

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Федеральный исследовательский центр
Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук»
(ИПФ РАН)

На правах рукописи

Леонтьев Александр Николаевич

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ГИРОТРОНОВ
МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

1.3.4 – радиофизика

диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

научный руководитель:
Доктор физико-математических
наук Абубакиров Эдуард Булатович

Нижний Новгород – 2023

Оглавление

Введение.....	3
Глава 1. Релятивистский гиротрон W-диапазона на базе термоэмиссионной магнетронно-инжекторной пушки. Разработка и экспериментальное исследование.....	12
Введение.....	12
1.1 Расчет и оптимизация параметров мультимегаваттного релятивистского гиротрона W-диапазона	16
1.2 Экспериментальное исследование мультимегаваттного релятивистского гиротрона W-диапазона.	25
Заключение к главе 1	31
Глава 2. Исследование релятивистских гиротронов Ka-диапазона длин волн на базе взрывоэмиссионных катодов.....	33
Введение.....	33
2.1 Разработка электронно-оптической системы гиротрона на базе взрывоэмиссионного катода	35
2.3 Расчет и оптимизация взаимодействия сильноточного электронного пучка с модами TE и TM-типов.....	57
2.4 Экспериментальное исследование сильноточных релятивистских гиротронов Ka-диапазона	65
Заключение к главе 2	74
Глава 3. Перспективы получения импульсного субтерагерцового излучения большой мощности с помощью сильноточных релятивистских гиротронов.....	75
Введение.....	75
3.1. Высокоселективные сверхразмерные щелевые резонаторы для релятивистских гиротронов субтерагерцового диапазона частот.	77
3.2. Генерация мощного субтерагерцового излучения в сильноточных релятивистских гиротронах в режиме умножения частоты.....	93
Заключение к главе 3	106
Заключение.....	107
Список трудов автора по теме диссертации	108
Список литературы	112

Введение

Актуальность темы

Продвижение источников электромагнитного излучения мегаваттного и субгигаваттного уровня мощности в миллиметровый диапазон длин волн может способствовать получению новых результатов в целом ряде приложений:

1) Одной из перспективных схем лазеров на свободных электронах рентгеновского диапазона является конфигурация, в которой раскачка электронных сгустков происходит не в статическом поле последовательно расположенных постоянных магнитов, а в поле мощной СВЧ волны (т.н. микроволновый ондулятор) [1–3]. При этом отсутствие в миллиметровом диапазоне источников субгигаваттного уровня вынуждает в настоящее время применять схемы на основе длинноимпульсных СВЧ источников, в которых для увеличения полей используются высокодобротные резонаторы [4]. Однако в этом случае обостряются проблемы теплового нагрева и возникновения пробоя, что ограничивает напряженность высокочастотного поля волны накачки и, как следствие, эффективность работы ондулятора. В свою очередь, создание надежных СВЧ источников с уровнем мощности порядка 100 МВт в коротковолновой части миллиметрового диапазона позволит реализовать микроволновые ондуляторы с наиболее оптимальными с практической точки зрения параметрами [5].

2) Образование озона и разрушение фреонов с помощью СВЧ-разряда относится к одним из оптимальных методов восстановления озонового слоя Земли [6]. При этом оценки показывают, что в сантиметровом диапазоне требуемая мощность СВЧ-излучения достигает десятков ГВт [7], что, как минимум, в разы превышает предельные значения мощности существующих источников. Вместе с тем, по мере продвижения рабочей длины волны в миллиметровый диапазон необходимый уровень мощности последовательно снижается до субгигаваттного уровня.

3) В экспериментах по исследованию скорости развития фронта ионизации при развитии разряда в атмосферном газе, инициированного СВЧ излучением, в настоящее время получены скорости ионизации 0.6-0.8 км/с при плотности мощности 30 кВт/см² [8] и до 10 км/с при плотности мощности 3 МВт/см² [9]. С учетом того, что существующие модели демонстрируют близкую к линейной зависимость скорости фронта ионизации от плотности мощности излучения [10], можно рассчитывать на экспериментальную регистрацию скорости развития фронта ионизации 100 и более км/с при увеличении мощности инициирующего разряд СВЧ-источника до субгигаваттного уровня.

4) Недавние эксперименты показали, что в разряде, поддерживаемом мощным сфокусированным излучением субмиллиметрового диапазона с плотностью мощности 16 МВт/см² в неоднородном потоке газа, возможно создание плазмы с концентрацией существенно превышающей критическую [11]. При этом на основе данного эффекта могут быть созданы источники экстремального ультрафиолетового излучения [12, 13]. В

этой связи, представляет интерес использование излучения с еще большими значениями плотности мощности с целью получения более плотной плазмы.

5) В области медико-биологических исследований взаимодействия терагерцового излучения с живыми системы в последние годы формируется направление исследований воздействия терагерцовыми импульсами большой интенсивности [14–17]. Такие импульсы характеризуются напряженностями полей в сотни кВ/см, однако, в силу особенностей формирования, имеют короткие длительности. Представляется, что источники субтерагерцового диапазона со сравнимыми значениями напряженностей полей выходного излучения, но при существенно-больших длительностях импульса, могут быть реализованы на базе релятивистских гиротронов.

6) Информационные возможности радиолокационных станций при обнаружении и локализации объекта определяются мощностью и длиной волны используемого СВЧ-излучения. В частности, избирательность станции, которую принято определять как совокупность разрешающих способностей по каждой из координат, быстро растет с уменьшением длины волны как $\lambda^{-3} - \lambda^{-4}$. Растет также и точность измерения координат, в частности угловых, что особенно важно для станций, работающих на больших дальностях, для которых линейные ошибки, связанные с измерением угловых координат, много больше, чем ошибки измерения дальности. [18]. Субгигаваттные источники на релятивистских электронных пучках представляют отдельный интерес при реализации радиолокационных методов с использованием последовательности мощных коротких импульсов излучения, следующих друг за другом с достаточно большой частотой [19 – 21].

7) В современных методах импульсной спектроскопии существует потребность в источниках мощного терагерцового излучения. В настоящий момент в этой роли доминируют источники на основе лазеров на свободных электронах, использующих электронные пучки с энергиями в десятки МэВ [22,23]. Однако сложность, дороговизна и большие размеры, характерные для устройств данного класса, в значительной мере ограничивают возможности их применения. Предполагается, что более простые и компактные источники мощного терагерцового излучения, во всяком случае, в длинноволновой части терагерцового диапазона, могут быть созданы на основе сильноточных релятивистских гиротронов.

На сегодняшний день, наиболее изученными и проработанными источниками СВЧ-излучения большой мощности являются черенковские приборы. Так, на длине волны около 3 см несколькими группами достигнута мощность 3-6 ГВт [24–26] в импульсах длительностью в десятки нс. Для слабоустойчивых режимов была

продемонстрирована пиковая мощность 10-15 ГВт [27]. В длинноволновой части миллиметрового диапазона недавно получено излучение в системе четырех синхронизированных ЛОВ, работающих в режиме сверхизлучения, с уровнем мощности 600 МВт в каждой, что соответствует эквивалентной мощности около 10 ГВт [28]. В системах с длительностью в десятки наносекунд в генераторах черенковского типа в этой части диапазона достигнуты уровни мощности свыше 500 МВт [29-32]. Дальнейшее продвижение приборов данного класса в область более коротких длин волн в значительной степени сдерживается необходимостью создания гофрированных электродинамических систем с характерными размерами порядка длины волны.

Большие надежды, с точки зрения продвижения в область более высоких частот, в настоящее время возлагаются на черенковские генераторы поверхностной волны. Однако расчетные уровни мощности, составляющие сотни мегаватт, значительно превосходят полученные в экспериментах результаты [33, 34].

На более коротких волнах наибольший уровень мощности продемонстрирован, по-видимому, мазерами на свободных электронах. В частности, в диапазоне 75 ГГц получено излучение с мощностью 50-70 МВт при длительности импульсов ~ 100 нс [35]. При этом разрабатываются проекты источников на частотах 1 и более ТГц с уровнем выходной мощности 10-100 МВт [36].

Другим перспективным классом источников излучения в миллиметровом диапазоне длин волн являются приборы гирорезонансного типа, наиболее проработанными из которых являются гиротроны [37]. Важным их преимуществом перед черенковскими приборами является высокая модовая селективность [38-40], позволяющая использовать электродинамические системы с высокой сверхразмерностью. Кроме того, в их конструкции отсутствуют замедляющие системы и другие мелкомасштабные (по сравнению с длиной волны) элементы, присущие электровакуумным СВЧ-приборам с замедленными волнами. Эти достоинства гиротронов позволили им стать наиболее мощными источниками непрерывного миллиметрового излучения. Можно надеяться, что эти же свойства окажутся полезными для освоения мультимегаваттного и субгигаваттного уровня импульсной выходной мощности в миллиметровом диапазоне длин волн.

Достаточно долго считалось, что максимальный КПД гиротрона снижается при переходе от субрелятивистских к существенно релятивистским энергиям частиц. Однако детальное численное моделирование процессов электронно-волнового взаимодействия в резонаторах гиротронов показало [41], что достичь высоких значений КПД в гиротроне можно даже в области сильного релятивизма за счет выбора оптимальных длины

пространства взаимодействия и продольного распределения амплитуды высокочастотного поля. В частности, в ИПФ РАН были экспериментально продемонстрированы мультимегаваттные гиротроны, запитываемые электронными пучками с энергией 250-300 кэВ, в Ка-диапазоне с КПД 50% [42] и в V-диапазоне с КПД порядка 30% [43], созданные, в значительной мере, с опорой на опыт традиционных слаборелятивистских гиротронов. Дальнейшее продвижение подобных источников в область более высоких частот представляется актуальной задачей.

Освоение субгигаваттного уровня выходной мощности с помощью релятивистских гиротронов осложнено необходимостью формировать винтовые электронные пучки с током порядка нескольких килоампер и достаточно-высоким питч-фактором (порядка единицы и выше). Очевидно, что традиционная для гиротронов магнетронно-инжекторная пушка с термоэмиссионным катодом для таких целей непригодна ввиду недостаточной плотности тока эмиссии, и необходимо создавать электронно-оптические системы на основе взрывоэмиссионных инжекторов. В истории микроволновой электроники вплоть до середины 1990х годов предпринимались попытки создания гиротрона на сильноточном релятивистском электронном пучке [44–47], однако в реализованных системах использовался либо пучок с низким питч-фактором, либо только центральная часть пучка, сформированная взрывоэмиссионным инжектором. В обоих этих случаях полный КПД прибора оказывался невелик. Принимая во внимание успех в реализации релятивистских гиротронов с термокатадами в длинноволновой части миллиметрового диапазона, достигнутый во многом с за счет прогресса в моделировании электронно-волнового взаимодействия и развития новых подходов к оптимизации параметров гиротронов [41], распространение данных методов на задачу о построении сильноточных гиротронов миллиметрового диапазона представляется весьма перспективным.

Цели диссертации

1. Изучение особенностей формирования релятивистских винтовых электронных пучков и электронно-волнового взаимодействия в мощных релятивистских гиротронах.
2. Разработка новых решений, способных обеспечить эффективную генерацию микроволнового излучения миллиметрового диапазона длин волн при увеличении ускоряющего напряжения и тока электронного пучка.
3. Экспериментальное исследование гиротронов миллиметрового диапазон длин волн, созданных на основе разработанных подходов.

Научная новизна результатов

1. Предложены новые типы резонаторов для сильноточных гиротронов с улучшенными по сравнению с традиционным цилиндрическим резонатором селективными свойствами.
2. Разработана и экспериментально реализована электронно-оптическая система, формирующая электронные пучки с параметрами, пригодными для эффективной запитки сильноточных гиротронов на основе магнито-изолированного коаксиального диода с взрывоэмиссионным катодом. При этом в отличие от реализованных ранее систем используется либо полный ток изначального прямолинейного пучка, либо его большая часть.
3. Впервые была экспериментально реализована эффективная одномодовая генерация в релятивистском гиротроне с термокатодом в W-диапазоне частот с уровнем мощности выходного излучения более 5 МВт.
4. Реализована генерация электромагнитного излучения мощностью в десятки мегаватт в гиротроне Ka-диапазона с рабочим током, составляющим ~40% от предельного тока транспортировки.
5. Продемонстрирована возможность генерации излучения на высоких циклотронных гармониках в сильноточном релятивистском гиротроне в режиме умножения частоты. При этом коэффициент нелинейного преобразования оказывается существенно выше по сравнению с традиционными слаборелятивистскими гиротронами.

Практическая значимость и использование результатов работы

Проведенные исследования позволили разработать и реализовать ряд макетов источников импульсного излучения миллиметрового диапазона волн с уникальными параметрами. Применение предложенных методов и подходов будет способствовать дальнейшему продвижению мультимегаваттных и субгигаваттных источников электромагнитного излучения в область более высоких частот.

Результаты, представленные в диссертации, использовались при выполнении научно-исследовательских работ, поддержанных грантами РФФИ № 16-08-01001, № 18-08-00926, № 18-38-00725, № 20-38-70047, РНФ № 14-29-00192, а также в рамках выполнения государственных заданий № 0035-2014-0012 и № 0030-2021-0027.

Положения, выносимые на защиту

1. Гиротроны с релятивистскими электронными пучками могут обеспечить генерацию импульсного излучения с мультимегаватным уровнем мощности в 3-мм диапазоне при использовании термоэмиссионных инжекторов и с мощностью в несколько десятков МВт в 8-мм диапазоне при использовании пучков, формируемых взрывоэмиссионными катодами.
2. Сильноточные (килоамперные) винтовые электронные пучки с характеристиками, приемлемыми для достижения эффективной генерации в релятивистских гиротронах миллиметрового диапазона, могут быть сформированы в электронно-оптической системе, состоящей из коаксиального диода с магнитной изоляцией и системы раскачки поперечных скоростей на основе магнитного кикера.
3. Щелевые резонаторы с рабочими модами ТМ-типа могут быть использованы для освоения килоамперных токов инжекции, что обеспечит повышение эффективности генерации и мощности выходного излучения релятивистских гиротронов миллиметрового диапазона длин волн.
4. Собственные моды сверхразмерных продольно-щелевых цилиндрических резонаторов, в которых обеспечивается связь парциальных мод ТЕ-типа, могут быть селективно возбуждены электронными пучками релятивистских гиротронов для достижения мощности генерируемого излучения порядка десятков мегаватт в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн.
5. Сильноточные релятивистские гиротроны в режиме умножения частоты могут быть использованы как источники импульсного субтерагерцового излучения с уровнем мощности в несколько сотен киловатт.

Апробация результатов работы

Основные результаты работы опубликованы в рецензируемых российских и зарубежных журналах [А1-А10] и докладывались на международных конференциях по вакуумной электронике (Лондон, Великобритания, 2017), совместных Российско-Германских семинарах по ЭЦР нагреву плазмы и гиротронам (Н. Новгород, 2016, Карлсруэ, Германия 2017), Международной конференции по инфракрасным, миллиметровым и терагерцовым волнам (Париж, 2019), Международном семинаре по мощным СВЧ-источникам и их приложениям (Н. Новгород, Москва, 2017), Международной конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (Севастополь, 2016, 2018, 2022), Международной зимней школе-семинаре по радиофизике и электронике сверхвысоких частот (Саратов, 2018), Всероссийской микроволновой конференции (Москва, 2015, 2016, 2018), Всероссийском семинаре по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн (Н. Новгород, 2019, 2022), Всероссийской научно-технической конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ» (Санкт-Петербург, 2018, 2022), Международном конгрессе по потокам энергии и радиационным эффектам (Томск, 2022), Конкурсе молодых ученых ИПФ РАН (Н.Новгород, 2017) , а также на семинарах по вакуумной электронике, проводимых в ИПФ РАН.

Личный вклад автора в проведенные исследования

Основные результаты, представленные в диссертации и вошедшие в работы [А1-А30] получены либо лично автором, либо при его непосредственном участии. Вклад соискателя состоял в аналитическом исследовании электродинамических свойств резонаторов гиротронов и взаимодействия релятивистских электронных пучков с электромагнитными полями этих систем, численном моделировании режимов генерации, разработке систем для проведения натуральных экспериментов и, непосредственно, проведении экспериментальных исследований, анализе полученных данных, написании отчетов и статей. Теоретические исследования проводились автором при консультативной поддержке со стороны научного руководителя и соавторов совместных работ. Экспериментальные исследования проводились в составе коллективов установок «Сатурн-Ф» и «Синус-6» (ИПФ РАН). Обработка результатов эксперимента производилась автором лично. Постановка задач, обсуждение и интерпретация результатов проводились совместно с научным руководителем и соавторами.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, списка трудов по диссертации и списка цитируемой литературы. Общий объем диссертации составляет 122 страницы, включая 64 иллюстрации, 7 таблиц и список литературы из 119 наименований. Список публикаций автора по теме диссертации содержит 30 наименований.

Краткое содержание работы

Во введении обоснована актуальность темы, определены цели диссертационной работы, отмечена научная новизна проведенных исследований, приведены основные положения, выносимые на защиту, а также кратко изложено содержание диссертации.

Первая глава посвящена исследованию импульсного мультимегаваттного релятивистского гиротрона W-диапазона с термоэмиссионным инжектором.

В разделе 1.1 приводятся элементы расчета и оптимизации гиротрона. Представлено описание основных решений, примененных для создания компонентов прибора: электронно-оптической системы, формирующей винтовой электронный пучок, пространства электронно-волнового взаимодействия, электродинамической системы вывода высокочастотной энергии.

Раздел 1.2 посвящен экспериментальному исследованию гиротрона W-диапазона с мультимегаваттной выходной мощностью. Описывается система измерения параметров выходного излучения, методика и ход эксперимента, а также обсуждаются результаты.

Во второй главе рассматривается гиротрон Ka-диапазона с мульткилоамперным электронным пучком и субгигаваттной выходной мощностью.

В разделе 2.1 описывается моделирование и расчет электронно-оптической системы на основе магнито-изолированного коаксиального диода с взрывоэмиссионным катодом и системы раскачки поперечных скоростей в неадиабатическом магнитном поле, формирующей сильноточные винтовые электронные пучки с питч-фактором порядка 1. Описаны методика и результаты экспериментального исследования ЭОС.

