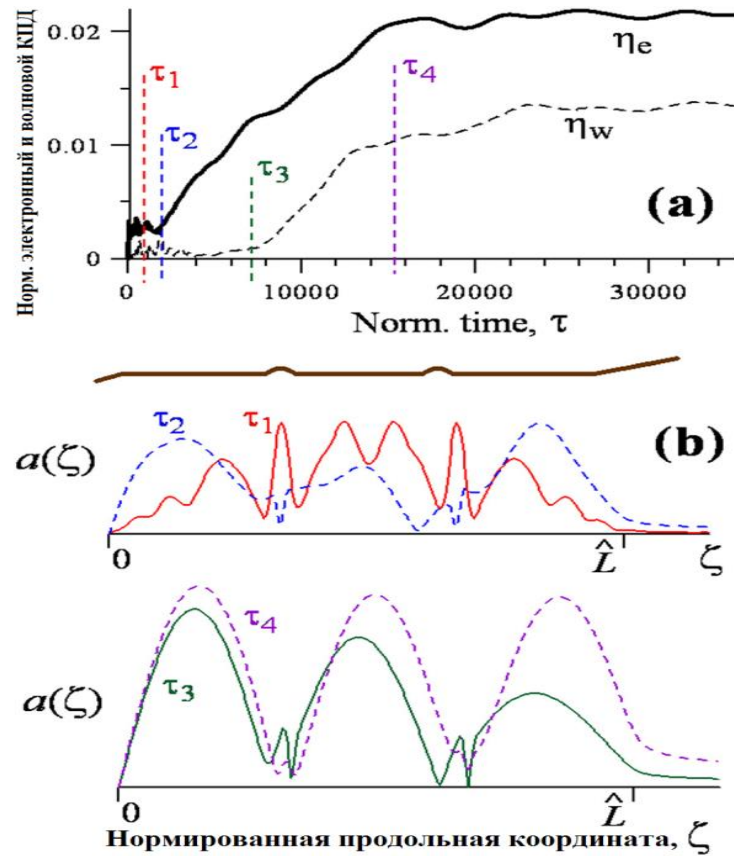


Рис. 1.10. Процесс возбуждения резонатора гиротрона с тремя секциями. Нормированный электронный КПД η_e и волновой КПД η_w от нормированного времени τ (a). Продольная структура возбуждаемого вч поля в разные моменты времени, $\tau = \tau_1, \dots, \tau_4$ (b).

Увеличение числа секций резонатора до $N_s = 5$ приводит к возбуждению продольной моды $n = N_s = 5$ в гиротронном режиме (рис. 1.9 c). Если предполагать, что дифракционная добротность волны в пять раз меньше аналогичного значения у низшей аксиальной моды, $Q_{\text{dif}} \approx 4600$, то суммарная добротность в этом случае оказывается равной $Q \approx 2400$. При этом, согласно оценке (1. 38), доля омических потерь составляет $(\eta_e - \eta_w)/\eta_e = 50\%$. Однако моделирование (рис. 1.8 c) показывает значительно меньшую долю омических потерь. На самом деле нормированный электронный КПД в случае $N_s = 5$ очень близок к электронному КПД в случае $N_s = 3$, $\eta_e \approx 0.025$. В то же время нормированный выходной КПД $\eta_w \approx 0.020$ вдвое выше, чем в случае $N_s = 3$. Соответствующая доля омических потерь упала до $(\eta_e - \eta_w)/\eta_e = 20\%$. Этот факт может быть объяснен двумя причинами. Во-первых, для более далекой от отсечки продольной моды имеет место уменьшение параметра K в формуле (1. 24), который описывает отражение волны от нерегулярного конца выходного волновода. Второй причиной является значительная доля суммарной длины нерегулярностей в общей

длине резонатора (4 из 30 длин волн). Поскольку резонатор в этих нерегулярностях имеет больший радиус, групповая скорость волны выше по сравнению с групповой скоростью в регулярных секциях. В этой ситуации в формуле (1. 24) для дифракционной добротности следует учесть не общую длину резонатора L , а суммарную длину регулярных секций, $L-4\lambda$.

Устойчивая генерация высоких аксиальных мод в секционированных системах имеет гиротронный характер, поскольку электронно-волновое взаимодействие имеет место при гиротронном условии резонанса (1.7). В силу этого использование секционированных систем не приводит к заметному уменьшению КПД электронно-волнового взаимодействия. Использование далеких от отсечки мод не влечет за собой значительную чувствительность к разбросу по продольным скоростям электронов (рис. 1.8). В то же время использование рабочих волн с пониженной дифракционной добротностью позволяет значительно увеличить выходной КПД в силу заметного уменьшения доли омических потерь. Как показано на рисунке 1.8, эта доля падает с 85-90% в регулярной системе до 20% в секционированном резонаторе при возбуждении аксиальной моды с пятью вариациями в гиротронном режиме.

Таким образом, использование квазирегулярных резонаторов со сдвигами фазы волны между секциями может быть способом возбуждения далеких от отсечки мод, обладающих малой добротностью, в гиротронном режиме. Поскольку такой подход основан на модификации регулярного резонатора и относительно прост с точки зрения изготовления, он может быть использован в коротковолновых маломощных гиротронах с протяженными резонаторами. Исследование этого подхода было основано на простейших асимптотических уравнениях, описывающих электронно-волновое взаимодействие, а также в приближении фиксированной поперечной моды на фиксированной циклотронной гармонике. Предполагалось, что проблема обеспечения селективности возбуждения рабочей моды была решена заранее. Волновое уравнение, используемое в модели, не учитывает рассеяние рабочей моды в другие поперечные моды на нерегулярностях между секциями. Эти проблемы следует учесть при проектировании реального прибора.

1.2.3 Разработка секционированных резонаторов с пониженной дифракционной добротностью для гиротронов с приосевыми пучками

Гиротроны с приосевыми пучками на высоких циклотронных гармониках в ИПФ РАН. Доступность достаточно мощных криомагнитов является основным ограничивающим фактором для реализации длинноимпульсных и непрерывных гиротронов терагерцового частотного диапазона. Наиболее доступные криомагниты (то есть имеющие приемлемую цену и размеры) способны создавать магнитное поле до 10-15 Тл, что соответствует циклотронной

частоте 0.3-0.4 ТГц. Это означает, что для достижения больших частот неизбежен переход к работе на высоких циклотронных гармониках. Однако в традиционных низковольтных терагерцовых гиротронах была достигнута работа только на второй циклотронной гармонике [57, 63, 65, 68, 89]. Поскольку интенсивность электронно-волнового взаимодействия резко падает с увеличением номера циклотронной гармоники, конкуренция мод является наиболее серьезным препятствием возбуждению высших циклотронных гармоник.

Возможным путем решения этой проблемы является использование конфигурации так называемого гиротрона с большой орбитой (ГБО) [61-62, 81, 90-95]. Этот подход основан на использовании пучков электронов, вращающихся вокруг оси рабочего резонатора с круглым сечением (приосевых электронных пучков). Такая конфигурация значительно улучшает модовую селективность в силу того, что в такой системе поперечная мода с азимутальным индексом m может возбуждаться только на циклотронной гармонике с тем же номером, $N=m$.

ГБО исследуются в институте прикладной физики РАН в течение более чем двадцати лет. Первые эксперименты с ГБО в ИПФ были проведены на основе умеренно релятивистских (300-400 кВ) электронных пучков. В этих экспериментах были реализованы несколько гиротронов, работающих на циклотронных гармониках $N=2-5$ на частотах от 20 ГГц до 400 ГГц [93-95]. Также стоит упомянуть эксперименты с довольно нетипичными циклотронными мазерами с приосевыми электронными пучками, основанными на кооперации (совместной генерации) двух мод на первой и второй гармониках соответственно либо на одной частоте [74,96], либо в схеме с умножением частот [75].

Основным направлением дальнейших разработок ГБО было понижение рабочего напряжения и одновременно продвижение в терагерцовый частотный диапазон. Первый терагерцовый ГБО был реализован в эксперименте [62] на основе стенда «импульсный ГБО». В этом приборе использовалась электронно-оптическая система с каспом магнитного поля и последующей дрейфовой секцией адиабатической магнитной компрессии пучка с рекордным коэффициентом 3000, что обеспечило формирование закрученного электронного пучка 0.7 А с приемлемыми скоростью и разбросом в широком диапазоне напряжений (50-80 кВ) и магнитных полей (10-14 Тл). Система работает в импульсном (~10 мкс) режиме.

В первом эксперименте [62] была достигнута одномодовая работа на второй и третьей циклотронных гармониках на четырех частотах в широком (0.55-1 ТГц) частотном диапазоне. Выходная мощность на второй гармонике (0.55 и 0.68 ТГц) составляла от 0.6 до 2 кВт, тогда как при работе на третьей гармонике мощность составляла 0.3-0.4 кВт на частотах от 0.87 до 1 ТГц. Сейчас основная активность на этой установке сосредоточена на использовании этого ГБО в научных приложениях [97,98], а также тестировании различных квазирегулярных резонаторов.

Последнее направлено на продвижение гиротрона к работе на третьей гармонике на частотах 0.7-1 ТГц, а также достижения на четвертой гармонике частоты, близкой к 1.3 ТГц.

Следующим шагом в разработке ГБО является создание 30 кВ / 0.7 А гиротрона, работающего в непрерывном режиме. Соответствующий экспериментальный стенд «непрерывный ГБО» основан на использовании криомагнита на 5 Тл и электронной пушки с каспом, формирующей приосевой электронный пучок с питч-фактором 1.5. Основным назначением этой установки является обеспечение работы гиротрона на второй, третьей и четвертой циклотронных гармониках на частотах 0.26 ТГц, 0.39 ТГц и 0.52 ТГц соответственно с выходной мощностью несколько сот ватт. Такие параметры делают ГБО привлекательными с точки зрения приложений ДПЯ/ЯМР. Увеличение рабочего магнитного поля до 6.3 Тл вместе с увеличением ускоряющего напряжения до 45 кВ должно также позволить достичь частот до 0.65 ТГц на четвертой циклотронной гармонике [98].

Импульсный терагерцовый ГБО на третьей циклотронной гармонике

Рисунок 1.11 показывает результаты моделирования терагерцового ГБО на третьей гармонике с рабочей поперечной модой $TE_{3,7}$ в режиме гиротронного возбуждения высоких аксиальных мод в секционированных резонаторах с фазовыми корректорами [A1, A5]. В регулярном резонаторе выходной КПД составляет около 1%, а 90 % излучаемой электронами мощности теряется вследствие омических потерь. Использование секционированных систем слегка уменьшает электронный КПД (с 10% до 7.5%), однако выходная мощность увеличивается из-за понижения дифракционной добротности возбуждаемых волн и, следовательно, снижения омических потерь.

Непрерывный ГБО на четвертой циклотронной гармонике

Описанный подход был использован для проектирования непрерывного маломощного гиротрона на моде $TE_{4,8}$ на частоте 0.5 ТГц. Вследствие работы на высокой (четвертой) циклотронной гармонике и использования маломощного (30 кВ, 1 А) приосевого электронного пучка для обеспечения возбуждения такой волны требуется очень длинный (~50 длин волн) рабочий резонатор. В соответствии с моделированием, учитывающим значительное отражение близкой к отсечке волны от выходных нерегулярностей, дифракционная добротность низшей аксиальной моды регулярного резонатора достигает 100000 и существенно превышает омическую добротность рабочей поперечной моды (~5000). При этом доля омических потерь превышает 95% мощности, излучаемой электронным пучком.

Для решения этой проблемы был спроектирован и промоделирован секционированный резонатор (рис. 1.12) со значительно меньшей дифракционной добротностью. Согласно

расчетам, дифракционная добротность трехвариационной рабочей моды такого резонатора составляет около 20 000, что при омической добротности 10 000 позволяет вывести из резонатора треть излучаемой пучком мощности. С учетом того, что электронный КПД в этой схеме лишь на треть уступает КПД возбуждения квазикритической моды цилиндрического резонатора (2% против 3% в традиционной схеме при одинаковом стартовом токе), а дифракционная добротность последней превышает для требуемой длины резонатора 100 000, схема с коррекцией фазы обеспечивает трехкратный выигрыш в выходной мощности по сравнению с традиционной схемой и позволяет при токе пучка 0.7 А и питч-факторе 1.7 получить около 120 Вт на частоте 520 ГГц. Кроме того, расчеты предсказывают очень низкую чувствительность режима генерации к скоростному разбросу электронов, а также (что немаловажно в данном частотном диапазоне) к ошибкам изготовления фазовых корректоров – точность, требуемая при этом, не превышает 0.02 мм. Рисунок 1.13 показывает профиль одного корректора, а также зависимости выходной мощности излучения от различных вариантов его расположения и размеров. Смоделированные первый и второй корректоры одинаковой глубины 80 мкм имеют длины 2.8 мм и 1.8 мм соответственно. Можно видеть, что глубина корректора является параметром, наиболее чувствительным к ошибкам изготовления, однако даже в этом случае допустима ошибка 10 мкм, достижимая при современных технологиях изготовления.

Как показывают первые эксперименты и сопутствующие им расчеты электронно-оптической системы, проведенные на данной установке, упомянутые выше параметры электронного пучка (0.7 А и питч 1.7) могут быть достигнуты на этой установке только в импульсном режиме. Для непрерывного режима генерации гиротрона с частотой около 0.52 ТГц более реалистичными являются ток 0.6 А при питч-факторе 1.5, который резко падает при более высоких токах пучка. Таким образом, для обеспечения возбуждения рабочей моды с достаточно высоким КПД нужно использовать резонатор большей длины. В этом случае для уменьшения доли омических потерь предлагается перейти к работе на более низкой моде $TE_{4,5}$, обладающей меньшей омической добротностью, и увеличить число секций резонатора. Для такого гиротрона был спроектирован и промоделирован пятисекционный резонатор (рис. 1.14). Расчеты показывают, что использование такой секционированной схемы позволяет получить 75 Вт при токе 0.6 А на частоте 523 ГГц.

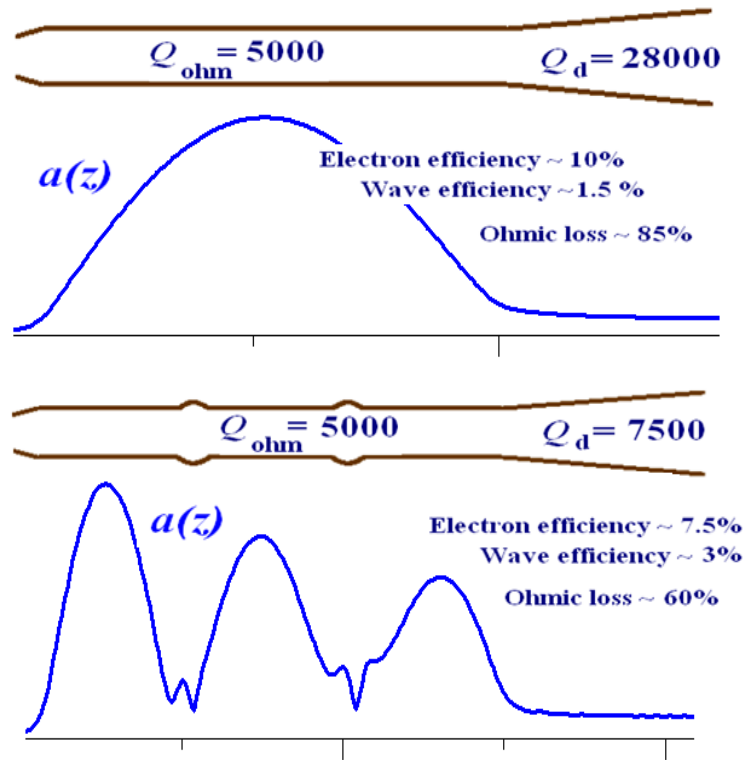


Рис. 1.11. Схематическое изображение регулярного и трехсекционного резонаторов ГБО на 1 ТГц, а также продольной структуры вч поля в резонаторе.

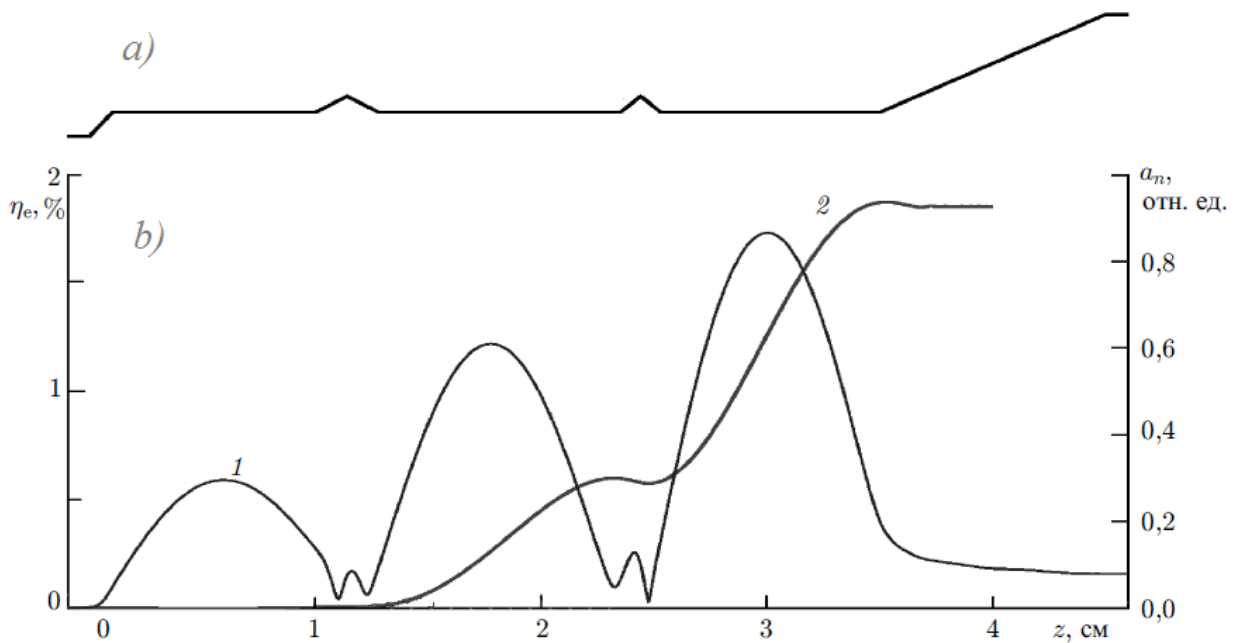


Рис. 1.12. Результаты моделирования слабoreлятивистского гиротрона с фазовыми корректорами. Приведены оптимизированный профиль резонатора (а) и соответствующая ему продольная структура вч поля (b) рабочей моды $TE_{4,8}$ (кривая 1), а также зависимость электронного КПД η_e от продольной координаты (кривая 2).

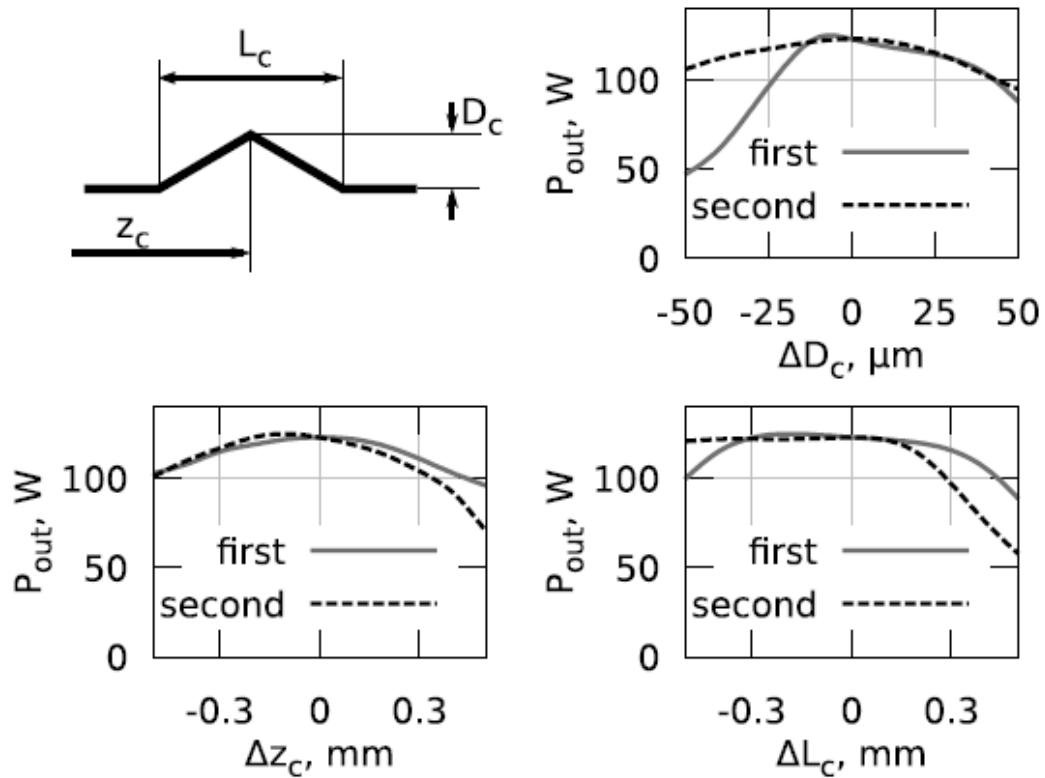


Рис. 1.13. Профиль фазового корректора (слева сверху) и зависимость выходной мощности от различных вариантов расположения фазовых корректоров (снизу слева), длины (снизу справа) и глубины (сверху справа) в оптимальном режиме.

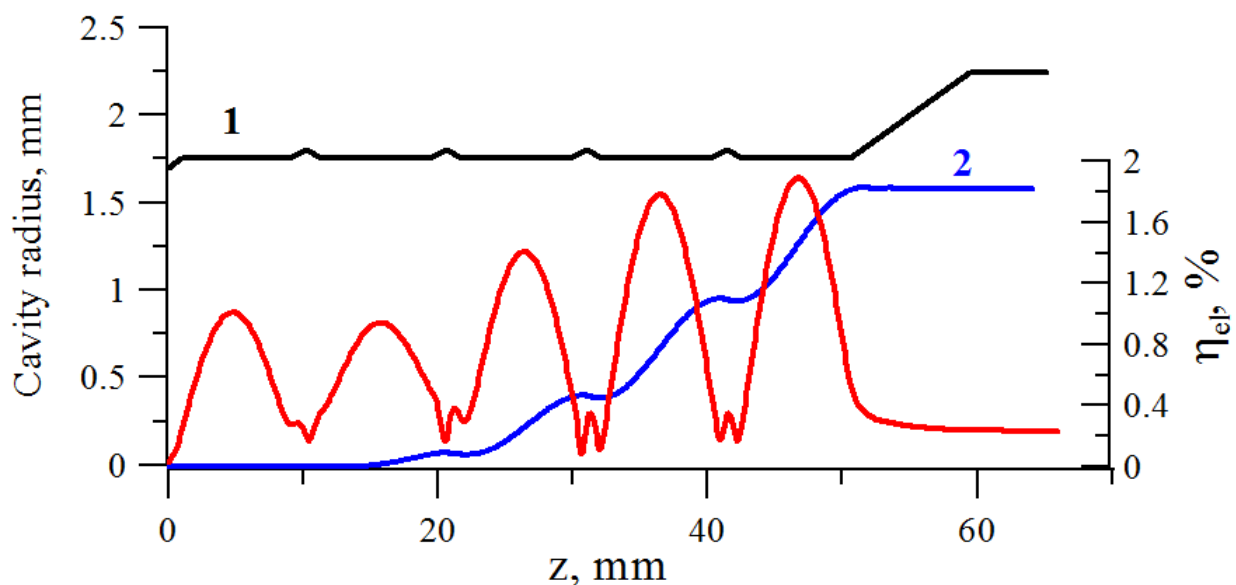


Рис. 1.14. Результаты моделирования слаборелятивистского гиротрона с фазовыми корректорами. Приведены оптимизированный профиль резонатора (кривая 1) и соответствующая ему продольная структура вч поля рабочей моды $TE_{4,5}$, а также зависимость электронного КПД η_e от продольной координаты (кривая 2).

Глава 2. Повышение селективности возбуждения высоких циклотронных гармоник

В гиротронах частота рабочей волны близка к электронной циклотронной частоте (или ее гармонике при работе на высоких гармониках циклотронной частоты). Следовательно, перспективы повышения частоты гиротронов связаны либо с увеличением рабочих магнитных полей, либо с переходом к работе на более высоких циклотронных гармониках. В длинноимпульсных и непрерывных режимах для создания сильных магнитных полей используются мощные сверхпроводящие магниты. Наиболее доступные криомагниты способны обеспечить поля с интенсивностями на уровне 10–15 Тл, что в диапазоне частот 0.7–1.0 ТГц делает практически неизбежным переход к работе на высоких циклотронных гармониках.

При этом, однако, возникает хорошо известная проблема селективности возбуждения высоких гармоник, которая обусловлена прежде всего спаданием интенсивности электронно-волнового взаимодействия с ростом номера рабочей циклотронной гармоники. Как было упомянуто в главе I [см. формулу (1. 5)], стартовый ток гиротрона растет с ростом номера гармоники как $I_{st} \propto (V_{\perp} / c)^{-2N}$. Прежде всего, это означает, что паразитные моды, возбуждающиеся на низких гармониках (гиротронные квазикритические моды, а также волны, возбуждаемые в режиме лампы обратной волны), могут обладать гораздо более низкими стартовыми токами, чем рабочая волна на высокой циклотронной гармонике. Кроме того, в маломощных гиротронах с относительно низкими рабочими токами ослабленное взаимодействие с высокой рабочей гармоникой может привести, согласно (1. 6), к необходимости существенного увеличения длины рабочего резонатора $L \propto (V_{\perp} / c)^{-N}$. Естественно, в такой ситуации проблема паразитного возбуждения низких циклотронных гармоник становится еще серьезнее.

Итак, селекция мод является важной проблемой для гиротронов, работающих на высоких циклотронных гармониках. Существует несколько методов решения этой проблемы, основанных как на электродинамических, так и на электронных методах селекции [104-105]. Прежде всего, стоит отметить электронную селекцию мод при использовании так называемого приосевого электронного пучка в конфигурации «гиротрон с большой орбитой» (ГБО) [91-95, 98, 99]. В такой конфигурации электроны движутся внутри рабочего резонатора по винтовым траекториям, совершая циклотронные осцилляции вокруг оси резонатора. Такой пучок эффективно взаимодействует на N -той циклотронной гармонике лишь с теми модами, у

которых азимутальный индекс совпадает с номером гармоники. Кроме того, в этой конфигурации обеспечивается максимальный фактор электронно-волновой связи с модами, возбуждаемыми на высоких гармониках. Данный метод предполагает использование сложной электронно-оптической системы формирования приосевого пучка (касп или кикер) [98] вместо традиционной системы, основанной на магнетронно-инжекторной пушке.

Существуют также электродинамические методы селекции, например, посредством специального профилирования резонатора и профиля магнитного поля внутри него, а также использования эффектов трансформации поперечной структуры волны [76-78, 81-82, 106]. Существенным недостатком таких методов является сложность изготовления деталей прибора с требуемой высокой точностью. Следует также отметить идею двухпучковой схемы [107-111]. В этом случае подавление наиболее опасных паразитных волн обеспечивается их поглощением дополнительным электронным пучком (или пучками). Очевидной проблемой при реализации такой схемы является необходимость создания сложной электронно-оптической системы.

В первом разделе настоящей главы детально описан новый метод подавления паразитных низкочастотных мод, возбуждаемых на основном циклотронном резонансе. Он основан на использовании квазиоднородных резонаторов с одной или несколькими короткими неоднородностями (фазовыми корректорами), обеспечивающими различный сдвиг фаз для рабочей и паразитных волн. В разделе 2.2 данный подход развивается на случай, когда неоднородность работает не только в режиме фазового корректора, но и обеспечивает дополнительные дифракционные потери для паразитных квазикритических волн за счет их рассеяния в более низкие бегущие волны. Наконец, в разделе 2.3 описывается метод селекции, основанный на реализации двухпучкового гиротрона со слегка разными энергиями электронов в этих пучках. Основные результаты главы изложены [A2, A3, A7, A20, A21-24, A29].

2.1. Гиротронный резонатор с селектирующими фазовыми корректорами

2.1.1. Принцип работы селектирующих фазовых корректоров

Метод подавления паразитных низкочастотных мод, который будет исследован в этом разделе, основан на использовании квазиоднородных резонаторов с одной или несколькими короткими неоднородностями (расширениями), обеспечивающими коррекцию (сдвиг) фазы волны [A2, A3, A4, A14, A18]. Длина и глубина каждого такого расширения подобраны так, чтобы обеспечить набег фазы волны в корректоре, равный 2π , что не влияет на возбуждение рабочей моды на высокой гармонике. Если рабочей является вторая циклотронная гармоника,

то характерная частота паразитных мод, возбуждаемых на основном циклотронном резонансе, примерно вдвое меньше рабочей. Это означает, что на той же неоднородности скачок фазы паразитной волны меньше в два раза и близок к π . Это соответствует резкому переходу электронного сгустка, сформированному резонансным полем возбуждаемой электромагнитной волны, из тормозящей фазы в ускоряющую, что приводит к «смене знака» электронно-волнового взаимодействия, то есть переходу от излучения волны к ее поглощению (рис. 2.1).

Рассмотрим частный случай гиротрона, основанного на возбуждении рабочей поперечной моды в цилиндрическом резонаторе на частоте $\omega_{op} \approx 2\Omega$, близкой к отсечке, на второй циклотронной гармонике (рис. 2.2, точка 1). Для данного случая существует опасность возбуждения низших поперечных мод на основном циклотронном резонансе. Такие моды могут возбуждаться как в режиме ЛОВ, так и в гиротронном режиме (рис. 2.2, точка 2 и 3 соответственно). Частоты наиболее важных близких к отсечке паразитных мод примерно в два раза отличаются от частоты рабочей волны,

$$\omega_{par} \approx \omega_{op}/2. \quad (2.1)$$

Этот факт был использован в предлагаемом методе повышения стартовых токов паразитных мод на первой гармонике при незначительном влиянии на рабочую моду.

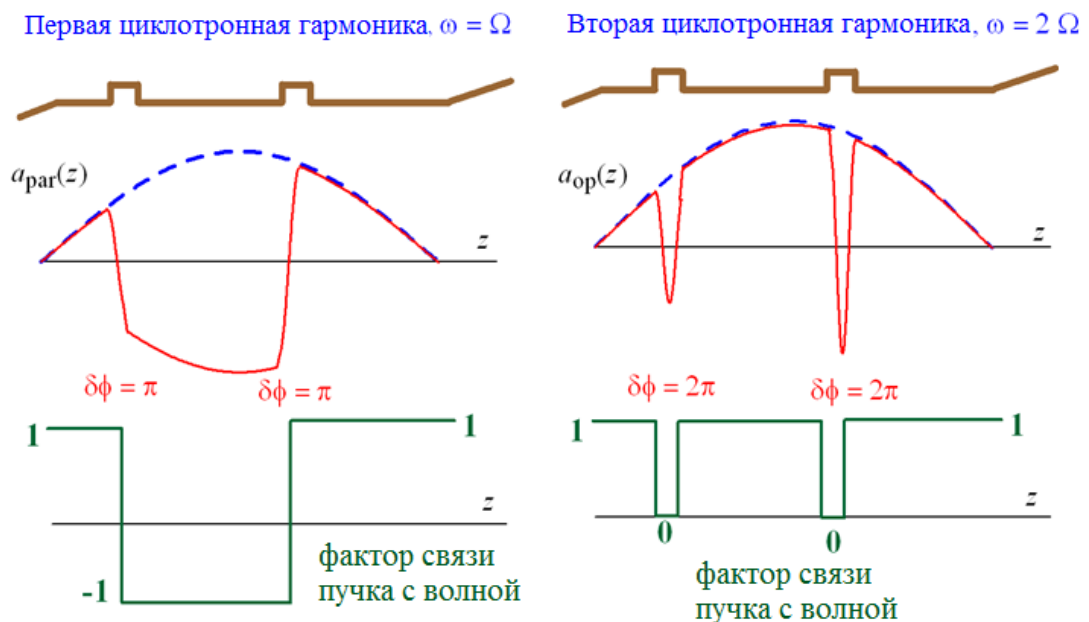


Рис. 2.1. Схематическое изображение преобразования продольных структур рабочей моды, возбуждаемой на второй гармонике, и паразитной моды, возбуждаемой на основном циклотронном резонансе, в резонаторе с двумя фазовыми корректорами. Показана также смена знака функции, описывающей электронно-волновое взаимодействие, обусловленная наличием фазовых корректоров.

Рассмотрим рабочий резонатор в виде отрезка квазирегулярного цилиндрического волновода с одной или несколькими нерегулярностями, каждая из которых представляет собой короткое расширение радиуса резонатора. 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 (1. 27) 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 $R_1 = R_0 + \delta R$, рабочая волна обладает следующим волновым числом:

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

Что касается паразитной волны гиротронного типа, ее частота также близка к отсечке в регулярных секциях резонатора, так что $\kappa_{\text{пар}} = \mu_{\text{пар}}/R_0 \approx \omega_{\text{пар}}/c$. Следовательно, продольное волновое число этой волны описывается аналогичной уравнению (2. 2) формулой:

$$h_{\text{пар}} \approx \frac{\omega_{\text{пар}}}{c} \sqrt{2 \frac{\delta R}{R_0}}. \quad (2. 3)$$

Таким образом, в соответствии с уравнениями (2.1-2.3) $h_{\text{пар}} \approx h_{\text{ор}}/2$.

Предположим, что длина и радиус нерегулярностей выбраны так, что набег фазы $\phi_{\text{ор}} = h_{\text{ор}} \times \delta x$ рабочей волны на второй гармонике в каждом расширении примерно равен 2π . Для паразитной волны, возбуждаемой на первой гармонике, набег фазы в два раза меньше, $h_{\text{пар}} \times \delta x \approx \pi$. Если расширение достаточно короткое, рабочая волна его практически не «чувствует». Сдвиг фазы на 2π означает отсутствие сбоя 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 (рис. 2.1).

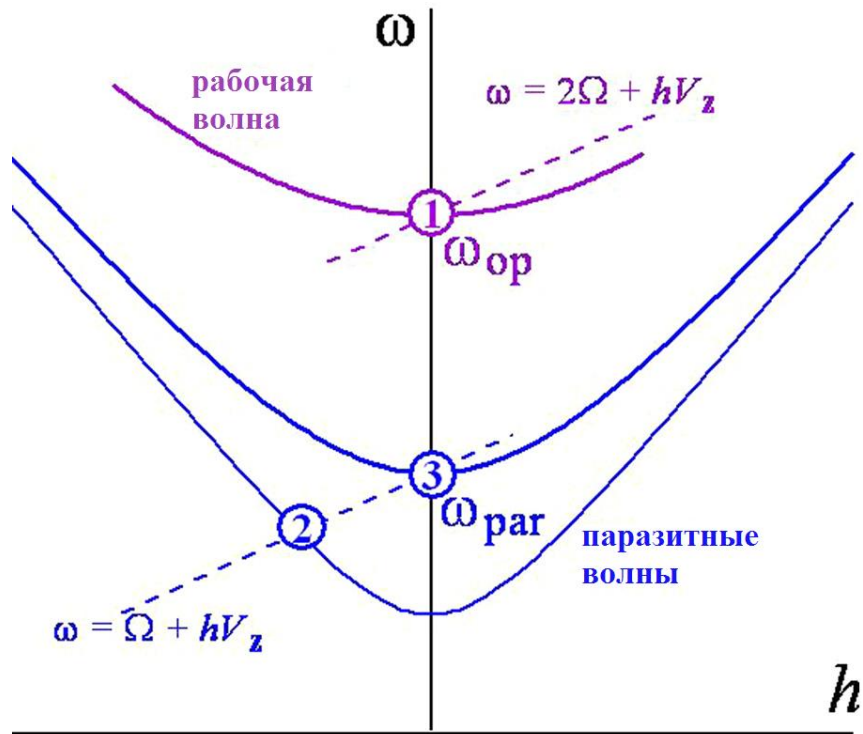


Рис. 2.2. Дисперсионная характеристика рабочей поперечной моды, возбуждаемой на второй гармонике в гиротронном режиме (точка 1), а также паразитных мод, возбуждаемых на основном циклотронном резонансе в режиме лампы обратной волны (точка 2) и в гиротронном режиме (точка 3).

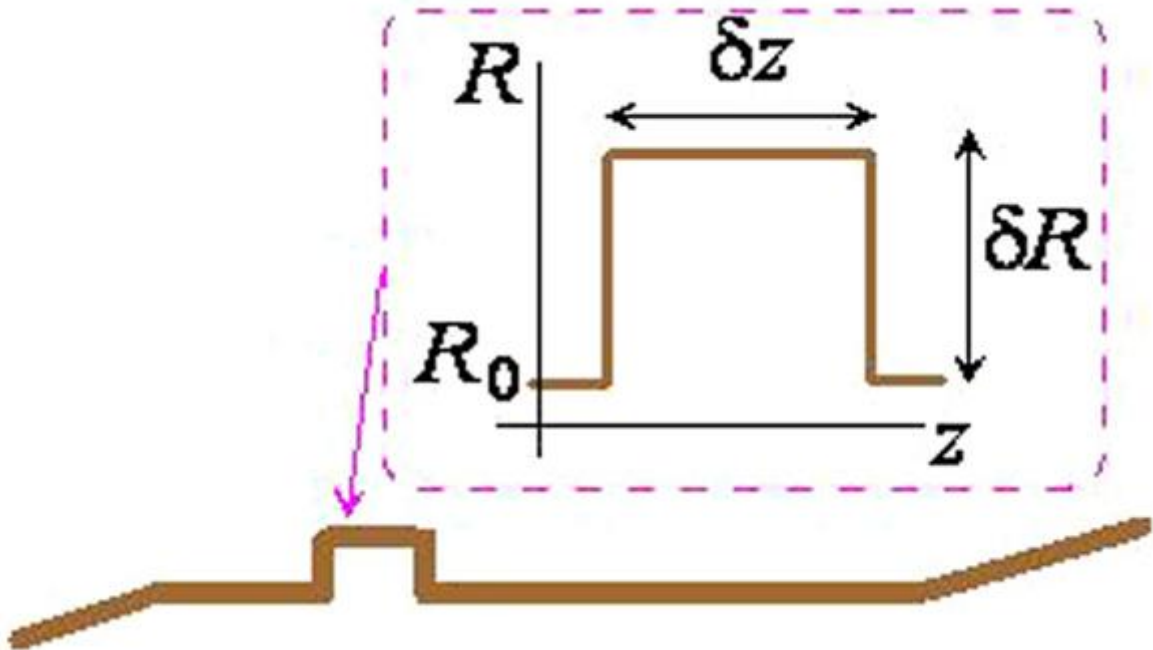


Рис. 2.3. Схема квазирегулярного резонатора гиротрона с фазовым корректором.

Для паразитных мод набег фазы, равный π , соответствует быстрой смене знака электронно-волнового взаимодействия (рис. 2.1), что значительно влияет на электронно-волновое взаимодействие. Действительно, излучение волны происходит вследствие отбора энергии у электронного сгустка, который формируется в тормозящей фазе этой волны. Но π -сдвиг фазы волны в короткой неоднородности приводит к тому, что частица после корректора оказывается в ускоряющей фазе волны и, следовательно, излучение волны сменяется на ее поглощение. Очевидно, что такой эффект должен вести к ухудшению условий возбуждения паразитной низкочастотной волны (т.е. к росту ее стартового тока).

Уравнения (2. 2) и (2. 3) приводят к следующей оценке для параметров фазового корректора (его длины δz и расширения резонатора δR , см. рис. 2. 3):

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

Таким образом, в случае фазового корректора «прямоугольной» формы с длиной, равной длине низкочастотной волны ($\delta z = \lambda_{par}$), радиус резонатора должен быть увеличен на $\delta R / R_0 \approx 13\%$, при длине корректора $\delta z = 2\lambda_{par}$ уширение должно составлять $\delta R / R_0 \approx 3\%$.

При создании такого резонатора следует принять во внимание две проблемы. Во-первых, каждая нерегулярность формирует короткий закрытый резонатор внутри микроволновой системы, и его параметры должны быть подобраны так, чтобы избежать паразитного возбуждения близкой к отсечке волны внутри нерегулярности. Во-вторых, возникают проблемы паразитных отражений рабочей волны на нерегулярностях, а также к потерям за счет частичной трансформации рабочей поперечной моды в более низкие, далекие от отсечки моды. Паразитные отражения и преобразования мод должны быть приняты во внимание при проектировании конкретного прибора.

Увеличением числа нерегулярностей можно значительно увеличить стартовые токи паразитных мод на первой гармонике, для чего требуется анализ оптимального положения расширений в резонаторе. Следует избегать периодического расположения нерегулярностей, так как существует опасность паразитного гиротронного возбуждения более высоких аксиальных мод за счет механизма, описанного в разделе 1.1.

2.1.2. Асимптотическая модель электронно-волнового взаимодействия в случае конкуренции двух волн

Опишем модель, которая будет использована для анализа конкуренции двух разночастотных волн (рабочей и паразитной), возбуждающихся в гиротроне на разных циклотронных гармониках. Фактически, она представляет собой обобщение описанной в разделе 1.1.2 модели самосогласованной модели с универсальными асимптотическими уравнениями движения на случай взаимодействия электронов одновременно с двумя волнами.

Будем рассматривать случай конкуренции двух волн, которые взаимодействуют с электронным пучком на второй (рабочая волна) и основной (паразитная волна) циклотронной гармонике. Соответственно, отношение частот этих волн близко к двойке (хотя частоты эти предполагаются не кратными в точности). Также предположим, что частоты этих волн близки к отсечке, $\omega_{op} = c\kappa_{op}$ и $\omega_{par} = c\kappa_{par}$. Принимая частоту отсечки за опорную, можно получить выражение для электрического поля волны:

$$\mathbf{E}_{op} \propto \text{Re } a_{op}(t, z) \exp(i\omega_{op}t), \quad \mathbf{E}_{par} \propto \text{Re } a_{par}(t, z) \exp(i\omega_{par}t).$$

Медленная комплексная амплитуда волны $a_{op,par}(t, z)$ описывается следующими пространственно-временными уравнениями [84]:

$$2i \frac{\partial a_{par}}{\partial \tau} - \frac{\partial^2 a_{par}}{\partial \zeta^2} - g^2(\zeta) a_{par} = J_{par}(\tau, \zeta), \quad 4i \frac{\partial a_{op}}{\partial \tau} - \frac{\partial^2 a_{op}}{\partial \zeta^2} - 4g^2(\zeta) a_{op} = J_{op}(\tau, \zeta). \quad (2.4)$$

Здесь $\tau = \omega_{par}t$ – нормированное время, $\zeta = \kappa_{par}z$ – нормированная продольная координата, поскольку для нормирования используется частота паразитной волны. Отношение между критическими частотами мод, $\omega_{op}/\omega_{par} = \kappa_{op}/\kappa_{par}$, примерно равно двум. В уравнении (2.4)

J_{op} и J_{par} описывают возбуждение двух мод электронным пучком, и

$$g(\zeta) = \sqrt{\kappa_{par}^2 - [\mu_{par}/R(\zeta)]^2} / \kappa_{par} = \sqrt{1 - [R_0/R(\zeta)]^2}$$

Очевидно, что асимптотические уравнения движения (1.17)-(1.18) обобщаются на случай взаимодействия частиц одновременно с двумя волнами следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial \zeta} &= \text{Re} \left[a_{op}(\tau, \zeta) \exp(i\theta_{op}) + a_{par}(\tau, \zeta) \exp(i\theta_{par}) \right], \\ \frac{\partial \theta_{op}}{\partial \zeta} &= 2(\Delta_{op} - u), \quad \frac{\partial \theta_{par}}{\partial \zeta} = \Delta_{par} - u \end{aligned} \quad (2.5)$$

Здесь $\Delta_{\text{op}} = \frac{\gamma_0}{p} \left(1 - \frac{2\Omega_0}{\omega_{\text{op}}} \right)$ и $\Delta_{\text{par}} = \frac{\gamma_0}{p} \left(1 - \frac{\Omega_0}{\omega_{\text{par}}} \right)$ – расстройки циклотронного резонанса между электронами и двумя волнами.