В разделе 2.2 предложен резонатор продольно-щелевого типа для селективного возбуждения ТМ-моды в сильноточном гиротроне. Представлена аналитическая теория такого резонатора, результаты расчеты методом конечных элементов и "холодных" электродинамических измерений.

Раздел 2.3 посвящен моделированию взаимодействия сильноточного релятивистского электронного пучка с модами гиротронных резонаторов ТЕ и ТМ типов.

Описывается модель на основе усредненных уравнений, а так же прямое моделирование методом крупных частиц.

В разделе 2.4 приводятся результаты экспериментальных исследований сильноточного гиротрона на модах $TE_{3,2}$ и $TM_{5,1}$ с мощностью выходного излучения в десятки мегаватт. Обсуждаются возможные способы оптимизации режимов работы гиротрона и повышения выходной мощности.

Третья глава посвящена повышению рабочей частоты сильноточных релятивистских гиротронов до нескольких сотен гигагерц.

В разделе 3.1 на основе аналитического подхода и численного моделирования показано, что в сверхразмерном цилиндрическом резонаторе с M продольно-щелевыми разрезами связь парциальных мод регулярного волновода с M и $2M$ индексами может приводить к формированию высокодобротных мод с малыми радиальными потерями на квазикритических частотах. Что, в свою очередь, обеспечивает возможность селективного возбуждения подобных мод винтовыми электронными пучками в релятивистских гиротронах субтерагерцового диапазона.

В разделе 3.2 в рамках усредненных уравнений и на основе трехмерного моделирования методом крупных частиц исследован режим умножения частоты в сильноточном релятивистском гиротроне. Показано, что отношение мощности излучения на высоких гармониках к уровню генерации на основном циклотронном резонансе на несколько порядков превосходит значения, достижимые в гиротронах со слаборелятивистскими электронными пучками.

Глава 1. Релятивистский гиротрон W-диапазона на базе термоэмиссионной магнетронно-инжекторной пушки. Разработка и экспериментальное исследование.

Введение

Традиционные слаборелятивистские гиротроны являются наиболее распространенной разновидностью электронных мазеров на циклотронном резонансе. Важным их преимуществом является хорошая модовая селективность, основанная на особенностях механизма электронно-полевого взаимодействия [38–40]. Это свойство позволяет использовать в гиротронах электродинамические системы с высокой сверхразмерностью и осуществлять работу на модах высокого порядка. Кроме того, в конструкции гиротронов отсутствуют замедляющие системы и другие, мелкомасштабные по сравнению с длиной волны элементы, присущие большинству классических электровакуумных приборов СВЧ. Эти достоинства становятся особенно важными в контексте задачи освоения мегаваттного уровня выходной мощности в миллиметровом диапазоне длин волн.

Современные гиротроны для установок управляемого термоядерного синтеза обеспечивают выходную мощность до единиц МВт на частоте 140-170 ГГц, обладая при этом КПД порядка 50% [48]. Очевидно, что дальнейшее наращивание мощности выходного излучения для данного класса приборов возможно только при увеличении мощности используемого электронного пучка, что встречает некоторые сложности и ограничения [49].

Существенным фактором, ограничивающим мощность и эффективность гиротронов, является провисание потенциала винтового электронного пучка ΔU , вызванное его собственным пространственным зарядом [50]

$$\Delta U = \frac{2I}{v_{\parallel}} \cdot \ln\left(\frac{R}{r}\right). \quad (1.1)$$

Здесь I – ток электронного пучка, v_{\parallel} – поступательная скорость электронов, R и r – радиусы резонатора гиротрона и ведущих центров винтового электронного пучка. Особенно значима роль провисания потенциала для импульсных систем с

длительностью импульса $\tau < 10^{-5}-10^{-4}$ с, в которых еще не успевают развиваться процессы ионной компенсации квазистатического пространственного заряда. В мощных гиротронах, где для снижения омических потерь используются высшие моды с отношением $R/r \sim 2$, величина провисания потенциала может составлять 15-20 % от анодного напряжения U_a , что существенно снижает мощность электронного потока. Соответственно, рабочий ток прибора в этих условиях составляет уже заметную долю (30-40%) по отношению к предельному току транспортировки

$$I_{\max} = \frac{mc^3}{2e} \frac{\left[\left(\frac{\gamma_0}{\gamma_t} \right)^{\frac{2}{3}} - 1 \right]^{\frac{3}{2}}}{\ln(R/r)}, \quad (1.2)$$

$\gamma_0 = 1 + eU_0/(mc^2)$ – начальный масс-фактор электронов, e и m – заряд и масса электрона, c – скорость света, $\gamma_t = (1 - (v_{\perp}/c)^2)^{-1/2}$ – «поперечный» масс-фактор, v_{\perp} – поперечная компонента скорости электронов. Ввиду меньшей поступательной скорости при одинаковой энергии частиц, влияние провисания потенциала на параметры винтового электронного пучка выражено гораздо сильнее, чем в случае прямолинейных электронных пучков.

Таким образом, естественным способом наращивания мощности электронного пучка а, следовательно, и мощности выходного излучения гиротронов является повышение ускоряющего напряжения, что, в свою очередь, влечет за собой переход в релятивистскую область энергии электронов. Построение гиротронов на релятивистских электронных пучках сопряжено со значительными трудностями как технического (увеличение габаритов установки, необходимость создания радиационной защиты от коллекторного рентгеновского излучения и проч.), так и чисто физического характера. В частности, переход к релятивистским энергиям (при одной и той же частоте генерируемого излучения) требует создания более сильных магнитных полей, что следует из условия синхронизма

$$\omega \approx \omega_B = \frac{|e|B_0}{m\gamma_0}, \quad (1.3)$$

где ω , ω_B – частота электромагнитных колебаний и циклотронная частота вращения электронов соответственно, B_0 – индукция ведущего магнитного поля. Вместе с тем,

максимум КПД в гиротронах реализуется при определенных значениях нормированной расстройки синхронизма [51]

$$\Delta = \frac{2}{\beta_{\perp 0}^2} \frac{\omega_0 - \omega_B}{\omega_0}, \quad (1.4)$$

где $\beta_{\perp 0} = v_{\perp 0}/c$, ω_0 – критическая частота резонатора гиротрона. Из этого соотношения легко получить оценку оптимального магнитного поля:

$$B_{opt} = \frac{m_0 c}{|e|} \gamma_0 \omega_0 \left(1 - \frac{\Delta_{opt}}{2} \frac{g^2}{1+g^2} \left(1 - \frac{1}{\gamma_0^2} \right) \right), \quad (1.5)$$

, где $g = v_{\perp}/v_{\parallel}$ – питч-фактор электронного пучка. Оптимальное значение расстройки синхронизма Δ_{opt} находится в области положительных значений. Для модели гиротрона с низкодобротным резонатором $\Delta_{opt} = 0.6$ [52], соответственно при повышении энергии винтового электронного пучка с питч-фактором 1.3 со 50 кэВ до 250 кэВ магнитное поле необходимо будет увеличить примерно в 1.25 раза, а при повышении энергии до 500 кэВ – более чем в 1.6 раза.

Другой проблемой является сильная неизохронность вращения релятивистских электронов в магнитном поле, связанная с усилением зависимости циклотронной частоты от кинетической энергии электронов и, соответственно, более быстрый выход электронов из полосы циклотронного резонанса по сравнению со слаборелятивистским приближением. Определив полный электронный КПД гиротрона как отношение энергии, переданной пучком электромагнитному полю в процессе взаимодействия к первоначальной величине энергии:

$$\eta = \frac{\gamma_0 - \gamma(z_k)}{\gamma_0 - 1}, \quad (1.6)$$

где z_k – конечная точка пространства взаимодействия, нетрудно оценить, что при реализации КПД 30% в гиротроне с ускоряющим напряжением 50 кВ циклотронная частота за все время процесса взаимодействия изменяется менее чем на 3% от первоначальной величины, с ускоряющим напряжением 250 кВ – на 11%, а с ускоряющим напряжением 500 кВ – на 17.5%.

КПД релятивистского гиротрона, в предположении, что в процессе электронно-волнового взаимодействия происходит изменение только поперечного импульса электронов, имеет следующий вид [44]:

$$\eta = \frac{g^2}{2(1+g^2)} \left(1 + \frac{1}{\gamma_0} \right) \eta_{\perp}, \quad (1.7)$$

где $\eta_{\perp} = 1 - \overline{p_{\perp}^2 / p_{\perp 0}^2}$; $p_{\perp}, p_{\perp 0}$ – поперечный импульс электронов и его начальное значение, черта сверху означает усреднение по начальным фазам влета электронов в пространство взаимодействия. Величина η_{\perp} для слабoreлятивистских частиц имеет смысл относительной потери их вращательной энергии и обычно называется поперечным КПД. Для релятивистских частиц выделение доли энергии, связанной только с вращательным движением, невозможно. Соответственно, в этом случае данная характеристика прямого энергетического смысла не имеет, и ее название следует понимать как условное.

Повышение энергии электронов, при условии сохранения величины поперечного КПД, в целом негативным образом сказывается на эффективности гиротрона. Так, в предельном случае $\gamma_0 \gg 1$ КПД снижается двукратно относительно значения в области слабого релятивизма $\gamma_0 \approx 1$. Долгое время считалось, что поперечный КПД гиротронов значительно уменьшается в релятивистской области, что, в свою очередь, приводит к ограничению полного КПД на уровне 20-30%. Однако детальное численное моделирование процессов электронно-волнового взаимодействия в резонаторах гиротронов показало, что независимо от энергии электронов возможна реализация условий, при которых поперечный КПД будет достигать больших значений $\eta \approx 1$ [41]. Таким образом, даже в сильно-релятивистских гиротронах становятся достижимыми значения КПД на уровне 35-45% без использования рекуперации, в то время как в практически значимой области умеренно-релятивистской энергии частиц при $\gamma \sim 1.5-2.5$ КПД может достигать значений 50 % и более.

В ходе предшествующих настоящей работе исследований были экспериментально реализованы релятивистские гиротроны на частотах 9.2 ГГц и 30 ГГц с рекордными значениями уровня мощности (~ 10 МВт) и КПД ($\sim 50\%$) [53, 42] а также гироклистроны на частотах 30 и 35 ГГц с выходной мощностью 15 МВт и КПД 40% и 30% соответственно [54, 55]. В этих приборах использовалась магнетронно-инжекторная пушка с термоэмиссионным катодом. Характерная величина тока винтового пучка составляла порядка 100 А, а энергии частиц – порядка 300 кВ. Успех в реализации данных приборов предопределил постановку задачи создания гиротрона с аналогичными характеристиками в W-диапазоне частот.

1.1 Расчет и оптимизация параметров мультимегаваттного релятивистского гиротрона W-диапазона.

Рассматриваемый гиротрон был реализован на основе электронного ускорителя "Сатурн-F", позволяющего формировать винтовой электронный пучок с энергией до 500 кэВ, током до 200 А и частотой повторения до 10 Гц [56]. Криогенная система откачки ускорителя рассчитана на обеспечение уровня вакуума в рабочем объеме 5×10^{-5} Торр в дежурном режиме и 10^{-7} Торр в рабочем режиме. Для обеспечения вакуумных условий, близких к параметрам отпаянных приборов, предусмотрена возможность прогрева компонентов электродинамической системы до 400°C перед началом рабочей сессии. Как показывает опыт, данная мера позволяет стабилизировать параметры системы на протяжении, как минимум, двух суток, после чего может потребоваться повторный прогрев. Предварительные расчетные значения рабочего магнитного поля позволяют использовать типовой криомагнит НПП "Гиком", обеспечивающий максимальную величину индукции магнитного поля 5 Тл и применяемый в слаборелятивистских гиротронах диапазона 140-170 ГГц с традиционной схемой вертикального расположения теплового отверстия (*рисунок 1.1*).

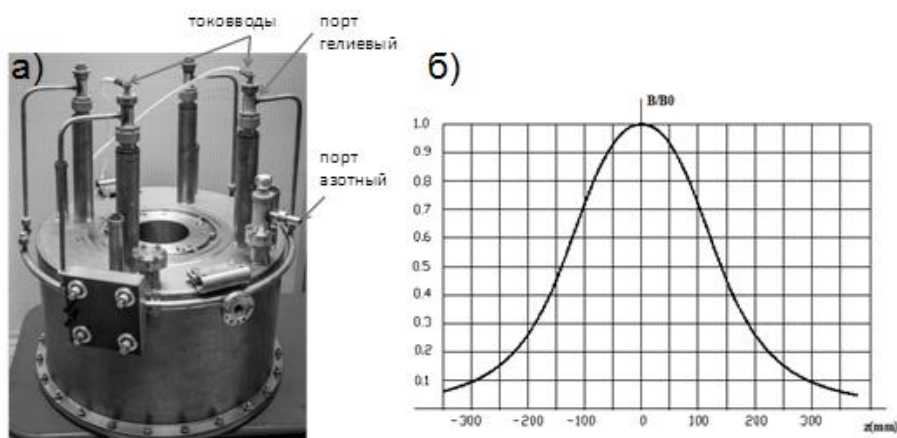


Рисунок 1.1. Внешний вид (а) и распределение поле на оси криомагнита (б)

Сложность разработки гиротрона обусловлена общими особенностями проектирования и функционирования систем с релятивистскими электронами и связана с большими габаритами высоковольтных устройств питания, применением массивной защиты от неиспользуемого рентгеновского излучения и др. Очевидно, что существенные изменения конструкции в таких системах оказываются чрезвычайно ресурсоемкими. Эти обстоятельства, в итоге, ведут к необходимости выбора компромиссных вариантов режимов работы и конструкции прибора, не всегда оптимальных с точки зрения, например, достижения высокой электронной

эффективности. В частности, это проявилось при адаптации существующего в ускорителе катодного узла к задаче формирования винтового электронного пучка, параметры которого значительно отличаются от использованных в предшествующих исследованиях при построении более низкочастотных приборов.

Принципиальная схема гиротрона представлена на *рисунке 1.2* Магнетронно-инжекторная пушка (*рисунок 1.3*) построена по трехэлектродной схеме, в которой напряжение на первом аноде формируется из полного ускоряющего напряжения с помощью активного делителя. Используется импрегнированный алюминатно-бариевый катод с рабочей температурой 1050-1100 °С.

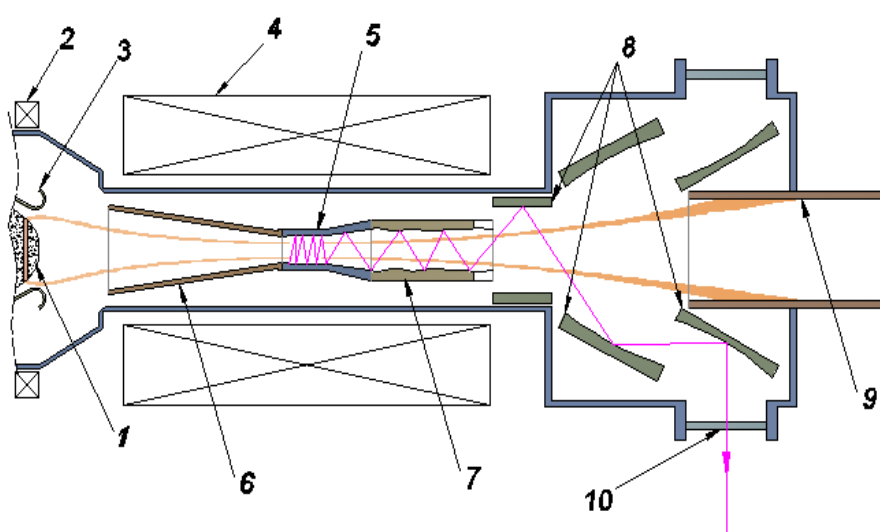


Рисунок 1.2. Принципиальная схема релятивистского гиротрона на частоту 94.4 ГГц: (1) – катод, (2) – корректирующий соленоид, (3) – анод, (4) – криомагнит, (5) – резонатор, (6) – канал транспортировки пучка, (7) – излучатель рабочей волны, (8) – зеркала квазиоптического преобразователя, (9) – коллектор, (10) – выходное окно.

Оптимизация параметров винтового электронного пучка осуществлялась программным комплексом ANGEL (ANalyzer of a Gyrating ELections), основанном на традиционных алгоритмах анализа электронно-оптических систем методами трубок тока и дискретных источников [57, 58].



Рисунок 1.3. Внешний вид катодно-анодного узла магнетронно-инжекционной пушки

На **рисунке 1.4** представлены расчетные траектории и зависимости питч-фактора и разброса поперечных скоростей от тока электронного пучка при различных значениях анодного напряжения. Точная подстройка радиусов ведущих центров (и, соответственно, границ пучка) электронного пучка может осуществляться путем изменения напряженности магнитного поля на катоде корректирующим соленоидом. Возможность такой подстройки позволяет минимизировать зазор между зеркалами квазиоптического преобразователя и пучком на выходе из пространства взаимодействия, и, соответственно, снизить потери на рассеяние выходного излучения за счет максимизации апертуры зеркал.

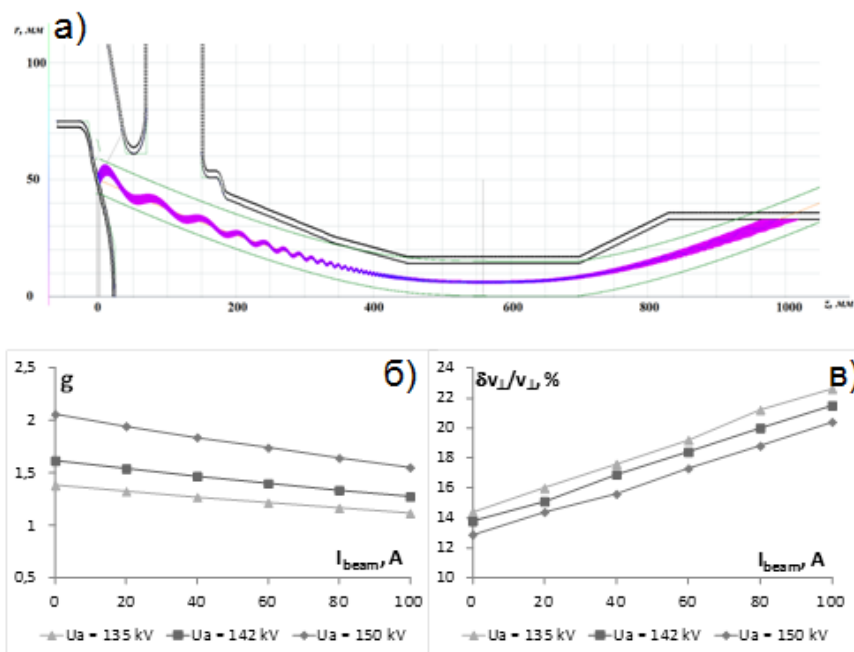


Рисунок 1.4. Расчетные траектории пучка (а) и зависимости питч-фактора (б) и относительного разброса по поперечным скоростям (в) от тока электронного пучка при различных значениях анодного напряжения.

Следует отметить, что повышение анодного напряжения ограничено предельными значениями напряженности электрического поля на поверхности катода. На практике предельное значение напряженности поля на поверхности катода, выше которого в течение импульса ускоряющего напряжения происходит пробой промежутка анод-катод, составляет 8-9 кВ/мм. В силу этого напряжение на первом аноде ограничивалось значением равным 150 кВ. Согласно расчетам, при ускоряющем напряжении 250 кВ возможно формирование винтового электронного пучка с питч-фактором 1.3, током 80-100 А и приемлемой величиной относительного разброса поперечных скоростей 20-25%. В качестве общего замечания можно отметить, что переход к высоким напряжениям ведет к увеличению перемагничивания, соответствующего увеличению радиуса катода и ряда других эффектов [50], которые должны учитываться при проектировании электронно-оптических систем релятивистских гироприборов.

Оптимизация профиля резонатора проводилась на основе классической одномодовой стационарной модели с нефиксированной структурой поля [41]. В рамках данной модели, поведение электронов описывается системой уравнений, полученной в результате усреднения уравнений их движения в статическом магнитном поле $B_0 = B_0(z)$ и поле рабочей моды TE_{mp} по периоду высокочастотного поля $T = 2\pi/\omega$.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dp_{\perp}}{dz} = \text{Re} \left[\left(\frac{iF}{\beta_z} + \frac{1}{k} \frac{dF}{dz} \right) \cdot \exp(-i\theta) \right] \cdot k_{\perp} J_1'(\xi) \cdot G_{mp}^{1/2} + \frac{p_{\perp}}{2B_0} \frac{dB_0}{dz} \\ \frac{dp_z}{dz} = -\frac{p_{\perp}}{p_z k} \cdot \text{Re} \left[\frac{dF}{dz} \cdot \exp(-i\theta) \right] \cdot k_{\perp} J_1'(\xi) \cdot G_{mp}^{1/2} - \frac{p_{\perp}^2}{2p_z B_0} \frac{dB_0}{dz} \\ \frac{d\theta}{dz} = \frac{1}{p_{\perp}} \cdot \text{Re} \left[\left(\frac{F}{\beta_z} \cdot \left(1 - \beta_{\perp}^2 \frac{c\gamma}{\omega_{H0}} \cdot \frac{k_{\perp}^2}{k} \right) - \frac{i}{k} \frac{dF}{dz} \right) \cdot \exp(-i\theta) \right] \cdot \frac{J_1(\xi)}{\xi} k_{\perp} \cdot G_{mp}^{1/2} + \\ + \frac{1}{\beta_z} \cdot \left(\frac{\omega_{H0}}{c\gamma} - k \right) \\ \frac{d^2 F}{dz^2} + h^2 F = 4,693 \cdot 10^{-4} I k \frac{p_{\perp}}{p_z} \exp(i\theta) k_{\perp} J_1'(\xi) \cdot G_{mp}^{1/2} \end{array} \right. \quad (1.8)$$

Где z – координата вдоль оси гиротрона, $p_{\perp} = \beta_{\perp} \gamma$ и $p_z = \beta_z \gamma$ – относительные вращательный и продольный импульсы электронов, $\beta_{\perp} = v_{\perp}/c$ и $\beta_z = v_z/c$ – отношения поперечных и продольных компонент скоростей электронов к скорости света, $\gamma = (1 + p_{\perp}^2 + p_z^2)^{1/2}$, θ – фазы вращательного движения электронов, $F(z)$ – функция продольного распределения амплитуды высокочастотного поля, $k = \omega/c$ – волновое

число, $k_{\perp} = v_{mp}/R$ – поперечное волновое число, v_{mp} – p -й корень уравнения $J'_m(v) = 0$, соответствующий рассматриваемой рабочей моде TE_{mp} , $J'_m(v)$ – производная функции Бесселя $J_m(v)$ 1-го рода m -го порядка по аргументу. $R = R(z)$ – зависимость радиуса резонатора от продольной координаты, $\xi = k_{\perp} a$, $a = p_{\perp} c / \omega_{H0}$ – радиус электронной орбиты, $\omega_{H0} = eB_0 / m_{e0}$ – нерелятивистская циклотронная частота,

$$G_{mp} = \frac{J_{m-1}^2(k_{\perp} R_0)}{J_m^2(v_{mp})(v_{mp}^2 - m^2)} \quad (1.9)$$

– структурный фактор взаимодействия электронов с полем рабочей моды, R_0 – радиус ведущих центров электронного пучка в резонаторе, h – продольное волновое число, I – ток электронного пучка в амперах. Двойная черта означает усреднение по начальным фазам θ_0 вращательного движения электронов и их начальным скоростям (для отображения скоростного разброса).

В уравнениях (1.8) не учитывается поперечный дрейф электронных орбит (ввиду предположения радиуса встраля электронного пучка к оптимальному значению, соответствующему максимуму структурного фактора (1.9)), а также влияние пространственного заряда.

Граничные условия для уравнений (1.8) соответствуют немодулированному электронному пучку и экспоненциальному спаду амплитуды высокочастотного поля во входном сечении резонатора, соответствующем закритическому сужению:

$$p_{\perp}(0) = p_{\perp 0} = \sqrt{\frac{\gamma_0^2 - 1}{1 + \frac{1}{g^2}}}, \quad p_{\parallel}(t) = p_{\parallel 0} = p_{\perp 0} / g, \quad \theta(0) = \theta_0 \in (0, 2\pi], \quad \left(\frac{dF}{dz}\right)_{z=0} = |h|F.$$

В выходном сечении резонатора z_k должно выполняться условие излучения:

$$\left(\frac{dF}{dz}\right)_{z=z_k} = -i|h|F, \quad h > 0.$$

Поскольку допустимый диапазон регулировки радиуса встраля электронного пучка обеспечивал определенную свободу в выборе рабочей моды, было принято решение ориентироваться на хорошо отработанные в данном частотном диапазоне решения. Выбор был сделан в пользу моды $TE_{12,5}$, ранее применявшейся в качестве рабочей, к примеру, в непрерывном 200 кВт гиротроне диапазона 84 ГГц [59].

При оптимизации профиля резонатора, наряду с основной задачей повышения эффективности электронно-волнового взаимодействия, решалась задача минимизации переизлучения рабочей моды в другие моды. В ранее реализованных релятивистских гиротронах сантиметрового диапазона, в силу относительно низких значений индексов мод (TE_{01} , TE_{53}), было допустимым использование резонаторов, выход которых представлял собой сочетание нескольких (двух или трех) конусов. Однако на длине волны 3 мм на "изломах" между конусами происходит значительное переизлучение рабочей моды в моды с другими поперечными индексами. К примеру, для простейшего выходного профиля в виде конического расширения в паразитные моды переизлучается около 5% мощности [60]. В этой связи применяется более сложная технология изготовления, при которой профиль перехода между резонатором и выходным излучателем задается в виде совокупности дуг окружностей с плавными переходами. В результате проведенной оптимизации профиля перехода удается кардинально уменьшить переизлучения до уровня порядка 0.1%. На *рисунке 1.5* представлены распределение ведущего магнитного поля, оптимизированный профиль резонатора и распределение амплитуды и фазы рабочего колебания $TE_{12,5,1}$. На *рисунке 1.6* представлены зависимость КПД от ведущего магнитного поля и тока пучка при фиксированном питч-факторе 1.3.

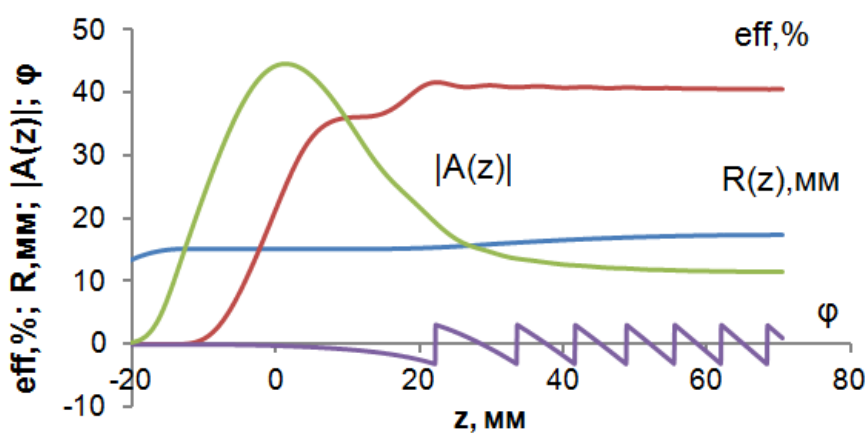


Рисунок 1.5. Результаты моделирования по усредненным уравнениям: оптимизированный профиль резонатора $R(z)$, модуль амплитуды высокочастотного поля $|A(z)|$ и распределение его фазы $\varphi(z)$, КПД взаимодействия $eff(z)$.

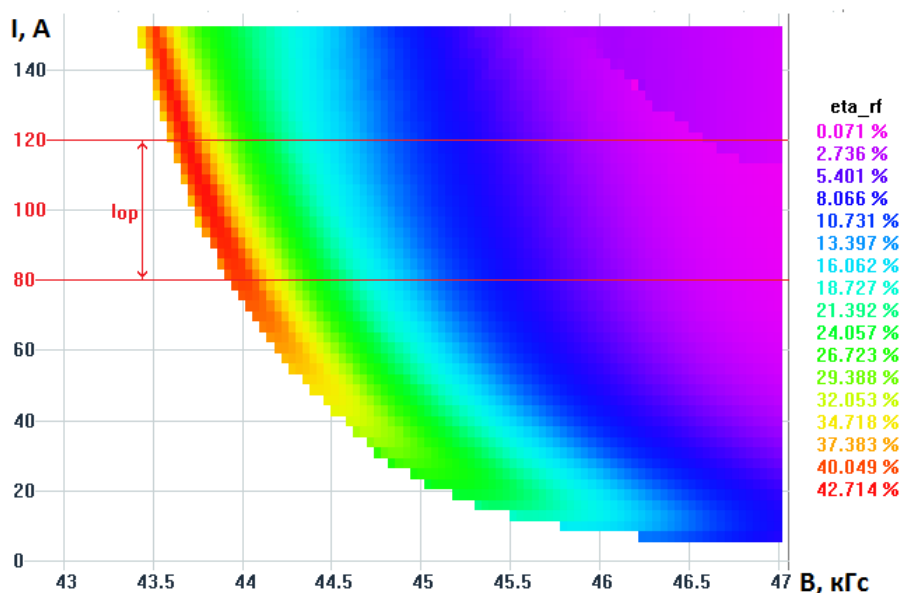


Рисунок 1.6. Зависимость КПД гиротрона от величины ведущего магнитного поля и тока пучка (красным цветом выделен рабочий диапазон токов) ($U_0=220$ кВ, $g=1.3$).

Следует отметить, что повышение тока пучка, согласно расчетам ЭОС, приводит к снижению питч-фактора и, как следствие, уменьшению эффективности генерации. В свою очередь, сохранение значения питч-фактора на уровне 1.3 при токах, превышающих 80 А, сопряжено с повышением анодного напряжения и увеличением риска возникновения пробоев анодно-катодного промежутка.

Результаты одномодового моделирования на основе системы усредненных уравнений, были подтверждены путем прямого трехмерного численного моделирования [A2], выполненного с использованием PIC-кода KARAT [61, 62]. Геометрия исследуемого пространства взаимодействия показана на **рисунке 1.7а**. Для имитации открытого пространства с левой (катодной) и с правой (выходной) стороны исследуемой области располагались слои идеально согласованного поглотителя. Такие слои задавались в виде областей с линейно изменяющейся проводимостью от 0 до 10 См/м. Коэффициент отражения от поглощающих областей не превышал 1% от мощности падающего излучения. Резонатор гиротрона возбуждалась спиральным электронным пучком с энергией частиц 250 кэВ, током 100 А, начальным питч-фактором 1,3 и позиционным разбросом по радиусу 0,3 мм. Чтобы минимизировать время расчета, электронный пучок осаждался на стенку волновода на небольшом расстоянии от окончания регулярной части резонатора. Увеличение этого расстояния лишь незначительно влияет на расчетную эффективность гиротрона. Моделирование проводилось с учетом конечной проводимости стенок резонатора, выполненных из меди

($\sigma = 5.6 \times 10^7$ S/m) и величины начального разброса по поперечным скоростям частиц в пучке 20%.

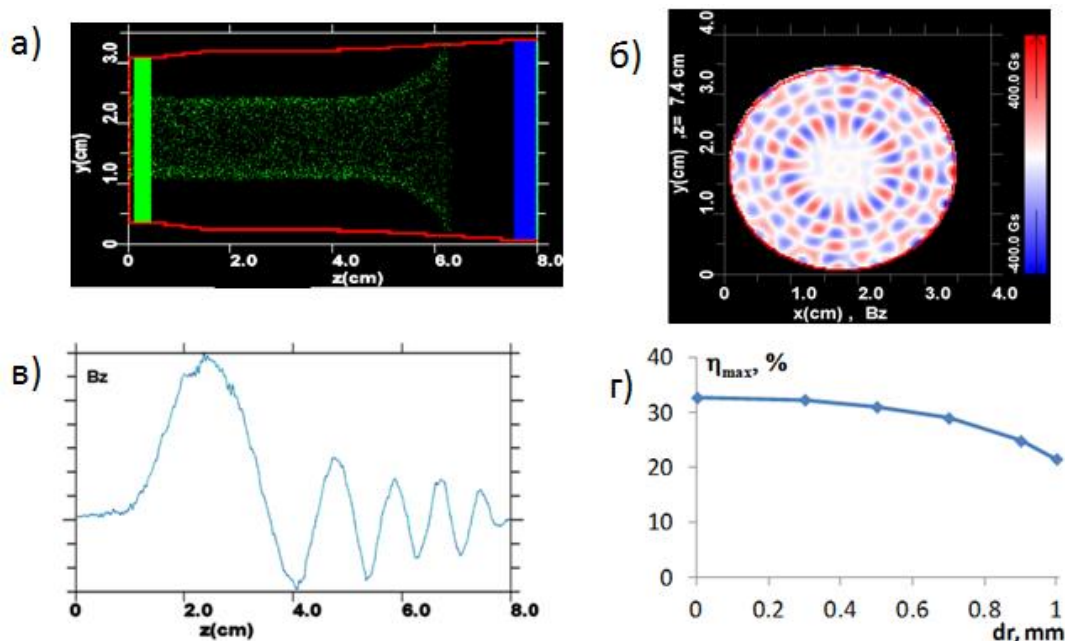


Рисунок 1.7. PIC-моделирование электронно-полевого взаимодействия. (а) геометрия пространства взаимодействия. (б) поперечная и (в) продольная структуры поля в резонаторе. (г) зависимость максимального КПД от смещения оси электронного пучка относительно оси резонатора

В результате моделирования была получена устойчивая одномодовая генерация моды $TE_{12,5,1}$ (**Рисунок 1.7б и 1.7в**) в диапазоне магнитных полей в пределах 2% от номинального значения. Максимальная прогнозируемая выходная мощность составила 8.2 МВт при КПД 33%, что близко к результатам расчетов по усредненным уравнениям. Также, с помощью PIC-моделирования было показано, что режим работы гиротрона остается устойчивым при смещении оси электронного пучка относительно оси резонатора в пределах 1 мм. Такая несоосность приводит к падению КПД до уровня 20% (**Рисунок 1.7г**).

В реализованных ранее в ИПФ РАН релятивистских гиротронах была использована концепция осевого вывода энергии на рабочей моде. В такой схеме выходной волновод одновременно осуществляет функцию коллектора для отработанных электронов. Кроме очевидной проблемы неизбежного переизлучения рабочей моды на неоднородностях выходного волновода и, как следствие, возрастания потерь при дальнейшей транспортировке излучения, данная схема имеет еще один существенный недостаток, связанный со снижением порога развития мультипакторного разряда в

области спада ведущего магнитного поля [63]. Для решения этих проблем в рассматриваемом гиротроне был использован располагаемый в вакуумном объеме встроенный квазиоптический преобразователь излучения рабочей моды в гауссов пучок. Преобразователь (см., например, [64]) включает в себя излучатель рабочей волны $TE_{12,5}$ в свободное пространство, квазипараболическое зеркало и два поворотных зеркала (**Рисунок 1.8**). Расчетная величина потерь в квазиоптическом преобразователе не превышает 5%. Выходное окно с апертурой 63.5 мм изготовлено из керамики на основе нитрида бора с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = \varepsilon_w(1 + i \tan \delta)$, $\varepsilon_w \approx 4.6$, $\tan \delta \sim 10^{-3}$.