Начальные условия для уравнений движения (2. 5) описывают электронный пучок на входе в пространство электронно-волнового взаимодействия при отсутствии разброса по энергиями электронов. При этом все частицы равномерно распределены по их начальным фазам по отношению к двум волнам:

$$u(\tau, \zeta = 0) = 0, \quad \theta_{\text{op,par}}(\tau, \zeta = 0) = \varphi_{\text{op,par}}. \quad (2. 6)$$

Здесь предполагается, что каждый электрон характеризуется двумя независимыми начальными фазами φ_{op} и φ_{par} по отношению к двум модам, и эти фазы равномерно распределены на интервале $[0, 2\pi]$.

В случае асимптотической модели электронно-волнового взаимодействия (2. 5) источник в уравнении (2. 4) имеет следующий вид:

$$J_{\text{op,par}} = iG_{\text{op,par}} \langle \exp(-i\theta_{\text{op,par}}) \rangle. \quad (2. 7)$$

Здесь $\langle \dots \rangle$ обозначает усреднение по всему ансамблю электронов (по всем фазам φ_{op} и φ_{par}), $G_{\text{op,par}} \propto I\chi_{\text{op,par}}^2$ – фактор возбуждения рабочей и паразитной волн, каждый из которых пропорционален току пучка и квадрату соответствующего фактора связи. При фиксированной длине рабочего резонатора значение фактора возбуждения G является основной характеристикой интенсивности взаимодействия пучка с волной.

Нормированный КПД электронно-волнового взаимодействия определяется усреднением изменения нормированной энергии электронов на выходе из рабочего резонатора:

$$\eta_e = \langle u(\hat{L}) \rangle.$$

В стационарном режиме работы гиротрона закон сохранения энергии имеет вид:

$$\eta_e = \eta_w^{\text{op}} + \eta_w^{\text{par}},$$

где $\eta_w^{\text{op,par}} = \frac{|a_{\text{op,par}}|^2}{2G_{\text{op,par}}} \Big|_{\zeta=\hat{L}_{\text{out}}}$ – волновой КПД.

2.1.3. Возбуждение паразитных мод в режиме малого сигнала

Поскольку рабочая и паразитная волны имеют разные частоты, на линейной стадии возбуждения генератора они растут независимо друг от друга, и взаимодействие между ними возникает только в нелинейном режиме. Таким образом, решая стартовую задачу, можно исследовать взаимодействие двух волн с пучком по отдельности. Если добротности волн достаточно велики, можно использовать приближение, в котором продольная структура каждой волны фиксирована и совпадает с «холодной» структурой продольной моды закрытого резонатора. Предполагается, что n -я аксиальная мода паразитной волны близка к резонансу с электронами, так что ее амплитуда в уравнении (2. 5) описывается следующей формулой:

$$a_{\text{par}} = f(\zeta) \times C_{\text{par}} \sin(n\pi\zeta / \hat{L}).$$

Здесь $f(\zeta) = \pm 1$ описывает эффект присутствия нерегулярностей на возбуждение паразитной волны; для регулярного резонатора эта функция равна единице. В случае нерегулярного резонатора, каждая неоднородность предполагается бесконечно короткой, и сдвиг фазы на π на этой неоднородности описывается сменой знака функции $f(\zeta)$:

$$f(\zeta_{\text{sw}} +) = -1 \times f(\zeta_{\text{sw}} -).$$

Рассмотрим уравнения движения (2. 5) в случае, когда возбуждается только паразитная волна с фиксированной продольной структурой:

$$\frac{\partial u}{\partial \zeta} = f(\zeta) \times C_{\text{par}} \sin(n\pi\zeta / \hat{L}) \cos(\theta_{\text{par}}), \quad \frac{\partial \theta_{\text{par}}}{\partial \zeta} = \Delta_{\text{par}} - u. \quad (2. 8)$$

В приближении малой амплитуды ($C_{\text{par}} \ll 1$) из уравнения (2. 8) следует, что нормированный электронный КПД пропорционален квадрату амплитуды волны и кубу длины резонатора [47]:

$$\eta_e = \langle u(\hat{L}) \rangle = \hat{L}^3 C_{\text{par}}^2 \times \hat{\eta}^{(n)}(\phi).$$

Здесь функция $\hat{\eta}^{(n)}(\phi)$ определяется фазой $\phi = \Delta_{\text{par}} \hat{L}$, зависящей от расстройки резонанса близкой к отсечке паразитной волны:

$$\hat{\eta}^{(n)} = \frac{-1}{4} \frac{\partial}{\partial \phi} |F(\phi)|^2,$$

где

$$F(\phi) = \int_0^1 f(x) \sin(n\pi x) \exp(i\phi x) dx$$

– спектр продольной структуры волны, $x = \zeta / \hat{L}$ – нормированная продольная координата. При фиксированном профиле рабочего резонатора мощность, отдаваемая электронным пучком, пропорциональна нормированному электронному КПД и величине тока пучка,

$$P_e \propto \eta_e I \propto C_{\text{par}}^2 \times \hat{\eta}^{(n)} \times I.$$

Однако излучаемая мощность пропорциональна энергии волны, запасенной в резонаторе, и обратно пропорциональна добротности возбуждаемой моды. Поскольку дифракционная добротность n -й аксиальной моды обратно пропорциональна ее индексу, $Q \propto 1/n$, условие возбуждения паразитной волны $P_e > P_w$ ведет к утверждению, что стартовый ток этой волны определяется нормированным КПД и продольным индексом моды:

$$I_{\text{st}} \propto [\hat{\eta}^{(n)} / n]^{-1}.$$

Рисунок (2.4) показывает стартовые характеристики $\hat{\eta}^{(n)} / n$ паразитных мод на первой гармонике с $n=1-4$ вариациями в резонаторе с одним (рис. 2.4 а) и двумя (рис. 2.4 б) фазовыми корректорами. Для сравнения показаны стартовые характеристики $\hat{\eta}^{(1)} / 1$ низшей продольной моды ($n=1$) регулярного резонатора. Позиции нерегулярностей в резонаторе оптимизированы так, чтобы минимизировать стартовые характеристики $\hat{\eta}^{(n)} / n$ четырех низших аксиальных мод паразитной волны в гиротронном режиме. Это подразумевает, что стартовые характеристики минимизированы в диапазоне относительно малых расстроек ($\phi = \Delta_{\text{par}} \hat{L} \leq 2\pi$), что соответствует возбуждению паразитных волн в режиме гиротронного резонанса.

Для случая регулярного резонатора гиротронная паразитная волна возбуждается в режиме малого сигнала с нормированным КПД $\hat{\eta}^{(1)} \approx 0.08$. Одна нерегулярность, расположенная на позиции $\zeta_{\text{sw}} = 0.3\hat{L}$ и обеспечивающая π -сдвиг фазы волны, приводит к уменьшению стартовых характеристик $\hat{\eta}^{(n)} / n$ четырех низших продольных паразитных мод до 0.02-0.03 (рис. 2.4 а). Как следует из уравнения (2.7), это соответствует уменьшению стартового тока паразитной волны на первой гармонике в 3-4 раза в зависимости от расстройки паразитной волны. При наличии двух нерегулярностей, расположенных на $\zeta_{\text{sw}} = 0.2\hat{L}$ и $\zeta_{\text{sw}} = 0.35\hat{L}$, стартовые характеристики паразитных мод $\hat{\eta}^{(n)} / n$ примерно равны 0.01-0.015 (рис. 2.4 б).

Следовательно, стартовые токи паразитной волны, возбуждаемой на основном циклотронном резонансе, увеличиваются в 5-8 раз. Следует подчеркнуть, что присутствие двух нерегулярностей не меняет стартовый ток рабочей волны на второй гармонике, поскольку для нее набег фазы равен 2π в приближении бесконечно малой длины фазового корректора.

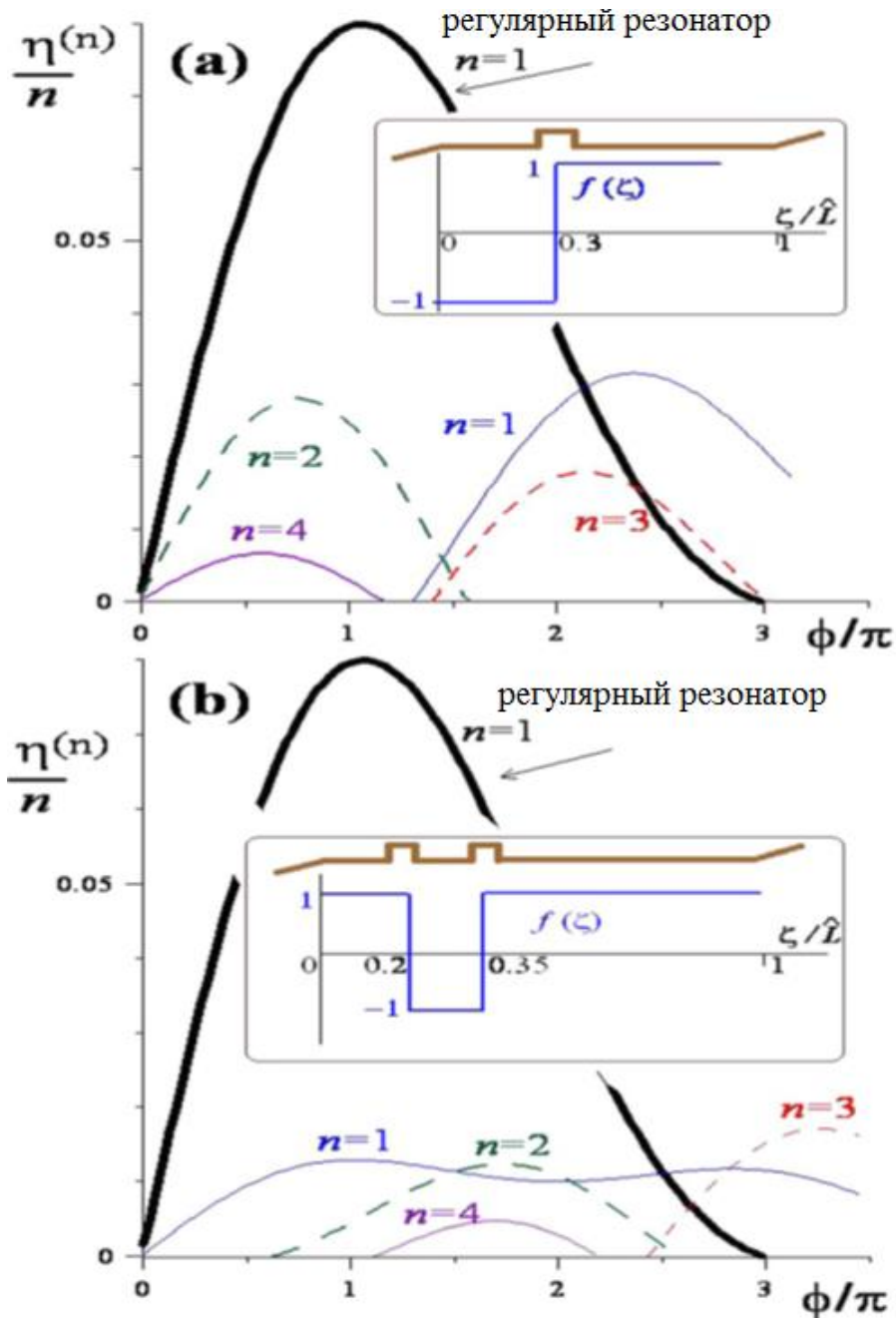


Рис. 2.4. Стартовые характеристики $\hat{\eta}^{(n)}/n$ четырех низших аксиальных мод паразитной волны в зависимости от набег фазы этой волны в резонаторе, $\phi = \Delta_{\text{par}} \hat{L}$, а также схематическое изображение резонатора с одной (а) и двумя (б) нерегулярностями. Для сравнения показаны стартовые характеристики низшей аксиальной моды регулярного резонатора.

2.1.4. Пространственно-временное моделирование конкуренции двух волн в нерегулярном резонаторе

Моделирование совместного возбуждения и конкуренции рабочей и паразитной волн в нелинейном режиме электронно-волнового взаимодействия было проведено на основе системы пространственно-временных уравнений (2. 5)-(2. 7). Факторы возбуждения в уравнениях для волн определяются описанным в уравнениях (2. 5)-(2. 7) взаимодействием с электронным пучком. В качестве примера был рассмотрен случай, когда длина рабочего резонатора равна десяти длинам паразитной волны (20 длин волн для рабочей волны), то есть $\hat{L} = 10 \times 2\pi$.

Сначала рассмотрим ситуацию, когда паразитная волна отсутствует, потому что стартовый порог этой моды не достигнут, $G_{\text{par}} \rightarrow 0$. Параметры, описывающие генерацию рабочей волны на второй циклотронной гармонике ($G_{\text{op}} = 0.6 \times 10^{-5}$ и $\Delta_{\text{op}} \hat{L} = 1.1\pi$), близки к оптимальным с точки зрения возбуждения волны в регулярном резонаторе. При этих параметрах в регулярном резонаторе возбуждается низшая продольная мода (рис. 2.5 а), а нормированный выходной КПД в стационарном режиме составляет $\eta_{\text{w}}^{\text{op}} \approx 0.085$ (рис. 2.6).

В моделировании исследовался нерегулярный резонатор той же длины с одной (рис. 2.5 б) и двумя нерегулярностями (2.5 с). Каждая нерегулярность имеет треугольную форму и обладает длиной в одну длину рабочей волны, $\delta\zeta = 2\pi$, обеспечивая набег фазы $\int g(\zeta)d\zeta = \pi$ для паразитной волны и 2π для волны на удвоенной частоте. Расположение фазовых корректоров соответствует расположению, полученному в ходе оптимизации на основе приближения малого сигнала.

Рисунки 2.5 и 2.6 иллюстрируют относительно слабый эффект присутствия неоднородностей на одномодовый режим возбуждения рабочей волны. Нормированная выходная мощность рабочей волны в стационарном режиме генерации уменьшается с $\eta_{\text{w}}^{\text{op}} \approx 0.085$ (в случае регулярного резонатора) до $\eta_{\text{w}}^{\text{op}} = 0.078$ (случай резонатора с одной нерегулярностью). Стоит отметить, что для резонатора с двумя нерегулярностями нормированная выходная мощность $\eta_{\text{w}}^{\text{op}} \approx 0.082$ выше, чем в резонаторе с одной нерегулярностью, что может быть объяснено лучшей продольной структурой рабочей волны в нерегулярном резонаторе. Причина присутствия этих небольших потерь выходной мощности рабочей волны в нерегулярном резонаторе проиллюстрирована на рисунке 2.6, который показывает продольные структуры рабочей волны в резонаторе с разными нерегулярностями в стационарном режиме генерации ($\tau \rightarrow \infty$). Фактически короткая область фазового корректора исключена из процесса электронно-волнового взаимодействия из-за быстрого изменения

комплексной амплитуды волны в этой области. В то же время нерегулярности не ухудшают электронно-волновое взаимодействие в регулярных секциях рабочего резонатора, так как не меняют фазы волны между ними. Благодаря этому зависимость нормированного электронного КПД от пространственной координаты, $\eta_e(\zeta)$, слабо «чувствует» присутствие фазовых корректоров.

Рисунок 2.7 иллюстрирует условия возбуждения паразитных волн в резонаторах с разными нерегулярностями. Сплошные кривые на рисунке показывают значения фактора возбуждения G_{par} , соответствующего старту возбуждения паразитной волны в одномодовом режиме, когда рабочая волна отсутствует. Эффект влияния присутствия рабочей волны на стартовые характеристики паразитной волны показан пунктирными линиями.

Для случая регулярного резонатора нормированный стартовый ток паразитной волны на первой гармонике составляет $G_{\text{par}} \approx 0.5 \times 10^{-5}$ при параметрах гиротрона, описанных выше (рис. 2.7 а). Использование нерегулярного резонатора с одним фазовым корректором позволяет увеличить это значение до $G_{\text{par}} = (2-4) \times 10^{-5}$ (рис. 2.7 б). Таким образом, стартовый ток паразитной волны увеличивается в 4-8 раз по сравнению с регулярной системой. Использование резонатора с двумя нерегулярностями (рис. 2.7 с) эффективно при гиротронном возбуждении паразитной волны, когда соответствующая ей расстройка относительно мала, $\phi = \Delta_{\text{par}} \hat{L} \leq 1.5\pi$. В этом случае фактор возбуждения паразитной волны составляет $G_{\text{par}} = (12-17) \times 10^{-5}$, то есть стартовый ток «паразита» возрастает примерно в 30 раз по сравнению с регулярной системой.

Стоит отметить, что квазианалитическая одномодовая теория в приближении малого сигнала предсказывает не столь значительное увеличение стартовых токов: 3-4 раза для резонатора с одной нерегулярностью и 5-8 раз для системы с двумя корректорами. Следовательно, лучшее подавление паразитной волны, предсказываемое нелинейным двухволновым моделированием, может быть объяснено влиянием конкуренции между рабочей и паразитной волной.

Таким образом, введение одного или нескольких коротких нерегулярностей (расширений радиуса) в рабочий резонатор гиротрона, работающего на второй циклотронной гармонике, может быть эффективным способом подавления паразитной гиротронной волны, возбуждаемой на основном циклотронном резонансе. Предложенный метод повышения селективности основан на разных эффектах, которые оказывают нерегулярности на возбуждение рабочей и паразитной волн.

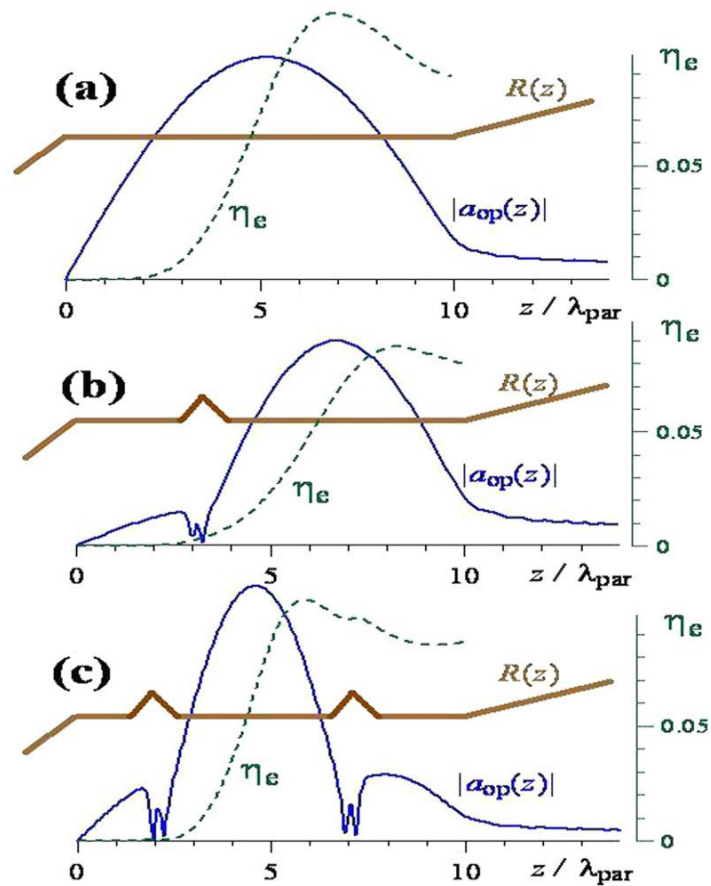


Рис. 2.5. Режимы стационарной одномодовой генерации в регулярном (а) резонаторе, а также в резонаторах с одной (b) и двумя (c) нерегулярностями. Показаны профиль резонатора, продольная структура рабочей волны (сплошные линии) и нормированный электронный КПД в зависимости от продольной координаты.

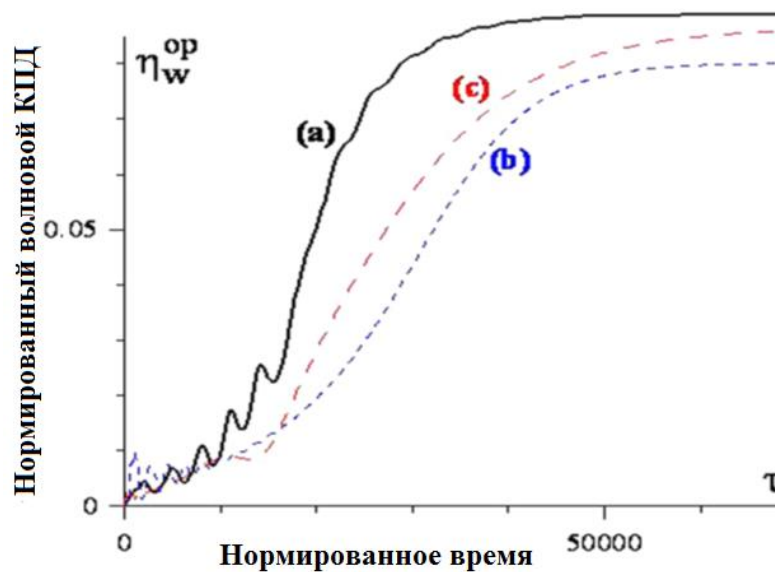


Рис. 2.6. Динамика возбуждения рабочей волны в гиротроне с регулярным резонатором (а), а также с резонатором с одной (b) и двумя (c) нерегулярностями. Показаны нормированный волновой КПД (выходная мощность) в зависимости от нормированного времени.

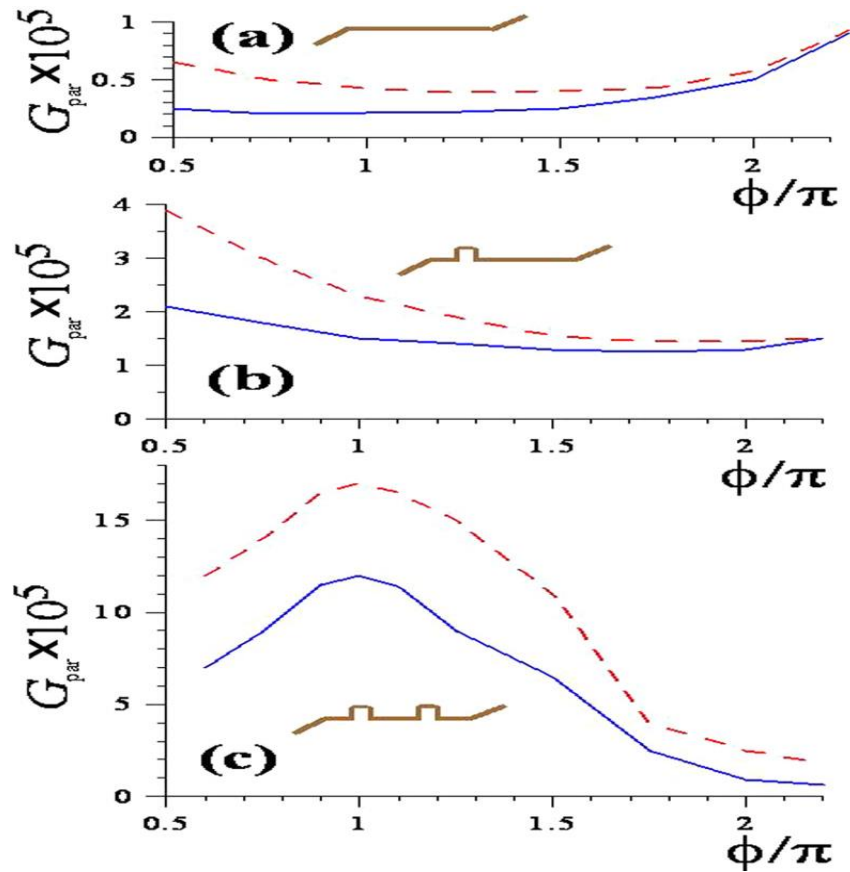


Рис. 2. 7. Стартовые характеристики паразитной волны гиротрона в регулярном (а) резонаторе и в резонаторе с одной (b) и двумя (c) нерегулярностями. Сплошные линии показывают одномодовый режим возбуждения паразитной волны, пунктирные линии иллюстрируют случай, когда учитывается влияние паразитной волны на процесс возбуждения рабочей.

2.1.5. Релятивистский гиротрон на второй циклотронной гармонике с квазирегулярным резонатором

Возможность применения описанного метода повышения селективности исследовалась в конкретной системе – релятивистском гиротроне на второй циклотронной гармонике, работающем в длинноволновой части миллиметрового диапазона длин волн. Исследовался электронный циклотронный мазер с трубчатым релятивистским электронным пучком (напряжение – 280 кэВ, ток – до 50 А, средний питч-фактор электронов – 1,3). В эксперименте [112] на основе этого пучка был успешно реализован гиротрон, возбуждающий моду $TE_{5,3}$ на основном циклотронном резонансе на частоте около 30 ГГц в относительно коротком (около 8 см) регулярном резонаторе при рабочем магнитном поле около 1.6 Тл. Перспективы повышения частоты гиротрона до 60 ГГц за счет 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 $TE_{13,4}$ (вторая циклотронная гармоника) и $TE_{5,3}$ (первая гармоника) достаточно близки (рис. 2. 8 а). Проблема решается заменой регулярного резонатора на квазирегулярный резонатор той же длины (8 см) с расположенным на расстоянии 3 см от входного конца одним корректором длиной около 1 см. Наличие селектирующего элемента приводит к увеличению стартового тока паразитной низкочастотной моды $TE_{5,3}$ с 2-5 А (рис. 2. 8 а) до 20-30 А (рис. 2. 8 б). При этом заметного изменения стартового тока рабочей волны $TE_{13,4}$ не происходит.

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 «окошко», в котором возможно возбуждение волны $TE_{3,7}$ на второй циклотронной гармонике (рис. 2. 9 а). При этом, однако, ширина «окошка» (интервал магнитных полей) невелика, а допустимый (с точки зрения возбуждения паразитных волн) рабочий ток не превышает 5 А. Использование квазирегулярного резонатора длиной 9 см с описанным в предыдущем абзаце селектирующим элементом приводит к тому, что стартовый ток паразитной моды $TE_{4,3}$ увеличивается с 2-5 А (рис. 2. 9 а) до 10-15 А (рис. 2. 9 а), причем эта паразитная мода оказывается заметно смещенной (по магнитному полю) от области, оптимальной с точки зрения генерации рабочей волны $TE_{3,7}$ на второй циклотронной гармонике (1.37-1.39 Тл). В этой области магнитных полей гораздо более опасна паразитная мода $TE_{6,2}$ (рис. 2. 9 а) – в регулярном резонаторе ее стартовый ток примерно равен стартовому току рабочей моды $TE_{3,7}$. В нерегулярном резонаторе в «наиболее интересной» области полей 1.37-1.39 Тл стартовый ток этого паразита увеличивается с 3-5 А (рис. 2. 9 а) до величин свыше 30 А (на рис. 2. 9 б 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 giro-ЛОВ (рис. 2. 9 б). Однако, во-первых, эта область магнитных полей не является оптимальной с точки зрения возбуждения рабочей моды и, во-вторых, даже там стартовые токи паразита 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 расчеты, наличие короткого селектирующего элемента, обеспечивающего подавление паразитных волн, оказывается слабо заметным с точки зрения генерации рабочих волн на второй гармонике не только в стартовом режиме, но и в нелинейном режиме установившейся генерации. Расчеты предсказывают достижение КПД генерации рабочих волн на уровне 10% при токах 10-20 А.

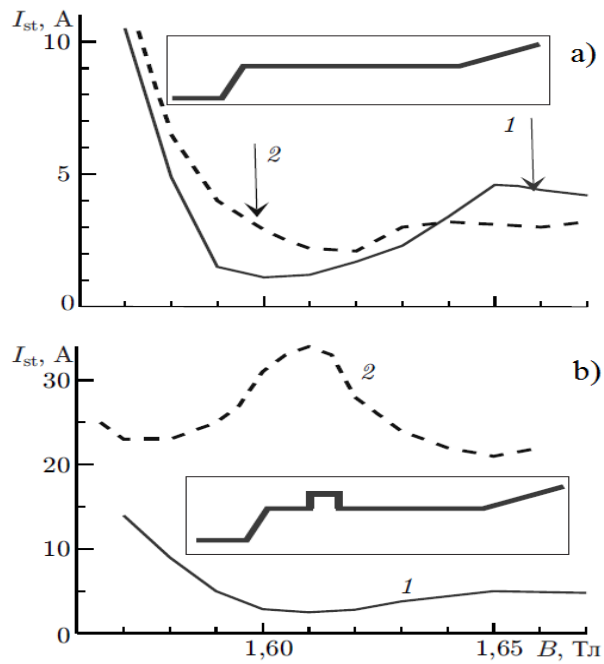


Рис. 2. 8. Стартовые токи рабочей моды $TE_{13,4}$ на второй гармонике (кривые 1) и паразитной моды $TE_{5,3}$ на основном циклотронном резонансе (2) в регулярном резонаторе (а) и в резонаторе с одним фазовым корректором (б) при магнитных полях около 1,6 Тл.

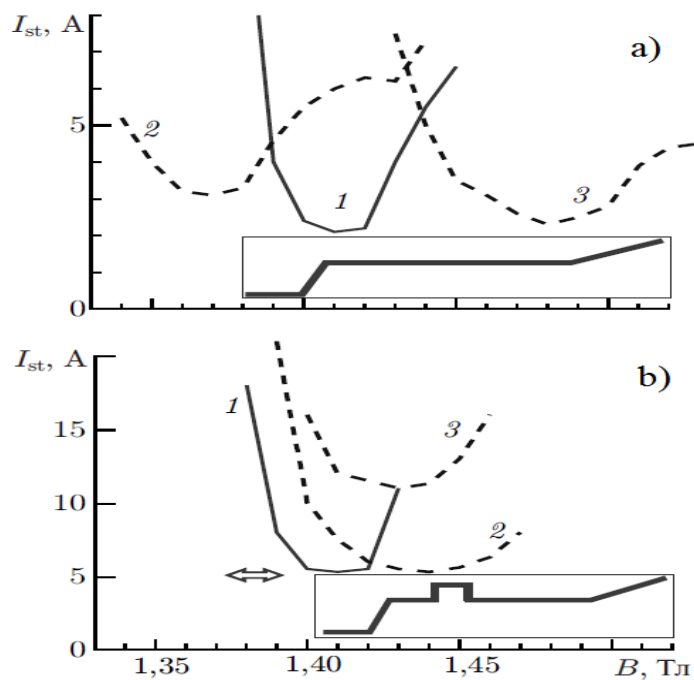


Рис. 2. 9. Стартовые токи рабочей моды $TE_{3,7}$ на второй гармонике (кривые 1) и двух паразитных мод $TE_{6,2}$ (2) и $TE_{4,3}$ (3) на основном циклотронном резонансе в регулярном резонаторе (а) и в резонаторе с одним фазовым корректором (б) при магнитных полях около 1,4 Тл. Символ \Leftrightarrow иллюстрирует область оптимальных полей рабочей моды $TE_{3,7}$.

2.2 Гиротронный резонатор с рассеивающей неоднородностью

При разработке квазирегулярного резонатора следует учесть, что нерегулярность может быть источником рассеяния рабочей моды в низшие поперечные моды. Отметим, что для паразитной волны на первой гармонике этот эффект является даже полезным, поскольку обеспечивает дополнительное понижение добротностей паразитных мод. Для рабочей волны на высокой циклотронной гармонике этого эффекта следует избегать.

Преобразование моды практически отсутствует, если нерегулярность достаточно мала, и для ее длины δl и характерного увеличения радиуса δR резонатора в нерегулярности выполняется следующее условие [113]:

$$\delta R/R \ll (\lambda/\delta l)^2, \quad \delta l^2 \gg \lambda R. \quad (2.9)$$

Первое условие выполняется автоматически. Действительно, если резонатор достаточно длинный (такой, что продольное волновое число рабочей близкой к отсечке волны в резонаторе близко к нулю), тогда продольное волновое число внутри нерегулярности определяется как $h_1 \approx k\sqrt{2\delta R/R}$. Если набег фазы для этой волны внутри нерегулярности близок к $h_1 \delta l \approx \pi$, тогда $(\lambda/\delta l)^2 \approx 8 \times \delta R/R$.

Что касается второго условия в (2.9), $\delta l^2 \gg \lambda R$ вместе с $2\pi/\lambda = \mu/R$ приводит к следующим ограничениям на собственное значение μ рабочей волны на второй гармонике:

$$\mu/2\pi \ll (\delta l/\lambda)^2. \quad (2.10)$$

Таким образом, длина нерегулярности определяется индексом рабочей поперечной моды. В моделировании, описанном ранее, предполагалось, что $\delta l = 2\lambda$; в этом случае поперечные моды с собственным значением $\mu \approx 8$ или ниже (например, $TE_{3,2}$ или $TE_{6,1}$) удовлетворяют условию (2.10). Увеличение длины нерегулярности до $\delta l = 3\lambda$ не приводит к значительным изменениям в результатах, полученных численно, однако в этом случае собственное значение может достигать $\mu \approx 18$ (например, моды $TE_{8,3}$ или $TE_{3,5}$). Детальное моделирование (с учетом рассеяния) резонатора с двумя фазовыми корректорами, приведенное в работе [A5], показывает, что в случае длины нерегулярности $\delta l = 4\lambda$ нет заметного рассеяния рабочей поперечной моды $TE_{4,8}$ ($\mu \approx 30$).

Описанный выше, в разделе 2.1 метод подавления паразитных низкочастотных колебаний на первой гармонике основан на одномодовом приближении, когда корректор представлен достаточно коротким расширением радиуса резонатора и сдвиг фазы волны может быть определен приближением Вентцеля-Крамерса-Бриллюэна. Этот подход может быть использован в достаточно длинных резонаторах при низких модах. В таких системах длина

фазового корректора может быть относительно большой в масштабах длины волны и можно пренебречь рассеянием рабочей волны в моды с низшими радиальными индексами на нерегулярностях резонатора. Однако при достаточно коротком резонаторе для рабочих мод с высокими радиальными индексами, что типично для гиротронов субмиллиметрового диапазона, такой подход не может быть реализован. Это связано с тем, что ограничение максимальной длины корректора накладывает ограничение на его минимальную глубину. При параметрах резонатора, показанных выше, одномодовое приближение при описании корректора становится неприменимым [А5, 113]. Чтобы решить эту проблему, была предложена модификация описанного метода подавления низкочастотных паразитных волн, применимая в гиротронах на высоких гармониках с относительно короткими резонаторами при работе на высоких поперечных модах.

2.2.1. Метод селективного рассеяния мод

Цель предлагаемого метода заключается в том, чтобы реализовать внутри резонатора гиротрона элемент, который будет значительно искажать поле паразитных низкочастотных мод, однако при этом не оказывать заметного влияния на поле рабочей волны, возбуждаемой на высокой циклотронной гармонике. При некоторых условиях таким элементом может быть прямоугольная канавка на стенке резонатора (рис. 2. 10). Если радиус резонатора внутри канавки близок к критическому для одной из мод, радиальный индекс которой на единицу больше радиального индекса рабочей моды, а азимутальный индекс такой же, как у рабочей, тогда, выбрав ширину канавки, можно добиться почти полного отсутствия рассеяния рабочей моды на такой нерегулярности. Это утверждение имеет два объяснения. Во-первых, следуя концепции Бриллюэна, можно представить поле рабочей квазикритической волны как суперпозицию плоских волн, распространяющихся в направлении, почти перпендикулярном оси резонатора. Для каждой из этих волн дополнительный сдвиг фазы при отражении от стенки около канавки близок к 2π (рис. 2. 10 а), что вызывает небольшое угловое рассеяние. Это рассеяние может быть уменьшено изменением глубины и ширины канавки. С другой стороны, резонатор с резкими изменениями радиуса можно рассматривать как резонатор с преобразованием мод [76, 81]. Известно, что в такой системе возможно эффективное взаимное преобразование двух соседних радиальных мод, если выполнены вышеупомянутые требования к соотношению радиусов двух соседних секций. В этом случае резонатор с канавкой следует рассматривать просто как резонатор с двумя последовательными (прямым и обратным) преобразованиями рабочей моды (рис. 2. 10 б).

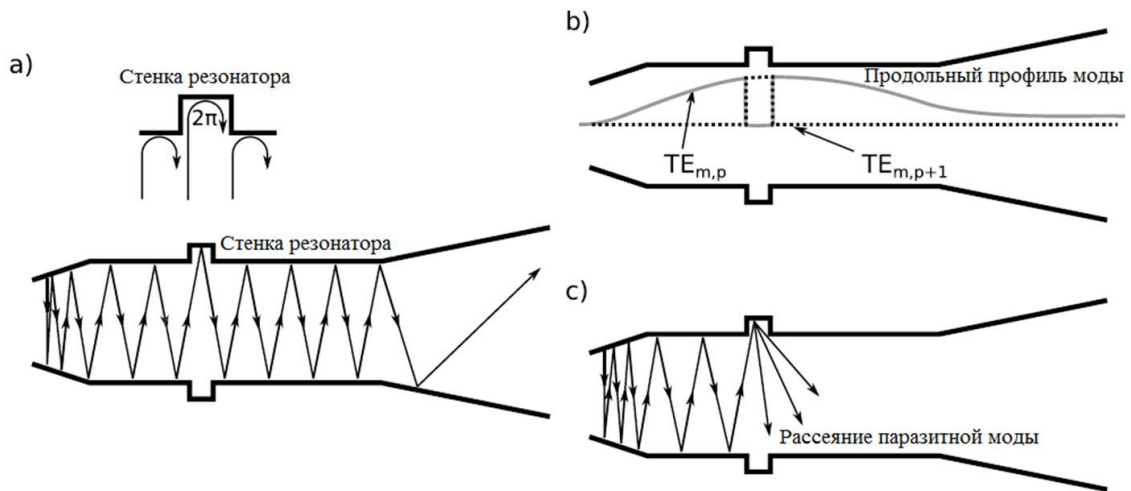


Рис. 2. 10. Объяснение механизма селекции с точки зрения бриллюэновского подхода (а) и резонатора с трансформацией мод (b). Проиллюстрировано рассеяние мод на низшей гармонике (с).

Ширина канавки должна быть такой, чтобы паразитные волны, рассеянные на двух скачках радиуса и соответствующие низшим радиальным модам, интерферировали деструктивно.

Важно, что описанный элемент является резонансным и, таким образом, обеспечивает отсутствие рассеяния только для конкретной моды. В результате паразитные волны, возбуждаемые на основном циклотронном резонансе, имеющие меньшее (по сравнению с рабочей модой на высокой гармонике) поперечное волновое число, будут испытывать сильное рассеяние на канавке (рис. 2. 10 с), что приводит к уменьшению их добротности, искажению их продольной структуры и увеличению их стартовых токов. Стоит отметить, что метод, близкий к описываемому, был предложен в [114] для дискриминации соседних мод, конкурирующих с рабочей модой на одной и той же циклотронной гармонике в полосе циклотронного резонанса мощного гиротрона.

2.2.2. Проект резонатора гиротрона с частотой 1.3 ТГц

Чтобы продемонстрировать метод, было предложено модифицировать резонатор реализованного в ИПФ РАН гиротрона с частотой 670 ГГц, работающего на возбуждаемой на основном циклотронном резонансе моде $TE_{31,8}$ [9]. Анализ спектра собственных мод резонатора показывает, что в рабочем диапазоне магнитных полей возможен резонанс на второй циклотронной гармонике с модой $TE_{63,15}$ на частоте 1.34 ТГц. Тем не менее в традиционной цилиндрической системе стартовый ток этой моды выше, чем стартовый ток низкочастотных

мод $TE_{30,8}$ и $TE_{31,8}$, возбуждаемых на основном циклотронном резонансе (рис. 2.11). Чтобы подавить эти моды, предлагается использовать канавку глубиной 0.12 мм в резонаторе, радиус которого 4.54 мм. С этой глубиной радиус резонатора внутри канавки приблизительно соответствует критическому радиусу для моды $TE_{63,16}$. Продольная позиция канавки вдоль оси резонатора должна разделять его в соотношении 1 к 3 (рис. 2.12), что делает возможным подавить не только основную продольную моду, но и моды с двумя вариациями. Если рассеиватель расположен в середине резонатора, подавление может быть неэффективным в силу отсутствия в этой точке электрического поля второй продольной моды.

Собственные моды нерегулярного резонатора были найдены решением трехмерных уравнений Максвелла с заданной зависимостью поля от азимутальной координаты, соответствующей азимутальному индексу моды. Моделирование было проведено с помощью метода конечных элементов в двумерной области (r - z) [A5]. Выбирая геометрию канавки, можно достичь почти полного отсутствия ее влияния на возбуждение моды $TE_{63,15}$, сохраняя как добротность этой моды, так продольный профиль поля по отношению к электронному пучку (рис. 2.12 а и б). Последнее является важной особенностью, которая отличает этот метод от предшествующего ему метода, описанного в предыдущем разделе. В этом случае профиль поля остается неизменным даже внутри рассеивающей канавки, тогда как область внутри фазового корректора выпадает из процесса электронно-волнового взаимодействия. «Рябь» продольной структуры рабочей волны на второй циклотронной гармонике в модифицированном и регулярном резонаторах вызвана малым рассеянием моды $TE_{63,15}$ в низшие моды на катодном сужении. Расчет собственных мод модифицированного резонатора вблизи резонанса на первой гармонике, как и ожидалось, продемонстрировал сильное искажение продольного профиля этих мод по сравнению с регулярной системой и значительное уменьшение их добротностей (рис. 2.12 с и d).

Расчет стартовых токов подтверждает эффективность подавления паразитных мод в предложенном резонаторе (рис. 2.13). Деформация низкочастотных мод оказалась настолько сильной, что их стартовые токи стали в несколько раз выше, чем практически не изменившийся стартовый ток рабочей моды на второй гармонике.