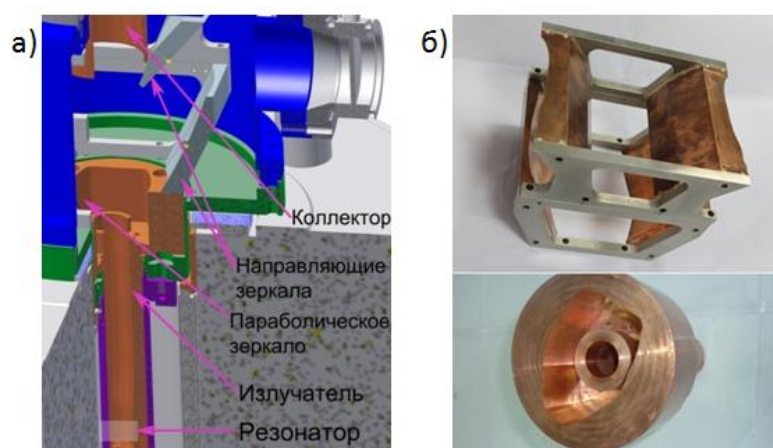


Рисунок 1.8. (а) устройство схемы ввода-вывода излучения гиротрона. (б) изготовленные направляющие зеркала и излучатель квазиоптического преобразователя

Второй симметричный волновой канал, показанный на **рисунках 1.2** и **1.8**, предназначен для ввода сигнала от внешнего источника в резонатор гиротрона. Кроме того, при наличии паразитной генерации мод противоположного вращения, их можно детектировать через второе выходное окно.

Итоговые проектные параметры гиротрона приведены в **таблице 1.1**.

таблица 1.1 Основные проектные параметры гиротрона

Полное ускоряющее напряжение	250 кВ
Напряжение между катодом и первым анодом	120-160 кВ
Ток пучка	80-100 А
Питч-фактор	1.3
Радиус ведущих центров пучка в рабочем пространстве	6.5 мм
Длительность импульса	0.5-1 мкс
Рабочая частота	94.4 ГГц
Рабочая мода	$TE_{12,5}$
Радиус однородного участка резонатора	15.039 мм
Оптимум магнитного поля	4.58 Т
Максимум электронного КПД	37%

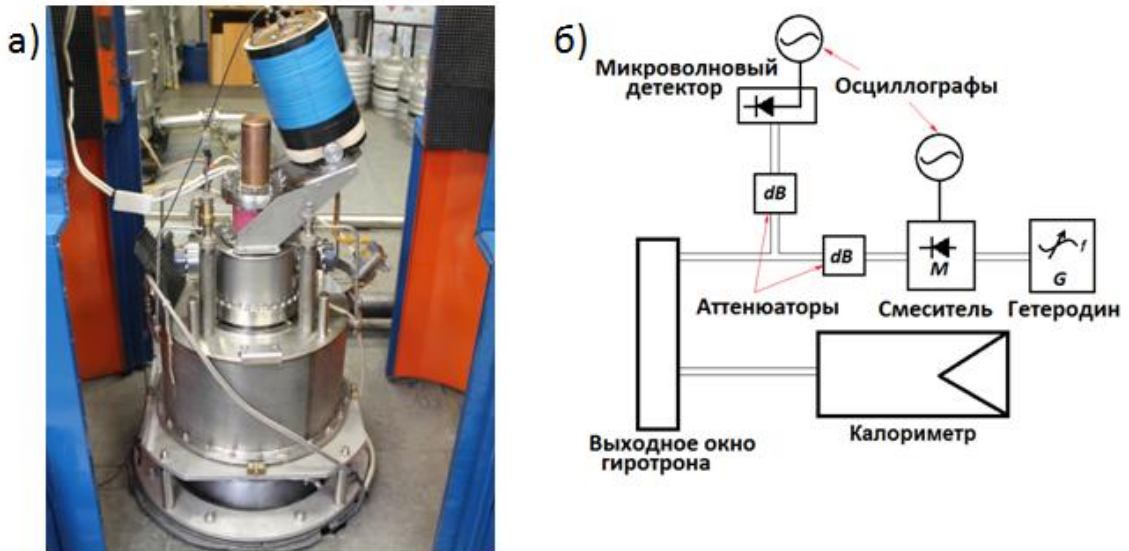


Рисунок 1.9. (а) гиротрон, смонтированный на стенде «Сатурн-Ф» в процессе экспериментальных испытаний. (б) Схема измерения параметров выходного микроволнового импульса.

1.2 Экспериментальное исследование мультимегаваттного релятивистского гиротрона W-диапазона.

Система измерений параметров выходного импульса гиротрона состояла из двух микроволновых детекторов, фиксирующих огибающие сигнала, смесителя и гетеродина для анализа спектра излучения и калориметра [65], с помощью которого измеряется полная энергия импульса. Последнее значение, в сочетании с измеренной временной огибающей импульса, позволяет оценить пиковую выходную мощность устройства. Для размещения калориметра в габаритах существующей биозащиты напротив выходного окна было установлено дополнительное зеркало, призванное направить выходное излучение в калориметр, расположенный над коллектором (см. **Рисунок 1.9 (а)**) Импульс ускоряющего напряжения фиксировался с помощью встроенного делителя, а ток пучка измерялся с помощью коллекторного шунта.

Работа ускорителя осуществлялась в двух режимах: длинного (длительность ~ 4 мкс по полувысоте импульса) и короткого (~ 2 мкс) импульсов. Первоначально эксперименты проводились в режиме короткого импульса, поскольку в этом случае пушка более устойчива к пробую.

При экспериментальном исследовании [А1] в окрестности расчетных магнитных полей в гиротроне наблюдалась устойчивая генерация на частоте, близкой к ожидаемой. Оптимизация работы гиротрона осуществлялась путем подбора рабочих параметров, таких как полное ускоряющее напряжение пушки, ток электронного пучка, регулируемый ток накала катода, величина ведущего магнитного поля и коэффициент магнитной компрессии пучка, регулируемый с помощью корректирующей катодной катушки. В процессе исследования выяснилось, что при достижении гиротроном уровня выходной мощности в 3-4 МВт стабильно происходит высокочастотный пробой выходного тракта на поверхности внешнего поворотного зеркала.

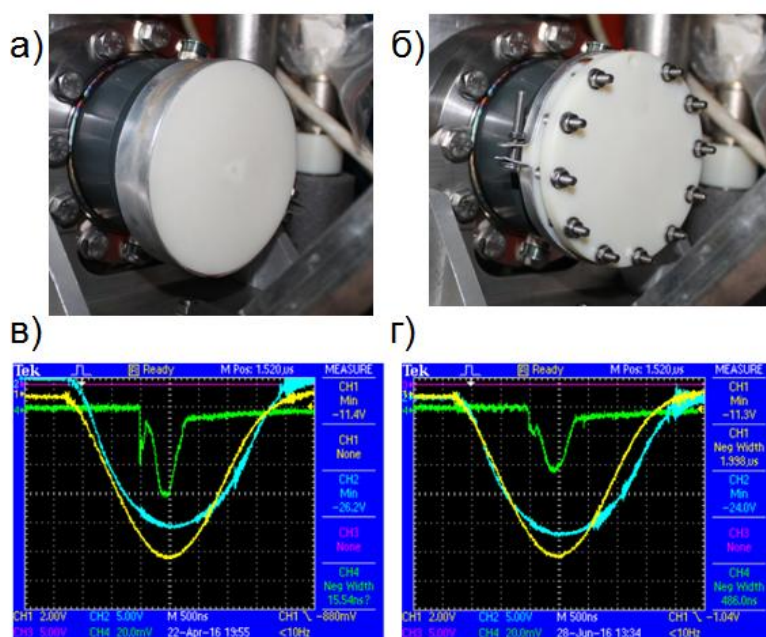


Рисунок 1.10. поглощающие вставки из (а) цельного капролона с коэффициентом ослабления по мощности 1.7 и (б) поляя, заполненная силиконовым маслом ПМС-40 с коэффициентом ослабления по мощности 2.9. Импульс ВЧ излучения (в) без ослабляющей вставки и (г) при ее установке. Здесь и далее желтая – осциллограмма ускоряющего напряжения, голубая – тока коллекторного шунта, зеленая – огибающая ВЧ импульса. Ускоряющее напряжение 228 кВ, ток пучка 101 А (слева) и 96 А (справа), магнитное поле в резонаторе 4,32 Т (ток катушки 57 А), ток катодной катушки 4,5 А, импульсная мощность 1,9 и 1,5 МВт соответственно.

Для устранения пробойных явлений были приняты меры по ослаблению интенсивности выходного излучения за счет введения в волновой пучок после вакуумного окна поглощающих элементов. Использовались две разные поглощающие вставки: вставка №1 – из сплошного капролона толщиной 22,52 мм (**Рисунок 1.10(а)**),

вставка №2 – из капролона с полостью, заполняемой силиконовым маслом (**Рисунок 1.10(б)**). Толщина вставок подбиралась так, чтобы обеспечить минимум отражения падающего излучения на рабочей частоте 94,4 ГГц. Характеристики вставок были предварительно измерены в электродинамическом эксперименте. Коэффициент ослабления по мощности составил 1,7 для вставки №1 и 2,9 для вставки №2, коэффициенты отражения при этом не превышали 5%.

Эксперименты с гиротроном показали, что при установке любой из поглощающих вставок пропадает «щелчок», слышимый при СВЧ пробое, уменьшается изрезанность ВЧ импульса и увеличивается его длительность (**Рисунок 1.10(в)** и **(г)**). Таким образом, достигнутое ослабление интенсивности излучения оказалось достаточным для устранения ВЧ пробоев во всех исследованных режимах работы прибора.

Устранение высокочастотных пробоев в выходном тракте гиротрона дало возможность проведения исследований, направленных на достижение максимальной выходной мощности излучения. В последующей серии экспериментов были сняты зависимости выходной мощности гиротрона от величины тока в катодной катушке подмагничивания. Данная катушка обеспечивает дополнительное магнитное поле с индукцией около 5 Гс/А на оси системы в середине катушки. Максимальный допустимый ток в катушке, ограниченный ее нагревом, составляет около 20 А, что позволяет изменять магнитное поле на катоде в пределах $\pm 14\%$. Лучшие результаты были получены при встречном включении катодной катушки, то есть при ослаблении поля на катоде, и, соответственно, увеличении питч-фактора пучка (**Рисунок 1.11**).

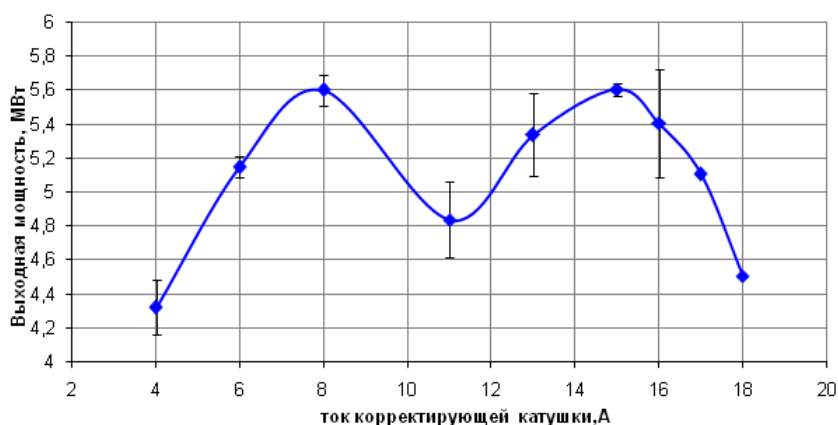


Рисунок 1.11. Зависимость импульсной выходной мощности гиротрона от тока катодной катушки (встречное включение поля). Ускоряющее напряжение 240 кВ, ток пучка 103 А, магнитное поле в резонаторе 4,35 Т

При токах катушки 8 и 16 А, соответствующих локальным максимумам выходной мощности, были сняты зависимости выходной мощности от величины магнитного поля в резонаторе (*Рисунок 1.12*). Измерения были затруднены в связи с сильной зависимостью характеристик генерации от ускоряющего напряжения, которое сложно было поддерживать на стабильном уровне. В связи с этим, измерения для каждой точки проводились не менее двух раз с последующим усреднением результатов.

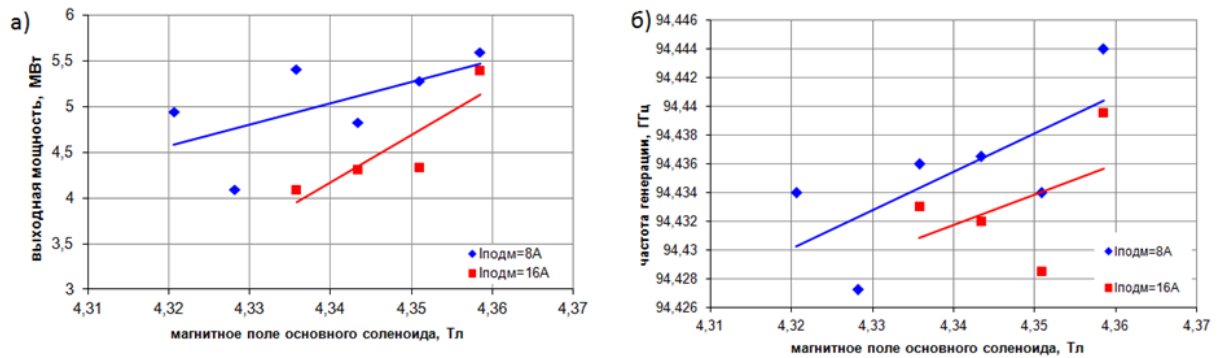


Рисунок 1.12: (а) зависимость импульсной выходной мощности и (б) частоты излучения гиротрона от магнитного поля в резонаторе при разных величинах тока в катодной катушке. Ускоряющее напряжение 238-242 кВ, ток пучка 97,6-107 А.

Отметим, что для тока подмагничивания 16А при магнитном поле ниже 4,33 Т наблюдается неустойчивый режим с перескоком между автогенерацией рабочей моды на моду с более низкой частотой 90,44 ГГц, предположительно соответствующей моде $TE_{11,5}$ (*Рисунок 1.13*).

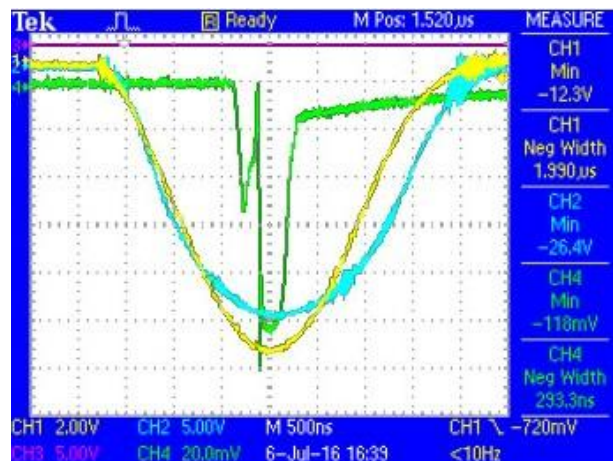


Рисунок 1.13. Осциллограммы импульсов генерации в неустойчивом режиме при токе катодной катушки 16 А. Ускоряющее напряжение 240 кВ, ток пучка 109 А, магнитное поле в резонаторе 4,328Т.

Максимальная мощность генерации на рабочей моде, достигнутая в настоящей серии экспериментов, составила 5,6 МВт (*Рисунок 1. 14(a)*) центральная частота 94.43 ГГц (*Рисунок 1. 14(б)*).

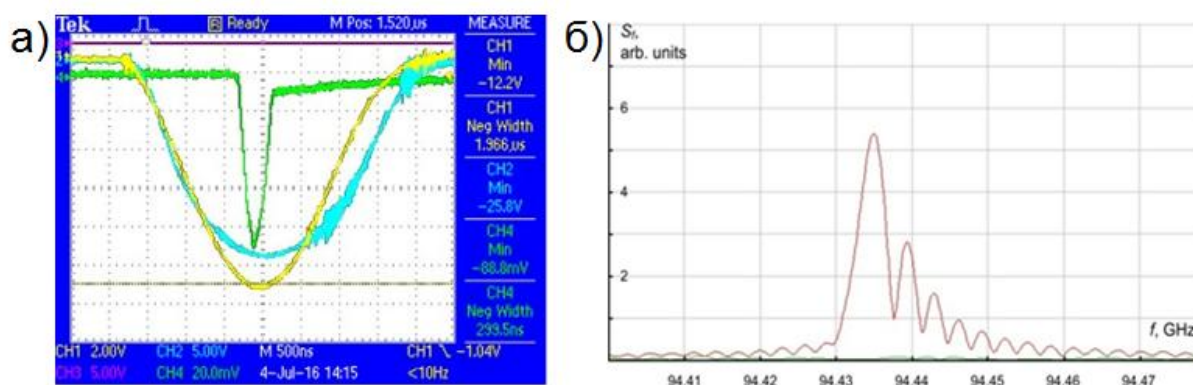


Рисунок 1.14. (а) осциллограммы импульсов и (б) частотный спектр выходного сигнала в режиме максимальной мощности излучения. напряжение 244 кВ, ток пучка 103 А, магнитное поле в резонаторе 4,36 Т. ток катодной катушки 15 А.

При изменении управляющих параметров в гиротроне наблюдалась генерация других волн на частотах, отличающихся от частоты основной моды. Такие паразитные сигналы регистрировались как в основном окне вывода излучения, так и в симметричном окне, высвечивающем рабочую моду при изменении направления вращения ее поперечной структуры. Диаграмма, иллюстрирующая появления такой генерации при различных ускоряющих напряжениях, представлена на *Рисунке 1.15*.

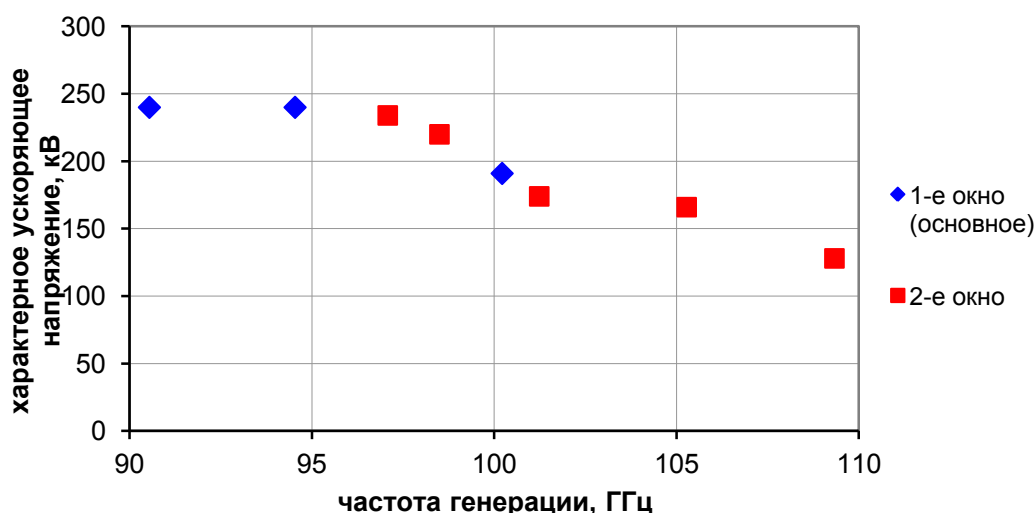


Рисунок 1.15. Характерные величины ускоряющего напряжения, при которых проявляется генерация паразитных мод и их характерные частоты.