Также в ходе расчетов была оценена чувствительность предложенной схемы к геометрическим параметрам канавки. Априори было ясно, что эта чувствительность должна быть достаточно сильной из-за резонансного характера рассеивателя и малой рабочей длины волны (0,2 мм). Моделирование показало (рис. 2.14), что характерное допустимое отклонение глубины канавки от оптимального значения составляет около 0.01 мм, тогда как ширина канавки может изменяться в диапазоне ± 0.03 мм. В то же время эти допустимые отклонения могут быть полностью удовлетворены современными технологическими методами. Из

графиков следует, что более высокие добротности по сравнению с обычным резонатором достижимы путем изменения размеров канавки. Тем не менее анализ показывает, что слишком высокие добротности (~ 8000) соответствуют частичному запираению поля моды внутри неоднородности, что приводит к большим омическим потерям. Поэтому оптимальный размер канавки должен быть выбран в соответствии с добротностью ~ 6000 , равной добротности регулярного резонатора.

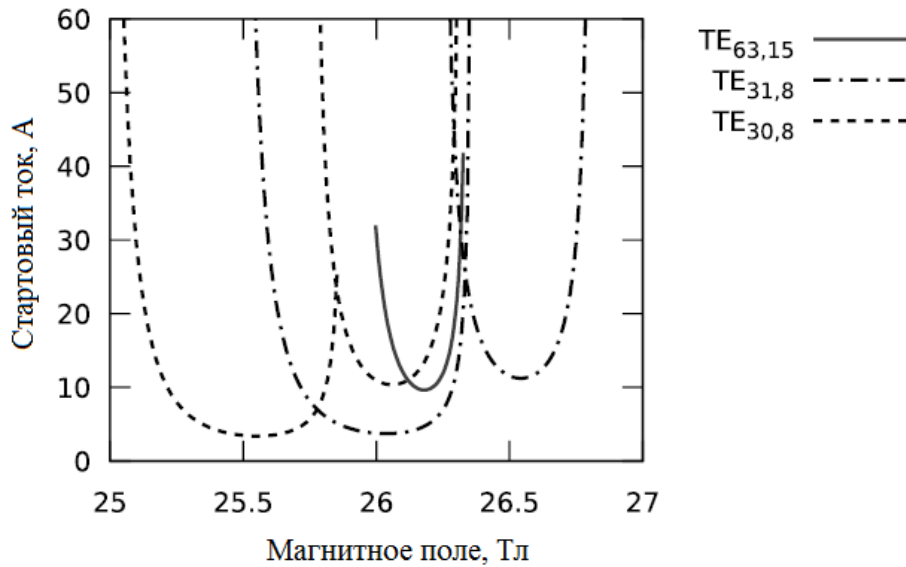


Рис. 2.11. Стартовые токи мод на первой и второй циклотронных гармониках в регулярном резонаторе гиротрона с частотой 670 ГГц.

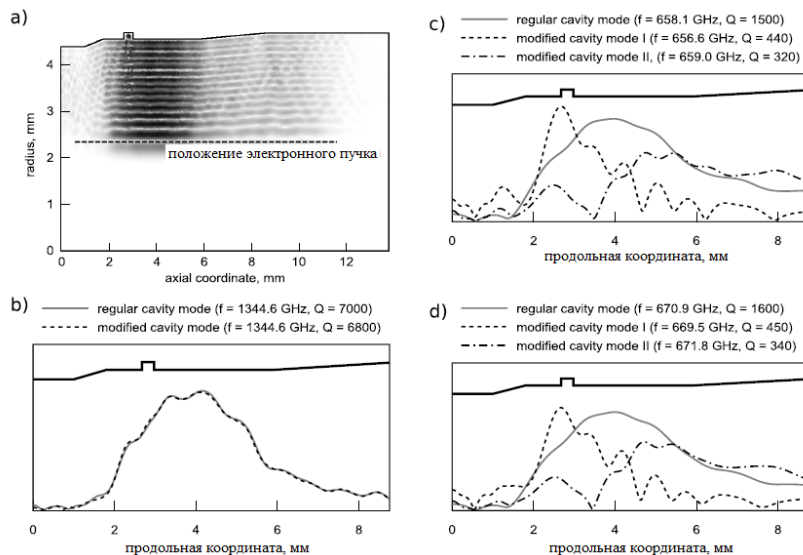


Рис. 2.12. Результаты электродинамического моделирования. Двумерное (r - z) изображение структуры поля моды $TE_{63,15}$ при наличии канавки (а). Сравнение продольных профилей моды $TE_{63,15}$ (b), $TE_{30,8}$ (c) и $TE_{31,8}$ (d) при присутствии электронного пучка в регулярном и модифицированном резонаторах.

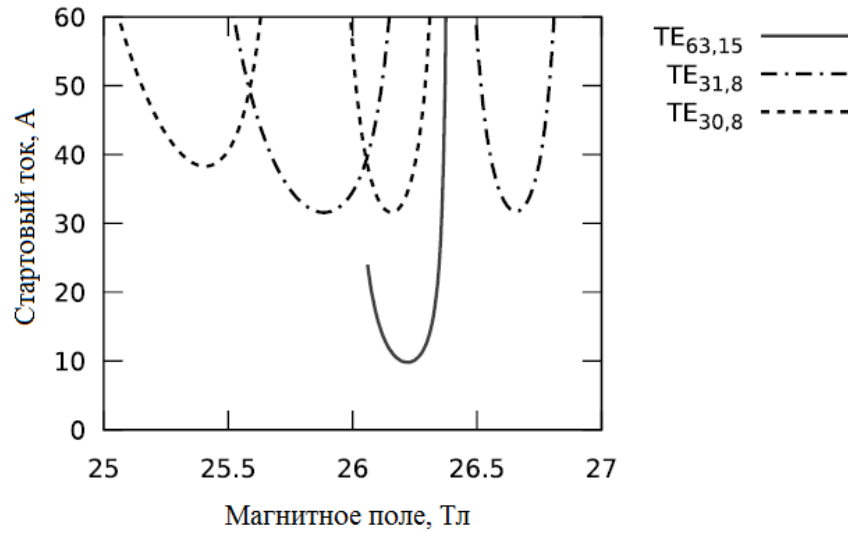


Рис. 2.13. Стартовые токи мод резонатора с канавкой, возбуждаемых на первой и второй циклотронных гармониках.

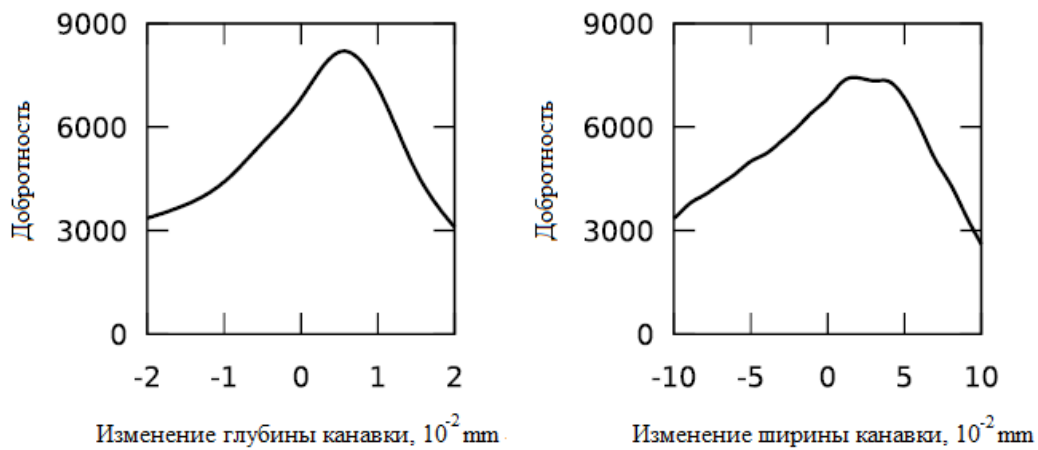


Рис. 2.14. Чувствительность добротности моды $TE_{63,15}$ к изменениям геометрических размеров канавки.

2.3 Подавление паразитных низкочастотных колебаний в двухпучковом гиротроне

Как отмечалось выше, идея использования двухпучковой схемы для повышения селективности возбуждения высоких гармоник в гиротронах обсуждается уже давно [107-111]. Вообще говоря, тут существуют два подхода. В эксперименте [89] была реализована система, в которой оба пучка являются излучающими, так как обладают достаточно большими (~ 1) питч-факторами. В этом случае два пучка инжектируются в два максимума фактора связи пучка с полем рабочей волны на высокой гармонике. В то же время для паразитной низкочастотной волны один из пучков инжектируется в минимум фактора связи. Фактически основным

эффектом в этом случае является разница между токами пучка, работающими на возбуждение рабочей гармоники (суммарный ток $I_1 + I_2$) и паразитной волны на низшей гармонике (только один ток, I_1 или I_2).

Изначально, однако, идея использования двухпучковой системы была несколько иной, а именно – предполагалось, что один из двух пучков является прямолинейным (рис. 2.15). Этот пучок используется для поглощения излучения на основном циклотронном резонансе и, следовательно, для увеличения стартовых токов паразитных низкочастотных волн на первой гармонике. Эффективность такого подхода была продемонстрирована в ряде экспериментов, направленных на реализацию мощных и относительно длинноволновых гиротронов, работающих на второй циклотронной гармонике [116, 117].

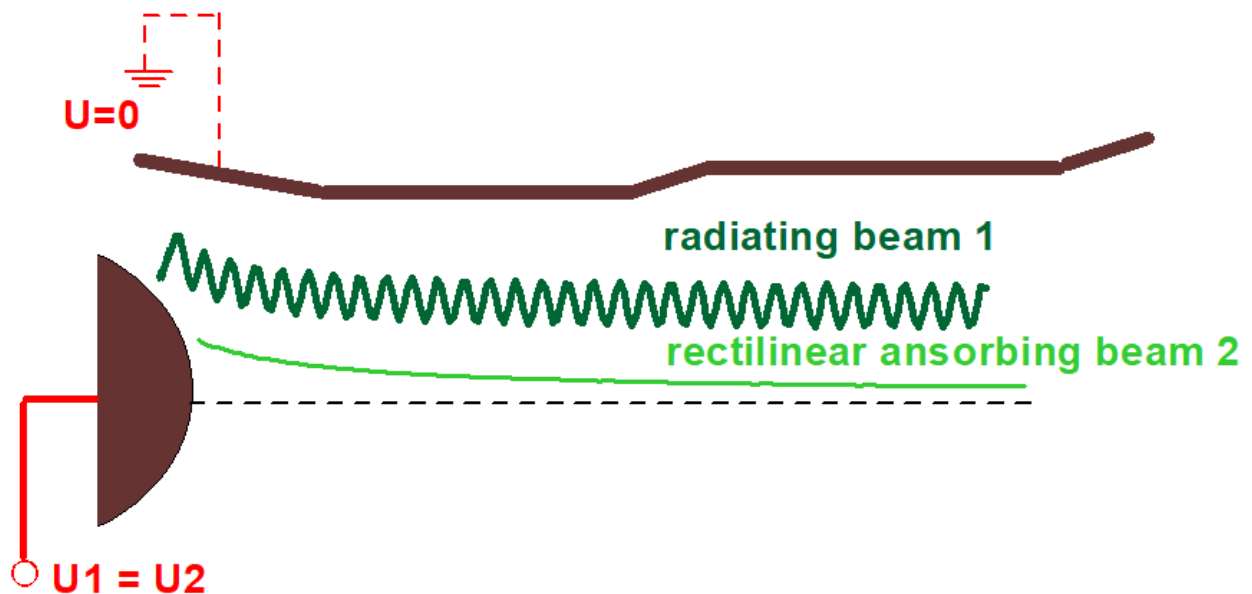


Рис. 2.15. Схема двухпучкового гиротрона с поглощающим прямолинейным пучком.

2.3.1 Двухпучковый гиротрон с поглощающим пучком

Рассмотрим схему с прямолинейным поглощающим пучком (рис. Рис. 2.15). Получим аналитическую оценку для тока поглощающего пучка «2», необходимого для заметного повышения стартового тока возбуждения излучающим пучком «1» паразитной квазикритической волны на основном циклотронном резонансе. Будем исходить из самых

общих положений. Суммарная мощность, отдаваемая двумя пучками волне определяется разницей между энергией, излучаемой первым пучком, и энергией, поглощаемой пучком 2:

$$P_e \sim I_1 \Delta\gamma_1 - I_2 \Delta\gamma_2.$$

Здесь $I_1 = I_{rad}$ и $I_2 = I_{abs}$ – токи в излучающем и поглощающем пучках, а $\Delta\gamma_{1,2}$ – усредненные (по всему электронному ансамблю) изменения релятивистских энергий частиц в каждом из пучков (при этом уже учтено, что КПД взаимодействия поглощающего пучка с волной отрицателен).

В линейном приближении, описывающем стартовый режим гиротрона, среднее изменение релятивистского гамма-фактора электроны каждого из пучков пропорционально квадрату амплитуды волны внутри резонатора:

$$\Delta\gamma_{1,2} = a^2 \hat{\eta}_{1,2},$$

где $\hat{\eta}_{1,2}$ – приведенный КПД электронно-волнового взаимодействия каждого из пучков. С другой стороны, полная мощность потерь (излучение волны плюс омические потери) также пропорциональна квадрату амплитуды волны:

$$P_w = Ca^2.$$

Здесь константа C включает в себя как добротность резонаторной моды, так и норму волны. Тогда уравнение баланса мощностей $P_e = P_w$, описывающая условие старта генерации паразитной волны, стартовое для двухпучкового гиротрона имеет вид:

$$I_1 \hat{\eta}_1 - I_2 \hat{\eta}_2 = C.$$

Сравним стартовые токи возбуждения паразитной волны в гиротроне с поглощающим пучком и в таком же гиротроне, но без поглощающего пучка. Очевидно, присутствие поглощающего пучка 2 не влияет ни на эффективность взаимодействия электронов пучка 1 с волной, ни на добротность резонатора. Следовательно, если поглощающего пучка нет, то стартовое условие возбуждения паразитной волны описывается формулой, содержащей те же параметры $\hat{\eta}_1$ и C :

$$I_{10} \hat{\eta}_1 = C.$$

Здесь I_{10} – стартовый ток возбуждения паразитной моды в первом (излучающем) пучке в случае, когда второй (поглощающий) пучок отсутствует. Отсюда следует, что относительное увеличение стартового тока возбуждения паразитной волны (т.е. отношение стартовых токов пучка 1 в присутствии и в отсутствии пучка 2)

$$\frac{I_1}{I_{10}} = \frac{1}{1 - \hat{I} \frac{\hat{\eta}_2}{\hat{\eta}_1}} \quad (2.11)$$

определяется отношением приведенных КПД электронно-волнового взаимодействия каждого из пучков $\hat{\eta}_{1,2}$, а также параметром $\hat{I} = \frac{I_2}{I_1}$, описывающим соотношение токов в поглощающем пучке 2 и в излучающем пучке 1.

Используя уравнения движения (1.14), найдем значения приведенных КПД для каждого из пучков, $\hat{\eta}_{1,2}$. Для прямолинейного поглощающего пучка «2» в начале взаимодействия поперечный импульс частиц равен нулю, а продольный импульс определяется полной начальной скоростью частиц, $p_{||}(0) = \gamma_0 \beta_0$ (где $\beta_0 = \sqrt{1 - \gamma_0^{-2}}$). Далее, если поглощение волны происходит в условиях точного циклотронного резонанса, то можно полагать, что циклотронные фазы изначально прямолинейных электронов, приобретаемые ими в процессе ускорения, одинаковы для всех частиц, постоянны и соответствуют максимуму ускоряющей фазы волны. Это соответствует $\text{Im} a e^{-i\theta} = |a|$ в первом из уравнений (1.14), описывающим эволюцию поперечного импульса частицы. Предполагая, что продольная структура поля имеет синусоидальную форму, $|a| = a_0 \sin \frac{\pi z}{L}$, получаем:

$$\frac{\partial p_{\perp}}{\partial z} = \frac{K_2 J'_N(\xi)}{\beta_0} a_0 \sin \frac{\pi z}{L}.$$

Это дает нам следующую величину нормированного поперечного импульса ускоренных частиц второго пучка на выходе из рабочего резонатора гиротрона:

$$p_{\perp} = K_2 J'_N \frac{2L}{\pi \beta_0} a_0.$$

Из общего релятивистского соотношения

$$\gamma = \sqrt{1 + p_{||}^2 + p_{\perp}^2} \approx \gamma_0 + \frac{p_{\perp}^2}{2\gamma_0},$$

Получим изменение энергий частиц второго пучка, $\Delta\gamma_2 = \hat{\eta}_2 a_0^2$, где приведенный КПД определяется следующей формулой:

$$\hat{\eta}_2 = \frac{(K_2 J'_N)^2}{2\beta_0^2 \gamma_0} \frac{4L^2}{\pi^2}, \quad (2.12)$$

где $K_2 = J_{m-1}(k_{\perp} R_2)$ – фактор связи пучка «2» с полем паразитной волны, возбуждаемом на основном циклотронном резонансе.

Получим аналогичную формулу для раскачанного пучка «1». Для этого пучка будем считать, что питч-фактор электронов $\alpha_1 = \frac{P_{\perp 1}}{P_{\parallel 1}}$ является константой. Для этого случая,

согласно уравнениям (1. 14), получим:

$$\frac{\partial \gamma}{\partial z} = KJ'_N \alpha_1 a_0 \sin \frac{\pi z}{L} \sin \theta, \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{Nb - k\gamma}{P_{\parallel 1}} = \delta + \frac{k}{P_{\parallel 1}} \Delta \gamma.$$

Введем нормированное изменение энергии электронов $u = \frac{k}{P_{\parallel 1}} \Delta \gamma$ и нормированную амплитуду

волны $\hat{a} = KJ'_N \alpha_1 \frac{k}{P_{\parallel 1}} a$. Это приводит к системе уравнений длинноприборной асимптотики:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \hat{a}_0 \sin \frac{\pi z}{L} \sin \theta, \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} = \delta + u.$$

Согласно формуле (1. 31), для такой системы максимальный (максимизированный по расстройке) нормированный линейный КПД определяется соотношением

$$\Delta u \approx 0.08L^3 \hat{a}^2.$$

Это дает следующую формулу для приведенного КПД взаимодействия первого пучка с волной $\hat{\eta}_1$:

$$\Delta \gamma = \hat{\eta}_1 a_0^2, \quad \hat{\eta}_1 = 0.08L^3 (K_1 J'_N(\xi))^2 \alpha_1^2 \frac{k}{P_{\parallel 1}}. \quad (2. 13)$$

Тогда на основе (2. 12) и (2. 13) с учетом того, что

$$K_{1,2} = J_{m-1}(k_{\perp} R_{1,2}), \quad P_{\parallel 1} = \gamma_0 \beta_{\parallel 1}, \quad \beta_0^2 = \sqrt{(\beta_{\perp 1}^2 + \beta_{\parallel 1}^2)}, \quad \frac{P_{\parallel 1}}{\gamma \beta_0} = \frac{\beta_{\parallel 1}}{\sqrt{(\beta_{\perp 1}^2 + \beta_{\parallel 1}^2)}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \alpha_1^2}},$$

получаем отношение между приведенными КПД каждого из пучков:

$$\frac{\hat{\eta}_2}{\hat{\eta}_1} \approx 0.08 \frac{4}{\pi^2} \frac{\lambda}{L} \frac{1}{\alpha_1^2 \sqrt{1 + \alpha_1^2} \beta_0} \times \frac{J_{m-n}^2(k_{\perp} R_2)}{J_{m-n}^2(k_{\perp} R_1)}. \quad (2. 14)$$

Учитывая, что $\gamma_0 \approx 1 + \frac{\beta_0^2}{2} = 1 + \frac{U}{511}$, $\beta_0 = \sqrt{\frac{2U}{511}}$, получаем:

$$\frac{\hat{\eta}_2}{\hat{\eta}_1} \approx \frac{4}{\pi^2} \frac{\lambda}{L} \frac{1}{\alpha_1^2 \sqrt{1 + \alpha_1^2} \sqrt{\frac{2U}{511}}}$$

Согласно формуле (2. 11), заметное ($\frac{I_1}{I_{10}} \gg 1$) увеличение стартового тока возбуждения

паразитной волны достигается, если отношение токов в поглощающем и излучающем пучках

оказывается порядка $\hat{I} \sim \left(\frac{\hat{\eta}_2}{\hat{\eta}_1} \right)^{-1}$. Отсюда следует оценка [A29] на необходимое соотношение между токами излучающего и поглощающего пучков гиротрона:

$$\frac{I_{abs}}{I_{rad}} = \frac{I_2}{I_1} \sim 0.405 \frac{L_{cav}}{\lambda_{par}} \times \alpha^2 \sqrt{1 + \alpha^2} \times \sqrt{\frac{2U}{511}}. \quad (2.15)$$

Здесь $\frac{L_{cav}}{\lambda_{par}}$ – отношение между длиной резонатора и длиной волны паразитной моды на

основном циклотронном резонансе, α – питч-фактор излучающего пучка, U – ускоряющее напряжение. Таким образом, недостатком данного подхода повышения селективности, который проявляется в коротковолновых гиротронах с относительно маломощными электронными пучками (и, соответственно, с протяженными резонаторами, необходимыми для обеспечения старта на высокой рабочей циклотронной гармонике) является необходимость обеспечения большого тока поглощающего пучка. Например, при напряжении $U=20$ кВ и питч-факторе рабочего электронного пучка $\alpha = 1.2 - 1.4$ можно получить

$$\frac{I_{abs}}{I_{rad}} \sim (0.25 - 0.4) \times \frac{L_{cav}}{\lambda_{par}}. \quad (2.16)$$

В частности, для гиротрона [115] на второй гармонике с частотой 0.78 ТГц с резонатором длиной 15 мм, в котором длина паразитной волны на основном циклотронном резонансе составляет $\lambda_{par} = 0.75 \text{ mm}$, соотношение (2.16) приводит к следующей оценке соотношения рабочего и поглощающего токов:

$$\frac{I_{abs}}{I_{rad}} \sim 5 - 10. \quad (2.17)$$

Как пример, для этого гиротрона был оценен эффект влияния поглощающего пучка на стартовый ток моды $TE_{9,1}$, возбуждаемой на основном циклотронном резонансе [A25]. В этом гиротроне рабочая мода $TE_{8,5}$ возбуждалась трубчатым электронным пучком (20 кВ, 1 А) в резонаторе длиной 15 мм. Предполагалось, что магнитное поле оптимально для возбуждения паразитной моды. Также предполагалось, что оба пучка инжектируются с оптимальным с точки зрения электронно-волнового взаимодействия радиусом. На рисунке 2.16 проиллюстрированы результаты моделирования, проведенного на основе описанной выше модели нестационарного одномодового гиротрона, модифицированной для случая двух пучков. Показан стартовый ток паразитной волны на первой гармонике (ток излучающего пучка) в зависимости от тока в поглощающем пучке. В случае $I_{abs} = 0$ (поглощающий пучок отсутствует) стартовый ток

составляет ~ 0.025 А. Для увеличения стартового тока паразитной моды в два раза (до 0.05 А) поглощающий пучок должен обладать током 0.6 А. Эта величина почти десятикратно выше рабочего тока, что находится в хорошем соответствии с оценками (2. 17).

Следует подчеркнуть, что проблема слишком большого тока поглощающего пучка характерна только для протяженных систем. В частности, для сравнения, был исследован в расчетах реализованный в эксперименте [107] гиротрон. В этом гиротроне использовался резонатор длиной всего пять длин волн на рабочей второй гармонике и 2-3 на первой, соответственно. На рисунке 2.17 показана зависимость стартового тока паразитной моды $TE_{4,1}$, возбуждаемой на первой гармонике, от тока в поглощающем пучке. В данном случае из-за малого (2-3) отношения длины резонатора к длине волны паразитной моды для эффективной работы двухпучкового гиротрона на второй гармонике не требуется значительно повышать величину тока в поглощающем пучке.

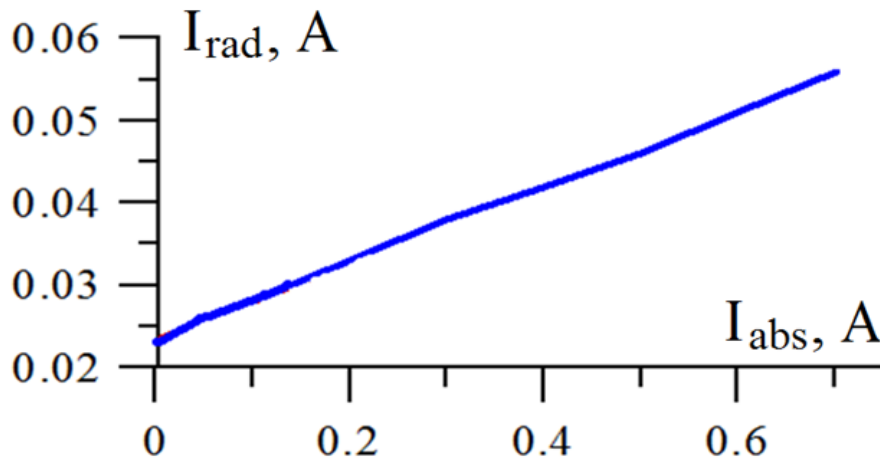


Рис. 2.16. Стартовый ток паразитной волны двухпучкового терагерцового гиротрона (ток излучающего пучка) в зависимости от тока в поглощающем прямолинейном пучке.

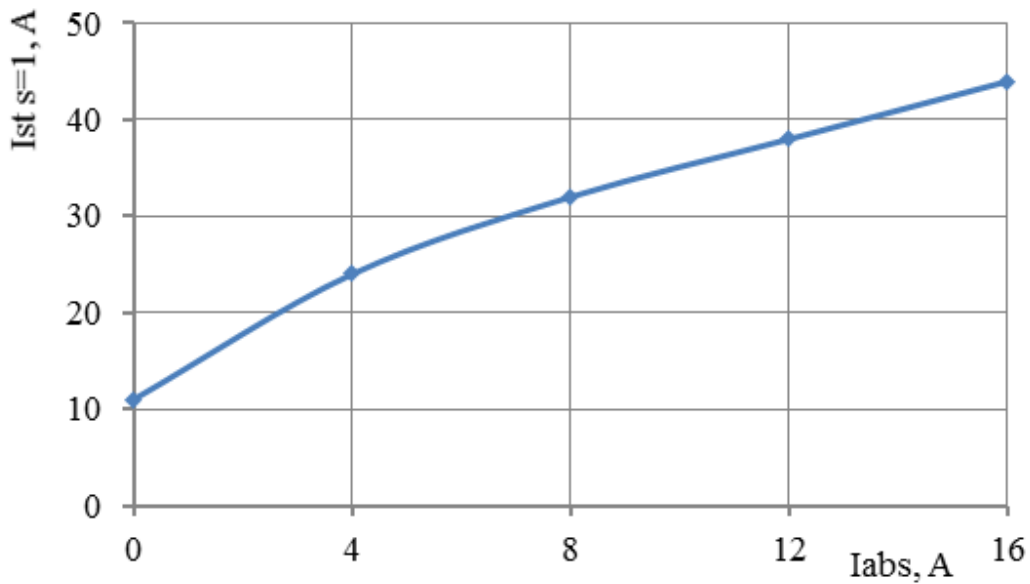


Рис. 2.17. Зависимость стартового тока паразитной моды $TE_{4,1}$, возбуждаемой на первой гармонике, от тока в поглощающем пучке для данных эксперимента, описанного в [107].

2.3.2 Двухпучковый гиротрон с разными потенциалами пучков

Ситуация, описанная выше, возникает из-за относительно слабого взаимодействия (поглощения энергии) прямолинейного пучка с волной. Для улучшения этой ситуации можно использовать для поглощения паразитной волны не прямолинейный, а закрученный пучок, который сильнее взаимодействует с волной. Поглощение обеспечивается в том случае, если энергия дополнительного пучка слегка меньше энергии рабочего пучка. Такая конфигурация может быть обеспечена обращенной магнетронно-инжекторной пушкой, схематично показанной на рисунке 2.18, когда два пучка эмитируются с двух разных внешних катодов, имеющих слегка разные напряжения и разделенных изолятором.

Пучок 1 может возбуждать паразитную волну, если расстройка циклотронного резонанса для этого пучка положительна, $\omega - \Omega_c > 0_{||}$, так что магнитное поле слегка меньше резонансного значения (рис. 2.19 а). Это происходит из-за того, что КПД электронно-волнового взаимодействия на стадии возбуждения гиротрона в режиме малого сигнала пропорционален функции $F(\phi)$, которая зависит от фазы $\phi = (\omega - \Omega_c)L_{cav}/V_{||}$ (рис. 2.19 б). Эта величина равна нулю в случае точного циклотронного резонанса ($\phi = 0$), положительна при магнитных полях, меньших резонансного значения ($\phi > 0$), и отрицательна при магнитных полях, больших резонансного значения ($\phi < 0$). Чтобы обеспечить поглощение паразитной волны, второй пучок должен быть ускорен слегка меньшим напряжением, $U_2 < U_1$, так что для этого пучка

магнитное поле слегка больше резонансного (рис. 2.19 а). Это возможно из-за релятивистской зависимости циклотронной частоты от энергии, $\Omega_c = eB / mc\gamma$. Таким образом, на диаграмме электронного КПД (рис. 2.19 б) пучок 2 имеет отрицательную фазу ($\phi < 0$), что соответствует отрицательному КПД электронно-волнового взаимодействия в режиме малого сигнала и, следовательно, поглощению паразитной волны.

В качестве примера, рисунок 2.20 иллюстрирует моделирование двухпучкового гиротрона с поглощающим пучком закрученных электронов. Следует сравнить этот график с рисунком 2.16, поскольку параметры гиротрона (в том числе паразитные моды на первой гармонике), взятые в этих двух примерах, одинаковы. Рисунок 2.20 показывает стартовый ток излучающего пучка 1 (ускоряющее напряжение 20 кВ) для паразитной волны на первой гармонике в зависимости от тока в поглощающем пучке 2 (ускоряющее напряжение 16.3 кВ). В случае $I_{abs} = 0$ (поглощающий пучок отсутствует) стартовый ток ~ 0.025 А. Стартовый ток паразитной волны на первой гармонике может быть увеличен в ~ 3 раза (до 0.06 А), если ток поглощающего пучка ~ 0.02 А (в три раза меньше тока рабочего пучка).

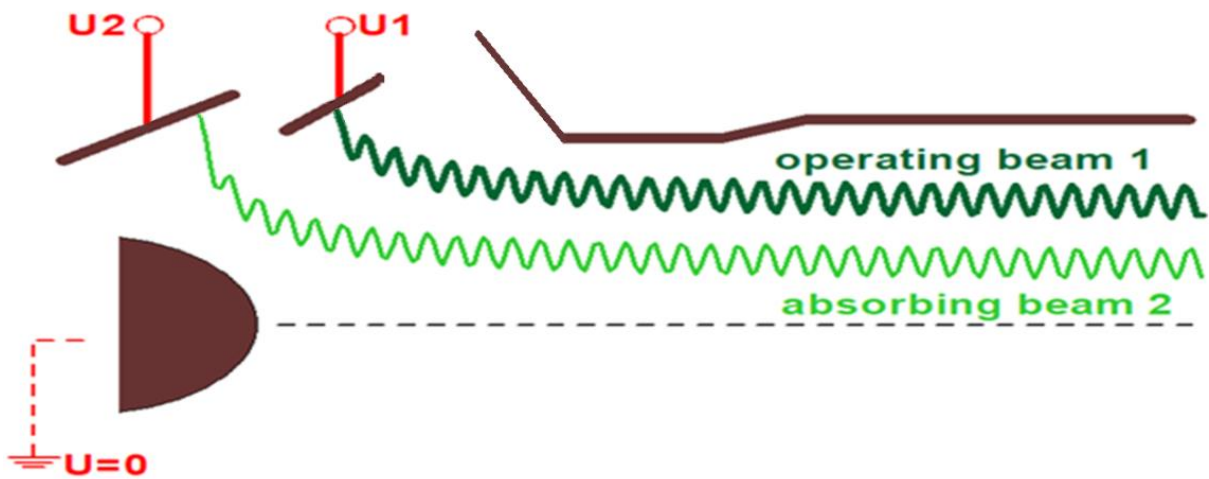


Рис. 2.18. Схема двухпучкового гиротрона с поглощающим закрученным пучком.

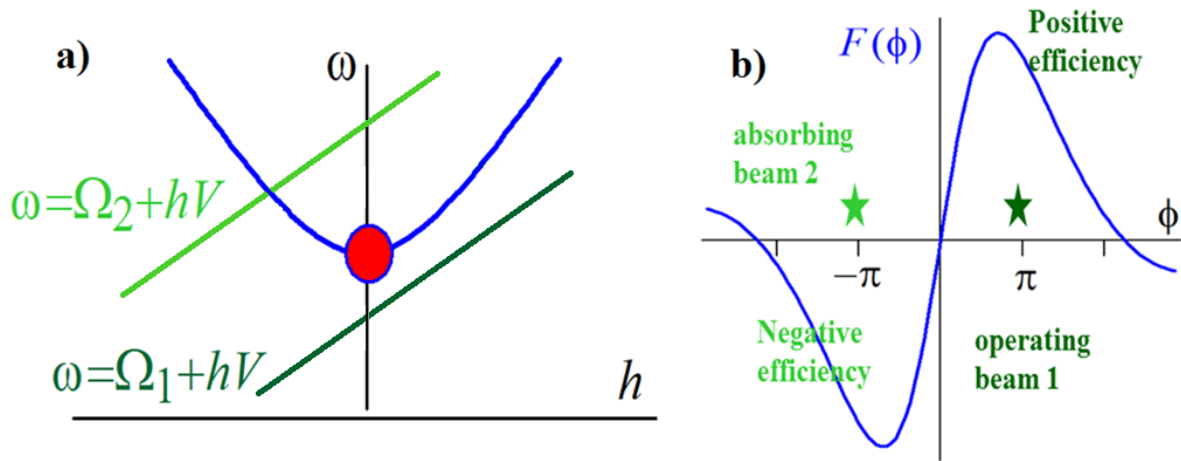


Рис. 2.19. Дисперсионная диаграмма для излучающего пучка 1 и поглощающего пучка 2 (a) и электронный КПД в режиме малого сигнала (b), положительный для излучающего пучка 1 и отрицательный для поглощающего пучка 2.

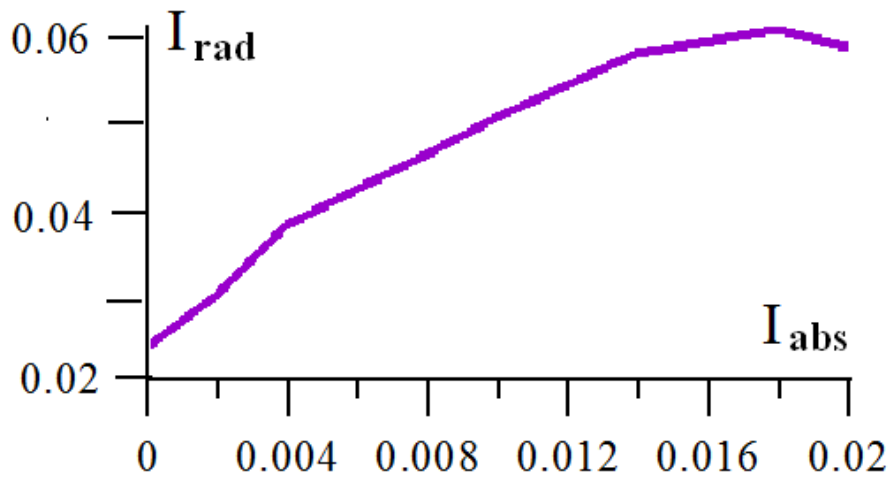


Рис. 2.20. Стартовый ток паразитной волны двухпучкового гиротрона (ток излучающего пучка) в зависимости от тока в поглощающем закрученном пучке.

Глава 3. Гиротроны с низкими энергиями электронных пучков

В настоящее время гиротроны являются практически единственными существующими источниками относительно мощного когерентного излучения в диапазоне частот 0,1-1 ТГц. При этом для некоторых важных приложений требуются компактные и относительно недорогие гиротроны с низким уровнем мощности выходного излучения. Одним из наиболее важных таких приложений является динамическая поляризация ядер (ДПЯ) – способ значительного повышения чувствительности спектрометров ядерного магнитного резонанса (ЯМР) [67, 118]. При использовании этого метода многократное увеличение поляризации ядер происходит за счет электронно-ядерного спин-спинового взаимодействия при облучении образца когерентным излучением на частоте, близкой к частоте электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Для ДПЯ необходимо насыщение уровней ЭПР в рабочих магнитных полях 9-22 Тл, используемых в современных ЯМР-спектрометрах, для которых требуются источники излучения с относительно низкой выходной мощностью 1-100 Вт на частотах 0,26-0,65 ТГц [16, 118-121]. Как правило, для ДПЯ используются гиротроны средней мощности, работающие на второй циклотронной гармонике с напряжениями 10-15 кВ.

При постановке задачи о реализации гиротрона с низким уровнем мощности естественно пойти путем снижения как тока, так и ускоряющего напряжения рабочего электронного пучка. При этом, как следует из общей гиротронной теории [41, А6, 122], переход к нерелятивистским энергиям частиц вовсе не приводит к росту стартовых токов гиротронов. В то же время, при низких энергиях частиц возникает ряд новых физических эффектов и технических возможностей, некоторые из которых обсуждаются в данной главе.

Первый раздел главы посвящен моделированию процессов электронно-волнового взаимодействия в гиротроне с экстремально низким ускоряющим напряжением и его экспериментальному исследованию. Примером такого прибора, работающего на таких низких (около 2 кВ) ускоряющих напряжениях, является «гиротрино» - слабoreлятивистский гиротрон на основном циклотронном резонансе, совмещенный с ЯМР-спектрометром внутри одного криомагнита. Работа «гиротрино» была теоретически исследована и численно промоделирована, результаты также приведены в разделе. В следующем разделе (3.2) приведено теоретическое исследование возможностей перестройки частоты в низковольтном гиротроне с выводом излучения в сторону катода. Возможность эффективной работы на высоких продольных модах делает конфигурацию гиротрона с обращенным выводом энергии привлекательной с точки зрения реализации частотно-перестраиваемых источников терагерцового частотного диапазона. Раздел 3.3 посвящен исследованию возможностей возбуждения в слабoreлятивистских гиротронах высоких продольных мод в режиме лампы

бегущей волны (ЛБВ). Работа на модах с высокими аксиальными индексами в режиме ЛБВ может быть способом повышения выходной мощности гиротрона вследствие как более высокого (по сравнению с работой в традиционном гиротронном режиме) электронного КПД, так и из-за уменьшения доли омических потерь.

Первый раздел главы посвящен моделированию процессов электронно-волнового взаимодействия в гиротроне с экстремально низким ускоряющим напряжением и его экспериментальному исследованию. Раздел 3.2 посвящен теоретическому исследованию «гиротрино» - слабoreлятивистского гиротрона на основном циклотронном резонансе, совмещенного с ЯМР-спектрометром внутри одного криомагнита. В разделе 3.3 приведено теоретическое исследование возможностей перестройки частоты в низковольтном гиротроне с выводом излучения в сторону катода. Возможность эффективной работы на высоких продольных модах делает конфигурацию гиротрона с обращенным выводом энергии привлекательной с точки зрения реализации частотно-перестраиваемых источников терагерцового частотного диапазона. Раздел 3.4 посвящен исследованию возможностей возбуждения в слабoreлятивистских гиротронах высоких продольных мод в режиме лампы бегущей волны (ЛБВ). Работа на модах с высокими аксиальными индексами в режиме ЛБВ может быть способом повышения выходной мощности гиротрона вследствие как более высокого (по сравнению с работой в традиционном гиротронном режиме) электронного КПД, так и из-за уменьшения доли омических потерь. Результаты данной главы опубликованы в [А6, А8-10, А15, А26-28].

3.1. Работа субтерагерцового гиротрона с экстремально низким напряжением

Уменьшение ускоряющего напряжения субтерагерцовых гиротронов средней мощности, предназначенных для различных приложений, является достаточно актуальной задачей, так как позволяет уменьшить размер и снизить стоимость прибора. Возможность работы на низком напряжении порядка 1 кВ является достаточно неожиданной, поскольку работа гиротрона принципиально основана на релятивистской зависимости циклотронной частоты от энергии электронов. Однако малый лоренц-фактор электронов может быть скомпенсирован достаточно большим числом оборотов, совершаемых электронами за пролет по рабочему резонатору гиротрона.

К настоящему моменту большинство субтерагерцовых гиротронов средней мощности работают на второй циклотронной гармонике с напряжением 10-15 кВ, в то время как работа на основном циклотронном резонансе возможна при значительно более низком напряжении.

Эффективная работа гиротрона на частоте 233 ГГц (рабочая мода $TE_{2,3}$) на напряжении 3,5 кВ с мощностью 12 Вт была недавно продемонстрирована группой из Массачусетского технологического института [124]. Работа при меньшем рабочем напряжении, 2.2 кВ, была получена для низкочастотного гиротрона (8 ГГц) на рабочей моде $TE_{1,1}$ [125], однако теоретическое объяснение этого результата достаточно сомнительно. Гироприборы даже с меньшими напряжениями были неоднократно исследованы теоретически. Так, возможность реализации гиротрона на второй циклотронной гармонике с частотой 395 ГГц, работающего при ускоряющей напряжении 1 кВ, была предсказана в [122]. В работе [124] был представлен проект непрерывного гиротрона на второй гармонике (28 ГГц, 5 кВ) с новой магнетронно-инжекторной пушкой. Один из таких проектов – описанный далее гиротрино с напряжением до 1.5 кВ.

В настоящем разделе диссертации проведено исследование возможности низковольтной работы непрерывного гиротрона на основном циклотронном резонансе, изначально спроектированного для работы на второй гармонике, на моде $TE_{6,5}$ на частоте 527 ГГц. Проектное напряжение составляло 15 кВ, ток до 400 мА, питч-фактор около 1.5. Этот гиротрон работал с магнетронно-инжекторной пушкой, недавно исследованной в ходе успешных экспериментов с гиротроном на 263 ГГц на первой гармонике [130]. Для работы на второй гармонике положение МИП было оптимизировано для получения наибольшего питч-фактора. Однако в ходе предварительных экспериментов выходная мощность при работе на второй циклотронной гармонике была значительно ниже в сравнении с теоретическими оценками и близка к порогу чувствительности детектора (несколько ватт). Предположительно, причиной этого являются погрешности при изготовлении резонатора, наиболее вероятной причиной была конечность резонатора, сильно уменьшившая дифракционную добротность и искажившая продольный профиль поля моды на частоте 527 ГГц. Эта ситуация дала возможность исследовать различные рабочие режимы этого прибора на основном циклотронном резонансе на моде $TE_{5,2}$ с частотой 252 ГГц. Для меньшей частоты погрешности в изготовлении резонатора менее влияют на добротность и на продольный профиль поля для этой моды, чем для моды $TE_{6,5}$ на второй гармонике.

3.1.1. Моделирование электронно-волнового взаимодействия в низковольтном режиме

Работа гиротрона была промоделирована с использованием нестационарных одномодовых уравнений, учитывающих нефиксированную продольную структуру высокочастотного поля в резонаторе. Для исследования в качестве рабочей была выбрана мода $TE_{5,2}$, поскольку для нее оптимальный радиус пучка приблизительно такой же, как для моды $TE_{6,5}$ на второй гармонике.

Моделирование было проведено как для правильной геометрии резонатора, так и для резонатора с небольшим (0.01 мм) увеличением радиуса, однако настоящая геометрия резонатора неизвестна. Это приближение может объяснить различие между моделированием и экспериментальными результатами. Основные параметры гиротрона приведены в таблице 3.1.

В соответствии с моделированием возбуждение нескольких продольных мод может наблюдаться при рабочем напряжении 2 кВ при питч-факторе 1 (рис. 3.1). Для этих параметров моделирование показывает, что мощность выходного излучения достигает 15 Вт при токе пучка 100 мА или выше. Для рабочего напряжения 1.5 кВ все еще возможна генерация излучения мощностью до 8 Вт. Как ожидалось, конический профиль резонатора значительно ухудшает работу гиротрона, в силу этого стартовый ток гиротрона увеличивается, а выходная мощность значительно понижается (рис. 3.2). Увеличение питч-фактора приводит к понижению стартового тока и увеличению выходной мощности гиротрона.

Частота излучения, ГГц	252.6
Питч-фактор электронов	1.0-1.3
Разброс по поперечным скоростям, %	20
Магнитное поле в резонаторе, Тл	9.1
Диаметр резонатора, мм	3.976
Длина резонатора, мм	20
Рабочая поперечная мода	TE _{5,2}
Радиус инжекции пучка, мм	0.96
Омическая добротность	6000
Дифракционная добротность	2400

Таблица 3.1. Параметры гиротрона, использованные в моделировании

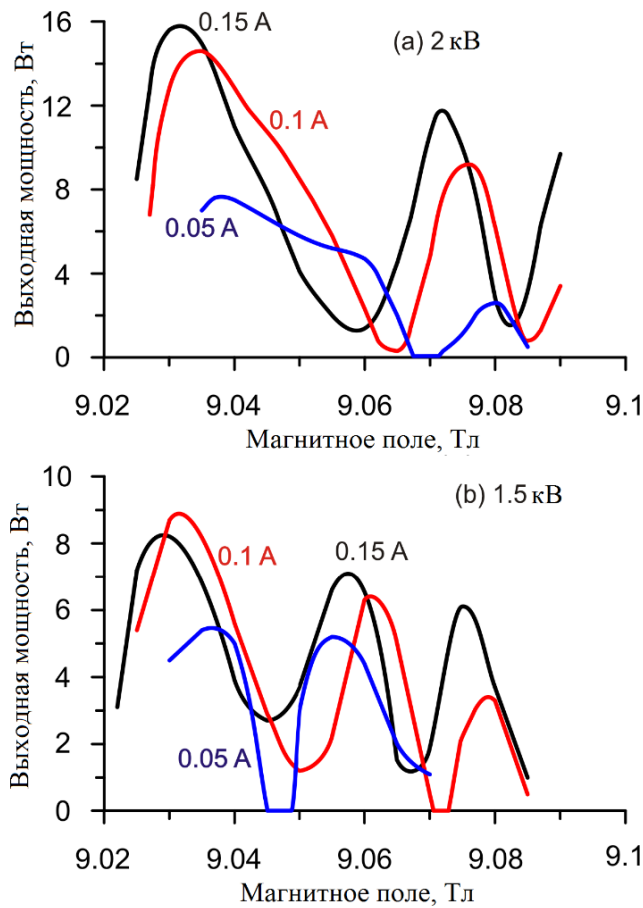


Рис. 3.1. Полученная в моделировании выходная мощность гиротрона с цилиндрическим резонатором для напряжений 2 кВ (а) и 1.5 кВ (б) для трех значений рабочего тока в зависимости от величины магнитного поля. Питч-фактор пучка равен 1. Наблюдается работа на нескольких продольных модах.

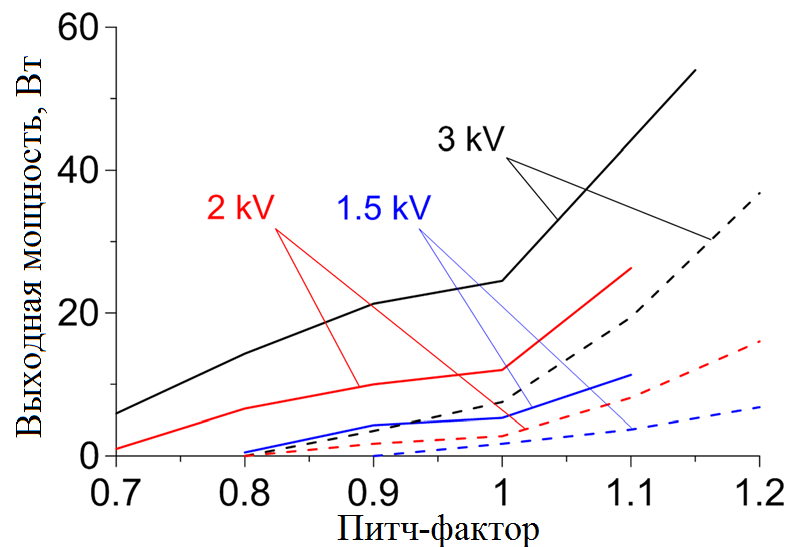


Рис. 3.2. Полученная в моделировании выходная мощность в зависимости от питч-фактора пучка в цилиндрическом резонаторе при токе пучка 100 мА (сплошные линии) и коническом резонаторе при токе пучка 200 мА (пунктирные линии) для трех значений рабочего напряжения.

При переходе к работе на низком напряжении основной проблемой является формирование закрученного электронного пучка. Трудно получить низковольтный электронный пучок с приемлемым питч-фактором с помощью магнетронно-инжекторной пушки (МИП), поскольку начальная поперечная скорость частицы пропорциональна электрическому полю на катоде. МИП исследуемого гиротрона была спроектирована для относительно высокого напряжения 10-15 кВ [131]. В результате при низком напряжении статическое электрическое поле на поверхности эмиттера было слишком маленьким для того, чтобы получить требуемую орбитальную скорость электронов. Трехэлектродная конфигурация электронной пушки позволяет плавно изменять рабочий режим (в первоначальном режиме анод и резонатор имеют одинаковый нулевой потенциал). Чтобы получить низковольтный закрученный электронный пучок, было приложено более высокое напряжение между катодом и первым анодом и в то же время было уменьшено напряжение между катодом и резонатором до величины рабочего напряжения. При нулевом потенциале на резонаторе и корпусе вакуумной трубки отрицательное рабочее напряжение было приложено к катоду гиротрона, в то же время к первому аноду было приложено некоторое положительное напряжение [A10]. Замедление электронов между первым анодом и резонатором позволило уменьшить продольную скорость частиц и таким образом добавочно увеличить питч-фактор пучка [132].

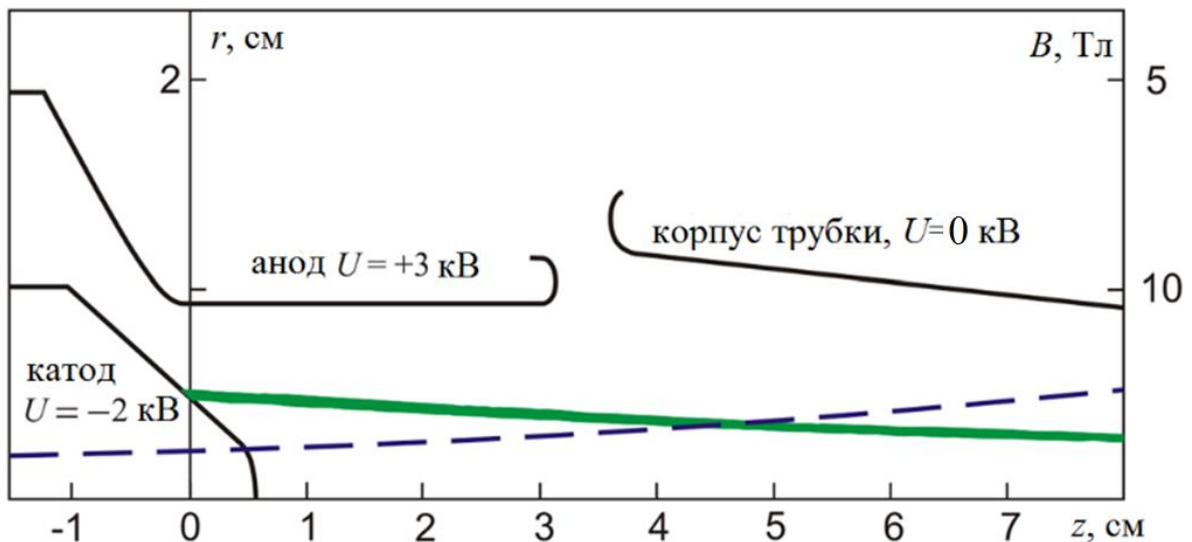


Рис. 3.3. Схематическое изображение трехэлектродной магнетронно-инжекторной пушки, профиля магнитного поля (пунктирная линия), смоделированная траектория электронов.

Показаны потенциалы на электродах, соответствующие работе гиротрона при напряжении 2 кВ, токе пучка 0.2 А, питч-факторе 1.

Экспериментальное исследование гиротрона было проведено с использованием не требующего заливки жидким гелием криомагнита с магнитным полем до 10 Тл. Рабочий ток держался в диапазоне 200-250 мА. Для катодных напряжений от 9 кВ и выше работа на первой гармонике наблюдалась при нулевом анодном напряжении. Длина волны была измерена при напряжении 15 кВ интерферометром Фабри-Перо. Измеренное значение 1.2 мм (погрешность 0.05 мм) подтвердило, что возбуждалась мода $TE_{5,2}$. В эксперименте при 15 кВ генерация возникала при магнитных полях 9.49 Тл, что отличается от расчетной величины и объясняется разницей между проектным и реальным диаметрами резонатора (соответствует диаметру 3.91 мм вместо 3.976 мм).

Выходная мощность излучения составляла несколько ватт при 5 кВ и уменьшалась с уменьшением ускоряющего напряжения. При меньших напряжениях чувствительности калориметра недостаточно для измерения мощности, поэтому микроволновый сигнал был только зарегистрирован полупроводниковым детектором. Устойчивая работа гиротрона была отмечена для напряжений свыше 1.4 кВ. Для меньших напряжений генерации не наблюдалось. В диапазоне напряжений 1.6-2 кВ выходная мощность может быть оценена в несколько мВт. Значительно меньший уровень выходной мощности в сравнении с моделированием для больших и меньших напряжений был вызван конусностью резонатора.

Возможность работы гиротрона при малых напряжениях была исследована численно и подтверждена демонстрационным экспериментом с использованием гиротрона, спроектированного для работы с напряжением 15 кВ. Основываясь на расчетах, можно утверждать, что гиротрон с рабочим напряжением 1.5-2 кВ является реализуемым источником излучения мощностью от нескольких до нескольких десятков ватт на субтерагерцовых частотах. Была экспериментально продемонстрирована работа гиротрона на моде $TE_{5,2}$ на основном циклотронном резонансе на частоте 252 ГГц. На данный момент такой гиротрон имеет наименьшее ускоряющее напряжение среди всех реализованных приборов этого класса.

3.1.2. Моделирование «гиротрино» – слаборелятивистского компактного гиротрона

Недавно в ИПФ РАН была предложена идея совместить источник СВЧ излучения для ДПЯ с ЯМР спектрометром внутри одного криомагнита [121]. Эта идея основана на том факте, что магнитное поле криомагнита ЯМР спектрометра близко по величине к тому полю, которое требуется обеспечить в гиротроне, излучение которого используется для процесса ДПЯ. Совмещение спектрометра и источника излучения устраняет необходимость в добавочном дорогом криомагните и длинной микроволновой линии передачи, однако требует решения нескольких технических проблем. Возможность требуемого совпадения частот излучения

гиротрона и ДПЯ была предсказана в работе [123] на основе простой теории гиротронов, где не были учтены нефиксированная структура ВЧ поля в резонаторе, скоростной разброс электронов, неоднородность магнитного поля и «горячий» сдвиг частоты электронным пучком по отношению к «холодной» собственной частоте резонатора. Естественно, для подтверждения реализуемости «гиротрино» был необходим более тщательный анализ. Хотя предлагаемый дизайн направлен на совмещение «гиротрино» и спектрометра, несколько исследованных особенностей могут быть использованы безотносительно совмещения со спектрометром. Низковольтный режим работы [122, 124, 125] значительно упрощает подачу питания для гиротронов средней мощности, предложенная конфигурация вывода излучения в сторону катода привлекательна с точки зрения реализации частотно-перестраиваемого гиротрона [126-128].

Интегрирование гиротрона для ДПЯ в ЯМР спектрометр внутри одного криомагнита подразумевает, что «гиротрино» и образец расположены в области примерно одинакового магнитного поля, а частота излучения «гиротрино» совпадает с частотой динамической поляризации ядер. ДПЯ имеет место, когда образец облучается на частоте ЭПР для Оверхаузеровского механизма ДПЯ:

$$\omega_{\text{DNP}} = \omega_e = g \frac{eB}{2mc} \approx 1.00116 \frac{eB}{mc} \quad (3.1)$$

или при слегка разных частотах

$$\omega_{\text{DNP}} = \omega_e \pm \omega_N. \quad (3.2)$$

Здесь ω_e и $\omega_N \approx \omega_e / 660$ - электронная и ядерная спиновая частота, g – множитель Ланде, B – магнитное поле внутри криомагнита, e и m – заряд и масса электрона, c – скорость света. Таким образом, частота ДПЯ очень близка к нерелятивистской электронной циклотронной частоте $\omega_{c0} = \frac{eB}{mc}$. С другой стороны, гиротрон – релятивистский электронный прибор, и его частота близка к релятивистской циклотронной частоте $\omega_{c0} = \frac{eB}{m\gamma c}$, которая меньше нерелятивистской из-за наличия Лоренц-фактора электронов γ . Однако в низковольтном гиротроне требуемое частотное совпадение может быть достигнуто в силу слабой разницы между релятивистской и нерелятивистской циклотронными частотами. Как было показано в [123], условие совпадения частот может выполняться для гиротронов с ускоряющим напряжением 2 кВ и ниже и с относительно короткими резонаторами (20 длин волн и меньше). Параметры «гиротрино» были оптимизированы с учетом того, что частота f очень близка к частоте ДПЯ. Это условие может быть записано как

$$\frac{B}{f} = 0,03568 \quad (3.3)$$

для частоты ДПЯ, определяемой (3.1), и

$$\frac{B}{f} = 0,03572 \quad (3.4)$$

для пониженной частоты ДПЯ, определяемой в (3.2). В этих соотношениях частота измеряется в ГГц, магнитное поле в Тл. Необходимая частота гиротрона может быть получена изменением геометрии резонатора, например, с помощью водяного охлаждения. Моделирование работы «гиротрино» было проведено на основе нестационарных одномодовых уравнений гиротрона [46,84], в которых учитывается нефиксированная продольная структура ВЧ поля в резонаторе. Моде $TE_{6,2}$ цилиндрического резонатора, вращающаяся противоположно электронам, была выбрана в качестве рабочей, поскольку в этом случае нет опасности возбуждения паразитных мод, омические потери относительно невелики, а стартовый ток достаточно низок. Заметим, что мода прямого вращения имеет больший фактор связи с пучком и меньший стартовый ток, однако для нее существует опасность паразитного возбуждения моды $TE_{1,4}$. Чтобы установить резонатор как можно ближе к центру криомагнита, где размещен образец, то есть в область однородного магнитного поля, предполагается организовать дифракционный вывод мощности в сторону катода. Основные параметры «гиротрино» приведены в таблице 3.2. Принимая во внимание необходимость ограничения тепловой нагрузки на коллектор, на первой стадии моделирования мощность пучка была ограничена 300 Вт. Моделирование «гиротрино» проводилось для ускоряющих напряжений 1.5 кВ и 2 кВ при разных длинах рабочего резонатора. Моделирование показало, что для прибора с ускоряющим напряжением 1,5 кВ выходная мощность составляет 10 Вт и выше, что достаточно для экспериментов по ДПЯ [119-121]. При ускоряющем напряжении 2 кВ и токе пучка 150 мА может быть достигнут только режим, определяемый (3.4).

Частота излучения, ГГц	264
Питч-фактор электронов	1.2
Разброс по поперечным скоростям, %	20
Магнитное поле в резонаторе, Тл	9.42
Диаметр резонатора, мм	4.25
Рабочая поперечная мода	$TE_{6,2}$
Омическая добротность	6300
Дифракционная добротность	4600

Таблица 3.2. Параметры «гиротрино» в моделировании.

В соответствии с моделированием, оптимальная длина резонатора составляет 14-15 мм (рис 3.4). Применительно к этой длине моделирование предсказывает, что выходная мощность примерно равна мощности, которая теряется в стенках резонатора вследствие омических потерь. Требуется, чтобы зависимость выходной мощности от угла сужения радиуса на катодном конце резонатора была бы слабая, поэтому величина этого угла была выбрана равной 3° , что приемлемо с точки зрения точности изготовления и оптимизации вывода мощности.

При токе 300 мА выходная мощность может быть увеличена до 25 Вт (рис. 3.5 а), что соответствует мощности пучка 450 Вт. Дальнейшее увеличение тока пучка нежелательно из-за ограничений на нагрев коллектора. Выходная мощность уменьшается с увеличением разброса по поперечным скоростям, однако даже при большом разбросе 50% моделирование предсказывает мощность 12 Вт (рис. 3.5 б). Основной причиной скоростного разброса в магнетронно-инжекторной пушке, спроектированной для «гиротрино», является начальный скоростной разброс на эмиттере. При моделировании были взяты величины разброса 20%-60%, определяющиеся степенью шероховатости поверхности катода.

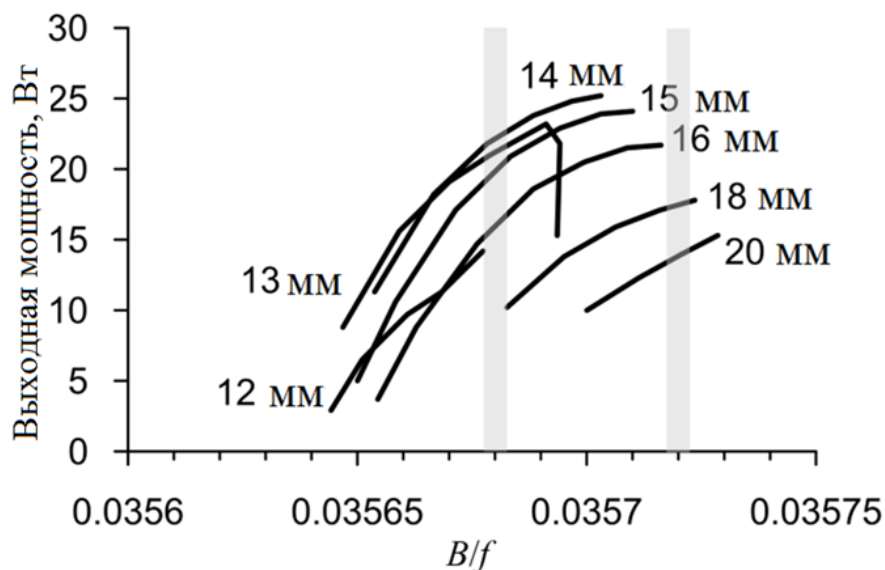


Рис. 3.4. Зависимость выходной мощности гиротрона от отношения величины рабочего магнитного поля к частоте для разных длин резонатора (отмечены на рисунке). Напряжение 1.5 кВ, ток 200 мА. Отмечена область, соответствующая режиму работы, определяемому уравнениями (3.3) и (3.4)

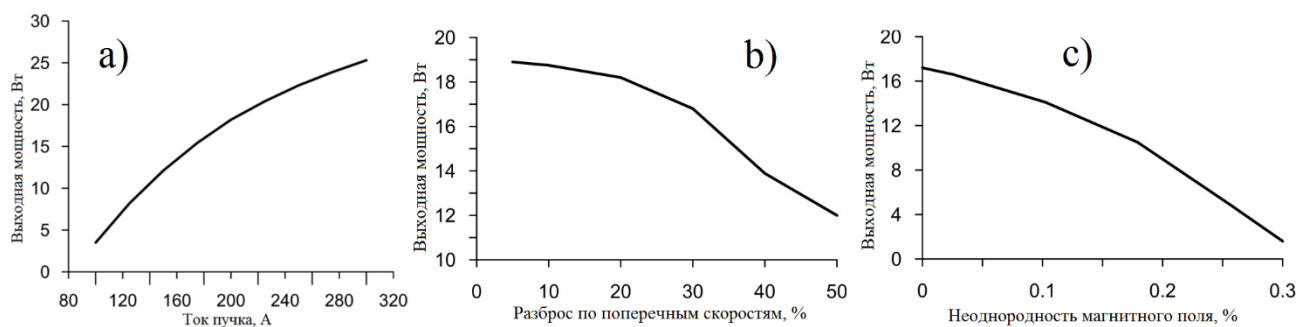


Рис. 3.5. Зависимость выходной мощности от скоростного разброса по поперечным скоростям (а) и от неоднородности магнитного поля (б) при длине резонатора 15 мм, ускоряющем напряжении 1.5 кВ и токе пучка 200 мА.

Поскольку пространство в центре криомагнита ограничено, резонатор гиротрона может быть расположен только на краю однородной области магнитного поля. Предполагая, что магнитное поле спадает параболически от коллекторного конца резонатора, было проведено исследование зависимости выходной мощности от неоднородности магнитного поля. Моделирование показывает, что при спадании поля на 0.1% понижение мощности незначительно (рис. 3.5 с). Хотя рабочий режим гиротрона близок к границе зоны самовозбуждения, время установления стационарного режима генерации составляет несколько десятков наносекунд (рис 3.6). Проведенное в [Аб] полное трехмерное PIC-моделирование [129] подтверждает одномодовый режим работы «гиротрино» (рис. 3.6), но предсказывает выходную мощность около 12 Вт, меньшую по сравнению с полученной в ходе моделирования на основе усредненных уравнений.

Совмещение «гиротрино» и ЯМР-спектрометра внутри одного криомагнита порождает несколько физических и инженерных проблем. Строгие требования к прибору, вызванные такой конфигурацией, приводят к некоторым нетипичным особенностям - использование экстремально низкого рабочего напряжения, относительно короткий резонатор, вывод излучения в сторону катода, а также коллектор, расположенный в однородном магнитном поле. Исследование этих проблем предполагает, что работа «гиротрино», работающего на основном циклотронном резонансе, может обеспечить требуемый уровень выходной мощности 10-20 Вт на частоте 265 ГГц при условии совпадения частот излучения и ДПЯ. Несколько рассмотренных особенностей прибора могут быть использованы безотносительно конфигурации «гиротрино»-ЯМР-спектрометр.

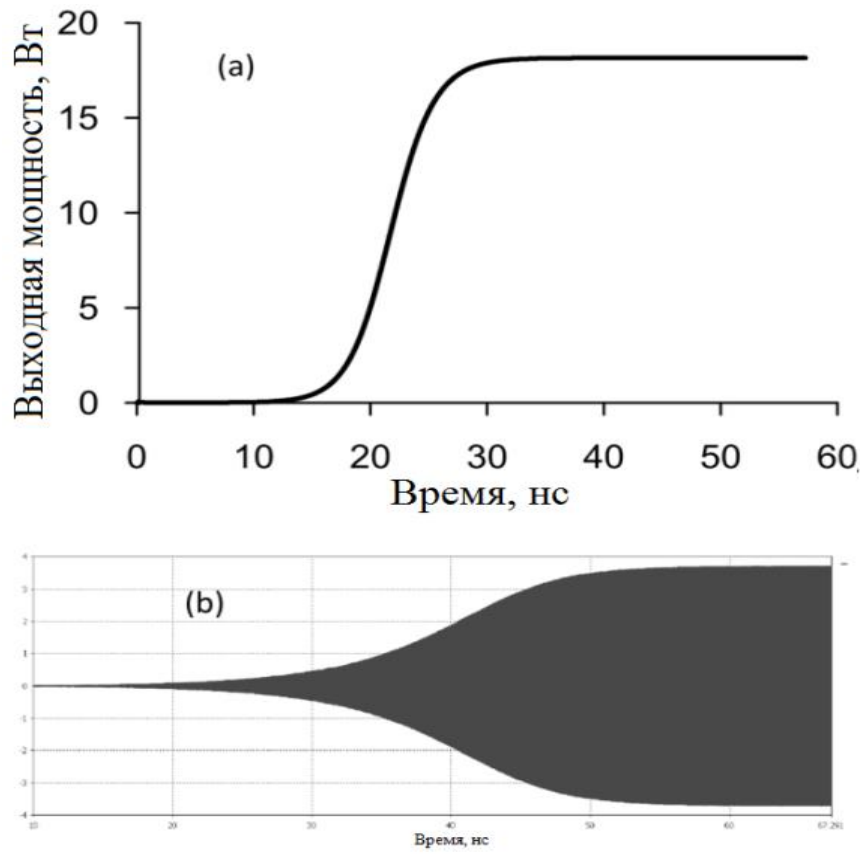


Рис. 3.6. Выходной сигнал гиротрона, полученный с помощью усредненных уравнений (а) и РС-кода (б). Длина резонатора 15 мм, ускоряющее напряжение 1.5 кВ, ток пучка 200 мА.

3.2. Плавная перестройка частоты в гиротроне с выводом СВЧ излучения с катодного конца

Возможность плавной перестройки частоты является весьма желательной особенностью субтерагерцовых гиротронов, разрабатываемых для спектроскопических и диагностических приложений и, в частности, для динамической поляризации ядер в спектроскопии ядерного магнитного резонанса. Ширина полосы перестройки частоты определяется значением добротности рабочей собственной моды. Большинство гиротронов работают на низшей аксиальной моде $q = 1$ традиционного резонатора, представляющего собой секцию цилиндрического волновода, ограниченную закритическим сужением на катодном конце и плавным расширением в сторону коллектора. Такая продольная мода имеет наименьшее продольное волновое число и наивысшую дифракционную добротность. В большинстве случаев работа гиротрона на этой моде наиболее привлекательна в силу высокого КПД, хорошей селективности и низкой чувствительности к скоростному разбросу электронов. В то же время, работа на модах с высокими аксиальными индексами является привлекательной с точки зрения перестройки частоты. Эта возможность была продемонстрирована для субтерагерцовых гиротронов средней мощности, разработанных для ДПЯ/ЯМР приложений [133-135]. В частности, полоса перестройки частоты 3 ГГц была получена в разработанном в Массачусетском технологическом институте гиротроне с частотой 250 ГГц [133]. Однако в экспериментах [134-136] КПД гиротрона значительно падал с увеличением продольного индекса рабочей моды из-за увеличения чувствительности к скоростному разбросу и быстрому увеличению стартового тока моды. Таким образом, уровень выходной мощности гиротрона сильно изменяется в пределах полосы перестройки частоты.

В настоящем разделе диссертации проведено исследование режимов эффективного возбуждения нескольких мод с высокими продольными индексами в гиротроне, работающем на основном циклотронном резонансе при низком ускоряющем напряжении. Основная идея для модификации метода, реализованного в [134-136], – использовать рабочий ток, достаточно высокий для эффективной работы на высоких аксиальных модах. В соответствии с ранее предложенной в [137] идеей, сделана попытка получить более гладкую зависимость мощности от частоты, используя резонатор с относительно низкой дифракционной добротностью и минимизируя эффект отражений нерезонансной компоненты поля волны.

3.2.1. Эффективное возбуждение высоких аксиальных мод в гиротроне с низким ускоряющим напряжением

Работа на низком ускоряющем напряжении подразумевает относительно низкий уровень выходной мощности гиротрона. Как было ранее экспериментально продемонстрировано в [122, 124], низковольтные гиротроны с выходной мощностью несколько десятков ватт могут быть использованы в ДПЯ-приложениях [121, 123, 138, А6]. Чтобы обеспечить совпадение частот ДПЯ и частоты излучения гиротрона в существующих криомагнитах ЯМР-спектрометров, такие приборы должны работать при очень низком ускоряющем напряжении вплоть до 2 кВ. Проблема соответствия частот особенно сложна для «гиротрино», и ее преодоление является одним из мотивов поиска новых режимов с широкой и плавной перестройкой частоты.

Плавная перестройка частоты в гиротроне достижима только при низкой дифракционной добротности резонатора и, соответственно, в режиме с нефиксированной структурой СВЧ поля. В этом режиме аксиальный индекс моды зависит от параметров электронного пучка и может варьироваться с изменением величины рабочего магнитного поля и/или напряжения. Гиротрон с низкодобротным резонатором, в котором возбуждаются несколько рабочих продольных мод, может быть рассмотрен как промежуточный прибор между традиционным гиротроном и гиро-ЛБВ. Работа такого прибора была промоделирована на основе системы самосогласованных нестационарных усредненных уравнений для СВЧ поля и электронов, принимая во внимание эффект нефиксированной продольной структуры поля в резонаторе [84, 87]. Этот теоретический подход был подтвержден экспериментальным исследованием перестройки частоты в гиротроне [135]. В работе поперечная структура поля моды была взята фиксированной, результаты, полученные с помощью усреднённых уравнений, были верифицированы прямым решением уравнений Максвелла для ВЧ поля и уравнений движения электронов в PIC-коде CST Studio.

Как и в случае с «гиротрино», был исследован гиротрон, работающий на частоте 264 ГГц на моде $TE_{6,2}$ обратного вращения по отношению к направлению вращения электронов. Для этой моды нет опасности возбуждения паразитных мод, омические потери не очень высоки и достаточно низкий стартовый ток. Основные параметры гиротрона, использованные в моделировании, представлены в таблице 3.3. Рабочий резонатор ограничен закритическим сужением с одного конца и выходным расширением с углом раскрыва 3^0 с другой стороны. Рабочий ток 150 мА значительно превышает стартовый для моды с продольным индексом $q = 1$ для выбранной длины резонатора 20-23 мм. В моделировании была принята реалистичная величина 20% разброса электронов по поперечным скоростям.

Частота излучения, ГГц	264
Напряжение, кВ	2
Питч-фактор электронов	1.2
Ток пучка, мА	150
Разброс по поперечным скоростям, %	20
Магнитное поле в резонаторе, Тл	9.42
Диаметр резонатора, мм	4.25
Рабочая поперечная мода	TE _{6,2}
Омическая добротность	6300
Дифракционная добротность 1-6 аксиальных мод	13000, 3600, 1500, 850, 500, 350

Таблица 3.3. Параметры гиротрона, использованные в моделировании.

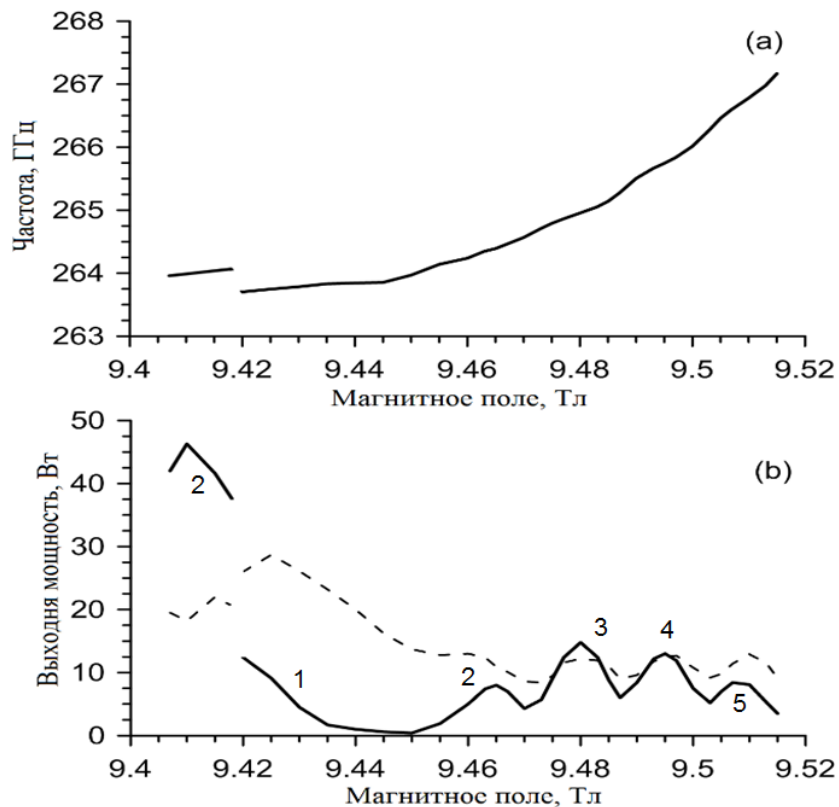


Рис. 3.7. Зависимость частоты излучения при традиционном выводе мощности (а) и зависимость выходной мощности (сплошные линии) и мощности омических потерь (пунктирные линии) от рабочего магнитного поля. Показаны продольные индексы возбуждаемых мод.

Для резонатора с традиционным выводом мощности в сторону коллекторного конца с длиной регулярной части 16 мм моделирование предсказывает возможность работы только на низшей продольной моде с уровнем мощности выходного излучения 22 Вт. Однако в случае увеличения длины резонатора до 20 мм ток становится значительно выше оптимального значения для работы с $q = 1$ и достаточным для возбуждения мод с $q > 1$. В данной системе аксиальные моды могут возбуждаться при магнитных полях как ниже, так и выше резонансного значения, в режиме лампы бегущей волны (гирос-ЛБВ) и гирос-ЛОВ соответственно. Когда аксиальный индекс моды изменяется с изменением магнитного поля, меняются выходная мощность и частоты излучения. Для выбранной длины резонатора выходная мощность при работе на высокой аксиальной моде значительно выше чем на основной моде. Этот эффект наиболее выражен для режима гирос-ЛБВ, таким образом, в моделировании мощность излучения составила 50 Вт для второй аксиальной моды и только ватт для основной продольной моды (рис. 3.7). Это означает, что рабочий ток 150 мА слишком высок для $q = 1$ и близок к оптимальному для высших аксиальных мод. Последнее можно объяснить тем, что более высокие моды имеют более высокие групповые скорости и более низкую дифракционную добротность.

3.2.2. Плавная кривая перестройки частоты для гирос-ЛБВ с выводом мощности в сторону катодного конца

Чтобы сгладить зависимость выходной мощности от частоты в режиме гирос-ЛОВ, может быть использована конфигурация гирос-ЛБВ с выводом излучения в сторону катода [83, 128, А6]. В этой конфигурации (рис. 3.8) электроны в основном возбуждают встречную компоненту волны, которая затем идет непосредственно в выходной волновод. Это позволяет минимизировать влияние отражения встречной волны от катодного конца резонатора. Кроме того, в отличие от традиционной такая конфигурация резонатора позволяет исключить омические потери обратной волны после отражения от сужения на стороне катода.

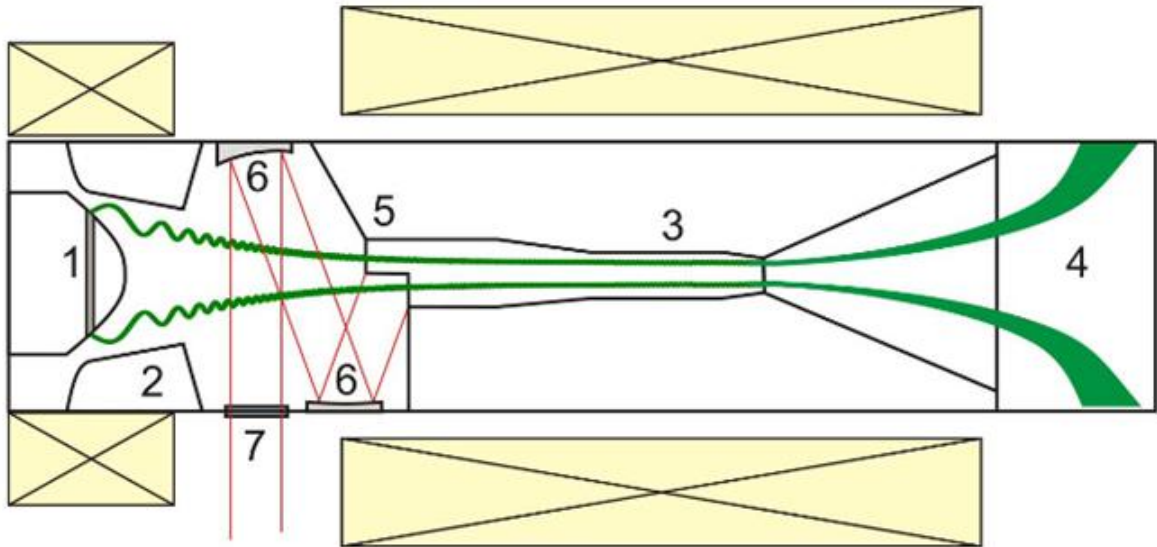


Рис. 3.8. Возможная схема гиротрона с выводом излучения в сторону катодного конца.
1—катод, 2—анод, 3—резонатор, 4—коллектор, 5—волновой преобразователь, 6—зеркала квазиоптического модового конвертера, 7— выходное окно.

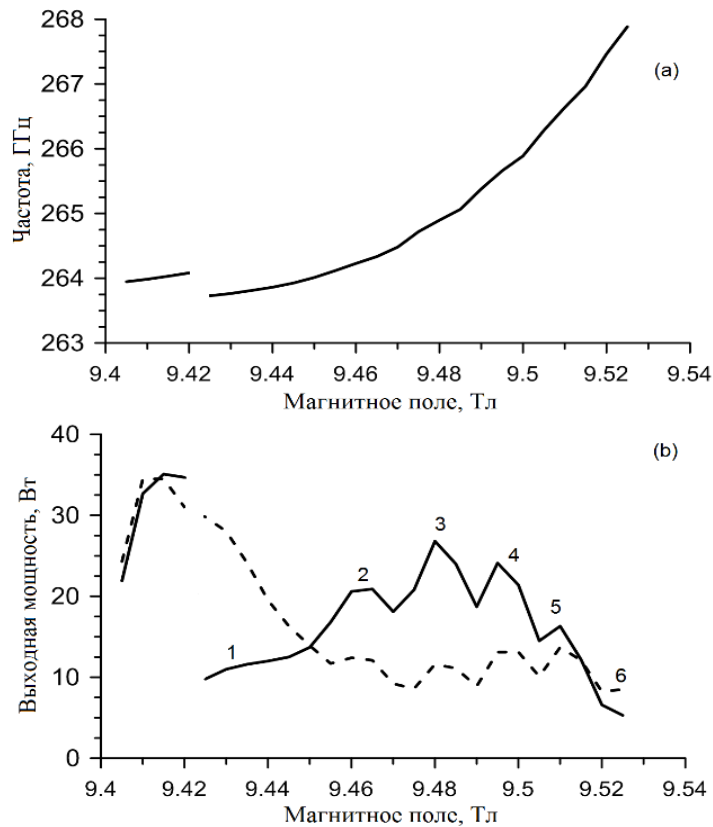


Рис. 3.9. Зависимость частоты от магнитного поля для гиротрона с выводом излучения в сторону катода (а). Зависимость выходной мощности (сплошные линии) и мощности омических потерь (пунктирные линии) от магнитного поля. Показаны продольные индексы мод.

Моделирование показывает, что для гиротрона с выходом излучения в сторону коллектора и рабочим током 150 мА возможна эффективная работа на модах с аксиальными индексами вплоть до шести. Соответственно, в таком приборе может быть достигнута ширина полосы непрерывной и гладкой перестройки частоты до 3 ГГц (полная ширина на уровне половинной амплитуды, рис. 3.9). Было проведено сравнение полосы перестройки частоты в гиротроне с ускоряющим напряжением 2 кВ с разными значениями скоростного разброса. В соответствии с моделированием, возбуждение пятой аксиальной моды и полоса перестройки частоты шириной выше 2 ГГц возможны даже для скоростного разброса до 35 % (рис. 3.10).

Вышеприведенные результаты с выводом излучения в сторону катода, полученные решением усредненных гиротронных уравнений одномодового нестационарного гиротрона, были проверены прямым трехмерным PIC-моделированием. Результаты такого моделирования показали хорошее соответствие с результатами, полученными при использовании более простой модели (рис. 3.10). В соответствии с этими результатами, гиротрон с напряжением 2 кВ и током пучка 150 мА может обеспечить выходную мощность от 15 до 30 Вт с КПД 5-10 % в полосе 3 ГГц.

Чтобы проиллюстрировать влияние отражений на частотную полосу, было проведено сравнение продольных профилей поля в гиротроне с традиционным выводом мощности и с выводом излучения в сторону катодного конца в режиме лампы обратной волны. В первом варианте интерференция встречной и попутной волн приводит к продольному профилю поля с глубокими провалами (рис. 3.11). В этом случае прямое распространение электромагнитной волны после отражения от катодного сужения приводит к дополнительным омическим потерям, особенно для мод с низшими продольными индексами и меньшими групповыми скоростями. Во втором случае интерференция достаточно мала и омические потери значительно ниже (рис. 3.7 и 3.9). В то время как дифракционная добротность для обеих конфигураций остается прежней, в режиме ЛОВ омические потери значительно ниже для схемы с выводом излучения в сторону катода. Это может быть объяснено тем, что электронно-волновое взаимодействие изменяет продольную структуру СВЧ поля (в сравнении с модой «холодного» резонатора). Поскольку электронный пучок это движущаяся среда, это разрушает симметрию между традиционной и обратной ориентациями резонатора, заполненного частицами.

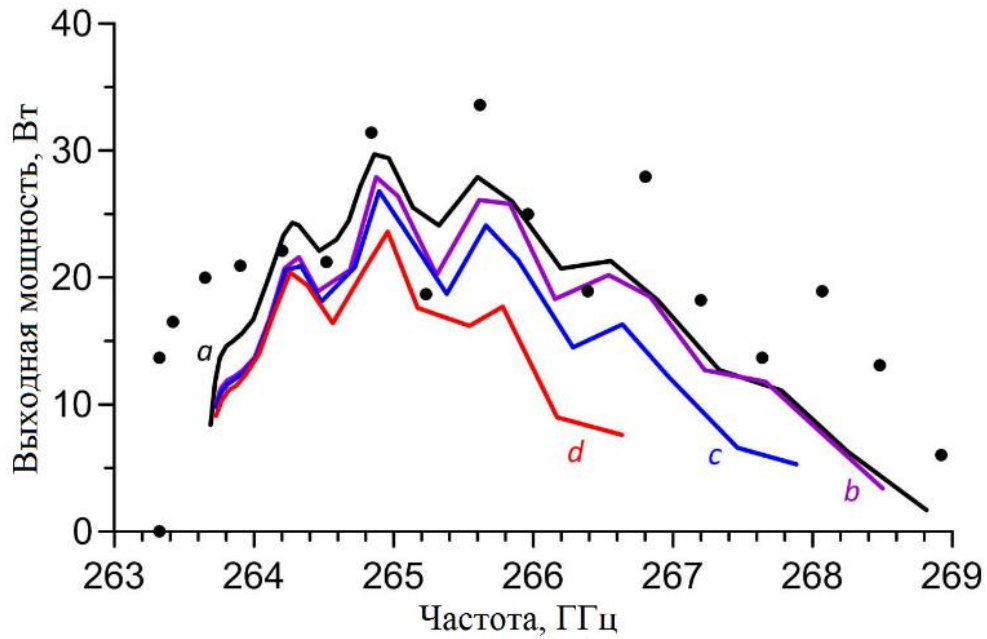


Рис. 3.10. Зависимость мощности от частоты для гиротрона с выводом излучения в сторону катода при разбросе по поперечным скоростям 0% (а), 5% (b), 20% (c), 35% (d). Точки соответствуют результатам, полученным PIC моделированием (разброс по скоростям 20%).