Особенности найденных режимов работы представлены ниже в виде таблиц.

таблица 1.2 Режимы генерации, наблюдаемые через основное окно вывода (моды прямого вращения относительно электронного потока)

U, кВ	240	240	191
I _{крио} , А	57,1	57,5	56,5
I _{подм} , А	16	15	0
f, ГГц	90,43	94,42	100,1
B, Тл	4,328	4,359	4,283
Примечания	Проявляется при большом подмагничивании (перескок с основной моды)	Основной режим	Проявляется без подмагничивания, при увеличении подмагничивания - спадает

таблица 1.3 Режимы генерации, наблюдаемые через вспомогательное окно вывода (моды обратного вращения относительно электронного потока)

U, кВ	234	220	174	166	128
I _{осн} , А	57,5	57,5	57,5	57,5	57,5
I _{кат} , А	17	4,5	15	15	15
f, ГГц	96,96	98,38	101,12	105,16	109,22
B, Тл	4,359	4,359	4,359	4,359	4,359
Примечания	Устойчива при большом подмагничивании	Проявляется при малом подмагничивании.	В основном режиме возникает на фронтах, срывается при начале генерации основной моды, см. <i>Рисунок 1.16</i> .	Практически отсутствует при работе в основном режиме	Практически отсутствует при работе в основном режиме

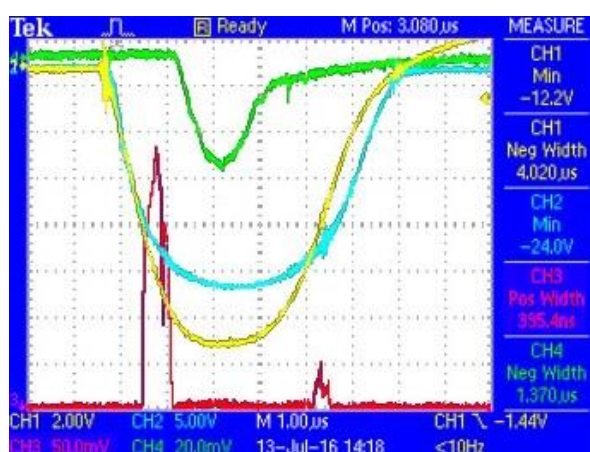


Рисунок 1.16. Осциллограмма излучения при генерации паразитного сигнала на частоте 101, 12 ГГц. Красная кривая – огибающая ВЧ импульса на симметричном окне.

Таким образом, генерация рабочей волны носит устойчивый характер, паразитная генерация на других частотах или подавляется или значительно ослабляется при возбуждении основной моды. Однако, наличие паразитных режимов, подобных показанному на **Рисунок 1.16** может являться причиной существенно более узкой, по сравнению с результатами расчетов, полосы генерации по магнитному полю полученной в эксперименте.

Отдельная серия экспериментов с релятивистским гиротроном была проведена при работе ускорителя в режиме формирования длинного импульса (~4 мкс на уровне половины амплитуды) напряжения. Длительность импульса генерации при этом достигала величины порядка 1 мкс при несколько меньшей, чем в режиме «короткого» импульса, мощности (**рисунки 1.17, 1.18**)

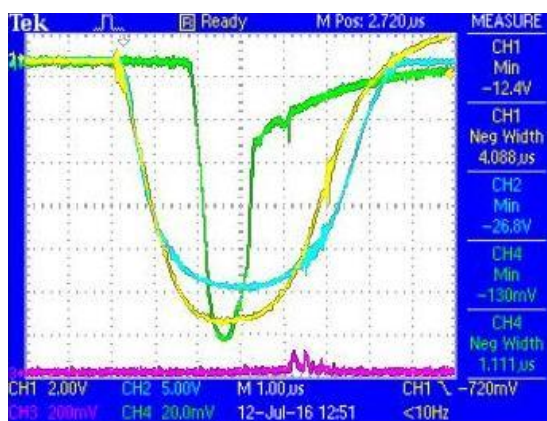


Рисунок 1.17. Осциллограмма излучения при «длинном» импульсе напряжения. Ускоряющее напряжение 248 кВ, ток пучка 107 А, магнитное поле в резонаторе 4,35 Тл, ток катодной катушки 15 А.

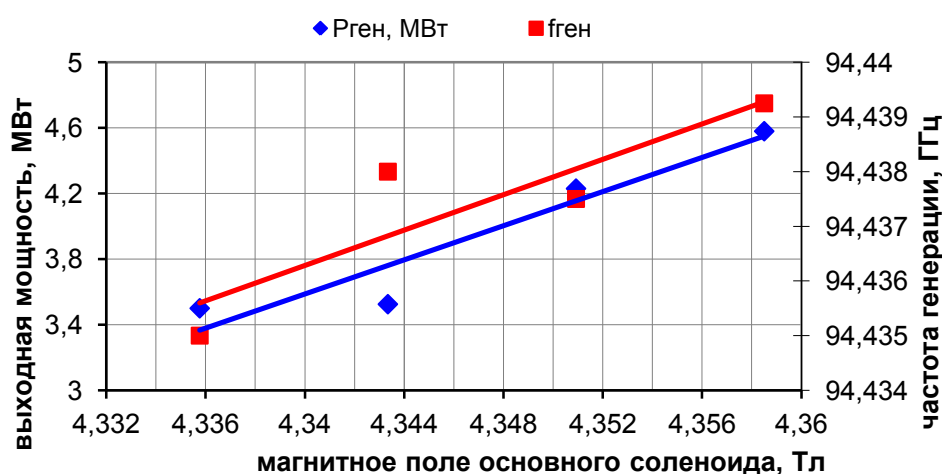


Рисунок 1.18. Зависимость параметров излучения от величины магнитного поля в резонаторе при «длинном» импульсе напряжения. Ускоряющее напряжение 248 кВ, ток пучка 107 А, ток катодной катушки 15 А.

Заключение к главе 1

В данной главе представлены результаты моделирования и экспериментального исследования релятивистского гиротрона с традиционной термоэмиссионной магнетронно-инжекторной пушкой и выводом излучения через квазиоптический преобразователь в виде гауссова пучка, обеспечивающий в эксперименте импульсную выходную мощность до 5.6 МВт на частоте 94.4 ГГц при КПД порядка 20% в режиме одномодовой генерации.

Такое сочетание характеристик выходного излучения было достигнуто за счет удачной адаптации к работе в коротковолновой части миллиметрового диапазона частот существующего релятивистского ускорителя электронов с термоэмиссионным катодом, а также решений, характерных для современных слабoreлятивистских гиротронов.

В дальнейшем, полученный опыт может быть использован при создании источников с мощностью выходного излучения в несколько мегаватт в субтерагерцовом и терагерцовом диапазоне частот.

Основные результаты описанных в **главе 1** исследований опубликованы в работах [A1, A11–A16].

Глава 2. Исследование релятивистских гиротронов Ка-диапазона длин волн на базе взрывоэмиссионных катодов.

Введение

Помимо особенностей, описанных в **главе 1**, важным фактором, ограничивающим мощность винтового электронного пучка, а, следовательно, и выходного излучения гиротронов, является ограниченная эмиссионная способность термокатодов, используемых в традиционных магнетронно-инжекторных пушках. Величина плотности тока эмиссии для термоэмиссионных катодов, работающих в импульсном режиме не превышает обычно $5-10 \text{ A/cm}^2$ [66]. Ширина эмиттера ограничена требованиями к позиционному и скоростному разбросу частиц в сформированном пучке, а радиус – возможностями магнитной системы, в итоге для гиротронов миллиметрового диапазона ток винтового электронного пучка, сформированного термоэмиссионной магнетронно-инжекторной пушкой, как правило, не превышает нескольких сотен ампер. Таким образом, даже при преодолении проблем, связанных с транспортировкой пучка через электродинамическую систему гиротрона, мощность выходного излучения приборов, использующих термоэмиссионные инжекторы, остается в пределах десятков мегаватт.

Таким образом, для освоения более высоких уровней мощности необходимо создавать электронно-оптические системы, использующие взрывоэмиссионные инжекторы, обладающие практически неограниченной эмиссионной способностью [67, 68]. Однако в этом случае традиционный для гиротронов метод формирования винтового электронного пучка в скрещенных электрическом и магнитном поле по принципу магнетронно-инжекторной пушки, хотя и возможен [69], но крайне затруднителен из-за сложности локализации области эмиссии электронов на взрывном катоде. Таким образом, представляется более привлекательным использовать коаксиальный диод с магнитной изоляцией для формирования прямолинейного пучка, а затем осуществить раскачку поперечных скоростей электронов в неоднородном магнитном поле.

Другой особенностью гиротрона на сильноточном электронном пучке является то, что для повышения стартового тока до сотен ампер длина резонатора, по сравнению со слаборелятивистскими гиротронами, должна быть уменьшена до 2-3 длин волн. В этой ситуации зоны генерации мод по магнитному полю оказываются очень широкими, что ведет к увеличению количества мод, находящихся в синхронизме с электронами, и к усилению конкуренции мод. Если для релятивистских гиротрона Ка-диапазона с

термоэмиссионной пушкой и длиной регулярной части резонатора порядка 5-7 длин волн допустимы значения сверхразмерности (отношения площади поперечного сечения резонатора к квадрату длины волны) порядка нескольких десятков, то для обеспечения одномодовой генерации и устойчивой транспортировки пучка в сильноточных гиротронах с низкодобротными резонаторами необходимо использовать в качестве рабочих достаточно низкие моды со значением сверхразмерности (отношения площади поперечного сечения резонатора к квадрату длины волны) 5-10.

С развитием сильноточной релятивистской электроники, начиная с 70-х годов прошлого столетия, гиросприборы активно исследовались с точки зрения достижения высоких (сотни МВт и более) уровней выходной импульсной мощности, однако обозначенные выше проблемы в полной мере так и не были преодолены [44, 46]. В результате эффективность экспериментально реализованных приборов в миллиметровом диапазоне длин волн не превышала 10%, а мощность выходного излучения – десятков мегаватт, за исключением многочастотных режимов генерации с одновременным возбуждением нескольких мод [70].

Представляется, что использование современных методов и средств моделирования процессов формирования электронного пучка и взаимодействия электронов с высокочастотным полем с опорой на опыт в разработке релятивистских гиротронов с термокатодами позволит значительно улучшить эти результаты и открыть перспективы для создания субгигаваттных источников микроволнового излучения в коротковолновой части миллиметрового диапазона. Таким образом, разработка сильноточного релятивистского гиротрона в Ка-диапазоне частот является актуальной задачей с точки зрения отработки основных подходов и решений в построении данного класса приборов.

2.1 Разработка электронно-оптической системы гиротрона на базе взрывоэмиссионного катода

Формирование электронного пучка является одним из ключевых моментов в создании сильноточного гиротрона. Низкая эффективность, обычно присущая данному классу приборов во многом обусловлена использованием пучка с достаточно низким (менее 1) питч-фактором и большим скоростным и позиционным разбросом. Использование в гиротроне только центральной части сильноточного пучка в случае, когда крайние его части с наибольшим скоростным разбросом перехватываются специальной диафрагмой, хотя и частично решает обозначенную проблему, фактически означает значительное снижение полной электронной эффективности. Например, в одном из наиболее успешных ранее реализованных сильноточных гиротронов [46] изначальный ток пучка 20 кА уменьшался до 2.5 кА, что при значении эффективности взаимодействия с высокочастотным полем в резонаторе гиротрона 10% дает полный КПД 1.25%.

С учетом сказанного выше можно сформулировать основные требования к электронно оптической системе гиротрона Ка-диапазона:

- Электронный пучок формируется в два этапа: формирование прямолинейного трубчатого пучка и раскачка поперечных скоростей электронов в неоднородном магнитном поле
- Итоговый ток винтового электронного пучка должен составлять полную величину или большую часть величины тока изначального прямолинейного пучка.
- Итоговый питч-фактор пучка должен быть порядка 1 или выше, а разброс по поперечным скоростям не более 40%.
- Участок формирования пучка должен быть устойчив к паразитному самовозбуждению высокочастотного электромагнитного поля

Прямолинейный трубчатый сильноточный электронный пучок может быть сформирован, как обычно, в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией. Раскачка поперечной скорости частиц в пучке может осуществляться разными способами. Известны системы резонансной раскачки, представляющие собой сравнительно длинный (несколько периодов) ондулятор [71, 72]. Однако большая длина создает опасность паразитного самовозбуждения гиротронных колебаний килоамперным пучком в области раскачки. По той же причине определенные опасения внушают системы, в которых изначально электронам придается небольшая поперечная скорость, которая затем

адиабатически увеличивается в нарастающем магнитном поле. Ввиду данных обстоятельств представляется [A2] более перспективной система раскачки типа "кикер", в которой электрон приобретает значительную поперечную скорость в результате резкого воздействия со стороны поперечного магнитного поля, сосредоточенного в короткой области. Также неоспоримым достоинством такой системы, помимо небольших геометрических размеров, является ее технологическая простота.

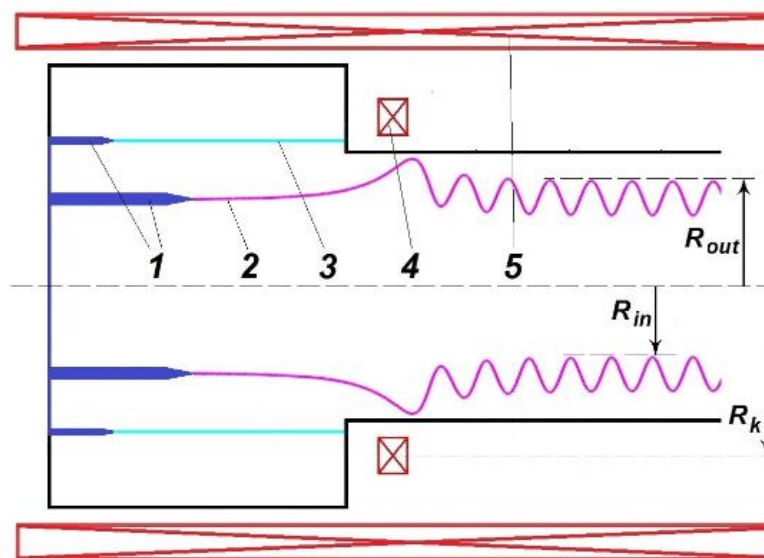


Рисунок 2.1. Принципиальная схема электронно-оптической системы сильноточного гиротрона. 1 – двойной коаксиальный катод, 2 – основной пучок, 3 – вспомогательный пучок, 4– кикер, 5 – основной соленоид.

Простая аналитическая теория, описывающая раскачку пучка в кикере [73], основана на приближении пренебрежимо малого отклонения частицы от прямолинейной траектории. Это приближение верно для случая, когда неоднородность магнитного поля мала по сравнению с величиной ведущего поля. При этом приобретенная поперечная скорость частиц пропорциональна спектру поперечной компоненты раскачивающего поля:

$$v_{\perp} = \frac{\omega_B}{B_0} \left| \int_{-\infty}^{\infty} B_{\perp}(r_0, z) \exp(i\omega_B z/v_{\parallel}) dz \right|, \quad (2.1)$$

где ω_B – частота циклотронного вращения электронов, $B_{\perp}(r, z)$ – поперечная компонента магнитного поля кикера, B_0 – величина ведущего магнитного поля, r_0 – радиус прямолинейного пучка и v_{\parallel} – поступательная скорость электронов

Для раскачки трубчатого электронного пучка, требуемого для запитки гиротрона классической конфигурации, представляется уместным использование кикера в виде узкого кольцевого тока (короткой катушки), расположенного снаружи пучка на минимально возможном расстоянии от него (**Рисунок 2.1**). Поперечное магнитное поле такого тока можно определить как [74]

$$B_{\perp}(r, z) = \frac{\mu_0 I_k}{2\pi} \frac{z}{r \sqrt{(R_k + r)^2 + z^2}} \left[\frac{R_k^2 + r^2 + z^2}{(R_k - r)^2 + z^2} E \left(\sqrt{\frac{4R_k r}{(R_k + r)^2 + z^2}} \right) - K \left(\sqrt{\frac{4R_k r}{(R_k + r)^2 + z^2}} \right) \right], \quad (2.2)$$

где μ_0 – магнитная постоянная, I_k – ток кикера, R_k – радиус кикера, z и r – продольная и радиальная координаты соответственно, и K и E – полные эллиптические интегралы первого и второго рода соответственно.

Таким образом, можно провести оценку для предполагаемых параметров гиротрона Ка-диапазона: радиус ведущих центров пучка 8,5 мм, ведущее магнитное поле $B_0 = 1,67$ Тл, и энергия частиц 500 keV. Результаты оценки представлены на **Рисунке 2.2** (пунктирные линии).

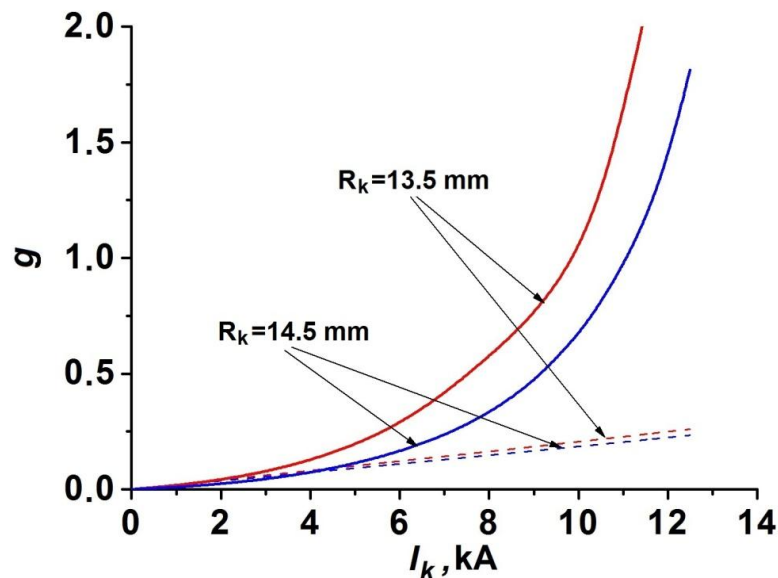


Рисунок 2.2. зависимость расчетного питч-фактора электронного пучка с радиусом ведущих центров 8,5 мм от тока кикера для двух значений радиуса кикера. Пунктирным линиям соответствует расчет в рамках линейного приближения, а непрерывным – прямое решение уравнения движения.