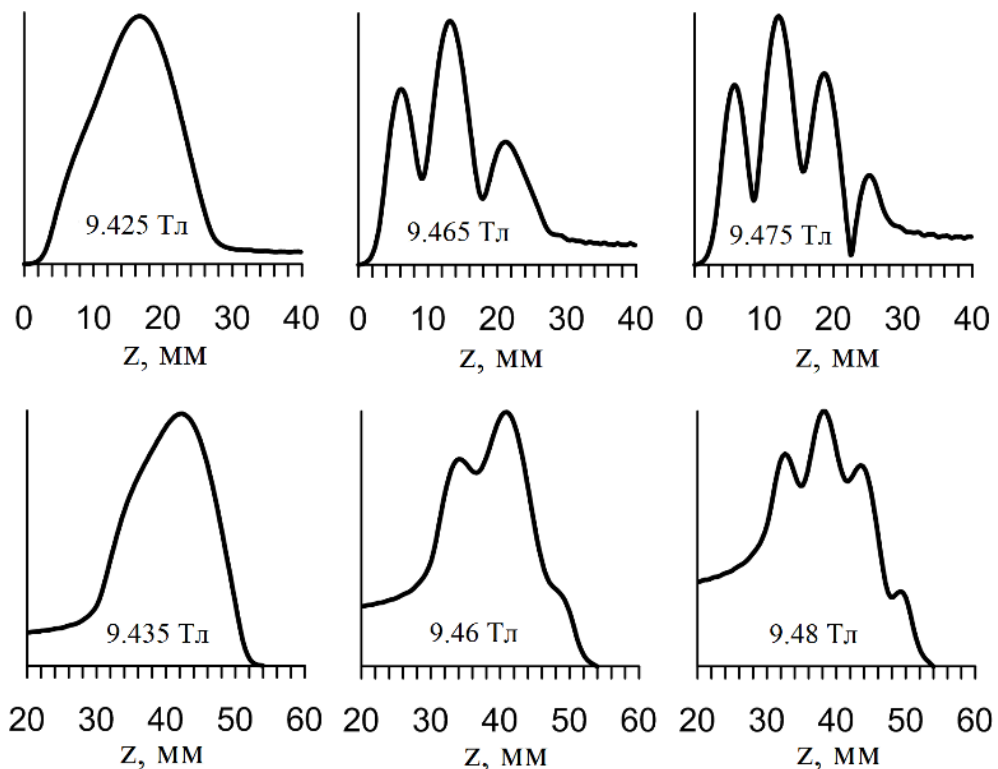


Рис. 3.11. Продольная структура СВЧ поля в резонаторе с традиционным (верхний ряд) и с обратным (нижний ряд) выводом мощности. Показаны величины рабочего магнитного поля.

Стоит отметить, что формирование низковольтного пучка электронов с достаточно большим питч-фактором является сложной задачей, поскольку начальная поперечная скорость

частиц пропорциональна электрическому полю на катоде. Существует возможность получить низковольтный пучок с приемлемым питч-фактором в двухэлектродной магнетронно-инжекторной пушке с малой и регулируемой дистанцией между катодом и анодом [139]. Другой вариант, недавно реализованный в эксперименте и описанный выше [A10, A27] – использование трехэлектродной пушки с более высоким напряжением между катодом и первым анодом, но более низким напряжением между катодом и резонатором.

Таким образом, в гиротроне с низким ускоряющим напряжением возможна эффективная работа на высоких продольных модах. Этот эффект может быть использован для непрерывной перестройки частоты в giroприборах средней мощности. Однако для традиционной конфигурации резонатора с выводом излучения в сторону коллектора выходная мощность сильно изменяется с изменением магнитного поля. Более того, КПД гиротрона в режиме ЛОВ, предпочтительного с точки зрения перестройки частоты, значительно ниже, чем в режиме ЛБВ, из-за омических потерь и отражения обратной волны. Эти трудности могут быть преодолены использованием «перевернутой» конфигурации гиротронного резонатора с выводом мощности в сторону катодного конца. Моделирование предсказывает, что гиротрон с напряжением 2 кВ и током 150 мА может обеспечить выходную мощность от 15 до 30 Вт с КПД 5-10 % в полосе шириной 3 ГГц. Такие приборы являются привлекательными с точки зрения ДПЯ/ЯМР спектроскопии и некоторых других приложений.

3.3. Возбуждение высоких продольных мод в режиме лампы бегущей волны

В настоящее время существует интерес к применению субмиллиметровых гиротронов для приложений, не требующих высокого уровня выходной мощности, однако при этом от прибора требуется компактность и возможность работать с малыми токами пучка и ускоряющими напряжениями. Как показано в первой главе, привлекательной выглядит идея реализовать гиротрон с рабочей волной, возбуждаемой электронным пучком с низким током, обладающей относительно низкой дифракционной добротностью. Среди различных сложных схем, предложенных для решения этой проблемы, стоит отметить возбуждение волн с достаточно высокими групповыми скоростями в секционированных микроволновых системах в гиротронном режиме, умножение частоты и резонаторы с трансформацией мод.

В настоящем разделе исследован низковольтный гиротрон, в котором обеспечено частичное решение данной проблемы – переход от работы на низшей продольной моде к работе на модах с более высокими ($n=2,3,\dots$) аксиальными индексами с меньшей дифракционной добротностью. Как уже было упомянуто выше, переход к возбуждению высоких аксиальных мод является известным способом получения квазинепрерывной перестройки частоты. Однако в традиционной схеме такой переход обеспечивается увеличением рабочего магнитного поля и переходом к возбуждению высоких продольных мод за счет резонанса электронного пучка со встречной компонентой стоячей волны в режиме ЛОВ. В этой ситуации переход к высшим продольным модам приводит к значительному уменьшению эффективности электронно-волнового взаимодействия [87]. Как показано ниже, в низковольтных гиротронах существует возможность устойчивой работы на высоких аксиальных модах в режиме ЛБВ, когда электроны резонансным образом взаимодействуют с попутной компонентой стоячей волны. Использование режима ЛБВ может обеспечить даже более высокий выходной КПД по сравнению с гиротронным режимом работы на низшей продольной моде [A8].

3.3.1. Режим возбуждения различных продольных мод

Рассмотрим возбуждение различных продольных мод в регулярном высокодобротном резонаторе длиной L . Дисперсионные характеристики этих мод определяются следующим соотношением

$$\omega_n / c = \sqrt{h_n^2 + \kappa^2}, \quad (3.5)$$

где κ – поперечное волновое число, $h_n \approx n\pi / L$ – продольное волновое число. Для достаточно низких продольных индексов n (т.е. пока $h_n \ll \kappa$) получаем

$$\omega_n / c \approx \kappa(1 + n^2 / 8N_L^2), \quad (3.6)$$

где $N_L = \kappa L / 2\pi \approx L / \lambda$.

«Гиротронное» взаимодействие с низшей аксиальной модой описывается следующим условием синхронизма:

$$\omega_1 \approx \Omega, \quad (3.7)$$

где $\Omega = eB / Mc\gamma$ – релятивистская циклотронная частота электронов. Характерное магнитное поле полосы взаимодействия определяется ограничением на фазовый сдвиг электронов за их пролет через резонатор:

$$0 < (\omega_1 - \Omega)L / V_{||} < 2\pi. \quad (3.8)$$

Здесь $V_{||}$ – продольная скорость электронов. Представим циклотронную частоту как $\Omega = c\kappa(1 + b)$. Уравнения (3.6) и (3.8) приводят к выражению $\delta\Omega_1 = c\kappa \times \delta b_1$ для диапазона магнитных полей гиротронного взаимодействия с низшей аксиальной модой:

$$\frac{-\beta_{||}}{N_L} + \frac{1}{8N_L^2} < b_1 < 0 \quad (3.9)$$

Резонансное взаимодействие с высшими аксиальными модами описывается следующим условием синхронизма:

$$\omega_n \approx \pm h_n V_{||} + \Omega \quad (3.10)$$

Здесь «+» соответствует возбуждению моды в режиме ЛБВ, когда электроны находятся в резонансе с попутной компонентой стоячей волны при пониженном магнитном поле, а «-» соответствует режиму ЛОВ, когда электроны взаимодействуют со встречной компонентой при магнитном поле, большем резонансного. Резонансное магнитное поле $\Omega_n^{res} = c\kappa(1 + b_n^{res})$, соответствующее возбуждению высокой аксиальной моды, определяется следующей формулой:

$$b_n^{res} = \frac{\mp n\beta_{||}}{2N_L} + \frac{n^2}{8N_L^2} \quad (3.11)$$

Сравнивая (3.9) и (3.11), можно видеть, что резонансное поле, соответствующее возбуждению в режиме ЛБВ второй аксиальной моды ($n=2$), находится внутри полосы резонансного взаимодействия с низшей модой в гиротронном режиме ($n=1$). В то же время, гиротронный режим возбуждения имеет ряд преимуществ по сравнению с режимом ЛБВ. Наряду с более высокой дифракционной добротностью и слабой чувствительностью к скоростному разбросу существует еще один, даже более важный фактор, а именно - в противоположность возбуждению в режиме ЛБВ попутной компоненты стоячей волны в случае «гиротронного»

возбуждения пучок взаимодействует и с встречной, и с попутной компонентами. В обычных условиях генерация на второй (или даже выше) продольной моде в режиме ЛБВ нестабильна из-за возбуждения низшей продольной моды.

Однако данная ситуация меняется, когда гиротрон работает при малом ускоряющем напряжении и когда в приборе используется достаточно протяженный резонатор. Последнее означает, что дифракционная добротность близкой к отсечке моды сравнима с омической или даже превосходит ее, и, таким образом, общая добротность определяется в значительной степени омическими потерями. Как уже неоднократно отмечалось, такая ситуация типична для коротковолновых маломощных гиротронов с низкими рабочими токами [55, 92, А6] и, особенно, для гиротронов, работающих на высоких циклотронных гармониках [81, А6].

Если резонатор достаточно протяженный и, соответственно, спектр продольных мод достаточно густой, то $h_n \ll \kappa$ для относительно высоких мод. Высокие моды имеют меньшую дифракционную добротность ($\sim 1/n$) по сравнению с близкой к отсечке волной. Однако этот факт не так важен в случае протяженного резонатора, когда общая добротность определяется в основном омическими потерями. В этой ситуации высокая аксиальная мода, возбуждающаяся в режиме ЛБВ, может успешно конкурировать с близкой к отсечке модой. В то же время, как показано далее, при работе на высоких модах в режиме ЛБВ мощность выходного излучения выше как вследствие повышения эффективности электронно-волнового взаимодействия, так и из-за меньшей доли омических потерь.

3.3.2. Зоны устойчивого возбуждения разных продольных мод

Моделирование пространственно-временной динамики возбуждения низковольтных гиротронов проводилось на основе уравнений нестационарного пространственно-временного подхода, описанных в главе 1. В рамках исследования устойчивости возбуждения высоких продольных мод было проведено сравнение двух низковольтных гиротронов. Первый – описанный выше низковольтный ($U=2$ кВ) гиротрон с частотой 264 ГГц [А6], в котором рабочая мода $TE_{-6,2}$ возбуждается на основном циклотронном резонансе трубчатым электронным пучком (средний питч-фактор электронов 1.2, разброс по поперечным скоростям 20%). Для рабочего тока около 0.1 А требуется резонатор длиной около 20 длин волн, что соответствует дифракционной добротности $Q_{diff} \approx 25(L/\lambda)^2 \approx 10000$. Омическая добротность рабочей моды $Q_{ohm} \approx 6000$. В такой ситуации около 70% отдаваемой электронным пучком мощности теряется в стенках резонатора, что является обычной ситуацией для маломощных

терагерцовых гиротронов со слабой связью пучка с СВЧ полем при работе на малых токах и/или высоких циклотронных гармониках [66, 80].

Было проведено сравнение этого низковольтного гиротрона с гиротроном с ускоряющим напряжением 30 кВ, типичным для подобных приборов. Для «чистоты» сравнения разница между двумя исследуемыми приборами была только в ускоряющих напряжениях. Для случая, если длина резонатора гиротрона не очень большая (13 мм, ~ 11 длин волн), зоны устойчивой генерации низшей ($n=1$) и второй ($n=2$) продольных мод показаны на рис. 3.12. Сплошная линия внизу соответствует стартовым токам. В случае $U=2$ кВ при токах, близких к стартовым ($I \approx I_{st}$), низшая продольная мода $n=1$ возбуждается при магнитных полях $B > 9.405$ Тл, тогда как при низших полях возбуждается вторая продольная мода (рис. 3.12 а). Пунктирная кривая на рис. 3.12 показывает границу между зонами генерации мод с $n=1$ и $n=2$. Стабильная работа на второй продольной моде возможна в достаточно широком диапазоне параметров и при рабочем токе, значительно превышающем минимальный стартовый. В случае, когда ускоряющее напряжение составляет $U=30$ кВ, устойчивое возбуждение второй продольной моды в режиме ЛБВ возможно только в очень ограниченной области параметров, когда рабочий ток близок к стартовому (рис. 3.12 б). При более высоких токах возбуждаются одновременно первая и вторая продольные моды (область 1+2 на рис. 3.12 б). При дальнейшем увеличении тока гиротрон работает в режиме генерации низшей продольной моды. Если длину резонатора увеличить до 23 мм (~ 20 длин волн), то при умеренных токах можно также возбудить третью продольную моду в режиме ЛБВ. При низком напряжении имеет место устойчивая генерация мод с $n=2$ и $n=3$ при рабочем токе, значительно превышающем стартовый (рис. 3.13 а). Рисунок 3.13 (б) иллюстрирует продольные структуры поля в стационарном режиме при разных магнитных полях (при параметрах, отмеченных звездочками на рисунке 3.13 а). Для гиротрона с $U=30$ кВ (рис. 3.14) ситуация близка к случаю, когда резонатор более короткий (рис. 3.12 б). Устойчивое возбуждение высоких ($n=2$ и $n=3$) продольных мод в режиме ЛБВ возможно только в очень узкой области параметров, когда рабочий ток очень близок к стартовому (рис. 3.14 а). В данном случае существует область нестационарной генерации первых трех аксиальных мод (рис. 3.14 а). Динамика возбуждения гиротрона в этой зоне показана на рис. 3.14 б. В этом случае установившийся режим представляет собой периодические модуляции выходной мощности, что объясняется совместной генерацией двух мод ($n=1$ и 2, рис. 3.14 с). При относительно низких магнитных полях устойчивый режим более сложный: в спектре выходного ВЧ сигнала присутствует и третья ($n=3$) аксиальная мода (рис. 3.14 d). Однако область совместного возбуждения трех низших мод относительно узкая. Основную часть плоскости параметров «ток пучка/магнитное поле» занимает область устойчивого возбуждения низшей продольной моды.

Таким образом, можно утверждать, что устойчивая работа на высоких продольных модах в режиме ЛБВ является особенностью работы низковольтных гиротронов.

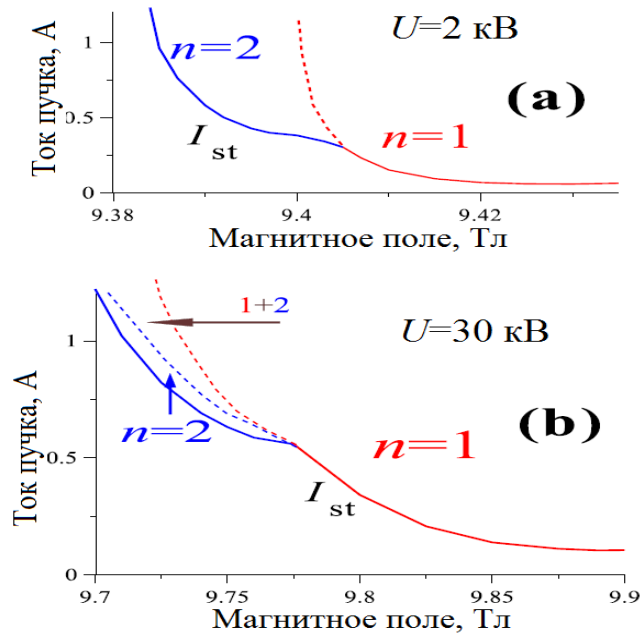


Рис. 3.12. Плоскость параметров «ток пучка / магнитное поле» для резонатора 13 мм и напряжения 2 кВ (а) и 30 кВ (б). Сплошная кривая внизу – стартовый ток. Пунктирные кривые разделяют зоны устойчивой генерации низшей ($n=1$) гиротронной моды и второй ($n=2$) моды в режиме ЛБВ. В случае б есть область совместной генерации двух мод (отмечено как 1+2).

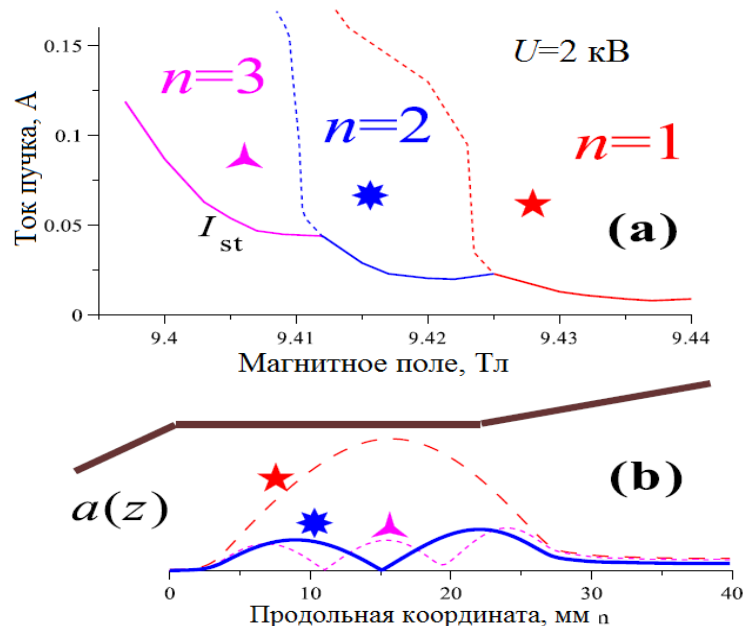


Рис. 3.13. Плоскость параметров «ток пучка / магнитное поле» для резонатора 23 мм и ускоряющего напряжения 2 кВ (а). Пунктирные кривые разделяют зоны устойчивой генерации низшей ($n=1$) гиротронной моды и более высоких ($n=2$ и 3) мод в режиме ЛБВ. Продольная структура в рабочем резонаторе в стационарном режиме при параметрах, отмеченных разными звездочками на 3.13 а (б).

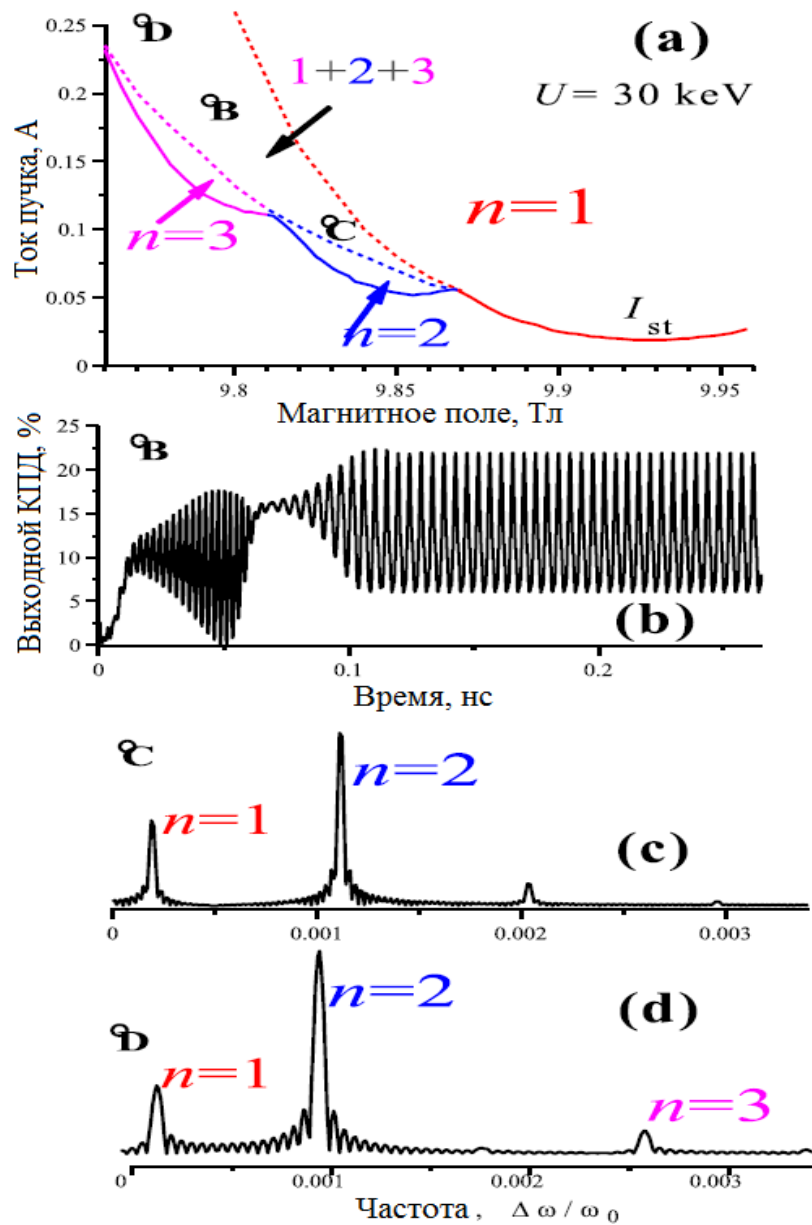


Рис. 3.14. Плоскость параметров «ток пучка/магнитное поле» для гиротрона 23 мм/30 кВ (а).

Пунктирные кривые разделяют зоны устойчивого возбуждения низшей ($n=1$) моды, возбуждаемой в гиротронном режиме, и более высоких ($n=2$ и 3) мод, возбуждаемых в режиме ЛБВ. Зоны многомодовой генерации отмечены $1+2+3$. Динамика возбуждения гиротрона (выходной КПД от времени) в случае устойчивой многомодовой генерации (b) при параметрах, отмеченных буквой В на рис. 3.14 а. Частотные спектры ВЧ сигнала в стационарном режиме при параметрах, отмеченных на рис.3.14 а буквами С и D (с и d соответственно).

3.3.3. КПД гиротрона в режиме ЛБВ

Работа на высоких продольных модах, возбуждаемых в режиме ЛБВ, обладает некоторыми преимуществами перед работой в гиротронном режиме. Рисунок 3.15 а показывает стартовые токи низшей ($n=1$) продольной моды в гиротронном режиме (G), а также стартовые токи мод $n=2$ и $n=3$ в режиме ЛБВ для гиротрона с ускоряющим напряжением 2 кВ. С точки зрения работы в гиротронном режиме, оптимальный ток составляет $I_1 \approx 0.04$ А. В этом случае электронный КПД η_{el} для данного режима оказывается свыше 20% (рис. 3. 16 б), в то время как выходной КПД η_w не превышает 5% (рис. 3.15 с). При работе на высоких модах в режиме ЛОВ электронный КПД достаточно низок, однако при работе на второй продольной моде в режиме ЛБВ величина η_{el} выше, чем в гиротронном режиме, и достигает 25%, а выходной КПД η_w достигает 16%.

Большой выходной КПД в режиме ЛБВ достигается из-за меньших омических потерь. При омической добротности $Q_{ohm} = 6000$ отношение $\eta_w / \eta_{el} \approx 5.22 \approx 23\%$ в режиме возбуждения низшей продольной моды соответствует дифракционной добротности $Q_{dif} \approx 20000$. Стоит отметить, что эта величина в четыре раза выше минимальной дифракционной добротности $Q_{dif,min} \approx 4\pi(L/\lambda)^2$ при $L = 20\lambda$ [46] в силу значительного отражения близкой к отсечке волны от нерегулярной части резонатора. В случае возбуждения второй продольной моды в режиме ЛБВ соотношение выходного и электронного КПД составляет $\eta_w / \eta_{el} \approx 16/25 \approx 64\%$, то есть доля омических потерь уменьшается вдвое (с 77% до 36%), что соответствует дифракционной добротности $Q_{dif} \approx 3000$. Поскольку эта величина немного больше $Q_{dif,min} \approx 4\pi(L/\lambda)^2/n \approx 2500$, следует сделать вывод, что дифракционная добротность второй продольной моды снижается как из-за вдвое большей групповой скорости волны, так и более слабого отражения от выходного конца резонатора.

Увеличение рабочего тока до $I_2 \approx 0.08$ А и $I_3 \approx 0.13$ А приводит к значительному уменьшению электронного КПД в гиротронном режиме работы, так что выходной КПД уменьшается до 1%-3% (рис. 3.15 б). Напротив, выходной КПД в режиме ЛБВ при работе на второй аксиальной моде остается на уровне $\eta_w \approx 15\% - 17\%$ (рис. 3.15 с). Более того, при токе $I_3 \approx 0.13$ А третья мода возбуждается с большим выходным КПД $\eta_w \approx 16\% - 19\%$. В этом случае отношение $\eta_w / \eta_{el} \approx 19/25 \approx 76\%$ соответствует омическим потерям 24% и дифракционной добротности рабочей моды $Q_{dif} \approx 1900$, близкой к соответствующей минимальной.

Таким образом, переход к работе гиротрона на высоких модах, возбуждаемых в режиме ЛБВ, позволяет увеличить электронный и волновой КПД в низковольтных коротковолновых гиротронах с протяженными резонаторами из-за более сильного электронно-волнового взаимодействия и меньших омических потерь. В принципе, таким же образом может быть увеличена и выходная мощность, так как выходной КПД в режиме ЛБВ при увеличении рабочих токов остается высоким. К тому же использование этого режима может быть способом получения непрерывной перестройки частоты в гиротроне без потери в выходной мощности. Стоит отметить, что эффект устойчивого возбуждения высоких продольных мод в режиме ЛБВ при моделировании на основе уравнений (1. 14) также был подтвержден независимым моделированием на основе численного кода, который многократно и успешно использовался в ИПФ РАН для расчетов гиротронов [122], [128], [181].

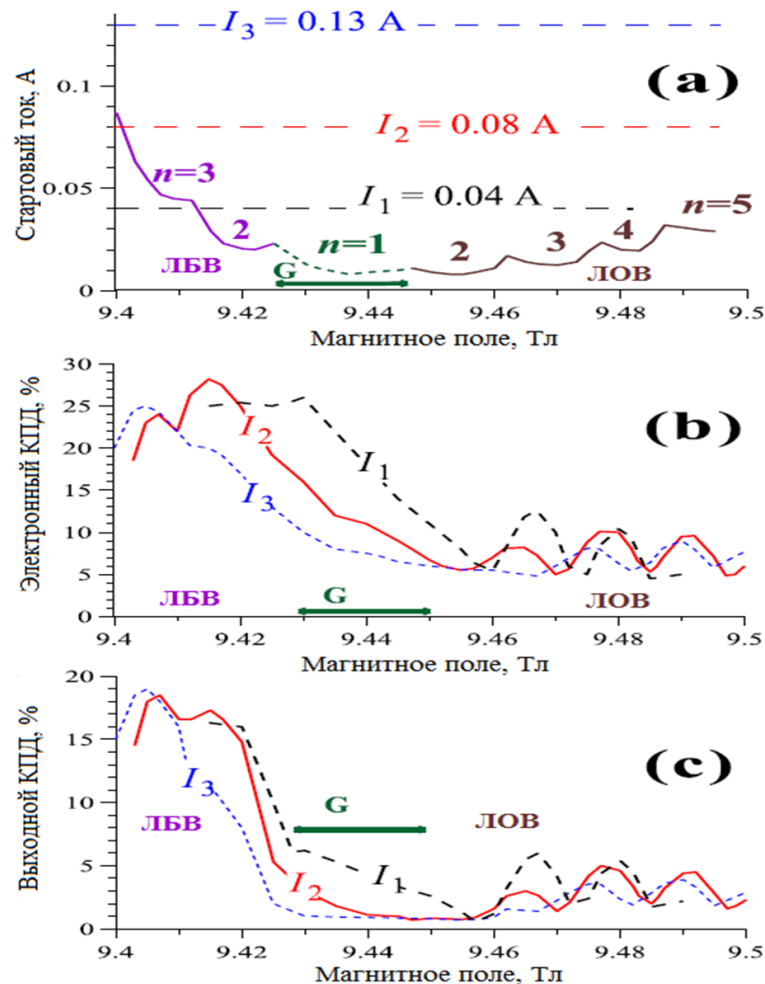


Рис. 3.15. Зависимость стартового тока от величины магнитного поля для гиротронного (G) режима возбуждения низшей ($n=1$) моды и для высших ($n>1$) мод, возбуждаемых в режиме ЛОВ и ЛБВ (а). Зависимость электронного (б) и выходного (с) КПД от магнитного поля при разных рабочих токах.

Глава 4. Двухволновые режимы электронно-волнового взаимодействия

Двухволновые и многоволновые режимы взаимодействия в электронных генераторах, вообще говоря, следует рассматривать в качестве «экзотических». Реализация таких режимов, если она не возникает случайно в расчетах или экспериментах, как правило, направлена на решение неких специфических, «своих» для каждой конкретной ситуации проблем. Тут следует упомянуть прежде всего идею многоволновых сильноточных СВЧ генераторов [140, 141], равно как и родственную ей идею поперечной канализации [142, 143] электронным пучком излучаемого им СВЧ поля, которые направлены на обеспечение когерентной генерации сильноточными электронными пучками в пространственно-развитых в поперечном направлении системах. Использование таких систем (необходимое прежде всего для обеспечения высокой импульсной мощности генератора, а также для проводки сильноточного пучка) затрудняет селективное возбуждение какой-либо одной, заданной поперечной моды. Решением такой проблемы может быть возбуждение «горячей супермоды», то есть совместное возбуждение сразу нескольких поперечных мод, которые оказываются сфазированными электронным пучком и за счет этого формируют максимум суммарного поля в месте встречи пучка (канализация).

Еще одной ситуацией, в которой естественным образом возникает идея использования двухволновых режимов – это возбуждение высокочастотных волн в режиме умножения частоты [72, 144-153]. Необходимость таких режимов возникает, когда селективное одномодовое возбуждение волны на высокой частоте затруднено или слабостью взаимодействия этой волны с электронным пучком (например, в циклотронных мазерах при работе на высоких циклотронных гармониках или в мазерах на свободных электронах при работе на высоких гармониках баунс-частоты), или отсутствием обратной связи для этой волны (например, возбуждение бегущей волны в простом резонаторе без отражений). В такой ситуации естественно реализовать возбуждение относительно низкочастотной волны (или использовать внешний входной сигнал на низкой частоте) для того, чтобы использовать группировку частиц в низкочастотном поле для возбуждения высокочастотной волны в режиме умножения частоты.

К некой разновидности этого подхода можно отнести и реализованные в экспериментах двухволновые электронные циклотронные мазеры [71, 96, 154] без умножения частоты (МЦАР-гиротрон), в которых две волны с разной поперечной структурой возбуждаются на одной и той же частоте, но на разных циклотронных гармониках. При этом одна из волн (высокодобротная, запертая в резонаторе квазикритическая волна или же встречная волна) обеспечивает обратную

связь для возбуждаемой «супермоды», а вторая компонента этой «супермоды» (далекая от отсечки бегущая волна) обеспечивает вывод излучения и высокий КПД электронно-волнового взаимодействия. Таким образом решается проблема обеспечения высокочастотной обратной связи для возбуждения далекой от отсечки бегущей волны в простом, открытом (с коллекторного конца) резонаторе. Аналогичный режим был исследован и для МСЭ [155].

В некоторых случаях многоволновые режимы возникают «незапланированно» и являются следствием некоторых особенностей электронно-волнового взаимодействия в СВЧ-генераторах и усилителях. Так, известен эффект неустойчивости одночастотной генерации в СВЧ приборах различных типов, связанный с переизлучением части мощности «основной» волны в два «сателлита» (т.н. «side-band» эффект, т.е. формирование двух паразитных волн, спектральные линии которых сдвинуты влево и вправо относительно основной волны на один и тот же частотный сдвиг [65, 156-159]). В чем-то схож с этим явлением и известный для разного типа электронных генераторов [160-163, A13] двухчастотный процесс возбуждения, когда на начальной стадии происходит рост мощности волны, относительно близкой к резонансу с электронами (и потому имеющей наибольший инкремент роста), а затем происходит переход к генерации волны, относительно далекой от резонанса, но обладающей (вследствие большей расстройки синхронизма) более высоким КПД электронно-волнового взаимодействия.

Настоящая глава посвящена исследованию возможностей реализации многоволновых режимов в коротковолновых гиротронах. В первом разделе демонстрируется, что описанный в предыдущем абзаце двухволновый режим возбуждения может быть реализован в гиротронах [A13]. Более того, видимо, именно такой режим был реализован в некоторых экспериментах с коротковолновыми гиротронами, обладающими протяженными резонаторами [62]. Исследуются возможности использования такого режима возбуждения гиротрона для формирования СВЧ импульса с пиковой мощностью порядка (или даже выше) мощности рабочего электронного пучка. Второй раздел данной главы посвящен исследованию возможностей использования упомянутой выше идеи МЦАР-гиротрона для реализации гиротронов с приосевыми пучками на высоких циклотронных гармониках. Результаты, изложенные в главе, опубликованы в [A12, A13, A31, A33-35].

4.1. Генерация коротких мощных импульсов в двухволновых режимах возбуждения гиротрона

В настоящее время возрастает интерес к созданию импульсных источников излучения терагерцового частотного диапазона с высокой пиковой выходной мощностью для различных приложений [8, 9, 14, 15, 163-167, 174]. Одним из наиболее перспективных вариантов реализации таких источников является гиротрон. В стационарном режиме работы гиротрона выходная мощность P_w связана с мощностью рабочего электронного потока $P_e = U_e I$ следующей формулой:

$$P_w = \eta_{ohm} \eta_{\perp} \eta_{s.p.} \times P_e . \quad (4.1)$$

Здесь одночастичный КПД $\eta_{s.p.}$ – максимально возможная доля начальной энергии, которую одна частица может отдать волне. Она ограничена вследствие того, что процесс излучения волны происходит из-за потери только поперечной компоненты импульса частицы, поэтому в слаборелятивистском приближении

$$\eta_{s.p.} \approx V_{\perp 0}^2 / (V_{\perp 0}^2 + V_{\parallel 0}^2) = 1 / (1 + \alpha^{-2}) ,$$

где $V_{\perp, \parallel 0}$ – осцилляторная и продольная компоненты начальной скорости электронов, $\alpha = V_{\perp 0} / V_{\parallel 0}$ – начальный питч-фактор. Типичные питч-факторы умеренно-релятивистских гиротронов составляют $\alpha = 1.2 \div 1.5$, что соответствует одночастичному КПД $\eta_{s.p.} \approx 0.6 \div 0.7$. Средняя доля начальной поперечной энергии электронов, отданной ими излучаемой волне, описывается поперечным КПД η_{\perp} ; в оптимальных режимах электронно-волнового взаимодействия эта величина составляет $\eta_{\perp} \approx 0.5 - 0.7$ [46]. Фактор $\eta_{ohm} < 1$ описывает омические потери в рабочем резонаторе. Как результат перемножения этих трех факторов, отношение P_w / P_e составляет величину, которая в гиротронах, работающих в миллиметровом диапазоне длин волн, может достигать 0.3-0.4. Стоит отметить, что использование рекуперации неизрасходованной энергии электронов, широко распространенное в гиротронах [168-171], позволяет увеличить электронный КПД, однако не увеличивает отношение мощности излучения к мощности рабочего электронного потока.

В импульсных электронных приборах, работающих в режиме лампы обратной волны (ЛОВ), известен способ значительного увеличения отношения P_w / P_e . Это принципиально нестационарный режим сверхизлучения коротких мощных СВЧ импульсов, формируемых в процессе возбуждения осциллятора электронным пучком, ток которого значительно превышает

порог возбуждения [172-173]. В экспериментах с черенковскими ЛОВ были получены режимы, в которых пиковая мощность излучаемого СВЧ импульса даже превышала мощность электронного потока [174].

В принципе такой режим может быть реализован также в электронном приборе, основанном на возбуждении близкой к отсечке волны, например, в гиротроне, однако для традиционной конфигурации гиротрона требуется достаточно специфический набор параметров: очень низкая поступательная скорость частиц и очень короткий рабочий резонатор [86]. Кроме того, электронный импульс должен иметь очень резкий фронт. Другой метод получения коротких импульсов с соотношением P_w/P_e , достигающим или даже превышающим единицу, предложен в [A13, A31] и основан на компрессии двухволнового сигнала, генерируемого гиротроном при определенных условиях (рис. 4.1)

4.1.1. Двухволновой режим возбуждения гиротрона

Если добротность гиротронного рабочего резонатора достаточно высока [85], то в «холодном» приближении (т.е. без учета влияния электронного пучка) спектр продольных мод описывается следующим соотношением $\omega_n \approx \sqrt{\kappa^2 + h_n^2}$, где κ – поперечное волновое число рабочей поперечной моды, $h_n = n\pi/L$ – продольные волновые числа, L – длина резонатора. Оптимальное магнитное поле для старта низшей ($n=1$) продольной модой определяется условием циклотронного резонанса $\omega_1 \approx \Omega/\gamma_0$ (рис. 4.1 d), где $\Omega = eB/Mc$ – нерелятивистская циклотронная частота электронов, $\gamma_0 = (1 - V_0^2/c^2)^{-1/2}$ – начальный релятивистский лоренц-фактор электронов. Оптимальное стартовое условие для близкой к отсечке волны имеет место при близком к резонансному магнитному полю, $B \approx B_{res}$, где B_{res} соответствует точному циклотронному резонансу, $\omega_1 = \Omega_{res}/\gamma_0$ (рис. 4.1 d). Уменьшение рабочего магнитного поля препятствует возбуждению близкой к отсечке продольной моды на стадии малого сигнала (стартовый ток возрастает), однако это приводит к увеличению КПД электронно-волнового взаимодействия на нелинейной стадии, так что характерные потери энергии электронов пропорциональны отклонению от значения резонансного магнитного поля, $(\gamma_0 - \gamma)/\gamma_0 \sim (B_{res} - B)/B_{res}$. В то же время, в соответствии с условием резонанса

$$\omega_2 \approx \Omega/\gamma_0 + h_2 V_{||0},$$

оптимальные условия для возбуждения второй продольной моды ($n=2$) попутной компоненты стоячей волны достигаются при уменьшенном магнитном поле (рис. 4.1 d).

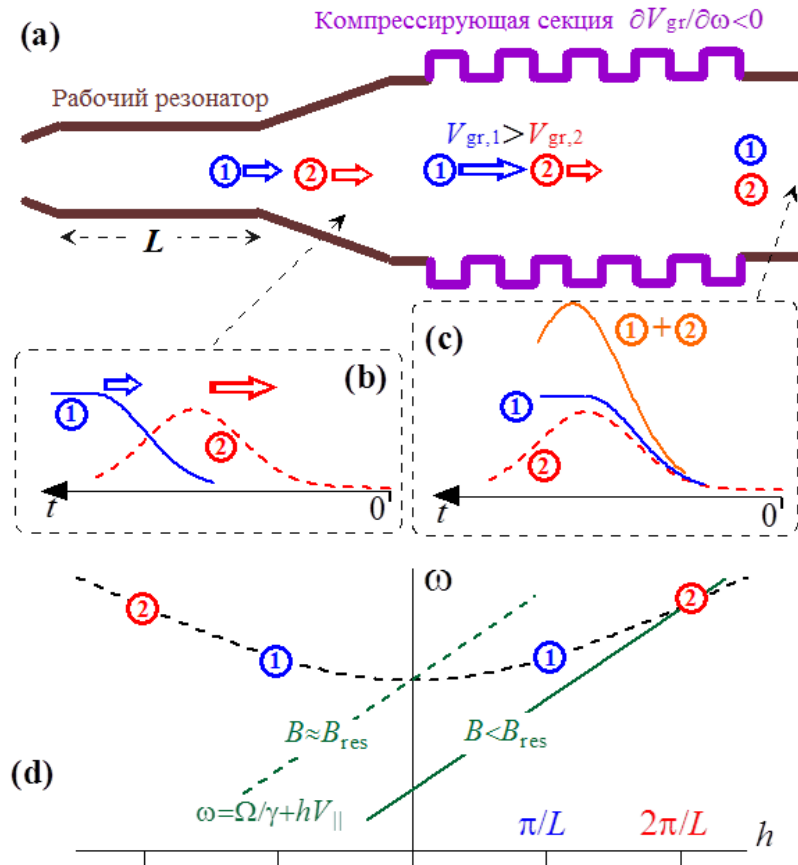


Рис. 4.1. Гиротрон с компрессирующей выходной секцией (а). Двухволновой сигнал на выходе из рабочего резонатора до (b) и после (c) компрессирующей секции. Дисперсионная характеристика рабочей поперечной моды, а также электронная характеристика в случае, когда магнитное поле близко к резонансному для нижней продольной моды и при более низком поле, близком к резонансному полю второй продольной моды (d).

В соответствии с приведенными далее результатами моделирования, при относительно низких магнитных полях имеет место режим возбуждения гиротрона, который характеризуется последовательным возбуждением двух низших продольных мод. На начальной стадии возбуждается вторая ($n=2$) продольная мода, которая при относительно низких магнитных полях оказывается наиболее близкой к резонансу с электронами и поэтому имеет высокие темпы роста на линейной стадии возбуждения. Однако после некоторого переходного процесса эта мода подавляется вследствие возбуждения нижней аксиальной моды ($n=1$) (рис. 4.1 b).

Стоит отметить, что двухволновой сценарий, близкий к описанному выше, известен для разных типов электронных приборов (МСЭ [161-162], черенковские ЛОВ [163]). Такой двухмодовый режим может быть использован для формирования коротких импульсов

выходного излучения с высокой пиковой мощностью. Можно использовать тот факт, что частоты этих двух мод и, следовательно, их групповые скорости слегка различны. Используя микроволновую систему с подходящей частотной дисперсией групповой скорости, $V_{gr}(\omega)$, можно обеспечить суммирование (компрессию) этого двухволнового сигнала в один мощный импульс (рис. 4.1 а).