Данная оценка свидетельствует о невозможности раскачки пучка в эксперименте до питч-фактора порядка 1 при разумных значениях тока кикера и расстояния от пучка до кольцевого кикера. Однако, при значительной раскачке величина неоднородности магнитного поля сопоставима с величиной ведущего поля. В результате реальная траектория электрона будет существенно отличаться от прямолинейной. Если направление тока кикера будет противоположным направлению тока в ведущем соленоиде, в области кикера частица будет приближаться к нему, оказываясь в области более сильного поперечного поля и, соответственно, сильнее раскачиваясь. Более точно траекторию электрона в области кикера можно найти путем прямого решения уравнения движения электрона:

$$\frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2} = \frac{e}{m\gamma} \left[\frac{d\mathbf{x}}{dt} \times (B_0\mathbf{z}_0 + B_{\perp}(r, z)\mathbf{r}_0 + B_{\parallel}(r, z)\mathbf{z}_0) \right]. \quad (2.3)$$

Здесь, \mathbf{x} – трехмерный радиус-вектор электрона, t – время, e и m заряд и масса электрона соответственно, $\gamma = 1 + eU/mc^2$ – релятивистский масс-фактор, \mathbf{r}_0 и \mathbf{z}_0 единичные вектора цилиндрической системы координат в радиальном и продольном направлении соответственно, и

$$B_{\parallel}(r, z) = \frac{\mu_0 I_k}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{(R_k + r)^2 + z^2}} \left[\frac{R_k^2 - r^2 - z^2}{(R_k - r)^2 + z^2} E \left(\sqrt{\frac{4R_k r}{(R_k + r)^2 + z^2}} \right) + K \left(\sqrt{\frac{4R_k r}{(R_k + r)^2 + z^2}} \right) \right]. \quad (2.4)$$

– продольная компонента поля кикера [74]

Результаты расчета для одиночного электрона с начальным значением радиальной координаты 8,5 мм и начальной скоростью, соответствующей ускоряющему напряжению 500 кВ, представлен на **Рисунке 2.2** (непрерывные линии).

Таким образом, расчеты показывают, что магнитное, поле, создаваемое кольцевым током величиной 10 кА и радиусом 13.5 мм, может обеспечить раскачку электронного пучка радиусом 8.5 мм с энергией частиц 500 кэВ до состояния с питч-фактором порядка 1, что соответствует параметрам, необходимым для эффективной запитки резонатора гиротрона.

Электронно-оптическая система была исследована экспериментально на сильноточном ускорителе «Синус-6», обеспечивающем в согласованном режиме

электронный пучок с током до 5 кА при ускоряющем напряжении до 600 кВ в импульсах длительностью 20 нс. Магнитная изоляция пушки и проведение пучка осуществлялись с помощью импульсного соленоида с диаметром рабочего отверстия 58 мм, протяженностью участка однородного поля 200 мм и максимальной напряженностью создаваемого магнитного поля 3 кОе.

В рассматриваемом случае, когда $U_a=500$ кВ, $R = 13$ мм и $r=8.5$ мм, предельный ток составляет 4.1 кА. В этой ситуации значение рабочего тока представляется разумным выбрать на уровне в два раза меньше предельного, т.е. около 2 кА. Падение потенциала в этом случае, согласно (1.1), составляет величину около 80 кВ. Дальнейшее увеличение рабочего тока приведет к значительному снижению потенциала пучка и, соответственно, энергии частиц в рабочем пространстве.

Для снижения рабочего тока пучка до уровня 2 кА использовался двойной коаксиальный кромочный катод [75] (*Рисунок 2.3(а)*) из нержавеющей стали с регулируемым расстоянием между эмитирующими кромками. Внутренний пучок являлся основным, а внешний осаждался на специальный коллектор и служил для регулировки величины рабочего тока внутреннего пучка.

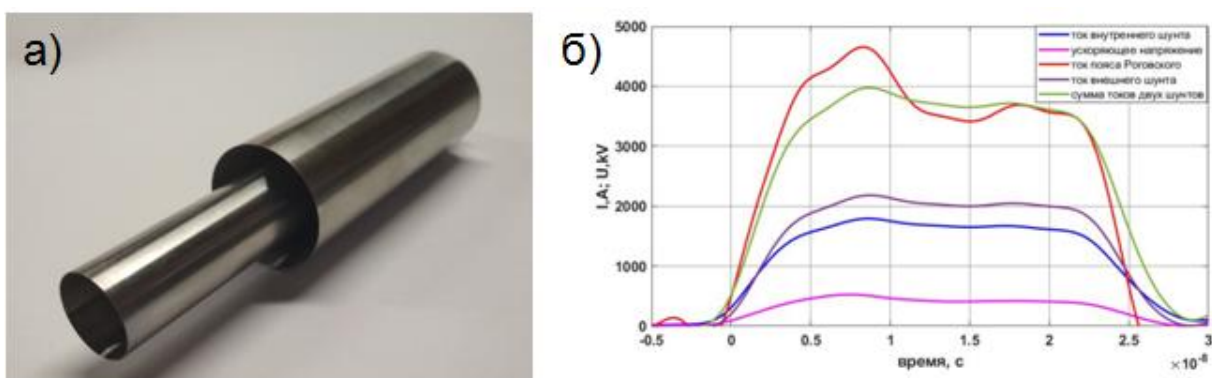


Рисунок 2.3. (а) Двойной коаксиальный катод. (б) осциллограммы напряжения и тока двойного пучка.

Для диагностики двухпучковой системы использовался двойной токовый шунт, а также встроенный в ускоритель пояс Роговского (трансформатор тока). Осциллограммы типичных импульсов представлены на *Рисунке 2.3(б)*. Экспериментально был определен диапазон регулировки тока внутреннего (рабочего) пучка двухпучковой системы от 1 кА до 3.2 кА (максимальное значение соответствует отсутствию внешнего вспомогательного катода).

В эксперименте использовался кикер в виде импульсной катушки с прямоугольным сечением $3 \times 2 \text{ мм}^2$ и внутренним радиусом 12,5 мм. Магнитное поле такого кикера практически не отличается от поля тонкого кольцевого тока, использованного в первоначальных расчетах. Система питания позволяла в значительном диапазоне изменять поля кикера и основного соленоида независимо друг от друга, обеспечивая возможность точной настройки системы раскачки.

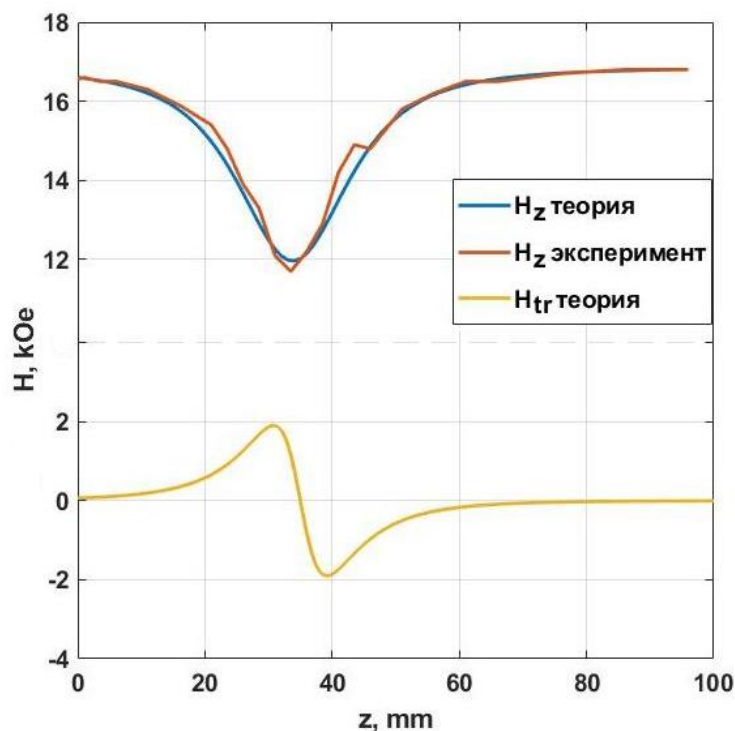


Рисунок 2.4. Расчетное и измеренное в эксперименте магнитное поле кикера на фоне поля основного соленоида

Для экспериментального измерения питч-фактора электронного пучка снималась серия его отпечатков на металлической мишени, покрытой слоем краски при различных токах кикера. Мишень располагалась на достаточном удалении от области кикера, где электроны сильно перемешаны за счет позиционного и скоростного разброса. Также с помощью коллекторного шунта измерялся итоговый ток пучка на выходе электронно-оптической системы. Параметры пучка определялись путем сравнения расчетных характеристик пучка с результатами экспериментальных измерений. Для этого при расчете учитывалось начальное распределение ведущих центров электронного пучка по радиальной координате и возможное отклонение оси пучка от оси магнитной системы (несоосность). Для этого уравнение (2.3) решалось последовательно для ансамбля частиц, начальное положение которых находилось в пределах кольца с заданной толщиной, средним радиусом и положением центра. Для простоты расчетов частицы

распределялись по кольцу равномерно, а начальный разброс по продольным скоростям не учитывался.

Моделирование показало, что при достаточно высоких токах кикера происходит токоперехват, то есть осаждение части электронов на стенку канала транспортировки в области, где ведущее магнитное поле «просаживается» противоположно-направленным полем кикера. Токоперехват также наблюдался в эксперименте (**Рисунок 2.5(а)**), при этом экспериментальные значения коллекторного тока хорошо согласуются с результатами расчетов.

Результаты расчетов показывают, что рабочий режим с питч-фактором $g \approx 1$ находится в области значительного токоперехвата, однако с учетом возможности регулировки тока прямолинейного пучка величина итогового тока в целом соответствует сформулированным выше требованиям.

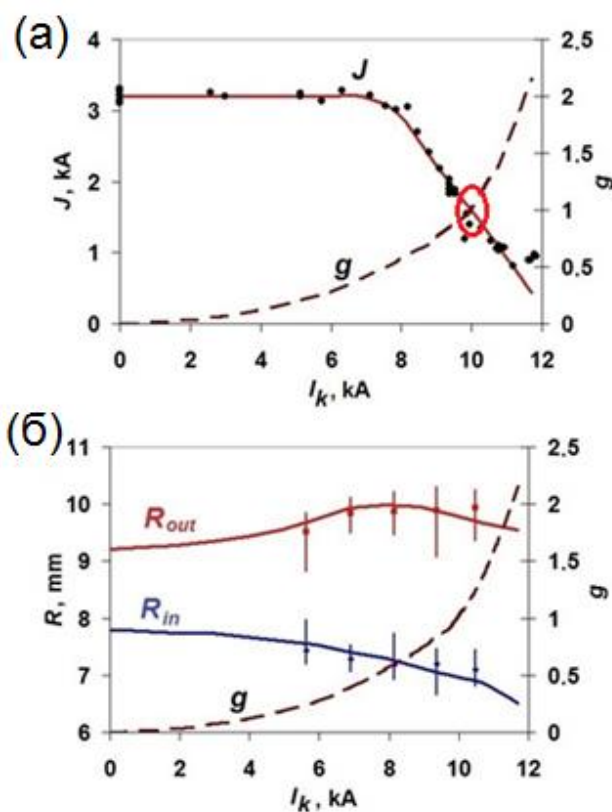


Рисунок 2.5. Расчетные (непрерывная кривая) и экспериментальные (точки) зависимости (а) коллекторного тока и (б) внутреннего и внешнего радиусов отпечатка пучка на мишени от величины тока кикера. Пунктирной кривой на обоих графиках показаны значения расчетного питч-фактора пучка Красным цветом обведена область рабочих значений тока и питч-фактора.

Хорошее соответствие расчетных и экспериментальных значений коллекторного тока (**Рисунок 2.5(a)**) и внутренних и внешних радиусов отпечатка пучка (**Рисунок 2.5(b)**) позволяет судить о том, что значения питч-фактора и позиционного разброса, полученные в результате моделирования адекватно отображают характеристики реализованного в эксперименте пучка.

Следует отметить, что характер полученных отпечатков пучка (**Рисунок 2.6**) соответствует расчетному положению частиц при моделировании несоосной системы с отклонением оси пучка от оси магнитной системы порядка 0,75 мм. Такие нарушения юстировки в экспериментальной установке невозможно устранить без ее значительной модернизации, поэтому важным и требующим более подробного рассмотрения вопросом является их влияние на режимы работы гиротрона.

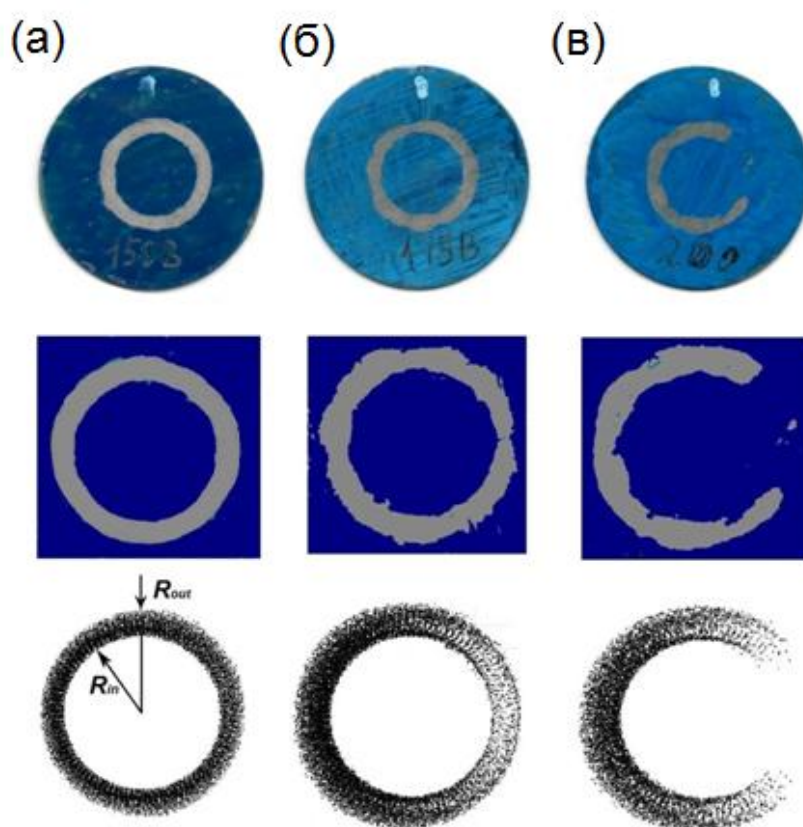


Рисунок 2.6. (верхний ряд) отпечатки пучка на металлических мишенях, покрытых тонким слоем краски, (средний ряд) обработанные изображения отпечатков с увеличенной контрастностью и (нижний ряд) расчетное положение частиц при отклонении оси электронного пучка от оси магнитной системы 0,75 мм при токах кикера (а) 6900 А, (б) 9300 А и (в) 10500 А.

Для подтверждения и дополнения полученных результатов расчетов было также проведено трехмерное PIC-моделирование средствами пакета CST Particle Studio. Результаты моделирования хорошо согласуются с результатами предшествующих расчетов. Также, PIC-моделирование позволило оценить разброс по поперечным скоростям в рабочем режиме, составивший величину порядка 30%.

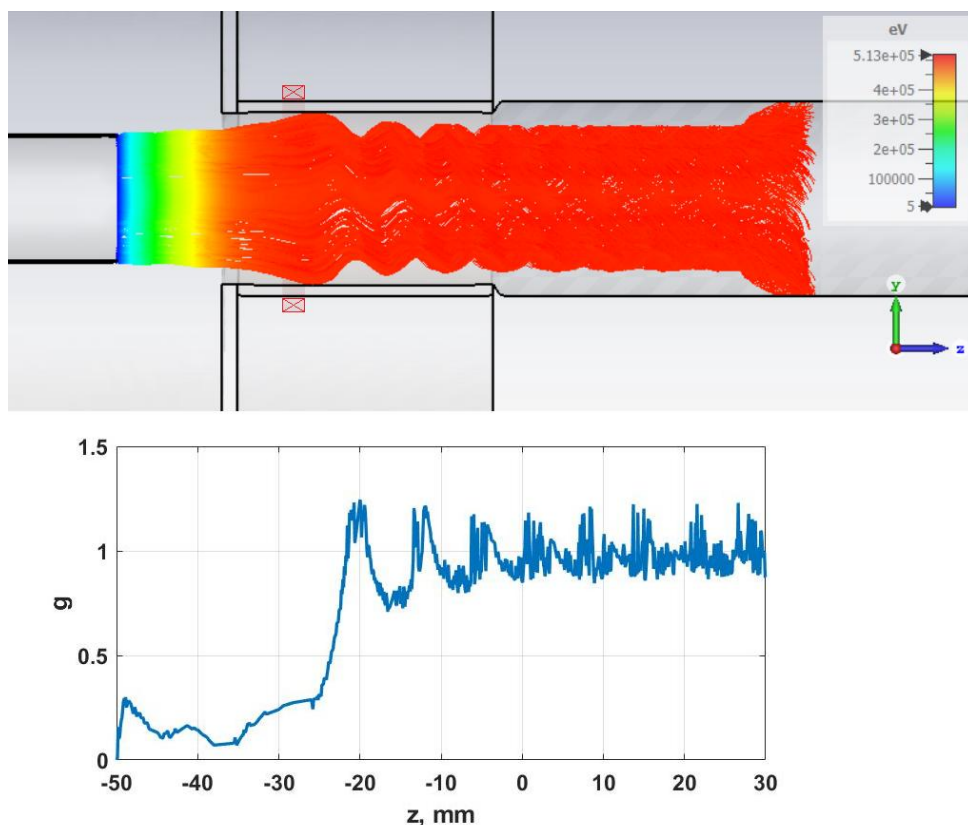


Рисунок 2.7. Результаты PIC-моделирования электронно-оптической системы сильноточного гиротрона. Расчетные траектории частиц (цветом отображается энергия частиц в keV) (вверху) и зависимость среднего питч-фактора частиц в пучке от продольной координаты (внизу).