Возможность реализации этого двухволнового режима исследовалась на примере экспериментально реализованного в ИПФ РАН импульсного гиротрона [9] с частотой 670 ГГц. Данный гиротрон работал на моде $TE_{31,8}$, возбуждаемой на основном циклотронном резонансе. В квазистационарном длинноимпульсном (10-20 мс) режиме мощность излучения составляла 200 кВт при токе пучка 15 А, что соответствовало КПД 20%. В соответствии с результатами моделирования двухволновой компрессирующий режим в этом гиротроне может быть реализован при удвоенном рабочем токе, что соответствует мощности пучка около 2 МВт. Использование такого режима приводит к формированию мощных импульсов с пиковой мощностью, достигающей или даже превышающей мощность рабочего электронного пучка.

Моделирование пространственно-временной динамики было основано на нестационарных уравнениях для медленной комплексной амплитуды TE-моды, описанных в первой главе. В моделировании использовались параметры установки [9]: ускоряющее напряжение - 50 кВ, питч-фактор - 1.3, разброс электронов по поперечным скоростям - 30%. Рис. 4.2 иллюстрирует волновой КПД (отношение мощности выходного излучения к мощности электронного пучка, P_w/P_e) в стационарном режиме генерации при относительно высоких рабочих токах (величина стартового тока составляет несколько ампер). При магнитных полях, близких к резонансному значению (≈ 26.2 Тл), имеет место одномодовый режим возбуждения, в котором низшая продольная мода возбуждается в самом начале процесса (рис. 4.3 а). Высокие значения КПД (на уровне 25-30%) достигаются при относительно низких магнитных полях (при больших отстройках электронно-волнового резонанса) в двухмодовых режимах возбуждения гиротрона. В таких режимах на стартовом этапе происходит возбуждение второй продольной моды, и после относительно длительного стартового процесса устанавливается квазистатическая генерация этой моды (рис. 4.3 б, этап 1). Однако такой режим генерации оказывается неустойчивым по отношению к возбуждению первой продольной моды, так что после переходного процесса конкуренции двух волн (рис. 4.3 б, этап 2) устанавливается устойчивая генерация низшей аксиальной моды (рис. 4.3 в, этап 3).

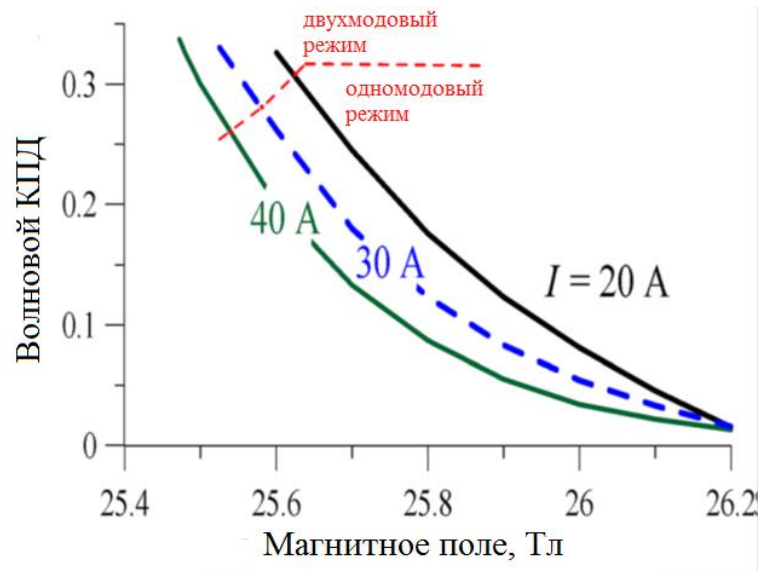


Рис. 4.2. Волновой КПД в стационарном режиме генерации в зависимости от рабочего магнитного поля при разных токах пучка. Показана граница между одноимодовым и двухимодовым режимами возбуждения.

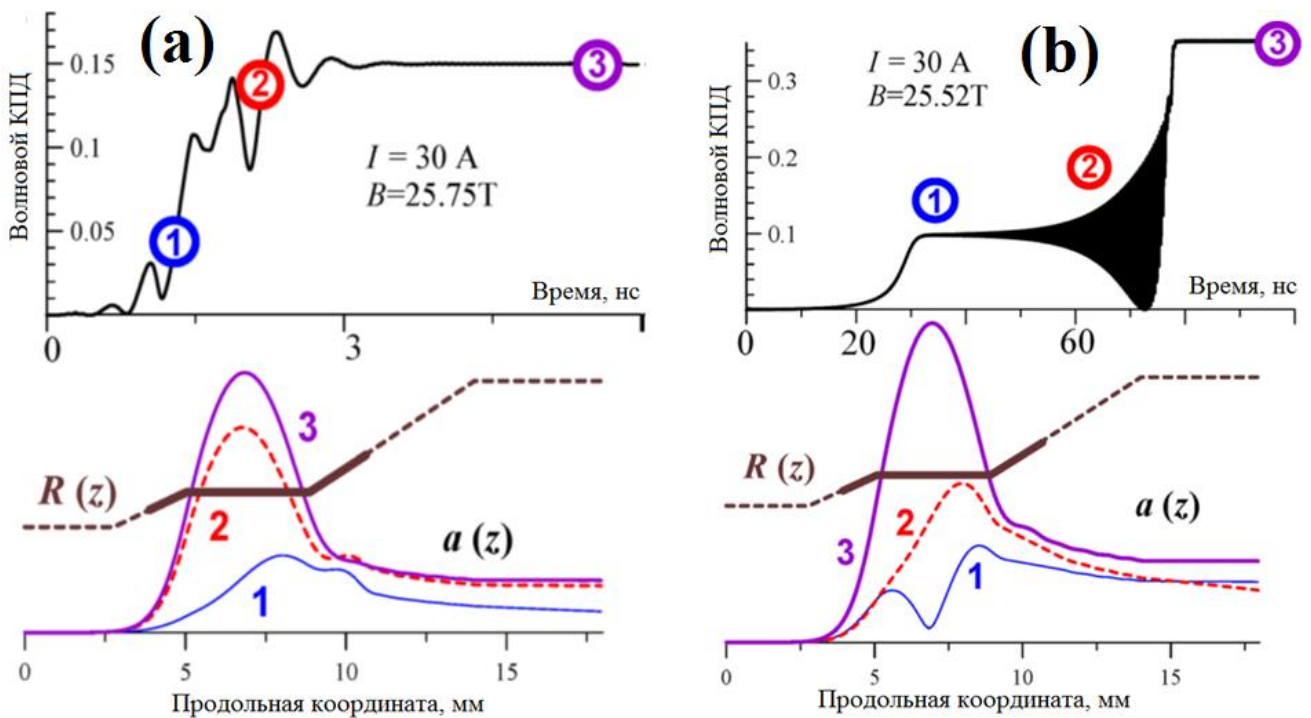


Рис. 4.3. Одноимодовый режим возбуждения гиротрона при $I = 30\text{ A}$ и $B = 25.75\text{ Tл}$ (a) и двухволновой режим возбуждения гиротрона при $I = 30\text{ A}$ и $B = 25.55\text{ Tл}$ (b). Зависимость волнового КПД от времени и продольная структура поля $a(z)$ в резонаторе в разные моменты времени. Также приведен профиль резонатора $R(z)$, где сплошными линиями показана область электронно-волнового взаимодействия.

4.1.2. Генерация мощных импульсов, основанная на компрессии двухволнового сигнала гиротрона

Исследуем возможности использования описанного в предыдущем разделе двухволнового режима возбуждения гиротрона для формирования мощного СВЧ импульса за счет компрессии двухволнового сигнала гиротрона. При моделировании компрессии предполагалось, что компрессирующая секция с аномальной частотной дисперсией (выполненная, например, в виде гофрированного волновода) размещена на выходе микроволновой системы (рис. 4.1 а) после рупорного расширения, используемого обычно для вывода излучения из рабочего резонатора гиротрона. Считалось, что электронно-волнового взаимодействия в компрессирующей секции не происходит, и ее присутствие не оказывает влияние на электронно-волновое взаимодействие в рабочем резонаторе.

Поскольку в относительно широкой компрессирующей секции характерные частоты СВЧ сигнала далеки от отсечки ($\omega \approx \omega_0$, где ω_0 – частота отсечки рабочей поперечной моды в резонаторе), можно полагать, что здесь СВЧ сигнал представлен бегущей волной $a \propto \exp(-ik_0 z)$, причем $k_0 = \omega_0 / c \gg k$. Тогда при моделировании пространственно-временного процесса компрессии нестационарного двухчастотного сигнала можно представить амплитуду волны в виде

$$a(t, z) = \hat{a}(t, z) \exp(-ik_0 z)$$

и использовать следующее волновое уравнение для медленной амплитуды волны:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \hat{a}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{a}}{\partial z} = i\alpha \frac{\partial^2 \hat{a}}{\partial z^2}. \quad (4.2)$$

Левая часть уравнения (4.2) описывает аномальную частотную дисперсию волны. Представляя медленную амплитуду волны как $\hat{a}(t, z) \propto \exp(i\hat{\omega}t - i\hat{h}z)$, можно получить дисперсионное уравнение

$$\hat{\omega}/c = \hat{h} - \alpha \hat{h}^2,$$

которое описывает отношение между частотой волны $\omega = \omega_0 + \hat{\omega}$ и продольным волновым числом $h = k_0 + \hat{h}$. Групповая скорость волны $V_{gr} = \partial \hat{\omega} / \partial \hat{h} \approx c - 2\alpha \hat{\omega}$, соответствующая такой дисперсии, обладает аномальной частотной дисперсией $\partial V_{gr} / \partial \hat{\omega} < 0$.

Уравнение (4.2) преобразуется к следующему виду:

$$\frac{\partial \hat{a}}{\partial \tau} = i \frac{\partial^2 \hat{a}}{\partial \zeta^2}. \quad (4.3)$$

Здесь $\zeta = z - ct$ и $\tau = \alpha ct$. При моделировании нормированное время τ (длина компрессирующей секции) было выбрано так, чтобы получить наилучшую компрессию двухволнового сигнала (максимальную пиковую мощность преобразованного в компрессирующей секции импульса).

Рисунок 4.4 иллюстрирует эволюцию во времени волнового КПД (отношения мощности волны к мощности электронного пучка) в разных точках микроволновой системы, а именно - до и после оптимизированной компрессирующей секции. Расчеты проделаны для гиротрона с рабочими токами $I = 25$ А и 30 А. В обоих случаях рабочее магнитное поле соответствовало двухволновому сценарию возбуждения (рис. 4.2) и выбрано для достижения наивысшей пиковой мощности излучения после компрессирующей секции. Лучший результат получен при $I=30$ А (рис. 4.4 б). Компрессирующая секция формирует импульс длительностью несколько наносекунд с пиковой мощностью, приблизительно равной мощности электронного пучка ($P_w / P_e \approx 1$), что примерно в три раза превышает выходную мощность в стационарном режиме. Если целью является получение импульса наибольшей пиковой мощности, то для этого не нужен длинный электронный импульс, так что его отключением работа гиротрона может быть остановлена вскоре после окончания переходного процесса. Такое отключение приводит к увеличению пиковой мощности компрессируемого импульса. Рис. 4.5 иллюстрирует процесс формирования короткого вч импульса в компрессирующей системе. Параметры гиротрона в этой системе близки к случаю, показанному на рисунке 4.4 и, но выходной импульс остановлен через 1 нс после окончания переходного процесса. В этом случае пиковая мощность выходного импульса в компрессирующей секции достигает $P_w \approx 1.2P_e$. Это доказывает принципиальную возможность реализации импульсного гиротрона с пиковой мощностью излучения, превышающей мощность рабочего электронного пучка.

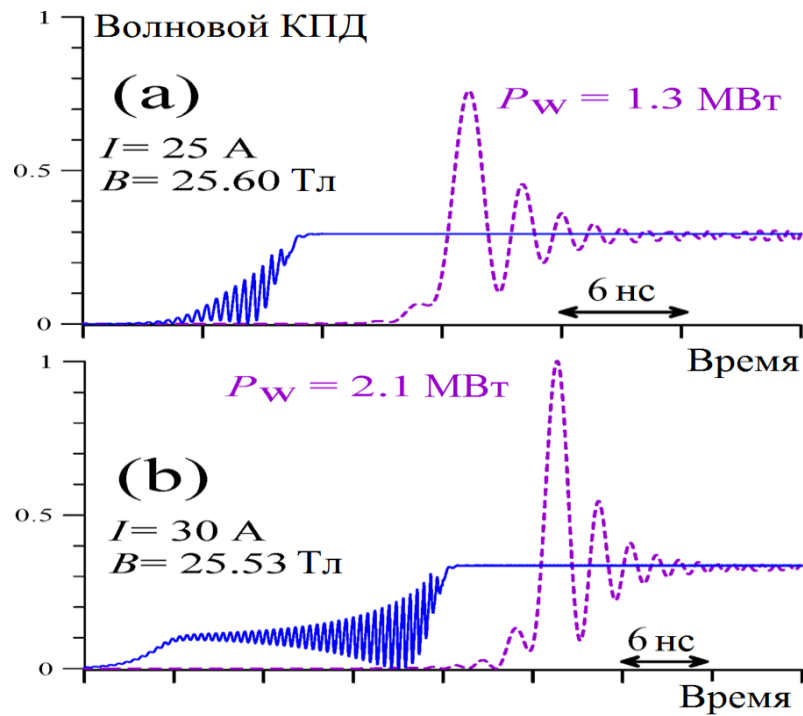


Рис. 4.4. Зависимость мгновенного волнового КПД (отношения мощности волны к мощности электронного пучка) от времени на выходе из резонатора (сплошные линии) и после оптимизированной компрессирующей секции (пунктирные линии) при рабочих токах 25 А (а) и 30 А (б). Рабочее магнитное поле оптимизировано для достижения наибольшей пиковой мощности импульса. Электронный пучок включается «мгновенно» (при $t=0$).

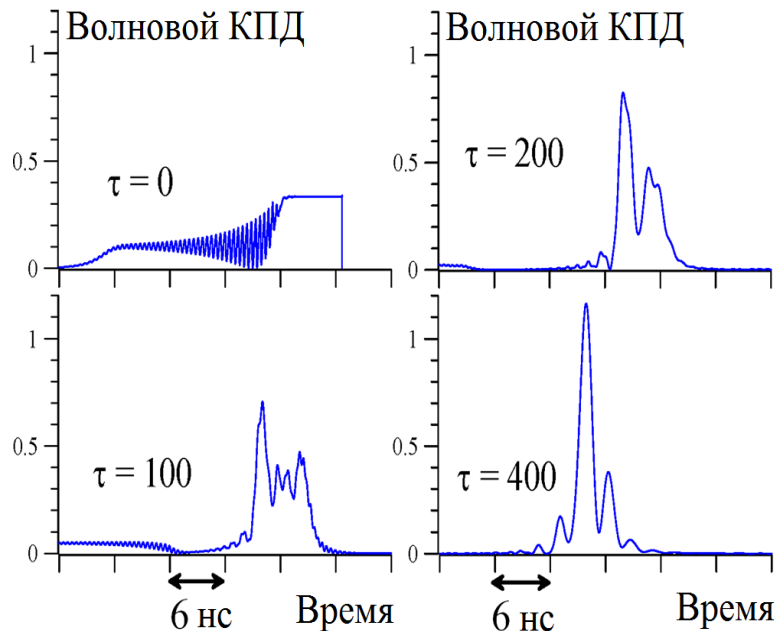


Рис. 4.5. Процесс компрессии вч импульса при $I=30$ А и $B=25.53$ Тл. «Обрезанный» импульс излучения на входе в компрессирующую секцию ($\tau=0$), а также преобразование этого импульса при двух промежуточных значениях времени ($\tau=100$ и 200) и на выходе ($\tau=400$) из компрессирующей секции.

4.1.3. Генерация коротких мощных импульсов в гиротроне с выводом излучения в сторону катода

При разработке нестационарной пространственно-временной теории гиротрона с нефиксированной структурой поля важным и до сих пор до конца не исследованным вопросом является влияние направления вывода излучения (в сторону коллекторного или в сторону катодного конца резонатора) на переходный процесс возбуждения гиротрона и на установление стационарного режима генерации. Как показывают исследования, результаты которых будут приведены ниже в настоящем разделе, в гиротронах с относительно низкодобротными резонаторами стационарный режим генерации, устанавливающийся после окончания переходного процесса, слабо зависит от направления вывода излучения. Однако в случае значительного превышения рабочего тока над стартовым заметно различаются переходные процессы возбуждения гиротронов. В частности, в случае использования конфигурации гиротрона с выводом излучения в сторону катодного конца резонатора в процессе возбуждения возможно формирование импульсов высокой мощности. В некоторых случаях пиковая мощность излучения может достигать или даже превышать мощность электронного пучка, то есть «мгновенный» КПД в этом случае достигает 100% или даже выше.

Как и в описанном в предыдущем разделе 4.1.3 случае, формирование импульсов высокой мощности обеспечивается за счет использования двухволнового режима возбуждения гиротрона, характеризуемого последовательным возбуждением двух низших продольных мод. Однако, в отличие от рассмотренного в разделе 4.1.3 случая «прямого» вывода излучения, при «обращенном» выводе для организации сложения сигналов, соответствующих последовательному возбуждению двух разночастотных мод, не требуется наличие дополнительной компрессирующей секции, поскольку такое сложение может быть организовано уже в самом рабочем резонаторе гиротрона.

Это утверждение иллюстрируется рисунком 4.6, на котором схематично показана динамика движения сигналов, соответствующих каждой из волн, в рабочем резонаторе. В гиротроне с обращенным выводом энергии генерируемая на начальном этапе процесса возбуждения вторая аксиальная мода (вернее, попутная электронам бегущая компонента этой моды). На следующем этапе она отражается от закритического сужения на коллекторном конце и движется на выходной катодный конец резонатора. При этом электронный пучок возбуждает уже низшую аксиальную моду, компоненты которой распространяются в резонаторе с меньшей групповой скоростью. При правильном подборе параметров обе волны «встречаются» на выходном катодном конце резонатора. В этот момент выходное излучение гиротрона представляет собой результат сложения сигналов, соответствующих двум модам. Таким

образом, эти две возбуждаемые в разные моменты времени моды образуют в процессе возбуждения гиротрона один мощный импульс.

Как и в предыдущем случае для гиротрона с традиционной конфигурацией, исследовалась возможность реализации таких режимов на примере импульсного умеренно релятивистского (50 кВ) гиротрона с частотой 670 ГГц. Моделирование на основе приведенных в первой главе уравнений нестационарного одномодового гиротрона показывает, что для формирования импульсов высокой мощности рабочий ток должен превышать стартовый (около 25 А) приблизительно в 2-3 раза для достаточно больших расстроек циклотронного резонанса (низких магнитных полей), соответствующих резонансному магнитному полю для второй аксиальной моды. На рисунке 4.7 показана динамика возбуждения гиротрона с обращённым выводом энергии. Перед выходом на стационарный режим генерации происходит формирование короткого импульса излучения, пиковая мощность которого достигает мощности рабочего электронного потока. Фактически в процессе возбуждения при высоких токах пучка происходит формирование нескольких импульсов, соответствующих сложению сигналов разных продольных мод. На рисунке 4.7 показаны продольные структуры поля в резонаторе в разные моменты времени процесса возбуждения. Данная картина возбуждения характерна именно для гиротронов с обращенным выводом энергии. На рисунке 4.8 приведено сравнение динамики возбуждения гиротрона с традиционным и обращенным выводами энергии при оптимальном с точки зрения КПД магнитном поле. В классическом случае формирования мощного импульса не происходит.

Таким образом, режим кооперации двух низших продольных мод может быть использован для получения мощных импульсов выходного излучения гиротрона. Следует отметить, что при моделировании предполагалось включение импульса тока непосредственно в начальный момент времени, однако важным требованием для реализации метода является быстрое включение фронта электронного импульса. Схожие результаты дает моделирование, когда ток пучка линейно увеличивался с нуля до стационарного значения за время порядка характерной длительности переходного процесса. На рисунке 4.9 показана динамика возбуждения гиротрона с обращенным выводом энергии при параметрах, аналогичных взятым ранее, а также нарастание тока со временем до стационарного рабочего значения. В данном случае также имеет место генерация импульса пиковой мощностью порядка мощности электронного потока.

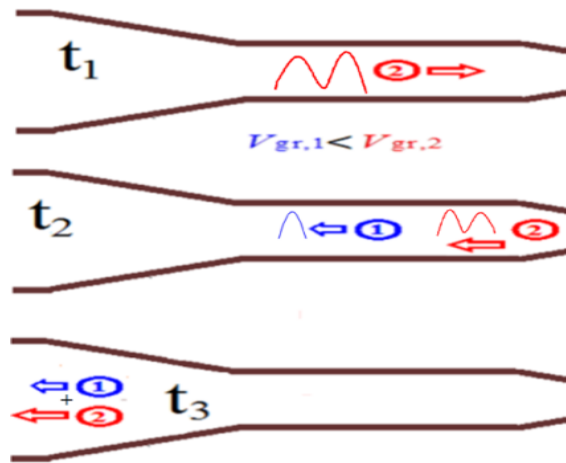


Рис. 4.6. Динамика движения первой и второй аксиальных мод в рабочем резонаторе.

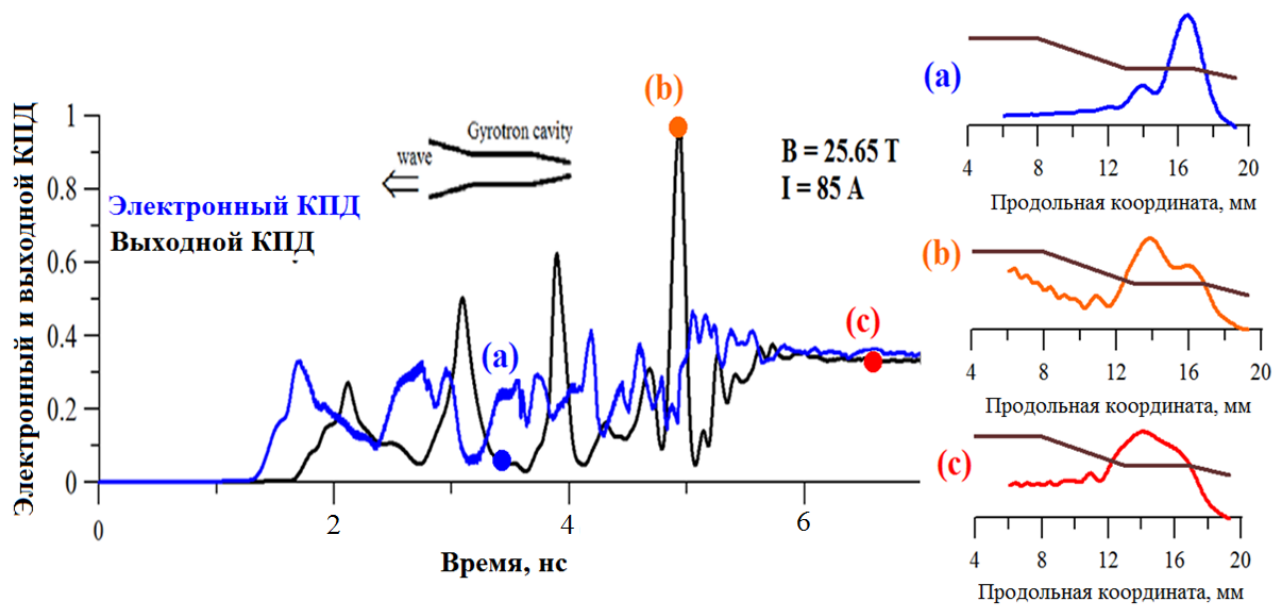


Рис. 4.7. Динамика возбуждения гиротрона с выводом излучения в сторону катода. Показаны структуры поля в разные моменты времени процесса возбуждения, значения электронного и волнового КПД.

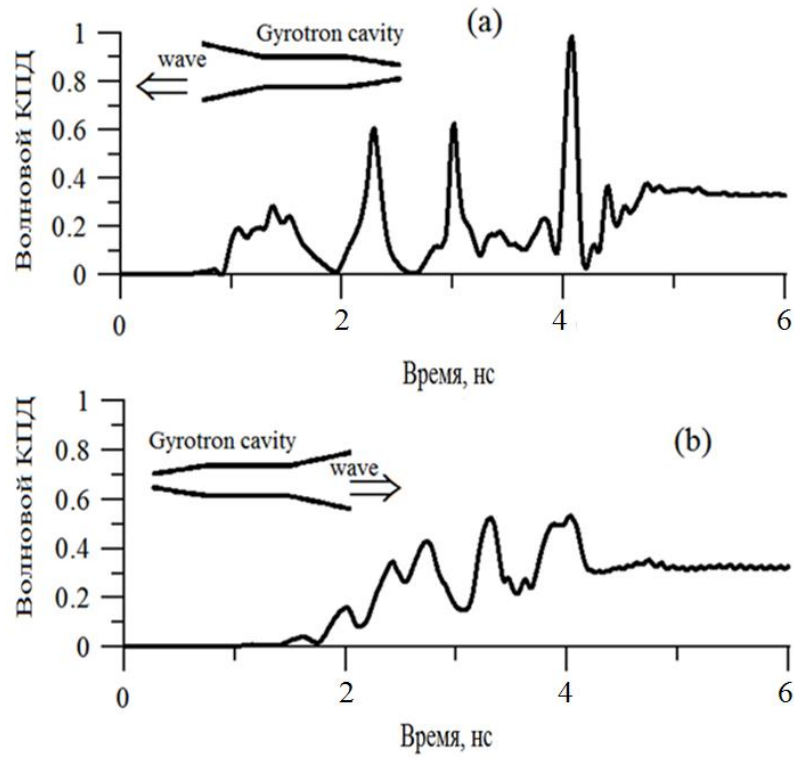


Рис. 4.8. Динамика возбуждения гиротрона с выводом излучения в сторону катода (а) и с типичной конфигурацией рабочего резонатора (б).

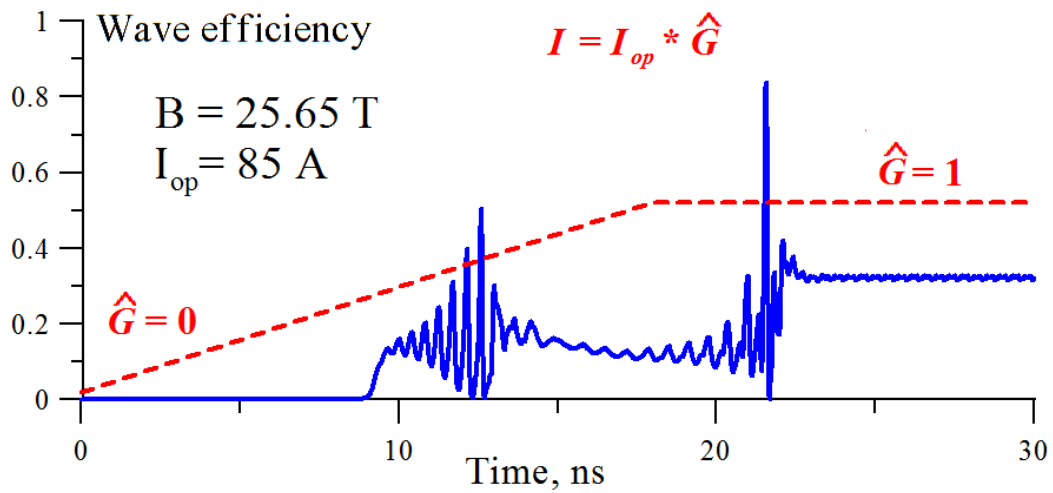


Рис. 4.9. Динамика возбуждения гиротрона с выводом излучения в сторону катода (сплошные линии), а также временной профиль импульса тока, взятый при моделировании.

4.2. Двухволновой режим работы гиротрона на высоких гармониках

Как уже говорилось, серьезной проблемой маломощных слаборелятивистских гиротронов, работающих в терагерцовом частотном диапазоне (особенно – гиротронов на высоких циклотронных гармониках) является необходимость использовать протяженные резонаторы, обладающие большими дифракционными добротностями и, следовательно, большими омическими потерями. Одним из возможных путей снижения дифракционной добротности рабочей квазикритической моды может быть осуществление распределенного вывода мощности этой волны путем ее рассеяния на гофрированных стенках рабочего резонатора в далекую от отсечки бегущую волну (Рис. 4.10 а) [69-71]. Основанные на этом принципе гироприборы (ЛОВ и ЛБВ) со спирально гофрированными волноводами уже достаточно хорошо исследованы [157-159]. В таких приборах, вследствие связи между близкой к отсечке волной, излучаемой электронами, и далекой от отсечки волной на гофрированной стенке формируется сложная собственная мода с близким к нулю продольным волновым числом, но ненулевой групповой скоростью (и, таким образом, относительно низкой дифракционной добротностью). Этот подход был реализован в нескольких успешных экспериментах в миллиметровом диапазоне длин волн, однако продвижение в субмиллиметровый диапазон затруднено из-за необходимости укорачивания периода гофрировки, а также сложности с обеспечением селективности в случае работы на высокой поперечной моде.

В настоящем разделе рассматривается другой способ уменьшения добротности квазикритической рабочей волны за счет ее связи с бегущей волной - не с помощью гофрированной стенки волновода, а на «гофрированном» электронном пучке (рис. 4.10 б). Конкретнее, исследуется ситуация, когда электронный пучок обеспечивает эффективное взаимодействие этих двух волн, возбуждаемых на одной частоте, но на разных циклотронных гармониках. Именно такой двухволновой режим был экспериментально реализован в мазере на циклотронном авторезонансе (МЦАР) [175]. В работе [71] был детально описан механизм циклотронного взаимодействия между близкой к отсечке и далекой от отсечки волнами. Показано, что для обеспечения этого взаимодействия необходим «синфазный» электронный пучок; в любом поперечном сечении такого пучка электроны должны иметь одинаковые или близкие фазы циклотронного вращения. Было предложено использовать этот эффект для реализации циклотронного мазера нового типа. В таком приборе две волны возбуждаются одновременно. Близкая к отсечке «гиротронная» мода обеспечивает обратную связь и селективность, тогда как бегущая, далекая от отсечки мода обеспечивает высокую эффективность и вывод излучения.

Такой генератор (МЦАР-гиротрон), эффективность которого была продемонстрирована в двух успешных экспериментах [71, 96], изначально рассматривался как путь упрощения и улучшения работы релятивистского МЦАР на основном циклотронном резонансе. В настоящей диссертации этот подход исследован с точки зрения использования его как метода снижения дифракционной добротности рабочих квазикритических мод гиротронов с приосевыми электронными пучками, работающих на высоких циклотронных гармониках [A12, A35].

4.2.1. Связь двух мод, возбуждаемых на разных циклотронных гармониках, на электронном пучке

МЦР, основанный на совместной генерации квазкритической и бегущей вол. На рисунке 4.11 представлена схема исследуемого лазера на циклотронном резонансе. Пучок вращающихся в однородном магнитном поле электронов проходит через рабочий резонатор, представляющий собой участок регулярного волновода с круглым сечением (рис. 4.13 а). Исследуется взаимодействие электронов с двумя волнами: бегущей волной «1», распространяющейся вдоль оси z в положительном ($k_{z1} > 0$) направлении, и близкой к отсечке волной «2» ($k_{z2} \ll \omega/c$). Две волны взаимодействуют с электронами на одной и той же частоте, но на разных циклотронных гармониках при следующем условии циклотронного резонанса (рис. 4.13 с):

$$\omega \approx V_z k_{z1} + N_1 \Omega, \quad \omega \approx N_2 \Omega. \quad (4.4)$$

Здесь V_z – продольная скорость электронов, k_z – продольное волновое число, $\Omega = eB/mc\gamma$ – циклотронная частота, $N_{1,2}$ – номера рабочих циклотронных гармоник.

Фазовые условия обеспечения связи двух волн на электронном пучке. Рисунок 4.12 иллюстрирует две типичные конфигурации электронного пучка в циклотронных лазерах. Каждая частица совершает вращение вокруг ведущего центра, которое описывается гирофазой:

$$\phi \approx \phi_0 + \int_0^t \Omega dt,$$

где ϕ_0 – начальная гирофаза. В случае, наиболее типичном для слаборелятивистских гиротронов с трубчатými электронными пучками, ведущие центры распределены равномерно по их фазам $0 \leq \varphi < 2\pi$ на круге радиусом R , который значительно больше радиуса гировращения. Другой конфигурацией является приосевой электронный пучок. В этом случае ведущие центры всех электронов лежат на оси волновода (рис. 4.12 б).

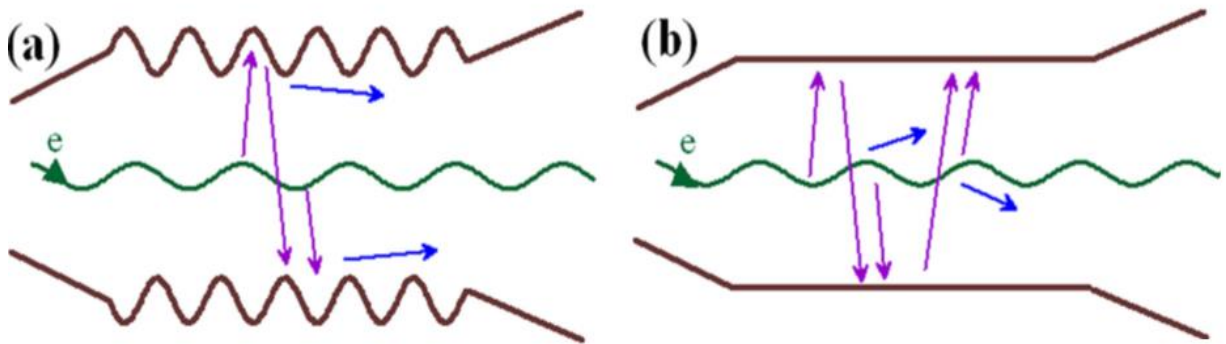


Рис. 4.10. Схемы понижения дифракционной добротности рабочей близкой к отсечке волны в gyroприборах: (а) резонатор брэгговского типа с трансформацией квазикритической волны в бегущую на гофрированной стенке волновода, (б) связь близкой и далекой от отсечки волн на «гофрированном» электронном пучке.

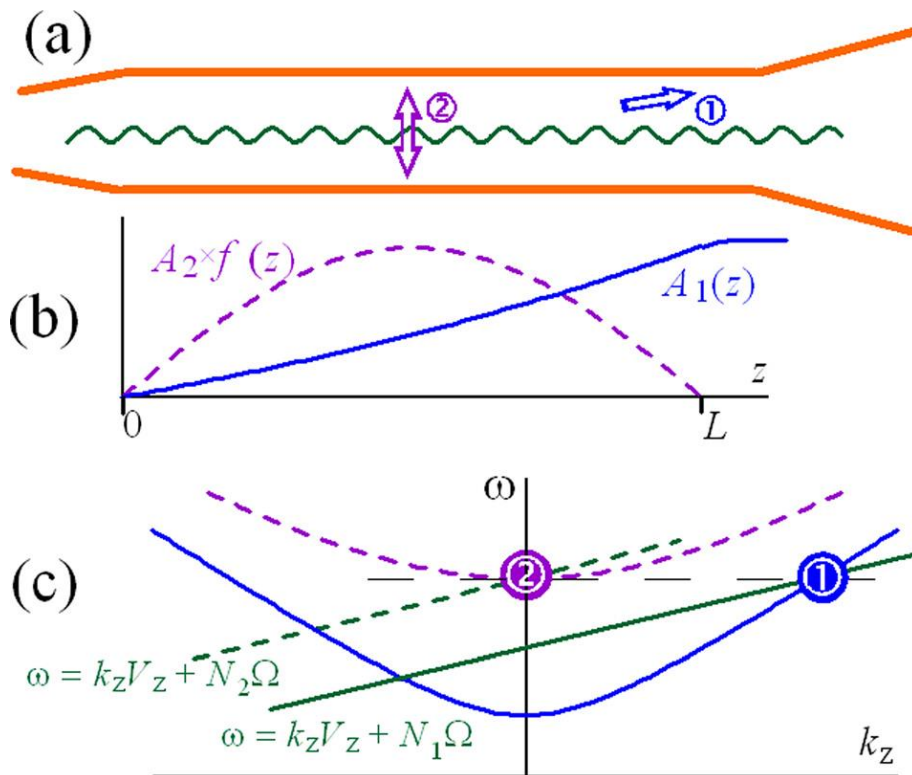


Рис. 4.11. Gyроприбор, основанный на одновременном возбуждении двух волн на одной частоте, но на разных циклотронных гармониках: (а) общая схема, (б) продольная структура далекой от отсечки волны 1 и квазикритической волны 2, (с) дисперсионная диаграмма, иллюстрирующая условие циклотронного резонанса для обеих волн.

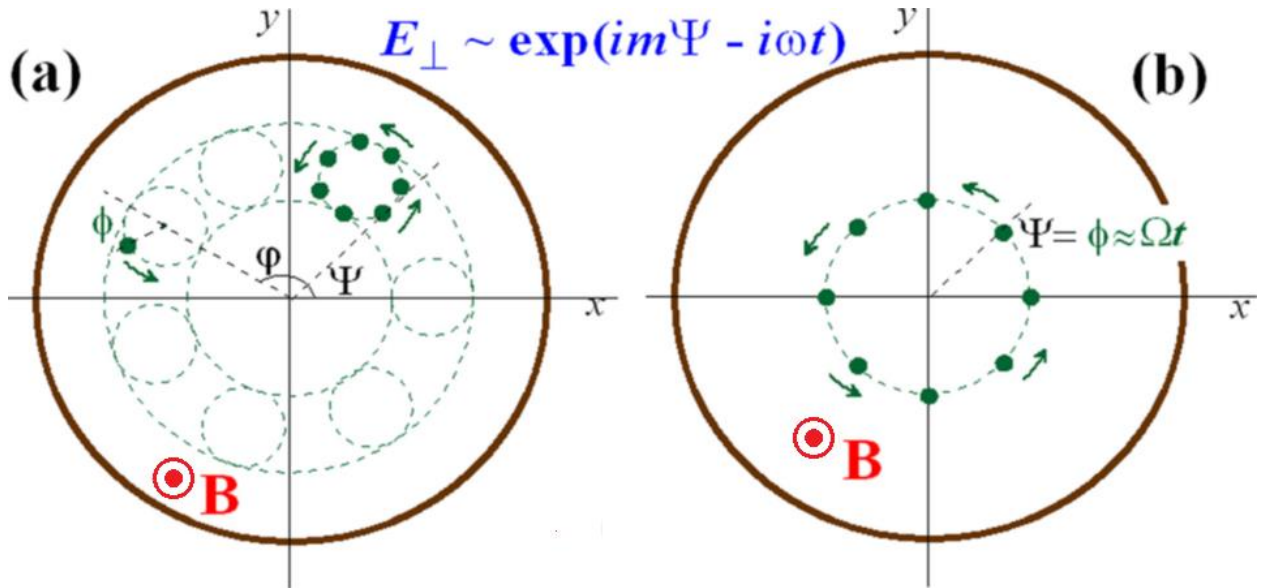


Рис. 4.12. Поперечная конфигурация трубчатого (а) и приосевого (б) электронного пучка.

Связь между двумя волнами на электронном пучке осуществляется за счет того, что модуляция фаз электронов каждой из волн приводит к возбуждению обеих волн. Рассмотрим условия, требуемые для обеспечения такой связи, в случае циклотронного взаимодействия электронов трубчатого пучка (Рис. 4.12 а) с волноводной модой с азимутальным индексом m , имеющей поперечное электрическое поле

$$E_{\perp} \propto \exp(im\Psi - i\omega t),$$

где Ψ – азимутальная координата. Оно описывается уравнением для энергии электронов $\varepsilon = \gamma mc^2$, которое имеет следующий вид:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} \propto J_{m-N}(k_{\perp}R) \operatorname{Re} A \exp(i\theta). \quad (4.5)$$

Здесь J – функция Бесселя, N – номер циклотронной гармоники, $k_{\perp} = \nu/R_c$ – поперечное волновое число, A – амплитуда волны, ν – корень уравнения $J'(\nu) = 0$, R_c – критический радиус резонатора,

$$\theta = \omega t - N\phi - m\varphi \quad (4.6)$$

– резонансная фаза электрона по отношению к волне. Важно, чтобы giroфаза ϕ была определена так, что $\phi = 0$ соответствует азимутальной координате электронов $\Psi = \varphi$ (рис. 4.13 а). Для случая приосевого электронного пучка $R = 0$ в уравнении (4.5) и $\varphi = 0$ в уравнении (4.6).

Итак, в трубчатом пучке частицы на входе в рабочее пространство электронно-волнового взаимодействия перемешаны по трем независимым фазам, ωt , ϕ и φ . Для возникновения межмодового взаимодействия на электронном пучке нужно, чтобы высокочастотные возмущения тока, вызванные модуляциями фаз электронов относительно одной из волн $\rho_1 \propto \langle \exp(-i\theta_1) \rangle$, не исчезали после усреднения по всем этим независимым фазам ωt , ϕ и φ в высокочастотном возмущении тока, соответствующим возбуждению второй волны, $\rho_2 \propto \langle \exp(-i\theta_2) \rangle$. Иначе говоря, для существования циклотронной связи между двумя волнами необходимо, чтобы фазы θ_1 и θ_2 были скоррелированы. В том случае, когда рассматривается взаимодействие двух волн на одной и той же частоте, это означает, что разностные фазы

$$\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1 = (N_1 - N_2)\phi - (m_1 - m_2)\varphi \quad (4.7)$$

не должны быть перемешаны. В этом случае изменение фазы θ_2 автоматически приводит к модуляции фазы θ_1 (и наоборот).

Для трубчатого электронного пучка частицы перемешаны по фазе φ , следовательно, азимутальные индексы $m_{1,2}$ мод должны быть равны, $m_1 = m_2$. Для приосевого электронного пучка $\varphi = 0$ для всех частиц, так что из уравнения (4.7) не следуют какие-либо условия для $m_{1,2}$. При этом, однако, в соответствии с уравнением (4.5) взаимодействие между приосевым электронным пучком ($R = 0$) и волной имеет место, если азимутальный индекс моды совпадает с номером циклотронной гармоники:

$$m_{1,2} = N_{1,2}.$$

Пусть подходящие азимутальные индексы $m_{1,2}$ выбраны. Однако, поскольку две волны возбуждаются на разных циклотронных гармониках, $N_1 \neq N_2$, следует избежать также перемешивания по гирофазе. Другими словами, необходимо обеспечить следующее условие:

$$\langle \exp i\Delta\theta \rangle = \langle \exp[-i(N_2 - N_1)\phi] \rangle \neq 0, \quad (4.8)$$

где $\langle \dots \rangle$ обозначает усреднение по всему ансамблю электронов. Следовательно, условие (4.8) выполняется для любой разницы между номерами циклотронных гармоник, $N_2 - N_1$, только для идеально фазово синхронизованного электронного пучка, когда в любом сечении электронного пучка все частицы имеют одинаковые гирофазы ϕ . Такая ситуация автоматически имеет место, если приосевой электронный пучок сформирован путем придания вращательной скорости частицам прямолинейного пучка электронов в кикере, представляющем собой относительно короткую область с поперечным магнитным полем (рис. 4.13 а). Этот тип электронно-оптической системы был использован при эксперименте с релятивистским

МЦАРом [175, 176], в которых был обнаружен режим МЦАР-гиротрона, а также при экспериментах с релятивистским МЦАР-гиротроном [71, 96].

Важным недостатком этой системы является расположение кикера в области рабочего (и, следовательно, достаточно сильного) магнитного поля. Таким образом, для передачи достаточно большой вращательной скорости электронам требуется сильное поле кикера. В то же время, чтобы обеспечить фазовую синхронизацию электронного пучка, необходимо расположить кикер очень близко к рабочему резонатору. В противном случае в предрезонаторном пространстве дрейфа электронный пучок быстро перемешивается по фазам в силу скоростного разброса и эффектов пространственного заряда [177-180].

Обычно высокочастотные гироприборы обладают электронно-оптическими системами с большой компрессией пучка магнитным полем, когда поле в прикатодной области значительно меньше поля в рабочем резонаторе. Это либо системы с расположенным вблизи катода (то есть в области относительно небольшого магнитного поля) каспом магнитного поля, используемые в гиротронах с большой орбитой (рис. 4.13 б), либо магнетронно-инжекторные пушки в традиционных гироприборах (рис. 4.13 с). В этих системах электроны получают вращательную скорость в прикатодной области. В рабочем резонаторе частицы такого пучка перемешаны по гирофазам, так что в данном случае режим циклотронной связи между двумя разными волнами невозможен.

Простейший путь решения этой проблемы заключается в использовании специальных экранов в области, близкой ко входу в рабочий резонатор (рис. 4.13 б и с). Эти экраны должны «вырезать» некоторые фракции электронного пучка, которые содержат частицы с одинаковыми фазами вращения. В этом случае значительная часть пучка теряется на экранах. Однако предполагается, что эта потеря должна компенсироваться увеличением КПД при работе в режиме связи двух мод на «гофрированном» электронном пучке.

Оптимизация формы экранов производится из тех соображений, чтобы интеграл в уравнении (4.8) не обращался бы в нуль; таким образом, эта величина определяется разницей между номерами циклотронных гармоник, $N_2 - N_1$. Эта разница равна оптимальному числу экранов на одной ларморовской орбите (на периоде $0 \leq \phi < 2\pi$). Другими словами, функция, описывающая распределение электронов по их гирофазам после экранов, $F(\phi)$, должна иметь период $\Delta\phi = 2\pi / (N_2 - N_1)$. Это утверждение проиллюстрировано на рисунке 4.13 б, описывающем приосевой электронный пучок. Если $N_2 - N_1 = 1$, лучшим решением будет использовать один экран, тогда как в случае $N_2 - N_1 = 2$ предпочтительнее два экрана. Этот подход может быть реализован в случае трубчатого электронного пучка. В случае $N_2 - N_1 = 1$

следует использовать экран в форме кольца, этот экран должен удалять внешние электроны (рис. 4.13 с). Если $N_2 - N_1 = 2$, тогда нужно добавить внутренний кольцевой экран, вырезающий «внутреннюю» часть электронного пучка (случай не показан на рисунке).

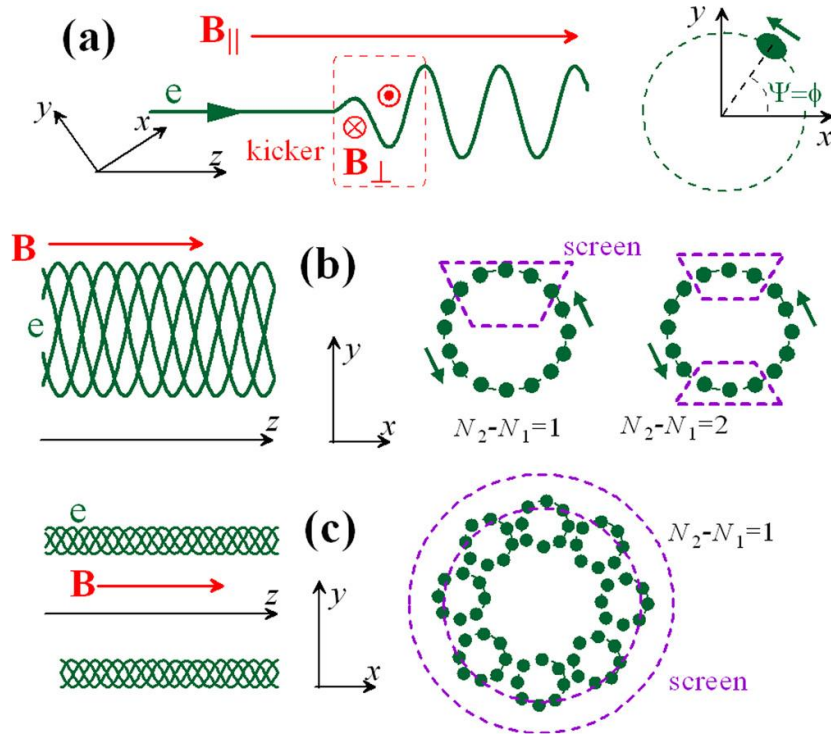


Рис. 4.13. Фазово синхронизованный приосевой электронный пучок в системе с кикером (а).

Перемешанный по фазам приосевой электронный пучок с экранами, устраняющими перемешанность по фазам при $N_2 - N_1 = 1$ и при $N_2 - N_1 = 2$ (b). Перемешанный по фазам трубчатый электронный пучок и экраны, устраняющие перемешанность по фазам при $N_2 - N_1 = 1$.

Условия обеспечения двухволнового электронно-волнового резонанса. Для

выполнения условия двухволнового резонанса электронный пучок должен обладать определенными параметрами (рис. 4.4 с). Условия (4.4) приводят к следующему выражению:

$$\beta_z \beta_{гф1} = 1 - N_1 / N_2,$$

где $\beta_z = V_z / c$ – нормированная продольная скорость электронов, $\beta_{гф1} = V_{z1} / c$ – групповая скорость волны «1», нормированная на скорость света. Учитывая, что $\beta_{гф1} = k_{z1} / k = \sqrt{1 - (k_{\perp 1} / k)^2}$ (здесь $k = \omega / c$), $k \approx k_{\perp 2}$, и $k_{\perp 1,2} = v_{1,2} / R_c$, можно получить следующее соотношение для продольной скорости электронов и групповой скорости волны «1»:

$$\beta_z = \frac{1 - N_1 / N_2}{\sqrt{1 - (v_1 / v_2)^2}}, \quad \beta_{гф1} = \sqrt{1 - (v_1 / v_2)^2}.$$

Существуют определенные ограничения на энергию электронов, необходимую для обеспечения связи между модами, возбуждаемыми на разных циклотронных гармониках. Продольная скорость электронов определяется следующим соотношением:

$$\beta_z^2 = \frac{1 - \gamma^{-2}}{\alpha^2 + 1},$$

где $\alpha = \beta_{\perp} / \beta_z$ – питч-фактор, $\gamma \approx 1 + (U / 511 \text{ кВ})$ – релятивистский масс-фактор, определяемый ускоряющим напряжением. В слаборелятивистском случае, $\gamma - 1 \ll 1$, можно получить

$$U \approx 511 \text{ кВ} \times \frac{(\alpha^2 + 1) (1 - N_1 / N_2)^2}{2 (1 - (v_1 / v_2)^2)}. \quad (4.9)$$

Следовательно, чтобы минимизировать требуемый уровень энергии электронов, нужно использовать далекую от отсечки волну «1», так что $v_1 \ll v_2$ и $\beta_{\text{gr}} \approx 1$. Кроме того, номера рабочих циклотронных гармоник двух волн должны отличаться на единицу, $N_2 - N_1 = 1$. Предполагая также, что $\alpha \sim 1$, можно получить следующее простое требование:

$$U_{\text{min}} \approx \frac{511 \text{ кВ}}{N_2^2}.$$

Таким образом, для обеспечения связи между двумя низшими ($N_1 = 1$ и $N_2 = 2$) циклотронными гармониками нужно достаточно высокое ($U > 100$ кВ) ускоряющее напряжение пучка. Увеличение номера циклотронной гармоники близкой к отсечке волны «2» приводит к переходу к слаборелятивистским энергиям электронов ($U \approx 60$ кВ при $N_2 = 3$ и $U \approx 30$ кВ при $N_2 = 4$).

4.2.2. Уравнения двухволнового циклотронного лазера

Уравнения движения электронов и распределение по начальным фазам. Подобно работе [71], получим уравнения, описывающие ситуацию, когда приосевой электронный пучок взаимодействует одновременно с двумя волнами на одной частоте и на разных гармониках (рис. 4.11 с). Далекая от отсечки волна 1 обладает поперечной структурой, соответствующей ТЕ-моду с азимутальным индексом m_1 . В терминах цилиндрических координат (r, ψ, z) комплексное поперечное электрическое поле волны, $E_+ = E_x + iE_y = e^{i\psi} (E_r + iE_{\psi})$, описывается следующей формулой:

$$E_+ = ik e^{i\psi} \left[\frac{\partial J_{m_1}(rk_{\perp 1})}{\partial(rk_{\perp 1})} \text{Im}(A_1(z)e^{i\theta_1}) + \frac{im_1 J_{m_1}(rk_{\perp 1})}{rk_{\perp 1}} \text{Re}(A_1(z)e^{i\theta_1}) \right]. \quad (4.10)$$

Здесь A_1 – комплексная амплитуда волны, $\theta_1 = m_1\Psi + k_{z_1}z - \omega t$ – фаза волны. Для магнитного поля этой волны выражение для его поперечной и продольной компоненты имеют следующий вид:

$$B_+ = i \frac{k_{z_1}}{k} E_+, \quad B_z = k_{\perp 1} J_{m_1}(rk_{\perp 1}) \text{Re}(A_1 e^{i\theta_1}). \quad (4.11)$$

Предполагается, что мода 1 возбуждается в режиме «усилителя», так что ее продольная структура $A_1(z)$ не фиксирована и определяется процессом электронно-волнового взаимодействия. Мода «2» близка к отсечке ($k_{z_2} \ll k, k_{\perp 2} \approx k$) и имеет поперечную структуру, соответствующую поперечной ТЕ-моды с азимутальным индексом m_2 . Ее поперечное магнитное поле пренебрежимо мало, тогда как комплексное поперечное электрическое поле и продольное магнитное поле описываются следующими формулами:

$$E_+ = ikf(z)e^{i\psi} \left[\frac{\partial J_{m_2}(kr)}{\partial(kr)} \text{Im}(A_2 e^{i\theta_2}) + \frac{im_2 J_{m_2}(kr)}{kr} \text{Re}(A_2 e^{i\theta_2}) \right], \quad (4.12)$$

$$B_z = kf(z) J_{m_2}(kr) \text{Re}(A_2 e^{i\theta_2}). \quad (4.13)$$

Для гиротронной моды использовалось приближение высокочастотного резонатора, когда продольная структура поля, описываемая функцией $f(z)$, фиксированная, $f(z) = \sin \pi z / L$, где L – длина рабочего волновода (рис. 4.11 б).

Стоит снова отметить, что в том случае, когда электронный пучок приосевой, азимутальный индекс моды совпадает с номером рабочей циклотронной гармоники, $m_{1,2} = N_{1,2}$.

Как в работе [71], изменение энергии электронов, $\gamma - \gamma_0 = w_1 + w_2$, представляется как сумма двух слагаемых, которые описывают обмен энергией между электроном и двумя модами,

$$\frac{dw_1}{d\zeta} = -\chi_1 \frac{p_{\perp 1}}{p_z} \text{Im}(a_1 e^{i\theta_1}), \quad \frac{dw_2}{d\zeta} = -\chi_2 \frac{p_{\perp 2}}{p_z} f(\zeta) \text{Im}(a_2 e^{i\theta_2}). \quad (4.14)$$

Здесь $\zeta = kz$ – нормированная продольная координата, $p_{\perp z} = \gamma \beta_{\perp z} = \mathcal{W}_{\perp z}$ – нормированные компоненты импульсов, $a_{1,2} = eA_{1,2} / mc^2$ – нормированные амплитуды волны. В этих уравнениях факторы связи $\chi_{1,2}$ представляют собой производные соответствующей функции Бесселя:

$$\chi_{1,2} = J'_s(X) \approx X^{s-1} / 2^s (s-1)!,$$

где $s = N_{1,2}$ обозначает номер циклотронной гармоники соответствующей волны, аргумент функции определяется как $X = N_1 \beta_{\perp} / (1 - \beta_{z0} \beta_{gr})$ для бегущей волны «1» и как $X = N_2 \beta_{\perp}$ для близкой к отсечке волны «2».

Изменение продольного импульса частицы вызвано взаимодействием с далекой от отсечки модой и приблизительно описывается известным [44] выражением:

$$p_{\perp,z} = p_{z0} + \beta_{gr} w_1.$$

Это позволяет представить уравнения для фазы электронов по отношению к модам в следующем виде:

$$\frac{d\theta_1}{d\zeta} = \frac{-\delta_1 - (1 - \beta_{gr}^2)w_1 - w_2}{p_z} - N_1 F, \quad \frac{d\theta_2}{d\zeta} = \frac{-\delta_2 - w_1 - w_2}{p_z} - N_2 F. \quad (4.15)$$

Здесь $\delta_1 = 1 - \beta_{z0} \beta_{gr} - N_1 \Omega / \omega$ и $\delta_2 = 1 - N_2 \Omega / \omega$ – расстройки синхронизма для обеих волн, F описывает «силовую» группировку электронов:

$$F = \frac{\chi_1 (1 - \beta_z \beta_{gr})}{\beta_z p_{\perp}} \operatorname{Re}(a_1 e^{i\theta_1}) + \frac{\chi_2}{\beta_z p_{\perp}} f(\zeta) \operatorname{Re}(a_2 e^{i\theta_2}) + \frac{eB_z}{mc\omega p_z}, \quad (4.16)$$

B_z – сумма продольных компонент магнитных полей мод.

Фазы частиц в уравнении (4.13) имеют вид

$$\theta_i(0) = N_i \Psi_0 - T_0, \quad (4.17)$$

где $T_0 = \omega t_0$ – начальная фаза, определяемая временем влета электрона в рабочий резонатор, t_0 , и Ψ_0 – начальная азимутальная фаза частицы. Следовательно, начальные фазы T_0 разных электронов распределены равномерно по интервалу $[0, 2\pi]$. Для начальных азимутальных фаз их распределение определяется поперечной геометрией рабочего электронного пучка (рис. 4.13). В моделировании предполагалось, что они распределены по интервалу

$$0 \leq \Psi_0 \leq \bar{\Psi}. \quad (4.18)$$

Здесь $\bar{\Psi}$ определяется поперечными размерами пучка, причем $\bar{\Psi} = 0$ в случае идеально фазово синхронизованного пучка и $\bar{\Psi} = 2\pi$ для случая, когда электроны полностью перемешаны по их фазам вращения.

Уравнения возбуждения квазикритической и бегущей волн. Для продольной структуры «гиротронной» моды 2, $f(z)$, использовалось фиксированное приближение, тогда как медленное изменение амплитуды этой моды описывается следующим уравнением:

$$\frac{da_2}{d\tau} + \frac{a_2}{2Q} = \frac{iG_2}{Z} \int_0^Z \left\langle \chi_2 \frac{p_{\perp}}{p_z} e^{-i\theta_2} \right\rangle f(\zeta) d\zeta. \quad (4.19)$$

Здесь $\tau = \omega t$ – нормированное время, Q – омическая добротность моды, $Z = \omega L / c$ – нормированная длина резонатора, $\langle \dots \rangle$ обозначает усреднение по всему ансамблю электронов. Для далекой от отсечки волны 1 предполагалось отсутствие обратной связи, так что эта волна возбуждалась в режиме усилителя, что описывается следующим «волноводным» уравнением:

$$\frac{da_1}{d\zeta} = iG_1 \left\langle \chi_1 \frac{p_{\perp}}{p_z} e^{-i\theta_1} \right\rangle \quad (4.20)$$

с нулевой амплитудой на входе в резонатор, $a_1(\zeta = 0) = 0$. В уравнениях (4.19) и (4.20) факторы возбуждения определяются выражениями

$$G_1 = \frac{2I(1 - \beta_{\text{gr}}^2)}{I_A \beta_{\text{gr}} N_1}, \quad G_2 = \frac{4I}{I_A N_2}, \quad (4.21)$$

где I – ток пучка, $I_A = mc^3/e$, и $N_{1,2}$ – нормы волны. КПД электронно волнового взаимодействия с волнами 1 и 2 (доли мощности электронного пучка, излучаемой каждой волной, отнесенные к начальной мощности пучка) описывается следующей формулой:

$$\eta_{1,2} = \frac{-\langle w_{1,2}(\zeta = L) \rangle}{\gamma_0 - 1}. \quad (4.22)$$

4.2.3. Моделирование двухволнового режима работы терагерцового гиротрона на высоких гармониках

Описанный выше режим работы исследовался на примере реализованного в эксперименте [62] слаборелятивистского гиротрона терагерцового частотного диапазона. Этот гиротрон с приосевым электронным пучком (80 кВ, 0.7 А, питч-фактор 1.4) работал на поперечной моде $TE_{3,7}$ регулярного резонатора, возбуждаемой на третьей гармонике на частоте 1 ТГц, причем омическая добротность этой моды составляет приблизительно 7000. Дифракционная добротность определяется формулой

$$Q_d = qQ_d^{\min}, \quad (4.23)$$

где $Q_d^{\min} = 4\pi(L/\lambda)^2$ – минимальная дифракционная добротность, коэффициент q описывает отражение волны от выходного конца резонатора, детальное моделирование работы гиротрона на основе более точной модели нефиксированной структуры поля рабочей волны показало, что $q \approx 4$ является подходящим приближением в исследуемом диапазоне параметров.

Одномодовый гиротронный режим. Моделирование двухволнового МЦР проводилось на основе уравнений (4.14)-(4.20). Сначала исследовался простейший случай: одномодовый

гиротрон с регулярным резонатором, работающий на третьей циклотронной гармонике (рис. 4.14 а). В таком одномодовом режиме предполагалось, что бегущая волна 1 отсутствует, $a_1(\zeta) \equiv 0$. В этом случае нет необходимости указывать распределение электронов по начальной азимутальной фазе Ψ_0 , поскольку электроны перемешаны по начальной фазе θ_2 в уравнении (4.17) из-за их перемешивания по T_0 . Предполагалось также, что в самом начале нет разброса по питч-факторам электронов. В случае оптимальной длины резонатора ($L/\lambda \sim 20$) дифракционная добротность, определяемая формулой (4.23) составляет около 20000, что ведет к тому, что доля омических потерь составляет $\sim 75\%$. Подсчитанный электронный КПД составляет 10-11%, тогда как выходной КПД составляет 2-3% (рис. 4.14 а, питч-фактор $\alpha = 1.4$). Уменьшение питч-фактора с $\alpha = 1.4$ до $\alpha = 1.0$ приводит к уменьшению выходного КПД до 1%.

Переход к работе на четвертой циклотронной гармонике и, соответственно, на поперечной моде $TE_{4,7}$, возбуждаемой на частоте 1.3 ТГц, значительно затруднен (рис. 4.14 б). При переходе к работе на более высокой циклотронной гармонике значительно ослабляется электронно-волновое взаимодействие. В силу этого в случае работы на четвертой гармонике оптимальная длина резонатора больше, $L/\lambda \sim 27$ (рис. 4.14 а, питч-фактор $\alpha = 1.4$), так что дифракционная добротность становится равной 37000. В этом случае омическая добротность рабочей поперечной моды также слегка выше (10000). Таким образом, доля омических потерь (80%) сравнима с долей потерь в случае третьей гармоники. Однако в силу ослабления электронно-волнового взаимодействия выходной КПД гиротрона на четвертой гармонике менее 1% даже при питч-факторе $\alpha = 1.4$. Невозможно компенсировать ослабление электронно-волнового взаимодействия посредством увеличения длины резонатора из-за увеличения доли омических потерь. Также важно, что выходной КПД вдвое падает даже при небольшом уменьшении питч-фактора (с $\alpha = 1.4$ до $\alpha = 1.2$).

Двухволновой режим с возбуждением гиротронной моды на третьей циклотронной гармонике. В соответствии с уравнением (4.9), чтобы обеспечить двухволновой синхронизм на одной частоте (рис. 4.13 с) без увеличения ускоряющего напряжения, нужно использовать далекую от отсечки волну 1 ($\beta_{gq} \approx 1$) и близкие циклотронные гармоники ($N_2 - N_1 = 1$). Таким образом, при фиксированной ($TE_{3,7}$) поперечной структуре гиротронной (близкой к отсечке) волны 2 в качестве бегущей (далекой от отсечки) волны 1 выбирается какая-либо из мод с поперечной структурой $TE_{2,p}$, возбуждаемая на второй циклотронной гармонике.

Рисунок 4.15 иллюстрирует двухволновой гиротрон с рабочей модой $TE_{3,7}$, возбуждаемой на третьей циклотронной гармонике (волна 1) и с далекими от отсечки волнами ($TE_{2,p}$, $p = 2 - 4$), возбуждаемыми на второй гармонике (волны 2). Показаны зависимости КПД для волны 1 и волны 2 (определяемые формулой 4.22) от рабочей длины резонатора, L . В моделировании полагалось, что в уравнениях (4.17) и (4.18) $\bar{\Psi} = \pi$, что соответствует случаю, показанному на рисунке 4.13 б, когда экран «вырезает» половину пучка.

При относительно небольших длинах резонатора частицы отдают энергию в основном близкой к отсечке волне 2. Однако общая добротность волны 2 значительно возрастает с увеличением L . Это приводит к уменьшению доли мощности пучка, излучаемой в эту волну, до $\eta_2 < 0.1\%$ (практически вся мощность теряется вследствие омического нагрева стенок резонатора). В этом случае частицы отдают кинетическую энергию преимущественно в далекую от отсечки волну 1. Электронный КПД возбуждения этой волны, η_1 , достигает нескольких процентов, и эта мощность выводится практически без омических потерь.

На рисунке 4.15 показано, что изменение радиального индекса далекой от отсечки волны 1, p , приводит к конкуренции двух факторов. Во-первых, в соответствии с уравнением 4.9, низший радиальный индекс подразумевает меньшую продольную скорость электронов, необходимую для выполнения условия двухволнового резонанса (4.4). При фиксированной энергии электронов это приводит к большему питч-фактору и, следовательно, к более сильному взаимодействию электронов с обеими волнами. Во-вторых, увеличение p уменьшает групповую скорость волны 1, β_{gr1} . В соответствии с уравнением (4.21) это должно улучшать возбуждение волны, поскольку $G_1 \rightarrow 0$ при $\beta_{gr1} \rightarrow 1$. Как результат этой конкуренции, наиболее оптимальными являются поперечные моды $TE_{2,3}$ или $TE_{2,4}$. Групповые скорости для волны 1 и питч-факторы для разных поперечных структур волны 1 также показаны на рисунке 4.15. В оптимальных двухмодовых режимах выходной КПД достигает $\eta_1 = 2.5\%$, что близко по значению к выходному КПД гиротрона на третьей гармонике в одномодовом режиме (рис. 4.14 а). Однако в двухмодовом режиме относительная мощность омических потерь $\eta_2 \approx 0.05\%$ на два порядка меньше, чем в одномодовом режиме (8%). Кроме того, двухволновой режим реализуется при значительно меньшем питч-факторе ($\alpha = 0.8 - 1.0$ вместо $\alpha = 1.4$ в одномодовом режиме). Следовательно, для реализации режима требуются меньшие факторы компрессии магнитного поля. Это упрощает электронно-оптическую систему, а также смягчает проблемы, связанные с качеством электронного пучка (скоростной разброс) и отражение электронов от магнитного зеркала.

На рисунке 4.16 показана динамика возбуждения гиротрона на третьей гармонике, работающего в оптимальном режиме на моде $TE_{2,4}$ далекой от отсечки волны при разных начальных разбросах по гиروفазам, $\bar{\Psi}$. Фактически, этот рисунок иллюстрирует эффект связи двух волн на фазово синхронизованном пучке. Увеличение разброса по фазам вращения ослабляет эту связь, она почти отсутствует в случае $\bar{\Psi} = 0.9 \times (2\pi)$. Отсутствие связывания двух волн приводит к исчезновению возбуждения далекой от отсечки волны 1, поскольку для нее нет обратной связи.

Изменение «продольной структуры» КПД $\eta_{1,2}(\zeta)$, описывающего энергетический обмен между электронами и двумя волнами в процессе возбуждения гиротрона, показано на рисунке 4.17. В стартовом режиме (кривые 1 на рис. 4.17) КПД возбуждения квазикритической волны, $\eta_2(\zeta)$, достигает стационарного значения на выходе из рабочего резонатора. Однако увеличение во времени амплитуды близкой к отсечке волны приводит к переизлучению мощности из волны 2 в волну 1. Максимальное значение КПД $\eta_2(\zeta)$ сдвигается к середине резонатора, так что на выходной половине резонатора наблюдается уменьшение мощности волны 2 вместе с увеличением мощности, излучаемой в волну 1.

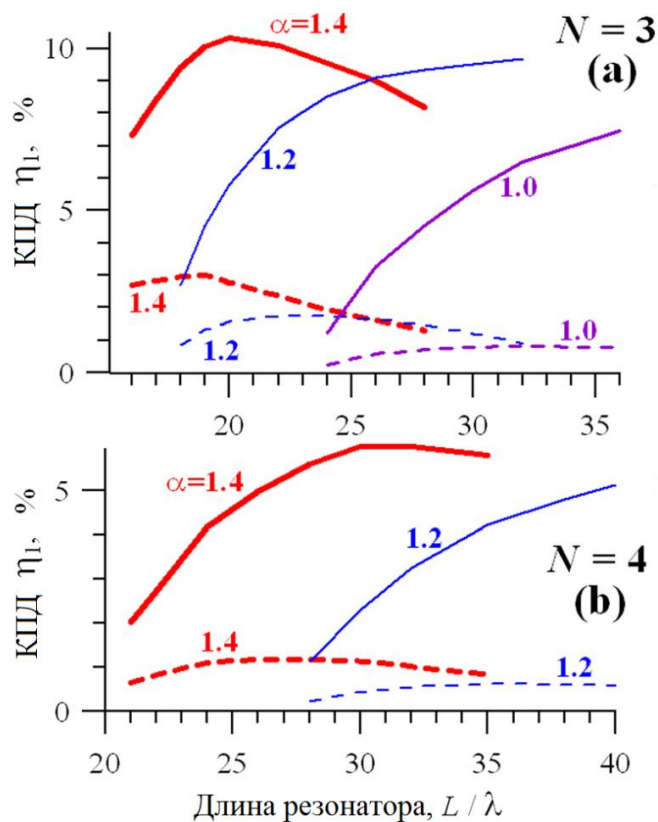


Рис. 4.14. Одномодовый режим работы гиротрона на третьей (а) и четвертой (б) циклотронных гармониках. Показаны электронный (сплошные кривые) и выходной (пунктирные кривые) КПД в зависимости от длины резонатора при разных питч-факторах, α .

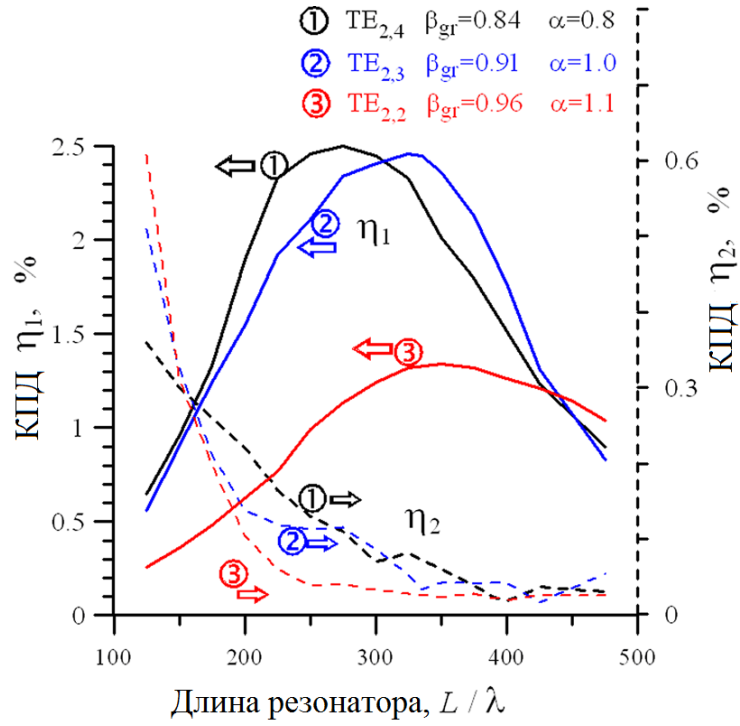


Рис. 4.15. Двухволновой режим работы гиротрона на близкой к отсечке моде $TE_{3,7}$ (третья гармоника) при разных модах далеких от отсечки волн 1 (вторая гармоника). Показана зависимость электронного КПД для обеих волн от длины резонатора.

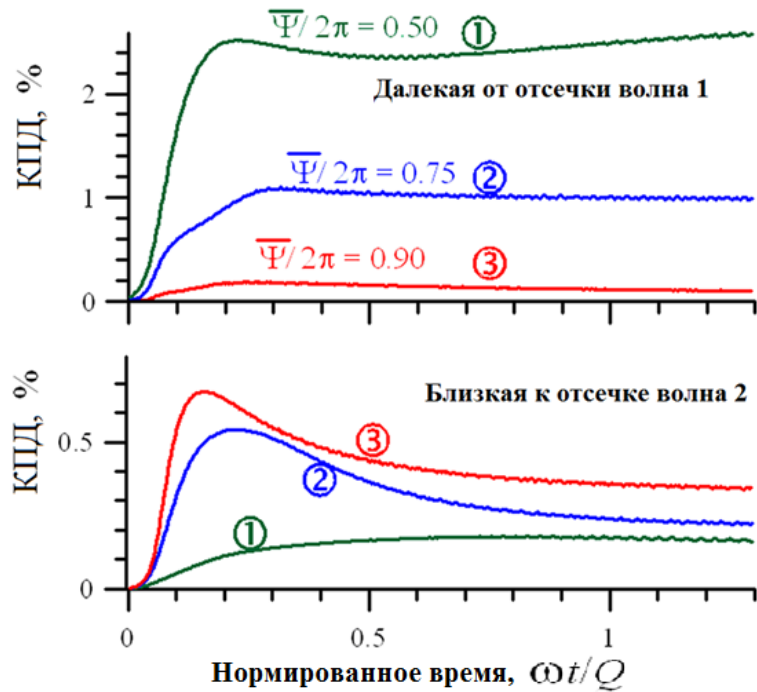


Рис. 4.16. Двухволновой режим работы гиротрона на третьей гармонике на далекой от отсечки моде $TE_{2,4}$. Показана динамика возбуждения бегущей и квазикритической волн при разных разбросах по giroфазам, $\bar{\Psi}$.

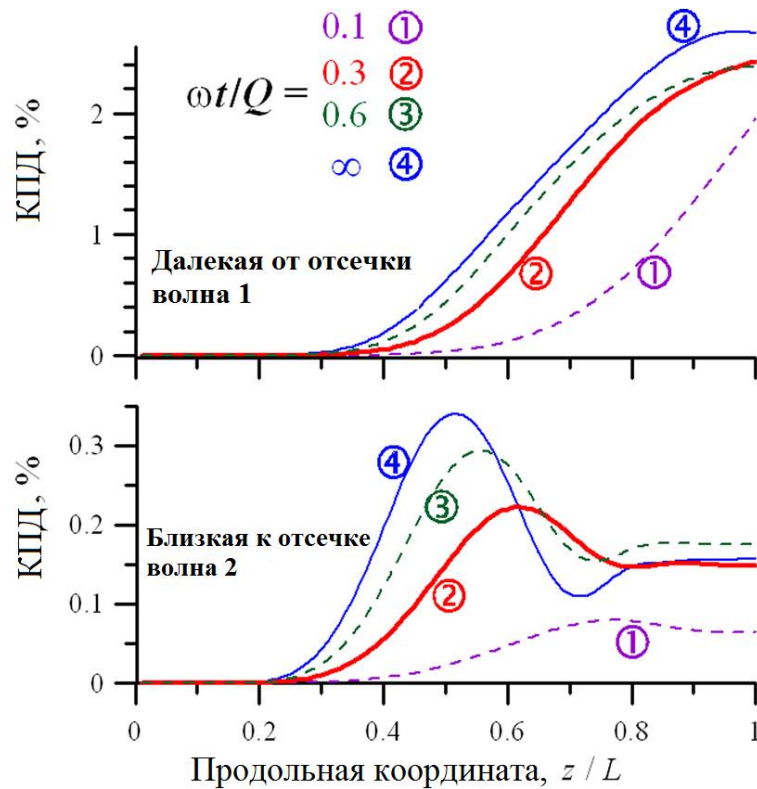


Рис. 4.17. Двухволновой режим работы гиротрона на третьей гармонике на моде $TE_{2,4}$ далекой от отсечки волны в оптимальном режиме. Показана зависимость КПД генерации бегущей и квазикритической волн в зависимости от продольной координаты в разные моменты времени.

Двухволновой режим с возбуждением гиротронной моды на четвертой циклотронной гармонике. При исследовании двухволнового МЦР с возбуждением гиротронной волны 2 на четвертой гармонике была выбрана поперечная мода $TE_{4,7}$. Исходя из соотношения $N_2 - N_1 = 1$, для далекой от отсечки волны 1 исследовались моды $TE_{3,p}$, возбуждаемые на третьей циклотронной гармонике. На рисунке 4.18 показаны выходной и электронный КПД гиротрона на квазикритической моде $TE_{4,7}$ на четвертой гармонике при разных далеких от отсечки волнах ($TE_{3,p}$, $p = 4 - 6$). Для гирофаз снова предполагалось $\bar{\Psi} = \pi$.

Зависимости КПД возбуждения двух мод, $\eta_{1,2}$, от длины резонатора, очень близки к предыдущему случаю для третьей гармонике (рис. 4.15). Основные различия в чуть большей оптимальной длине резонатора и меньшем выходном КПД для далекой от отсечки волны в оптимальном режиме. Однако следует отметить, что эта величина ($\eta \approx 2\%$) в два раза больше, чем выходной КПД в одноволновом режиме (рис. 4.14 b), тогда как эта величина достигается при значительно меньшем питч-факторе ($\alpha = 1.05$ вместо $\alpha = 1.4$). Кроме того, подобно

двухволновому гиротрону на третьей гармонике, омические потери низки: доля мощности электронного пучка, теряемая на возбуждение близкой к отсечке волны, мала: $\eta_2 < 0.1$.

Итак, существует возможность значительного уменьшения дифракционной добротности рабочей квазикритической волны в гиротроне за счет связи этой волны с далекой от отсечки на «гофрированном» рабочем электронном пучке. В таком режиме «горячая» рабочая волна гиротрона сформирована из двух «холодных» компонент. Близкая к отсечке компонента обеспечивает обратную связь для «горячей» моды, так что на входе в область взаимодействия частицы отдают энергию преимущественно этой волне. Однако, если добротность квазикритической моды достаточно высока, излучаемая мощность возвращается на электронный пучок и переизлучается в далекую от отсечки компоненту, что обеспечивает вывод мощности с относительно низкими омическими потерями. В отличие от работ [71, 96], где этот двухволновой режим рассматривался как метод селективного возбуждения далекой от отсечки волны в мазере на циклотронном авторезонансе, в слаборелятивистских гиротронах этот режим может рассматриваться как способ решения важной проблемы – снижения доли омических потерь. В соответствии с моделированием, в двухволновом режиме доля омических потерь составляет для гиротрона на третьей гармонике (рис. 4.15) и для гиротрона на четвертой (рис. 4.18), тогда как в одноволновом режиме эта доля достигает 80%. Следует упомянуть, что существует также еще одно возможное преимущество двухволнового режима работы – возможность уменьшения рабочего тока. Для простейшей схемы гиротрона рабочий ток определяется стартовыми условиями для рабочей волны. Старт возбуждения гиротрона на высоких гармониках затруднен из-за ослабления связи электронов с волной, тогда как компенсация этого подразумевает увеличение длины рабочего резонатора с неизбежным ростом омических потерь. В двухволновом режиме конкуренция между этими двумя проблемами может быть устранена, так как эти проблемы разделены благодаря двум «холодным» компонентам.

Стоит отметить две особенности использования двухволнового режима. Во-первых, увеличения выходного КПД не очень значительное, тогда как использование «вырезающих» экранов для изначально размещанного по фазам электронного пучка (рис. 4.13 b и c) должно приводить к понижению тока и, следовательно, выходной мощности. Во-вторых, подход требует одновременного возбуждения двух волн с разными групповыми скоростями в одном резонаторе. В приведенных выше примерах длина резонатора составляла несколько десятков длин волн. В этом случае стоит проблема обеспечения селективности возбуждения гиротронной моды. В данном случае этот вопрос не исследовался, использовалась простейшая модель электронно-волнового взаимодействия (одночастотная модель с фиксированной

поперечной структурой для рабочих волн и фиксированная продольная структура поля квазикритической волны).

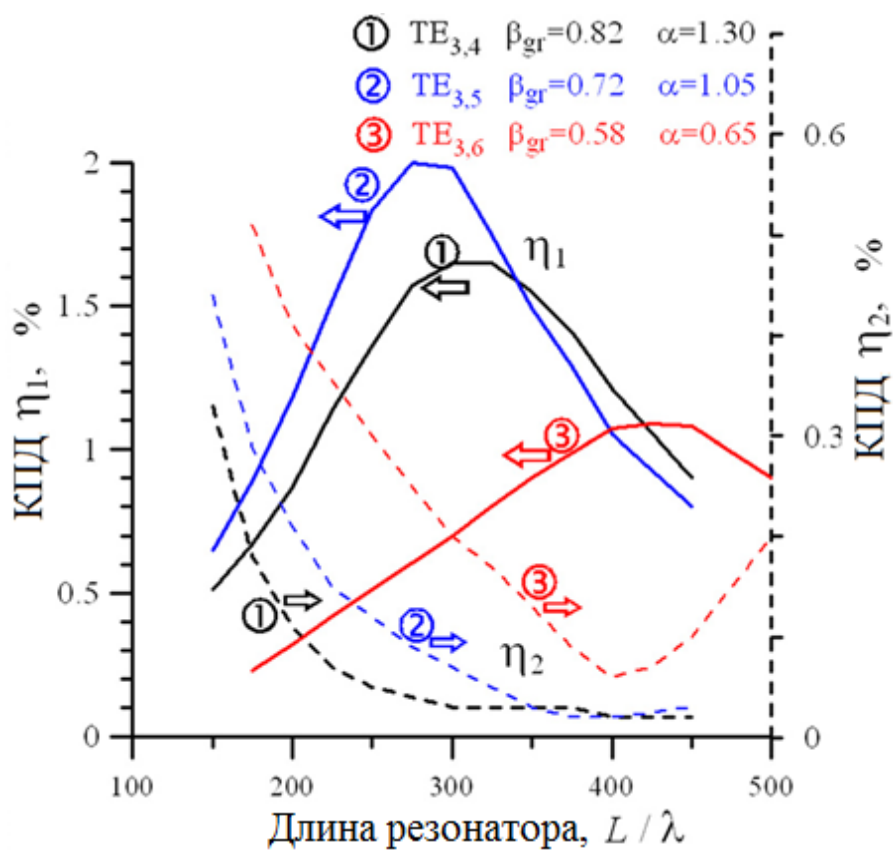


Рис. 4.18. Двухволновой режим работы гиротрона на близкой к отсечке моде TE_{4,7} (четвертая гармоника) при разных модах далекой от отсечки волны 1 (третья гармоника). Показана зависимость электронного КПД для обеих волн от длины резонатора.

5. Заключение

В заключении сформулируем основные результаты работы и положения, выносимые на защиту.

Основные результаты

1. Предложен механизм возбуждения относительно высоких продольных мод в гиротронном режиме, основанный на использовании резонаторов с периодическими фазовыми корректорами. Такой подход перспективен для использования в гиротронах со слабым электронно-волновым взаимодействием, обусловленным низкими рабочими токами и/или работой на высоких циклотронных гармониках, как метод повышения мощности генератора за счет существенного снижения омических потерь.

2. Предложены новые схемы гиротронных резонаторов с короткими селектирующими элементами, использование которых позволяет существенно улучшить селективность возбуждения пространственно развитых поперечных мод на высоких циклотронных гармониках.

3. Теоретически продемонстрирована возможность работы гиротрона при экстремально низких напряжениях 1,5-2 кВ с относительно высокими уровнями КПД и выходной мощности. Результаты численных расчетов подтверждены в эксперименте.

4. Для гиротронов с относительно низкими ускоряющими напряжениями рабочих электронных пучков продемонстрирована возможность достижения устойчивой и высокоэффективной генерации при возбуждении высоких продольных мод в режиме взаимодействия электронов с попутной бегущей компонентой стоячей резонаторной волны. Такие режимы могут использоваться в качестве пути повышения мощности генерации в гиротронах с протяженными резонаторами за счет существенного снижения доли омических потерь при относительно высоких уровнях электронного КПД.

5. Показано, что в низковольтных гиротронах с выводом излучения в сторону катодного конца возможна эффективная и плавная перестройка частоты генерации за счет перехода к работе на высоких продольных модах в режиме лампы обратной волны.

6. Предложено использование сложных режимов возбуждения гиротронов, характеризующихся сменой генерируемой моды в течение переходного процесса, для обеспечения компрессии двухчастотного выходного сигнала. Показано, что пиковая мощность СВЧ импульсов, формирующихся в результате такой компрессии, может превышать мощность рабочего электронного пучка гиротрона.

7. Предложен и исследован режим работы гиротрона на высокой циклотронной гармонике, в котором эффективный вывод излучения осуществляется далекой от отсечки бегущей волной за счет связи этой волны на электронном пучке с рабочей квазикритической волной гиротрона.

Положения, выносимые на защиту

1. В резонаторе с периодическими фазовыми корректорами электронно-волновое взаимодействие на резонансе гиротронного типа (т.е. на циклотронном резонансе без доплеровского преобразования частоты) осуществляется не с низшей продольной модой резонатора, а с модой, число аксиальных вариаций которой совпадает с числом резонаторных секций.

2. В гиротроне, работающем на высокой циклотронной гармонике, короткое расширение стенки резонатора (фазовый корректор), обеспечивающее для рабочей квазикритической волны гиротрона набег фазы, равный 2π , может использоваться в качестве селектирующего элемента, обеспечивающего существенное увеличение стартового тока паразитной волны, возбуждающейся на основном циклотронном резонансе, без заметного влияния на взаимодействие электронного пучка с рабочей волной.

3. Особенностью гиротронов с низкими ускоряющими напряжениями рабочих электронных пучков является широкая область параметров, в которой возможна устойчивая генерация высоких продольных мод в режиме «лампа бегущей волны» (т.е. когда электроны взаимодействуют с попутной бегущей компонентой стоячей резонаторной волны).