Важно отметить, что в результате исследования и оптимизации данного варианта системы раскачки, где кикер расположен в однородном магнитном поле, являющемся одновременно ведущим полем, обеспечивающим условие циклотронного резонанса с рабочей модой в резонаторе гиротрона, ни коим образом не удастся избежать осаждения значительной части пучка (порядка 40%) на стенку канала транспортировки. Возможным решением данной проблемы является схема, в которой раскачка пучка кикером осуществляется в относительно слабом поле ~ 1 Тл, после чего магнитное поле нарастает до рабочих значений. В результате, на участке компрессии происходит одновременное

сжатие пучка и увеличение его осцилляторной скорости по аналогии с традиционными магнетронно-инжекторными пушками слаботочных гиротронов.

При создании системы с компрессией формирование участка со сниженным магнитным полем в области кикера может быть осуществлено при помощи эффекта экранировки импульсного магнитного поля проводящей оболочкой, размещенной внутри соленоида (*Рисунок 2.8*).

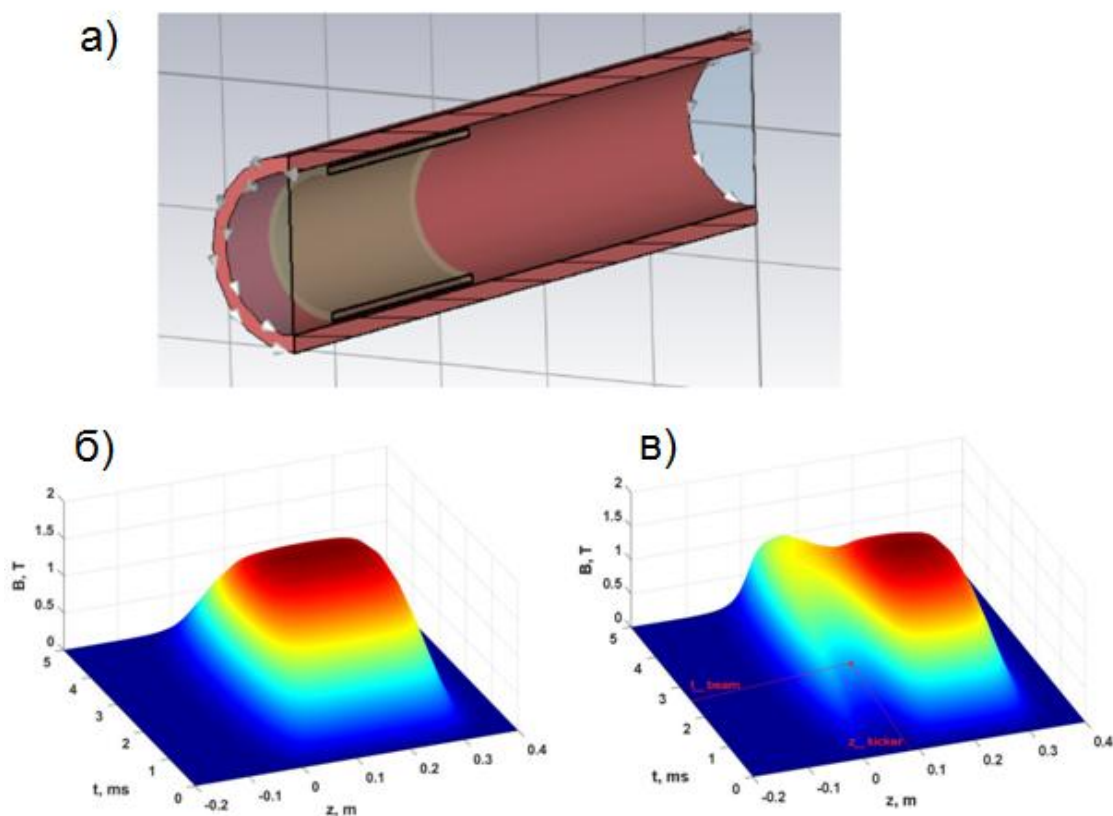


Рисунок 2.8. Модель соленоида с проводящей оболочкой внутри (а), пространственно-временное распределение поля без проводящей оболочки (б) и при ее наличии (в). Точкой обозначена позиция кикера и момент встрела электронного пучка.

Расчеты показывают, что при имеющейся длительности полупериода импульса поля около 5 мс оболочка из меди толщиной в несколько миллиметров обеспечивает ослабление поля приблизительно в два раза на достаточно протяженном участке (*Рисунок 2.8(в)*). При использовании такого подхода не требуется дополнительного источника питания, однако затруднительна подстройка соотношения магнитных полей, которое становится зависимым как от положения оболочки, так и от момента встрела электронного пучка по отношению к питающему импульсу соленоида.

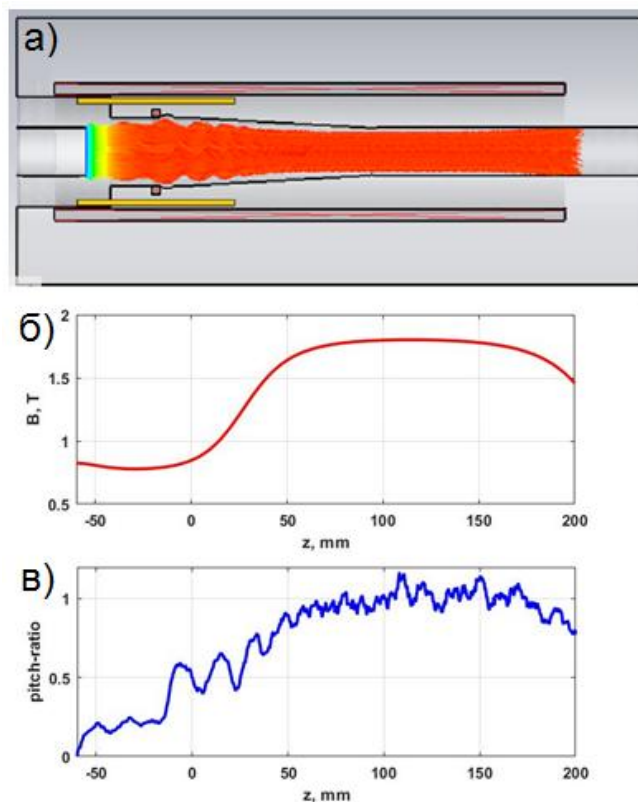


Рисунок 2.9. Основные элементы электронно-оптической системы с компрессией и траектории макрочастиц, полученные в результате моделирования (а). Зависимость от продольной координаты величины ведущего магнитного поля (без учета поля кикера) на оси системы (б) и значения среднего питч-фактора пучка в рабочем режиме (с).

Расчет электронно-оптической системы с компрессией пучка осуществлялся с помощью средств пакета CST Particle Studio. Подбор параметров преследовал следующие основные цели:

- Величина коэффициента компрессии (отношения величины ведущего магнитного поля в области резонатора к величине поля в области кикера) должна быть минимально-возможной, но достаточной для обеспечения раскачки поперечных скоростей пучка до состояния, соответствующего питч-фактору 1 при отсутствии осаждения части пучка на стенку канала транспортировки
- Нарастание магнитного поля в области компрессии должно быть достаточно плавным, чтобы обеспечивать транспортировку пучка без отражений, но при этом общая протяженность участка ослабленного поля должна быть минимально-возможной ввиду опасности паразитного самовозбуждения высокочастотного поля.

- Все элементы системы должны вписываться в габариты имеющегося соленоида.

В результате, в оптимизированном варианте системы (**Рисунок 2.9(а)**) ослабление ведущего магнитного поля осуществлялось медным цилиндрическим экраном длиной 90 мм, внутренним радиусом 25.5 мм и толщиной 3 мм, что обеспечивало значение магнитного поля на ослабленном участке 0.8 Тл, что соответствует коэффициенту компрессии 2.25 (**Рисунок 2.9(б)**). Расстояние от кромки катода до области однородного поля, в которой предполагается разместить резонатор гиротрона, составило 160 мм, что приблизительно в 3 раза больше по сравнению с вариантом без компрессии.

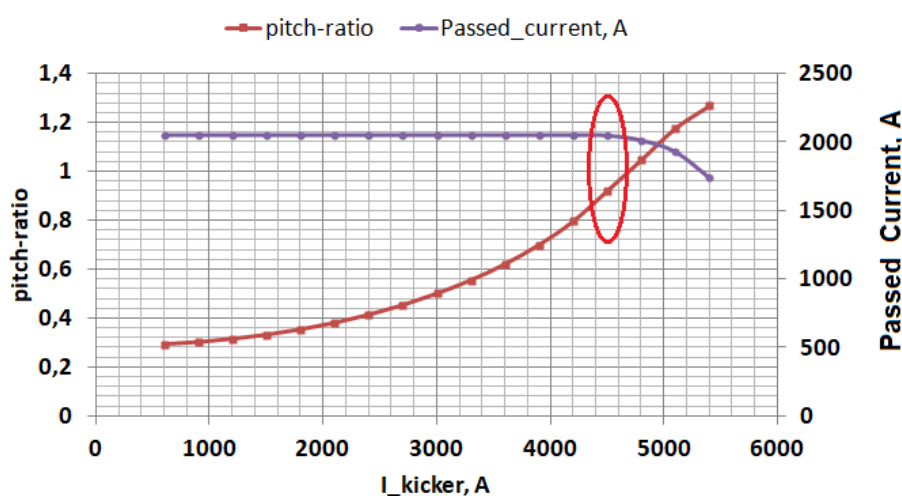


Рисунок 2.10. Расчетные зависимости итогового питч-фактора и прошедшего тока пучка в электронно-оптической системе с компрессией от величины тока кикера

В системе с такой конфигурацией возможна раскачка пучка с полным током 2 кА и энергией электронов 500 кэВ до состояния с питч-фактором 1 при отсутствии осаждения частиц на стенку канала транспортировки (**Рисунок 2.9(в)**, **Рисунок 2.10**). Важно отметить, что для функционирования системы с компрессией требуется более чем в два раза меньшая величина тока кикера, что, безусловно, является достоинством с точки зрения простоты экспериментальной реализации, однако данная система более сложна в изготовлении и более требовательна к точности юстировки.

Рассчитанная электронно-оптическая система была изготовлена и экспериментально испытана, фотографии элементов системы представлены на **рисунке 2.11(а)** Измеренная величина индукции экранированного магнитного поля основного соленоида на оси системы в подобранный момент времени достаточно хорошо согласуется с расчетными значениями (**Рисунок 2.11(б)**)

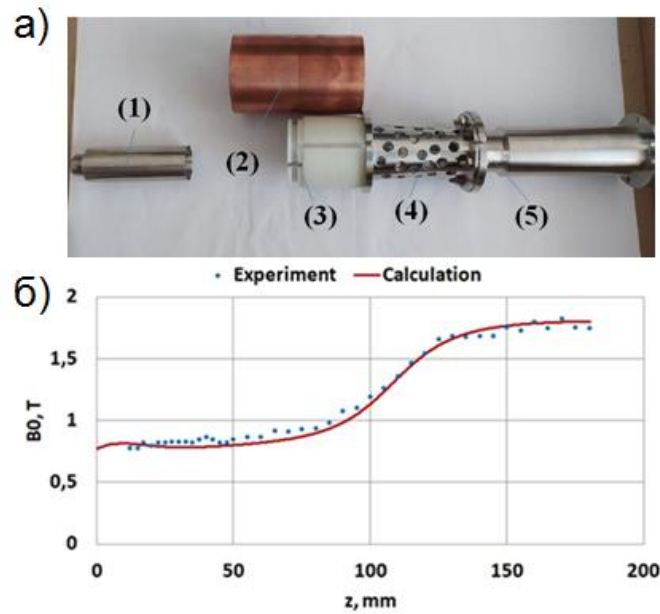


Рисунок 2.11: Внешний вид изготовленных элементов ЭОС (а): 1 – катод, 2 – медная экранирующая оболочка, 3 – каркас катушки кикера, 4 – канал транспортировки пучка, 5 – резонатор гиротрона. Расчетная зависимость от продольной координаты (сплошная линия) и измеренные значения (точки) величины магнитного поля на оси системы (б).

Геометрия отпечатка пучка на покрытой краской металлической мишени, расположенной в области резонатора, демонстрирует соответствие радиуса ведущих центров пучка (8.5 мм) и величины позиционного разброса частиц расчетным значениям.

2.2 Продольно-щелевой резонатор для сильноточных гиротронов с сильной дискриминацией мод ТЕ-типа.

Принципиальной проблемой для достижения высокой выходной мощности в гиротронах на сильноточных релятивистских электронных пучках является избыточный с точки зрения КПД коэффициент взаимодействия пучка с высокочастотным полем в резонаторе. Оценки оптимальных значений токов для реализации режимов генерации с предельным КПД [41] применительно к умеренно релятивистским энергиям пучка (~500 кэВ) лежат в диапазоне сотен ампер, что даже при самых благоприятных условиях энергообмена позволяет рассчитывать на выходную мощность лишь на уровне десятков мегаватт. Последующее увеличение тока означает отдаление от режима максимального КПД, в результате чего гиротроны с сильноточными электронными пучками становятся малоэффективными по сравнению с традиционными гироприборами мегаваттного уровня мощности [76].

Освоение более высоких токов при сохранении высокого КПД гиротрона возможно либо за счет уменьшения длины резонатора, либо путем снижения параметра связи электронного потока с высокочастотным полем за счет выбора моды более высокого порядка в качестве рабочей. Однако при этом в обоих случаях усугубляется проблема селекции мод (для мод высокого порядка сильно сгущается спектр, а при сокращении длины резонатора резко увеличивается ширина зоны циклотронного синхронизма и в нее попадает большое число мод), что может приводить к одновременному возбуждению нескольких мод с разными частотами. Стоит отметить, что проблема селекции мод становится особенно важной при работе в импульсном режиме с характерной длительностью в десятки наносекунд, характерной для сильноточных электронных пучков.

Другим способом снизить коэффициент связи может быть выбор в качестве рабочего колебания моды поперечно магнитного типа [77], для которой поперечная компонента электрического поля существенно меньше продольной и орбитальная группировка электронов менее эффективна по сравнению с традиционно используемыми ТЕ-модами. Для резонатора круглого сечения коэффициент связи пучка с полем, определяющий величину эффективного тока для мод TE_{mp} и TM_{mp} можно определить [77–79] как:

$$G_{TE} = \frac{J_{m-1}^2(v_{mp} R_b/R_0)}{(v_{mp}^2 - m^2) \cdot J_m^2(v_{mp})}, \quad (2.5)$$

$$G_{TM} = \frac{\beta_{\parallel}^2 J_{m-1}^2(v_{mp} R_b/R_0)}{v_{mp}^2 \cdot J_m^2(v_{mp})}$$

где v_{mp} – p -й корень уравнения $J_m(v) = 0$ для ТМ-мод и уравнения $J'_m(v) = 0$ для ТЕ-мод, R_b – радиус электронного пучка, R_0 – радиус резонатора, $\beta_{\parallel} = v_{\parallel}/c$ – нормированная на скорость света поступательная скорость электронов. В результате для электронного пучка с $\beta_{\parallel} \approx 0.6$ (что соответствует полной энергии 500 кэВ, и значению питч-фактора $g=1$) максимальный коэффициент связи для моды TM_{51} будет в 2.8 и 3.5 раза меньше, чем для соседних мод TE_{42} и TE_{71} , соответственно (*Рисунок .2.12*).

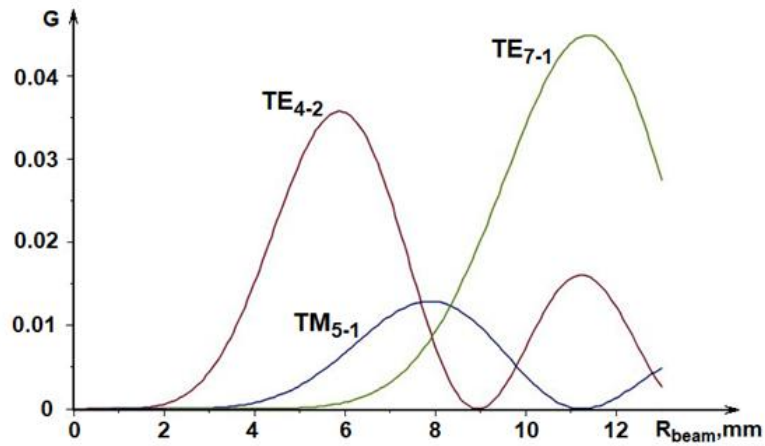


Рисунок 2.12. Коэффициенты связи электронного пучка с энергией 500 кэВ, и пич-фактором 1 с модами $TM_{5,1}$, $TE_{4,2}$, и $TE_{7,1}$ цилиндрического резонатора в зависимости от радиуса регулярной части.

Также следует отметить, что гирорезонансные приборы на основе ТМ-мод потенциально могут иметь большую стабильность по отношению к изменению параметров пучка и начальному разбросу скоростей [80].

Однако в гиротронах с традиционными резонаторами, выполненными в виде отрезка круглого волновода, возбуждению ТМ-мод препятствуют моды ТЕ-типа, имеющие более высокий коэффициент связи с электронным пучком и, следовательно, более низкие стартовые токи. Тестовый эксперимент, подтверждающий принципиальную возможность работы сильноточного гиротрона с длиной волны 1.5 см на низшей моде $TM_{0,1}$ был представлен в работе [81]. Однако переход на более высокие моды требует решения проблемы дискриминации мод паразитных мод ТЕ-типа.