4. При относительно большой отстройке рабочего магнитного поля от резонансного значения в гиротроне может реализовываться сложный режим возбуждения, характеризующийся тем, что в течение переходного процесса происходит смена генерируемой моды и, следовательно, частоты выходного СВЧ сигнала. Такие режимы могут быть использованы для формирования мощного короткого СВЧ импульса в результате компрессии двухчастотного выходного сигнала. Еще одним следствием существования такого типа режимов возбуждения может быть существенное отличие переходных процессов в гиротронах с попутным и встречным выводами СВЧ сигнала из резонатора.

Список трудов автора по теме диссертации

- A1. Bandurkin I.V., Kalynov Yu.K., Osharin I.V., Savilov A.V. Gyrotron with a sectioned cavity based on excitation of a far-from-cutoff operating mode // *Physics of Plasmas*, 23, 013113 (2016).
- A2. Kalynov Yu. K., Osharin I.V., Savilov A.V. A method for suppression of spurious fundamental-harmonic waves in gyrotrons operating at the second cyclotron harmonic // *Physics of Plasmas* 23, 053116 (2016).
- A3. Kalynov Yu.K., Osharin I.V., Savilov A.V., Zavolsky N.A. Relativistic second-harmonic gyrotron with a selective quasi-regular cavity // *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 63, no. 12 (2016).
- A4. Бандуркин И.В., Глявин М.Ю., Завольский Н.А., Калынов Ю.К., Ошарин И.В., Савилов А.В. Использование квазирегулярных резонаторов с короткими фазовыми корректорами в гиротронах, работающих на высоких циклотронных гармониках // *Известия высших учебных заведений. Радиофизика*, 2016, т. 54, № 8–9, с. 729-742.
- A5. Bandurkin I.V., Kalynov Yu.K., Makhalov P.B., Osharin I.V., Savilov A.V., Zheleznov I.V. Simulations of Sectioned Cavity for High-Harmonic Gyrotron // *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 64, no. 1 (2017).
- A6. Bratman V.L., Fedotov A.E., Kalynov Yu.K., Makhalov P.B., Osharin I.V. Numerical Study of a Low-Voltage Gyrotron (“Gyrotrino”) for DNP/NMR Spectroscopy // *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 45, no. 4 (2017).
- A7. Bandurkin I.V., Glyavin M.Yu., Kuzikov S.V., Makhalov P.B., Osharin I.V., Savilov A.V. Method of Providing the High Cyclotron Harmonic Operation Selectivity in a Gyrotron With a Spatially Developed Operating Mode // *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 64, no. 9 (2017).
- A8. Kalynov Yu.K., Osharin I.V., Savilov A.V. Stability of excitation of travelling waves in gyrotrons with low-relativistic electron beams // *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 64, no. 11 (2017).
- A9. Bratman V.L., Fedotov A.E., Kalynov Yu.K., Osharin I.V., Zavolsky N.A. Smooth Wideband Frequency Tuning in Low-Voltage Gyrotron With Cathode-End Power Output // *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 64, no. 12 (2017).
- A10. Bratman V.L., Fedotov A.E., Fokin A.P., Glyavin M. Yu., Manuilov V.N., Osharin I.V. Operation of a sub-terahertz CW gyrotron with an extremely low voltage // *Physics of Plasmas*, 24, 113105 (2017).

A11. Bandurkin I.V., Bratman V.L., Kalynov Yu.K., Osharin I.V., Savilov A.V. Terahertz Large-Orbit High-Harmonic Gyrotrons at IAP RAS: Recent Experiments and New Designs // IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 65, no. 6 (2018).

A12. Savilov A.V., Denisov G.G., Kalynov Yu.K., Osharin I.V. Two-wave regime of operation of the high-harmonic gyrotron // Physics of Plasmas, vol. 22, 043104 (2015).

A13. Glyavin M.Yu., Osharin I.V., Savilov A.V. To the feasibility of a pulsed gyrotron with a peak rf power exceeding the power of the operating electron beam // Applied Physics Letters, 111, 073504 (2017).

A14. Бандуркин И.В., Братман В.Л., Калынов Ю.К., Опарина Ю.С., Ошарин И.В., Завольский Н.А., Савилов А.В. Терагерцевые гиротроны на высоких циклотронных гармониках с нерегулярными электродинамическими системами // Известия РАН. Серия физическая, 2018, т. 82, № 12, с. 1748–1753.

A15. Братман В.Л., Калынов Ю.К., Кулагин О.П., Леонтьев А.Н., Махалов П.Б., Мануилов В.Н., Ошарин И.В., Савилов А.В., Федотов А.Э., Фокин А.П., Чирков А.В. Компактный источник ТГц-излучения для повышения чувствительности ядерного магнитного резонанса путем динамической поляризации ядер // Известия РАН. Серия физическая, 2018, т. 82, № 12, с. 1760–1765.

A16. Bandurkin I.V., Bratman V.L., Kalynov Yu.L., Osharin I.V., Savilov A.V. High-Harmonic Large Orbit Gyrotrons in IAP RAS // Proceedings of 40th International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, Hong Kong, China, 23-28 August, 2015, 7327466.

A17. Savilov A.V., Bandurkin I.V., Kalynov Yu.K., Osharin I.V. High-Harmonic Terahertz Gyrotrons Based On The Use Of Quasi-Regular Cavities With Short Wave Phase Correctors // Proceedings of 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves, Copenhagen, Denmark, 25-30 September, 2016, 7758506.

A18. Ошарин И.В., Бандуркин И.В., Калынов Ю.К., Савилов А.В. Гиротроны на высоких гармониках с квазирегулярными резонаторами // труды 26-й Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», Севастополь, 2016, с. 1695-1701.

A19. Бандуркин И.В., Калынов Ю.К., Ошарин И.В., Савилов А.В. Гиротрон, основанный на возбуждении бегущей волны в резонаторе с фазовыми корректорами // труды всероссийской конференции «X Всероссийский семинар по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн», Н. Новгород, 26 февраля - 3 марта, 2016, с. 55.

A20. Ошарин И.В., Завольский Н.А., Калынов Ю.К., Савилов А.В. Использование квазирегулярных резонаторов с короткими неоднородностями для повышения селективности гиротронов, работающих на второй циклотронной гармонике // труды всероссийской

конференции «X Всероссийский семинар по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн», Н. Новгород, 26 февраля - 3 марта, 2016, с. 76-77.

A21. Завольский Н.А., Иляков Е.В., Кулагин И.С., Калынов Ю.К., Ошарин И.В., Савилов А.В. Гиротрон на второй гармонике гирочастоты с селекцией рабочей моды с помощью фазового корректора // труды 23-й научно-технической конференции с участием зарубежных специалистов «Вакуумная наука и техника», 21-28 сентября, Судак, 2016.

A22. Ошарин И.В., Савилов А.В., Калынов Ю.К., Кулагин И.С., Иляков Е.В. Релятивистский гиротрон на второй циклотронной гармонике с квазирегулярным резонатором // труды XVII Всероссийской школы-семинара «Волны-2017», Можайск, 4 – 9 июня, 2017.

A23. Osharin I.V., Bandurkin I.V., Kalynov Yu.K., Savilov A.V. Terahertz gyrotrons with quasi-regular cavities // Proceedings of XXXII International Union of Radio Science General Assembly & Scientific Symposium, Montreal, Canada, 19 – 26 August, 2017, pp. 1-3.

A24. Osharin I.V., Bandurkin I.V., Kalynov Yu.K., Kuzikov S.V., Savilov A.V. Terahertz gyrotrons with quasi-regular cavities // Proceedings of 10th Int. Workshop «Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications» EPJ Web Conf., vol. 149. Nizhny Novgorod–Moscow, Russia, Jul. 2017, no. 05018.

A25. Bandurkin I.V., Bratman V.L., Kalynov Yu.K., Osharin I.V., Savilov A.V. Terahertz large-orbit high-harmonic gyrotrons at IAP RAS: recent experiments and new designs // Proceedings of IVEC 2017 – 18th International Vacuum Electronics Conference, London, UK, 2 – 26 April, 2017.

A26. Bandurkin I.V., Bratman V.L., Fedotov A.E., Kalynov Yu.K., Osharin I.V., Savilov A.V., Zavolsky N.A. Efficient excitation of high axial modes in simulations of low-voltage gyrotron // Proceedings of IVEC 2017 – 18th International Vacuum Electronics Conference, London, UK, 2 – 26 April, 2017.

A27. Bratman V.L., Fedotov A.E., Kalynov Yu.K., Manuilov V.N., Osharin I.V. Progress in the development of low-voltage gyrotron for integration with NMR spectrometer // Proceedings of 10th Int. Workshop «Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications» EPJ Web Conf., vol. 149. Nizhny Novgorod–Moscow, Russia, Jul. 2017, 04039.

A28. Fedotov A.E., Bratman V.L., Kalynov Yu.K., Makhlov P.B., Manuilov V.N., Osharin I.V., Savilov A.V. Low-voltage Gyrotron For DNP Applications: Project And Features // Proceedings of 42nd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, Cancun, Mexico, 27 August – 1 September, 2017, 8067061.

A29. Manuilov V.N., Fokin A.P., Zaslavsky V.Yu., Zotova I.V., Osharin I.V., Savilov A.V., Idehara T., Glyavin M.Yu. Possibilities of Mode Selection in Double-Beam Gyrotrons with Additional Absorbing Beam // Proceedings of 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, Nagoya, Japan, 9 – 14 September, 2018, 8509976.

A30. Bandurkin I.V., Bratman V.L., Kalynov Yu.K., Manuilov V.N., Osharin I.V., Savilov A.V., Zavolsky N.A. Terahertz Large-Orbit High-Harmonic Gyrotrons at IAP RAS Features // Proceedings of 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, Nagoya, Japan, 9 – 14 September, 2018, 8509883.

A31. Osharin I.V., Savilov A.V. Generation of powerful pulses in a gyrotron with radiation output in the direction of the cathode end // Proceedings of 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, Nagoya, Japan, 9 – 14 September, 2018, 8510007.

A32. Bandurkin I.V., Kalynov Yu.K., Zavolsky N.A., Oparina Yu.S., Osharin I.V., Savilov A.V. High-harmonic-gyrotron cavities with short irregularities // Proceedings of 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, Nagoya, Japan, 9 – 14 September, 2018, 8510309.

A33. Зуев А.С., Ошарин И.В. Особенности работы гиротронов с обращенным выводом энергии // Сборник статей VII Всероссийской конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ», 2018, с. 696-698.

A34. Ошарин И.В., Савилов А.В. Мощная импульсная генерация в гиротронах в режиме кооперации двух мод // труды 27-й Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», Севастополь, 2017, с. 1135-1141.

A35. Ошарин И.В., Калынов Ю.К., Савилов А.В. Двухволновой режим работы гиротрона на высоких гармониках // труды XV Всероссийской школы-семинара «Волны-2015», Можайск, 2015.

Список цитированной литературы

- [1] Глявин М.Ю. и др. Разработка мощного импульсного субтерагерцового гиротрона для дистанционного обнаружения источников ионизирующего излучения // Изв. ВУЗов Радиофизика. 2011. Т. 54, № 8–9. С. 666–675.
- [2] Kuzikov S. V. et al. Flying radio frequency undulator // Appl. Phys. Lett. 2014. 105, 033504.
- [3] Sidorov A. et al. // Ion beam formation in a gas-dynamic electron cyclotron resonance ion source // Rev. Sci. Instrum. 2006. 77 (3). p. 03A341.
- [4] Водопьянов А.В. и др. Источник жесткого ультрафиолетового излучения на основе ЭЦР разряда // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88, № 2. С. 103–106.
- [5] Weightman P. Prospects for the study of biological systems with high power sources of terahertz radiation // Phys. Biol. 2012. 9 (5). p. 53001.
- [6] Luukanen A. et al. Millimeter-Wave and Terahertz Imaging in Security Applications // Terahertz Spectroscopy and Imaging. Springer Series in Optical Sciences. 2012. P. 491–520
- [7] Lewis R.A. A review of terahertz sources // J. Phys. D. Appl. Phys. 2014. 47 (37) P. 374001.
- [8] Nusinovich G.S. et al. On the sensitivity of terahertz gyrotron based systems for remote detection of concealed radioactive materials // J. Appl. Phys. 2012. 111, 124912.
- [9] Glyavin M.Y. et al. A 670 GHz gyrotron with record power and efficiency // Appl. Phys. Lett. 2012. 101, 153503.
- [10] Rao S.L. et al. Electron Cyclotron Power Source System For ITER // Fusion Sci. Technol. 2014. 65 (1). p. 129–144.
- [11] Federici G. et al. Overview of EU DEMO design and R&D activities // Fusion Eng. Des. 2014. 89 (7–8). p. 882–889.
- [12] Лукша О.И. и др. Мощные гиротроны для систем управляемого термоядерного синтеза и технологии: поиск путей повышения эффективности // Известия Российской академии наук. Энергетика. 2006. № 5. С. 131-146.
- [13] Ikeda R. et al. Development of multi-frequency gyrotron for ITER and DEMO at QST // 2016 41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz). IEEE, 2016. p. 1–2.
- [14] Glyavin M.Y. et al. A point-like source of extreme ultraviolet radiation based on a discharge in a non-uniform gas flow, sustained by powerful gyrotron radiation of terahertz frequency band // Appl. Phys. Lett. 2014. 105, 174101.
- [15] Nanni E.A. et al. Terahertz-driven linear electron acceleration // Nat. Commun. 2015. 6, 8486.
- [16] Rosay M. et al. Instrumentation for solid-state dynamic nuclear polarization with magic angle spinning NMR // J. Magn. Reson. Elsevier Inc. 2016. 264. p. 88–98.

- [17] Granucci G. et al. Conceptual design of the EU DEMO EC-system: main developments and R&D achievements // *Nucl. Fusion*. 2017. 57 (11). p. 116009.
- [18] Ghann W., Uddin J. Terahertz (THz) Spectroscopy: A Cutting-Edge Technology // *Terahertz Spectroscopy - A Cutting Edge Technology* / под ред. Uddin J. InTech, 2017.
- [19] Darbos C. et al. Status of the ITER Electron Cyclotron Heating and Current Drive System // *J. Infrared, Millimeter, Terahertz Waves*. 2016. 37 (1). p. 4–20.
- [20] Fakhari, et al. THz cavities and injectors for compact electron acceleration using laser-driven THz sources // *Phys. Rev. Accel. Beams*. 2017. 20, 041302.
- [21] Golubev S. V. et al., A Compact Neutron Source for Boron Neutron Capture Therapy // *Radiophys. Quantum Electron*. 2017. 59 (8–9). p. 682–689.
- [22] Jelonnek J. et al. // Design considerations for future DEMO gyrotrons: A review on related gyrotron activities within EUROfusion // *Fusion Eng. Des*. 2017. vol. 123. p. 241–246.
- [23] Sakamoto K. et al. Development of Sub-Terahertz Gyrotron for DEMO // *The 6th International Workshop on Far-Infrared Technologies (IW-FIRT 2017)*. 2017.
- [24] Kim D. et al. Remote detection of radioactive material using high-power pulsed electromagnetic radiation // *Nat. Commun*. 2017. vol. 8. p. 15394.
- [25] Lewis R.A. A review of terahertz sources // *J. Phys. D. Appl. Phys*. 2014. 47 (37), p. 374001.
- [26] Urbanus W. H. et al. High-power electrostatic free-electron maser as a future source for fusion plasma heating: Experiments in the short-pulse regime // *Phys. Rev. E*. 1999. 59, 6058.
- [27] Joe J. et al. Experimental and theoretical investigations of a rectangular grating structure for low-voltage traveling wave tube amplifiers // *Phys. Plasmas*. 1997. 4, 2707.
- [28] Bratman V.L. et al. Sources of coherent terahertz radiation // *AIP Conference Proceedings*. 2006. 807, 356.
- [29] Bratman V.L. et al. Terahertz gyrotrons and multipliers // *IEEE Trans. Plasma Science*. 2010. 38, 1466.
- [30] Baig A. et al. Performance of a nano-CNC machined 220-GHz traveling wave tube amplifier // *IEEE Trans. Electron Devices*. 2017. 64, 2390.
- [31] Dhillon S.S. et al. The 2017 terahertz science and technology roadmap // *J. Phys. D. Appl. Phys*. 2017. 50 (4), p. 43001.
- [32] Perez S. et al. Terahertz Gunn-like oscillations in InGaAs/InAlAs planar diodes // *J. Appl. Phys*. 2008. 103 (9), p. 94516.
- [33] Bartalini S., Vitiello M.S., De Natale P. Quantum cascade lasers: a versatile source for precise measurements in the mid/far-infrared range // *Meas. Sci. Technol*. 2014. 25 (1), 12001.
- [34] Xu X. et al. A watt-class 1-THz backward-wave oscillator based on sine waveguide // *Phys. Plasmas*. 2012. 19 (1), p. 13113.

- [35] Li S. et al. Study on the stability and reliability of Clinotron at Y-band // *Phys. Plasmas*. 2017. 24 (11), p. 113108.
- [36] Vinokurov N.A. Free electron lasers as a high-power terahertz sources // *J. Infrared, Millimeter THz Waves*. 2011. 32, 1123.
- [37] Kulipanov G.N. et al. Novosibirsk Free Electron Laser-Facility Description and Recent Experiments // *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* 2015. 5, 798.
- [38] Knyazev B.A. et al. Novosibirsk terahertz free electron laser: instrumentation development and experimental achievements // *Meas. Sci. Technol.* 2010. 21 (5), p. 54017.
- [39] Tan P. et al. Terahertz radiation sources based on free electron lasers and their applications // *Sci. China Inf. Sci.* 2012. 55 (1), C. 1–15.
- [41] Гапонов А.В. и др. Авторское свидетельство № 223931 "Прибор для генерации электромагнитных колебаний сантиметрового, миллиметрового и субмиллиметрового диапазона волн" // *Б.И.* 1976. №11. С.200.
- [42] Гапонов А.В. и др. // Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1967. 10 (9/10), С. 1414.
- [43] Flyagin, V.A. et al. The Gyrotron // *IEEE Trans-Microwave Theory and Tech.*, 1977, 25, 515–521.
- [44] Гиротрон. Сборник статей // Под ред. А.В. Гапонова-Грехова. Горький: ИПФ АН СССР, 1981.
- [45] Запевалов В.Е. Эволюция гиротронов // *Изв. ВУЗов. Радиофизика*. 2011. 54 (8), p. 559.
- [46] G. S. Nusinovich, *Introduction to the Physics of Gyrotrons* // Baltimore, MD, USA: The Johns Hopkins Univ. Press, 2004.
- [47] Denisov G.G. et al. Development in Russia of high-power gyrotrons for fusion // *Nucl. Fusion*. 2008. 48 (5). pp. 54007.
- [48] Litvak A.G. et al. New results of megawatt power gyrotrons development // *International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. IRMMW-THz*, 2013. № 6665555.
- [49] Запевалов В.Е. и др. Экспериментальное исследование гиротрона на второй циклотронной гармонике с оптимизированным распределением высокочастотного поля // *Радиотехника и электроника*. 1977. 22, №8, с. 1661-1669.
- [50] Запевалов В.Е. и др. Гиротроны на второй гармонике циклотронной частоты // *Гиротроны, Сборник научных трудов, Институт прикладной физики АН СССР*, 1980.
- [51] Goldenberg A.L. et al. Technological gyrotron with low accelerating voltage // *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2005. 48 (10-11), pp. 741-747.

- [52] Hong K.D. et al. A 150–600 GHz step-tunable gyrotron // *J. Appl. Phys.* 1993. 74 (8), pp. 5250–5258.
- [53] Glyavin M.Y. et al. Generation of 1.5-kW, 1-THz coherent radiation from a gyrotron with a pulsed magnetic field // *Phys. Rev. Lett.* 2008. 100 (1), Art. no. 015101.
- [54] Glyavin M.Y. et al. High power terahertz sources for spectroscopy and material diagnostics // *Phys.-Uspekhi*. 2016. 59 (6), pp. 595–604.
- [55] Idehara T., Sabchevski S.P. Gyrotrons for high-power terahertz science and technology at FIR UF // *J. Infr., Millim., Terahertz Waves*. 2017. 38 (1), pp. 62–86.
- [56] Communications & Power Industries, <https://www.cp2.com/product.cfm/1/18>
- [57] Hornstein M.K. et al. Continuous-wave operation of a 460-GHz second harmonic gyrotron oscillator // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2006. 34, 524.
- [58] Idehara T. et al. Development of a second cyclotron harmonic gyrotron operating at 0.8 mm wavelength // *Appl. Phys. Lett.* 1990. 56 (18), pp. 1743–1745.
- [59] Idehara T. et al. The first experiment of a thz gyrotron with a pulse magnet // *Int. J. IRMM Waves*. 2006. 27, 319.
- [60] Hornstein M.K. et al. Second harmonic operation at 460 GHz and broadband continuous frequency tuning of a gyrotron oscillator // *IEEE Trans. Electron. Devices*. 2010. 52 (5), pp. 798–807.
- [61] Irwin K. et al. Second generation, high-power, fundamental mode large orbit gyrotron experiments // *J. Appl. Phys.* 1991. 69 (2), pp. 627–631.
- [62] Bratman V.L. et al. Large-orbit gyrotron operation in the terahertz frequency range // *Phys. Rev. Lett.* 2009. 102,no. 24, p. 245101.
- [63] Bratman V.L. Terahertz gyrotrons at IAP RAS: Status and new designs // *J. Infrared, Millimeter THz Waves*. 2011. 32, 371.
- [64] Torrezan A.C. et al. Operation of a continuously frequency-tunable second-harmonic CW 330-GHz gyrotron for dynamic nuclear polarization // *IEEE Trans. Electron Devices*. 2011. 58, 2777.
- [65] Idehara T., Sabchevski S. P. Development and applications of high-frequency gyrotrons in FIR FU covering the sub-THz to THz range // *J. Infrared, Millimeter THz Waves*. 2012. 33 (7), 667–694.
- [66] Bandurkin I.V. et al. Experimental realization of the high-harmonic gyrotron oscillator with a klystron-like sectioned cavity // *IEEE Trans. Electron Devices*. 2015. 62, 2356.
- [67] Becerra L.R. et al. Dynamic nuclear polarization with a cyclotron resonance maser at 5 T // *Phys. Rev. Lett.* 1993. 71 (21), p. 3561.
- [68] Idehara T. et al., Development of 394.6 GHz CW gyrotron (gyrotron FU CW II) for DNP/Proton-NMR at 600 MHz // *Int. J. Infr., Millim., Terahertz Waves*. 2007. 28 (6), pp. 433–442.
- [69] Гольденберг А.Л. и др. Дифракционная добротность резонатора с винтовым гофром // *Гиротроны, Сборник научных трудов, Институт прикладной физики АН СССР*, 1980.

- [70] Ергаков В.С., Моисеев М.А. Селекция колебаний в открытом резонаторе с гофрированной стенкой // Гиротроны, Сборник научных трудов, Институт прикладной физики АН СССР, 1980.
- [71] Ергаков В.С., Моисеев М.А. Гиротрон с резонатором, имеющим гофрированную стенку // Гиротроны, Сборник научных трудов, Институт прикладной физики АН СССР, 1980.
- [72] Denisov G.G. et al. Gyrotron traveling wave amplifier with a helical interaction waveguide // *Phys. Rev. Lett.* 1998. 81, 5680.
- [73] Bratman V.L. et al. High-gain wide-band gyrotron traveling wave amplifier with a helically corrugated waveguide // *Phys. Rev. Lett.* 2000. 84, 2746–2749.
- [74] Saviolov A.V. et al. Effective coupling of cyclotron autoresonance maser and ‘gyrotron’ modes on a phase-synchronized electron beam // *Physical Review E.* 2000 62 (3 pt. B), pp. 4207-4215.
- [75] Bandurkin I.V. et al. Experimental study of a fourth-harmonic gyromultiplier // *Physics of Plasmas.* 2009. 16, 070701.
- [76] Zapevalov V.E. et al. Coupled-resonator gyrotrons with mode conversion // *Radiophys. Quantum Electron.*, 1984. 27, 846.
- [77] Tsimring Sh.E., *Electron Beams and Microwave Vacuum Electronics* (Wiley, Hoboken, New Jersey, 2007).
- [78] Bratman V.L. et al. Design of a powerful and compact THz oscillator // *Int. J. Infrared Millimeter Waves.* 2006. 27, 1063.
- [79] Carmel Y. et al. Realization of a stable and highly efficient gyrotron for controlled fusion research // *Phys. Rev. Lett.* 1983. 50, 112.
- [80] Bandurkin I.V. et al. High-harmonic gyrotron with sectioned cavity // *Physics of Plasmas.* 2010. 17, 073101.
- [81] Bandurkin I.V. et al. Klystron-like cavity with mode transformation for high-harmonic terahertz gyrotrons // *Physics of Plasmas.* 2013. 20, 014503.
- [82] Dumbrajs O. et al. Design of an optimized resonant cavity for a compact sub-Terahertz gyrotron // *J. Infrared Milli. Terahz. Waves.* 2010. 31, 1115.
- [83] Самарский А.А. Теория разностных схем // «Наука», М., 1977.
- [84] Ginzburg N.S. et al. Theory of non-stationary processes in gyrotrons with low Q resonators // *Int. J. Electron.* 1986. 61 (6), pp. 881–894.
- [85] Братман В.Л. и др. К теории гиротронов с нефиксированной структурой высокочастотного поля // *Изв. вузов-Радиофизика.* 1973. Т. 16, С. 622-630.
- [86] Bandurkin I.V., Saviolov A.V. Super-radiant effects in electron oscillators with near-cutoff operating waves // *Physics of Plasmas.* 2015. 22. Art. no. 063113.

- [87] Братман В. Л. и др. Возможности непрерывного изменения частоты в терагерцевых гиротронах с неперестраиваемыми электродинамическими системами, Известия высших учебных заведений // Известия вузов-Радиофизика. 2015. Т. 58, № 9. С. 732.
- [88] Bratman V.L. et al. Common properties of free electron lasers // Optics Communications. 1979. 30(3), с. 409-412.
- [89] Idehara T. et al. A novel THz-band double-beam gyrotron for high-field DNP-NMR spectroscopy // Rev. Sci. Instr. 2017. 88, p. 094708.
- [90] Jory H. Investigation of electronic interaction with optical resonators for microwave generation and amplification // Varian Associates, Palo Alto, CA, USA, R&D Tech. Rep. ECOM-01873-F, 1968.
- [91] McDermott D.B. et al. Small-signal theory of a large-orbit electron-cyclotron harmonic maser // Phys. Fluids. 1983. 26 (7), pp. 1936–1941.
- [92] Lawson W. et al. High-power microwave generation from a large-orbit gyrotron in vane and hole-and-slot conducting wall geometries // IEEE Trans. Plasma Sci. 1985. 13 (6), pp. 444–453.
- [93] Bratman V.L. et al. Moderately relativistic high-harmonic gyrotrons for millimeter/submillimeter wavelength band // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. 27 (2), pp. 456–461.
- [94] Bratman V.L. et al. Submillimeter-wave large-orbit gyrotron // Radiophysics and Quantum Electronics, 2005. 48 (10-11), pp. 731-736.
- [95] Bratman V.L. et al. Large-orbit Subterahertz and Terahertz gyrotrons // Radiophysics and Quantum Electronics. 2009. 52 (7), pp. 472-481.
- [96] Bratman V.L. et al. // Effective Co-Generation of Opposite and Forward Waves in Cyclotron-Resonance Masers. Phys. Rev. Lett. 2000. 85, 3424.
- [97] Andreev V.G. et al. Thermoacoustic Detector for Registration of Powerful Terahertz Pulses. // IEEE Sensors Journal. 2014. 14 (2), pp.578-583.
- [98] Kalynov Yu.K., Manuilov V.N. A wide-band electron-optical system of a sub-terahertz large orbit gyrotron // IEEE Transactions on Electron Devices, 2016. 63 (1), pp. 491-496.
- [99] Bratman V.L. Dissertation (Ph.D. Thesis), IAP RAN, Gorky, USSR, 1977.
- [100] Moshe, R.B. et al. A long cavity with Reduced Diffraction Q for subterahertz and Terahertz Gyrotrons // IEEE Transactions on Plasma Science. 2015. 43 (8), № 7182444, pp. 2598-2606.
- [101] Bogomolov Ya.L. et al. Nonstationary generation in free electron lasers // Optics Communications 36(3). 1981. с. 209-212.
- [102] Antonsen T.M. et al. Mode competition and suppression in free electron laser oscillators // Physics of Fluids B. 1989. 1(5), с. 1097-1108.
- [103] Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. Динамика ЛСЭ генераторов с резонаторами произвольной добротности // Журнал технической физики. 1991. т. 61, вып. 6..

- [104] Ковалев Н.Ф., Петелин М.И. Селекция мод в высокочастотных релятивистских электронных генераторах с распределенным взаимодействием. // Релятивистская высокочастотная электроника, 1981. Вып.2. Горький: ИПФ РАН, С.62.
- [105] Belousov V.I. et al. Studies of a Gyrotron with the Echelette Cavity // Radiophys. Quant. Electron. 2014. 57, 446.
- [106] Nusinovich G.S. et al. Self-excitation of a tapered gyrotron oscillator // IEEE Trans. Plasma Sci. 2010. 38, 1200.
- [107] Zapevalov V.E. et al. High-power twin-beam gyrotrons operating at the second gyrofrequency harmonic // Quant. Electron. 1994. 37, 237.
- [108] Zapevalov V.E. et al. Double-beam gyrotron electron-optical systems // Radiophys. Quant. Electron. 1991. 34, 174.
- [109] Liu Sh. et al. The coaxial gyrotron with two electron beams. I. Linear theory and nonlinear theory // Phys. Plasmas. 2007. 14, 103113.
- [110] Liu Sh. et al. The coaxial gyrotron with two electron beams. II. Dual frequency operation // Phys. Plasmas. 2007. 14, 103114.
- [111] Glyavin M.Yu. et al. A double-beam magnetron-injection gun for third-harmonic continuous wave 1-THz gyrotron // Phys. Plasmas. 2013. 20, 123303.
- [112] Зайцев Н.И. и др. Десятимегаваттный импульсный гиротрон с длиной волны 1 см и КПД 50% // Изв. вузов. Радиофизика. 2003, т.46, № 10, с. 914-918.
- [113] Nusinovich G.S. et al. Field formation in the interaction space of gyrotrons // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2016, 37 (1), pp 111–122.
- [114] Denisov G.G. et al. Enhancement of cavity selectivity in relativistic gyrotrons operated at axisymmetric modes // Radiophys. Quantum Electron. 2008. 51 (10), pp. 756–767.
- [115] Glyavin M.Y. et al. Development of THz Gyrotrons at IAP RAS and FIR UF and Their Applications in Physical Research and High-Power THz Technologies // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2015. 5 (5), art. № 7137680, pp. 788-797.
- [116] Запевалов В.Е., Цимринг Ш.Е. Многопучковые гиротроны // Изв. Вузов. Радиофизика. 1990 т. 33. № 12. с. 1406.
- [117] Запевалов В.Е. Методы повышения эффективности одномодовой генерации мощных гиротронов // диссертация на соискание степени доктора физико-математических наук, Нижний Новгород, 2008.
- [118] Maly T. et al. Dynamic nuclear polarization at high magnetic fields // J. Chem. Phys. 2008. 128 (5), Art. no. 052211.
- [119] Matsuki Y. Advanced instrumentation for DNP-enhanced MAS NMR for higher magnetic fields and lower temperatures // J. Magn. Reson., 2016. 264, pp. 107–115.

- [120] Prisner T. Liquid state DNP at high magnetic fields: Instrumentation, experimental results and atomistic modeling by molecular dynamics simulations // *J. Magn. Reson.*, 2016. 624, pp. 68–77.
- [121] Bratman V.L. THz gyrotron and BWO designed for operation in DNP-NMR spectrometer magnet // *J. Infr., Millim., THz Waves*. 2013. 34 (12), pp. 837–846.
- [122] Glyavin M.Yu. et al. Low-voltage gyrotrons // *Phys. Plasmas*, 2013. 20 (3), 033103.
- [123] Sirigiri J.R., Maly T. Integrated high-frequency generator system utilizing the magnetic field of the target application // U.S. Patent 8 786 284, Jul. 22, 2014.
- [124] Hornstein M. K. et al. Efficient low-voltage operation of a CW gyrotron oscillator at 233 GHz // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2007. 35 (1), pp. 27–30.
- [125] Kishko S. A. et al. Low-voltage cyclotron resonance maser // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2013. 41 (9), pp. 2475–2479.
- [126] Bratman V.L., Moiseev M.A. Conditions for self-excitation of a cyclotron resonance maser with a nonresonant electrodynamic system // *Radiophys. Quantum Electron.*, 1975. 17 (7).
- [127] Pao K.F. et al. Dynamics of mode competition in the gyrotron backward-wave oscillator // *Phys. Rev. Lett.*, 2005. 95 (18), Art. no. 185101.
- [128] Zapevalov V.E. et al., Development of 395 GHz gyrotrons for DNP spectroscopy on the basis of experience of elaboration of a 260 GHz gyrotron // *Proc. 8th Int. Workshop Strong Microw. Terahertz Waves, Sources Appl. (SMP)*, 2011. Petersburg, Russia, pp. 143–144.
- [129] CST Studio Suite–User’s Manual Computer Simulation Technology, Darmstadt, Germany, 2014.
- [130] Glyavin M.Y. et al. Experimental tests of a 263 GHz gyrotron for spectroscopic applications and diagnostics of various media // *Rev. Sci. Instrum.* 2015, 86, 054705.
- [131] Luksha O.I. et al. Dynamical processes in helical electron flows of gyrotrons // *Journal of Applied Physics*. 2013. 83 (5), p. 132.
- [132] Ginzburg N.S. et al. Optimization of terahertz range gyrotron self-excitation conditions by increasing the lifetime of cyclotron oscillators in low-voltage interaction space // *Tech. Phys. Lett.* 2017. 43, 110.
- [133] Barnes A.B. et al. A 250 GHz gyrotron with a 3 GHz tuning bandwidth for dynamic nuclear polarization // *J. Magn. Reson.* 2012. 221, pp. 147–153.
- [134] Torrezan A.C. et al. Continuous-wave operation of a frequency tunable 460-GHz second-harmonic gyrotron for enhanced nuclear magnetic resonance // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2010. 38 (6), pp. 1150–1159.
- [135] Chang T.H. et al. Frequency tunable gyrotron using backward-wave components // *J. Appl. Phys.* 2009. 105 (6), p. 063304.

- [136] Ikeda R. et al. Broadband continuously frequency tunable gyrotron for 600 MHz DNP-NMR spectroscopy // *Plasma Fusion Res., Rapid Commun.*, 2017. 9, p. 1206058.
- [137] Bratman V.L. et al. Theory of gyrotrons with a nonfixed structure of the high-frequency field // *Radiophys. Quantum Electron.* 1973. 16 (4), pp. 474–480, Jul. 1973.
- [138] Bratman V.L. et al. New versions of terahertz radiation sources for dynamic nuclear polarization in nuclear magnetic resonance spectroscopy // *Radiophys. Quantum Electron.* 2014. 56 (8–9), pp. 532–541.
- [139] Bratman V.L. et al. Electron-optical system of the gyrotron designed for operation in the DNP-NMR spectrometer cryomagnet ('gyrotrino') // *J. Infr., Millim., Terahertz Waves.* 2017. 38 (8), pp. 929-937.
- [140] Бугаев С.П. и др. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы // Новосибирск: Наука, 1991.
- [141] Черепенин В.А. Релятивистские многоволновые генераторы и их возможные применения // *УФН.* 2006. 176 (10).
- [142] Гинзбург Н.С. и др. Канализация электромагнитных волн и эффекты сверхизлучения в неравновесных электронных ансамблях. // *Релятивистская высокочастотная электроника.* 1990. Вып. 6. Горький: ИПФ АН СССР, С.7.
- [143] Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. Линейная теория эффекта канализации излучения ленточными электронными релятивистскими пучками в лазерах на свободных электронах. // *ЖТФ.* 1989. Т.59, №3, С.126.
- [144] Александров А.Ф. и др. Релятивистский доплеровский умножитель частоты на циклотронном резонансе. // *Радиотехника и электроника.* 1982. Т. 27, № 3, С. 578
- [145] Александров А.Ф. и др. Релятивистские доплеровские СВЧ-умножители частоты. // *Релятивистская высокочастотная электроника.* 1983. Вып. 3. Горький: ИПФ АН СССР, С.96.
- [146] Hirshfield, J.L. Coherent radiation from spatiotemporally modulated gyrating electron beams // *Physical Review A.* 1991. 44 (10), pp. 6845-6853.
- [147] Guo H. et al. Operation of a highly overmoded, harmonic-multiplying, wideband gyrotron amplifier // *Physical Review Letters,* 199. 79 (3), pp. 515-518.
- [148] Walter M.T. et al. Design of a frequency-doubling, 35-GHz, 1-MW gyroklystron // *IEEE Transactions on Plasma Science.* 2000. 28 (3), pp. 688-694.
- [149] Bandurkin I.V., Savilov, A.V. High-harmonic electron bunching in the field of a signal wave and the use of this effect in cyclotron masers with frequency multiplication // *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams.* 2005. 8 (1), pp. 26-32.
- [150] Bandurkin I.V. et al. Frequency multiplication in gyrotron autooscillators // *Technical Physics Letters.* 2006. 32 (1), pp. 84-87.

- [151] Savilov A.V., Nusinovich G.S. On the theory of frequency-quadrupling gyrokystrons // *Physics of Plasmas*. 2007. 14 (5), № 053113.
- [152] Bandurkin I.V., Mishakin, S.V. Gyromultiplier with sectioned cavity // *Physics of Plasmas*. 2010. 17 (11), № 110706.
- [153] Bratman V.L. et al. Experimental demonstration of Smith-Purcell radiation enhancement by frequency multiplication in open cavity // *Applied Physics Letters*, 2011. 98 (6), № 061503.
- [154] Братман В.Л. и др. Кооперация бегущей и квазикритической волн в мазере на циклотронном резонансе // *Журнал технической физики*, 2001. Т. 71 , № 8, С. 72-79.
- [155] Savilov A.V. et al. FEM with guiding magnetic field based on simultaneous fundamental and high-harmonic oscillations // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2000. 445 (1-3), pp. 284-289.
- [156] Ginzburg N.S. et al. Automodulation and stochastic oscillation regimes in resonant relativistic electron masers // *Proc. of 10th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics*. Moscow. 1981. Vol.1. P. M2.
- [157] Warren R. W. et al. Raman spectra and the Los Alamos free-electron laser // *IEEE J. Quantum Electron*. 1985. QE-21, 882.
- [158] Brian Yang T.Y., Davidson R. Influence of the trapped electron distribution on the sideband instability in a helical wiggler free electron laser // *Phys. Fluids B*. 1990. 2, 2456.
- [159] Riyopoulos S. Analytic study of the sideband instability in free electron laser oscillators // *Phys. Fluids B*. 1991. 3, 2684.
- [160] Братман В.Л., Савилов А.В. К вопросу о потере устойчивости одномодовой генерации в ЛСЭ // *Журнал технической физики*. 1995. Т.65, №2, с.174-188
- [161] Bratman V.L., Savilov A.V. Competition of longitudinal modes and the scenario of single-mode regime build-up for the fom-fusion-fem project // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* 1995. A 358, 182.
- [162] Peskov N.Yu. et al. Mode splitting effect in fems with oversized bragg resonators // *Phys. Plasmas*, 2016, 23, 073106.
- [163] Savilov A.V. Compression of complicated rf pulses produced from the super-radiant backward-wave oscillator // *Appl. Phys. Lett.* 2010. 97, 093501.
- [164] Hoffmann M. C., Fulop J. A. Intense ultrashort terahertz pulses: generation and applications // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2008. 44 (8), 083001.
- [165] Fakhari M. et al. THz cavities and injectors for compact electron acceleration using laser-driven THz sources // *Phys. Rev. AB*. 2015. 20, 041302.
- [166] Rostov V.V. et al. A coherent two-channel source of Cherenkov superradiance pulses // *Appl. Phys. Lett.* 2012. 100, 224102.

- [167] Peskov N.Yu. et al. High-power broadband 30-GHz FEM amplifier operated in the grazing incident regime // *Appl. Phys. Lett.* 2017. 110, 013501.
- [168] Sakamoto K. et al. Major Improvement of Gyrotron Efficiency with Beam Energy Recovery // *Phys. Rev. Lett.* 1994, 73, 3532.
- [169] Bratman V.L. et al. To the problem of energy recuperation in gyrotrons // *Int. J. Infrared Millimeter Waves.* 1995. 16, 459.
- [170] Bratman V.L. et al. Recovery of electron energy in cyclotron autoresonance masers // *Phys. Plasmas.* 1997. 4, 2285.
- [171] Savilov A.V. et al. Electron energy recuperation in gyrodevices // *Phys. Plasmas*, 2008. 15, 073104.
- [172] Ginzburg N.S. et al. Cyclotron superradiance of moving electron bunch in the group synchronism condition // *JETP Lett.* 1994. 60, 513.
- [173] Ginzburg N.S. et al. Experimental observation of cyclotron superradiance under group synchronism conditions // *Physical. Review Letters*, 1997. 78, 2365.
- [174] Korovin S. D. et al. Generation of Cherenkov superradiance pulses with a peak power exceeding the power of the driving short electron beam // *Phys. Rev. E.* 2006. 74, 016501.
- [175] Bratman V.L. et al. Experimental demonstration of high-efficiency cyclotron-autoresonance-maser operation // *Phys. Rev. Lett.* 1995. 75 (17), pp. 3102-3105.
- [176] Cooke S.J. et al. Experimental operation of a cyclotron autoresonance maser oscillator at the second harmonic // *Phys. Rev. Lett.* 1996. 77 (23), pp. 4836–4839.
- [177] Касьяненко Д.В. и др. Низкочастотные паразитные колебания пространственного заряда в винтовом электронном пучке гиротрона // *Известия вших учебных заведений. Радиофизика.* 2004. Т. 47. № 5-6. С. 463-470.
- [178] Лукша О.И. и др. Пространственно-временные характеристики коллективных процессов в винтовых электронных пучках систем гиротронного типа // *Журнал технической физики.* 1995. Т. 65. № 2. С. 198-202.
- [179] Bratman V.L., Savilov A.V. "Phase mixing" of bunches and decrease of negative-mass instability increments in cyclotron resonance masers // *Phys. Plasmas.* 1995. 2 (2), pp. 557-564.
- [180] Братман В.Л. et al. Разброс начальной энергии электронов в гиротроне, обусловленный развитием неустойчивости отрицательной массы в магнетронно-инжекторной пушке // *Журнал технической физики.* 2000. Т. 70. № 4. С. 90-94.
- [181] Glyavin M.Yu. et al. Numerical simulation of high-power continuous-wave gyrotrons operated in the short-wavelength part of the millimeter-wave range // *Radiophysics and Quantum Electronics.* 2009. 52 (5-6), pp. 370-378.