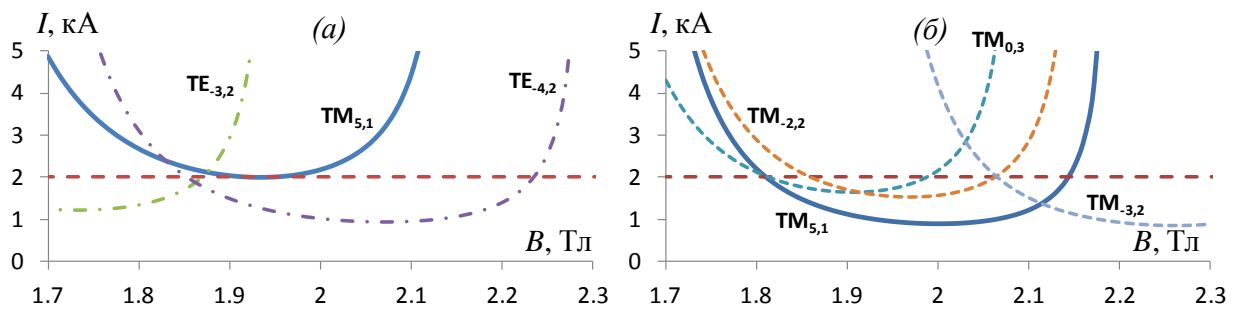


Рисунок 2.13. Расчетные зависимости стартовых токов мод от магнитного поля: (а) – при длине резонатора $L = 25$ мм, (б) – $L = 30$ мм. Горизонтальная пунктирная линия обозначает ток электронного пучка $I_{beam} = 2$ кА.

Предположим в качестве рабочей моды моду $TM_{5,1}$ с рабочей частотой около 32 ГГц при радиусе регулярной части резонатора 13 мм, ориентируясь на максимум коэффициента связи с пучком, формируемым описанной в разделе 2.1 электронно-оптической системой. Первоначальную оценку оптимальной длины резонатора можно осуществить на основе расчетов стартовых токов ТЕ- и ТМ-мод, формулы для которых были выведены в работах [44, 82]. Минимальная длина резонатора, при котором значение стартового тока моды $TM_{5,1}$ сравнивается с током пучка, составляет 25 мм (*Рисунок 2.13а*). Однако при этом стартовые токи паразитных мод $TE_{-3,2}$ и $TE_{-4,2}$ оказываются в несколько раз ниже, что делает невозможным селективное возбуждение рабочей моды. При увеличении длины резонатора до 30 мм возникает также опасность конкуренции со стороны других ТМ-мод, прежде всего $TM_{2,2}$ и $TM_{0,3}$, поскольку значения их стартовых токов становятся меньше тока электронного пучка (*Рисунок 2.13б*). Исходя из сделанных оценок, длина резонатора была выбрана равной 28 мм. В такой конфигурации минимальный стартовой ток рабочей моды составляет около 1.2 кА, а стартовые токи наиболее опасных паразитных ТМ-мод становятся больше 2 кА. Однако стартовые токи для близких по частоте мод ТЕ-типа по-прежнему остаются заметно более низкими. Таким образом, встает вопрос об их электродинамической дискриминации.

Одним из вариантов электродинамических систем, в которых возможно селективное возбуждение мод ТМ-типа являются эшелеттные резонаторы. Однако такие системы являются весьма сложными в изготовлении и настройке [83]. Кроме того, в силу их конической геометрии, возникает проблема сильного провисания потенциала винтового электронного пучка. В случае использования сильноточных релятивистских пучков это неизбежно требует введения коаксиального стержня [84], что приводит к еще большему усложнению системы.

Другой метод заключается в подавлении мод ТЕ-типа за счет использования электродинамической структуры продольно-щелевого типа. По аналогии с задачей распространения волн в круглом волноводе с большим числом продольных щелей [85], при ширине щелей много меньше рабочей длины волны, такая структура для ТМ-мод мало отличается от резонатора со сплошной металлической стенкой. В свою очередь ТЕ-моды эффективно излучаются во внешнее пространство. Работоспособность данного подхода была продемонстрирована в работе [86], где прорезание тонких щелей в резонаторе сильноточного релятивистского оротрона позволило исключить в экспериментах паразитное возбуждение на ТЕ-модах. Также можно упомянуть

конструкцию резонатора типа "белые колесо", применяемую в генераторах магнетронного типа [87, 88]. Следует отметить, что на больших уровнях мощности продольные сквозные щели могут выполнять функции абсорбера остаточных газов и пристеночной плазмы, способствуя улучшению электропрочности генератора [89].

Для того чтобы количественно оценить степень подавления ТЕ-мод, рассмотрим открытый резонатор круглого поперечного сечения, с большим числом периодически расположенных узких продольных щелей (**Рисунок 2.14**). Проведенный анализ [А5,А6] в рамках дипольного приближения, когда каждая щель рассматривается как элемент связи с закритическим волноводом с поперечными размерами a и b позволяет оценить внешнюю добротность в такой системе как

$$Q_{ext} \approx \frac{\eta}{8\pi^2 N} \frac{a_w^3 b R^2 L}{\lambda \kappa_{mz}^2} \left(1 - \frac{m_s^2}{\mu_{mp}^2} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a_w} \right)^2} \quad (2.6)$$

для случая, когда центры щелей расположены в середине цилиндрического участка, что соответствует максимальному излучению через них.

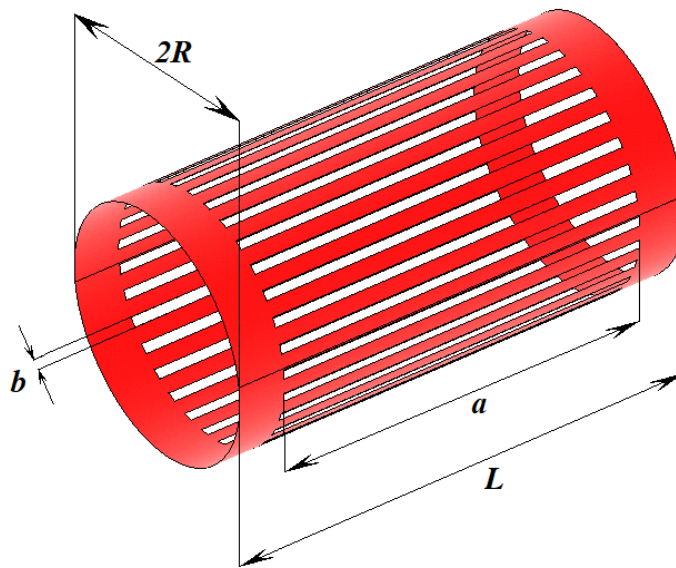


Рисунок 2.14. Схема открытого резонатора с периодической системой щелей.

где R и L – радиус и длина цилиндрического участка резонатора, N – число щелей, m_s – азимутальный индекс резонаторной моды, μ_{mp} – p -ый корень производной функции Бесселя 1-го рода m -го порядка, $\eta = (1/L) \int_{-L/2}^{L/2} F(z)^2 dz$, $F(z)$ – нормированное распределение продольной компоненты магнитного поля резонаторной моды.

Возмущение щелями ТМ-мод по сравнению с ТЕ-модами оказывается практически отсутствующим, т.к. при выполнении условия $a \gg b$

$$\frac{Q_{ext}^{TM}}{Q_{ext}^{TE}} \sim \left(\frac{a}{b}\right)^4. \quad (2.7)$$

Таким образом, согласно (2.6) максимальному ослаблению ТЕ-мод соответствуют максимальное количество щелей и их минимальная ширина, допустимые технологически. Выходящее за рамки дипольного приближения увеличение длины щели вплоть до длины цилиндрического участка также приводит к увеличению ослабления, но оно ограничивается быстрым понижением продольных компонент магнитных полей резонаторной и волноводной мод при удалении от середины резонатора.

Оценим степень подавления наиболее опасной паразитной моды $TE_{4,2}$ в продольно-щелевом резонаторе на основе аналитической теории, представленной выше. Примем, что структура поля в резонаторе с $L = 28$ мм и $R = 13$ мм близка к синусоидальной, так что $F(z) = \sin(\pi z/L)$. Полагая длину щелей a равной длине однородного участка и принимая во внимание необходимость выполнения условия $b \ll a$, $b \ll \lambda$, где b – ширина щели, $\lambda \approx 9$ мм – рабочая длина волны, выберем ширину щели $b = 1.5$ мм. Тогда при расстоянии между щелями равным 1 мм на длине окружности поперечного сечения резонатора можно разместить около 30 щелей. В этом случае, согласно (2.6), внешняя добротность моды $TE_{4,2}$ составит величину $Q_{ext}^{TE_{4,2}} \approx 1$. В свою очередь, минимальное значение ненагруженной добротности открытого резонатора гиротрона со сплошной стенкой можно рассчитать по формуле (см., к примеру, [90])

$$Q_0 \approx 4\pi \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2, \quad (2.8)$$

что для резонатора длиной 28 мм с рабочей частотой 32 ГГц дает значение $Q_0 \approx 100$. Отметим, что на практике реальное значение ненагруженной добротности может заметно (до двух и более раз) превышать минимальное значение (2.8), в зависимости от качества согласования резонатора с выходной волноведущей секцией.

В свою очередь, нагруженная добротность резонатора составит

$$Q^{TE_{4,2}} = \frac{Q_0 Q_{ext}^{TE_{4,2}}}{Q_0 + Q_{ext}^{TE_{4,2}}} \ll Q_0, \quad (2.9)$$

что, фактически, означает ее полное подавление. При этом внешняя добротность рабочей ТМ моды, согласно (2.7), составит величину $Q^{TM_{5-1}} \approx 10^4$, так что полная добротность

$$Q^{TM_{5-1}} = \frac{Q_0 Q_{ext}^{TM_{5-1}}}{Q_0 + Q_{ext}^{TM_{5-1}}} \approx Q_0. \quad (2.10)$$

С точки зрения практической реализации представляет интерес вариант резонатора, регулярная часть которого образована набором металлических пластин, расположенных продольно, эквидистантно по азимутальному углу и разделенных щелями (**Рисунок 2.15**). При этом встает вопрос выбора оптимального числа пластин. Недостаточное число пластин и, как следствие, увеличение ширины щелей b , очевидно, будет приводить к уменьшению внешней добротности Q_{ext}^{TM} , которое в итоге может заметно повлиять на значение полной добротности рабочей моды. В то же время, увеличение числа пластин и уменьшение зазора между ними влечет за собой очевидное усложнение конструкции резонатора.

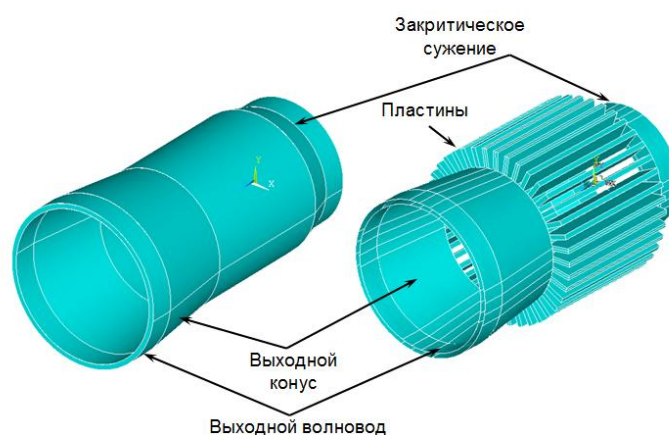


Рисунок 2.15. Исследуемая модель гладкого (слева) и продольно-щелевого (справа) резонатора сильноточного гиротрона.

Для определения необходимого числа пластин методом конечных элементов исследовалась закрытая конфигурация резонатора с рабочей модой TM_{51} (**Рисунок 2.16 а**), собственная частота которой в гладком волноводе составляет около 32 ГГц. Регулярный участок резонатора был образован набором продольных металлических пластин из нержавеющей стали толщиной 1 мм, и длиной 28 мм, расположенных эквидистантно по азимутальному углу. Снаружи пластин для имитации бесконечного пространства располагался поглотитель в виде заостренных продольных ребер,

изготовленный методом 3-D печати из фотополимера «Visijet SL», обладающего в миллиметровом диапазоне длин волн достаточно высокими показателями поглощения [91]. Расчет для частот, близких к собственной частоте рабочей моды показал, что добротности паразитных TE-мод в резонаторе, образованном внутренней стенкой соленоида, которая в реальном приборе находится снаружи пластин, уменьшается, в среднем, на два порядка (**Рисунок 2.16 б**), что представляется вполне достаточным для того, чтобы исключить опасность их паразитного самовозбуждения при взаимодействии с электронным пучком.

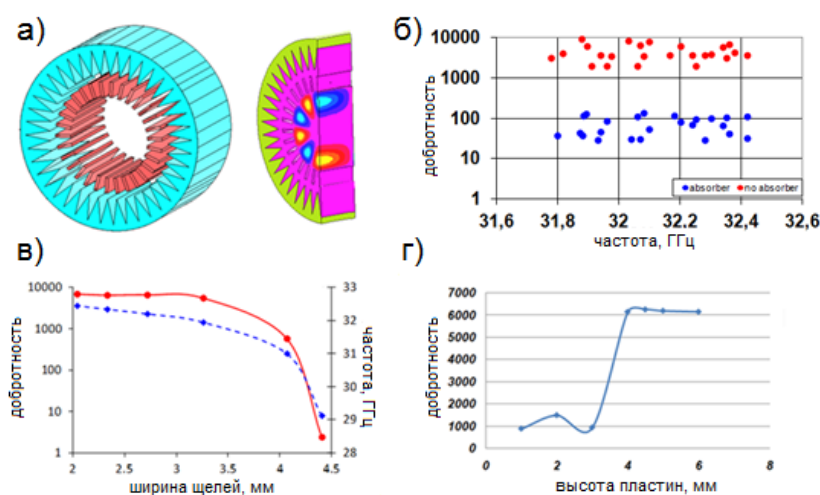


Рисунок 2.16. Модель закрытого пластинчатого резонатора и пространственная структура возбуждаемой моды $TM_{5,1}$ (а). Добротности TE-мод в резонаторе, ограниченном внутренней стенкой соленоида, находящейся снаружи пластин при наличии поглотителя (синие точки) и без него (красные точки) (б). Зависимости добротности и частоты рабочей моды $TM_{5,1}$ от ширины щелей b (в) и от высоты пластин (г)

Расчеты показали, что при зазорах между пластинами более 4 мм добротность рабочей моды стремительно уменьшается, достигая значений в несколько единиц (**Рисунок 2.16 в**). В то же время при уменьшении зазора менее 2 мм добротность практически перестает меняться, достигая значений порядка 6000. Такое же значение в расчетах принимает и омическая добротность резонатора. Несмотря на существенное расхождение полученного значения с аналитической оценкой, оно, по-прежнему, значительно превышало дифракционную добротность, что, соответственно, не требовало замены материала резонатора. Также исследовалась зависимость внешней добротности рабочей моды от высоты (в данном случае, размера в радиальном направлении) пластин. В результате, так же, было обнаружено, что при увеличении высоты пластин более 4 мм,

внешняя добротность перестает расти, достигая значения, близкого к омической добротности данной конфигурации резонатора.

В результате была выбрана конфигурация резонатора, состоящего из 31 пластины высотой 5 мм, зазор между которыми составляет около 1.5 мм. На втором этапе был выполнен расчет добротностей моды $TM_{5,1}$ и ближайшей по частоте моды $TE_{4,2}$ в открытом пластинчатом резонаторе, ограниченном закритическим сужением с катодного конца и выходным конусом с коллекторного конца (см. **Рисунок 2.15** (справа)). Для этого с катодного конца резонатор сопрягался с волноводом, в котором возбуждалась рабочая мода и снималась частотная зависимость коэффициента прохождения между входным и выходным сечениями. Добротность моды определялась по ширине резонансной кривой и составила величину $Q^{TM_{5,1}} \approx 135$, что достаточно хорошо соответствует значению, полученному из (2.6).

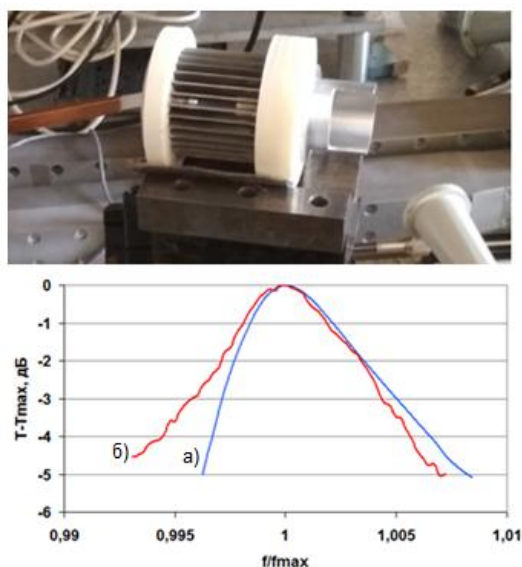


Рисунок 2.17. Внешний вид макета продольно-щелевого резонатора при испытаниях на панорамном измерителе ослабления (сверху). (а) Расчетная и (б) экспериментальная резонансные характеристики моды $TM_{5,1}$ в продольно-щелевом резонаторе (снизу).

Для экспериментального подтверждения результатов расчетов был изготовлен макет продольно-щелевого резонатора. Регулярная часть резонатора собрана из 31 пластины из нержавеющей стали толщиной 1мм изготовленной методом электроэрозии. Для равномерного позиционирования пластин по азимутальному углу использовались пластиковые «обоймы», изготовленные методом 3-d печати (**Рисунок 2.17**).

В ходе холодных испытаний с помощью панорамного измерителя ослабления снималась характеристика резонатора при возбуждении его с помощью прямоугольного

диэлектрического волновода с «катодного» конца. В результате измерений был найден резонансный максимум с центральной частотой 31,5 и добротностью 134,4 (**Рисунок 2.17 (б)**), что близко к расчетным характеристикам моды $TM_{5,1}$. Предполагается, что разница расчетной и измеренной (порядка 1,5%) может быть обусловлена неточностью изготовления и сборки компонентов резонатора а также влиянием возбуждающего волновода.

Одной из немаловажных проблем при реализации генераторов большой мощности является опасность развития пробойных явлений на поверхности электродинамической системы [92]. Исследования показывают, что для генераторов Кадиапазона с длительностью импульсов заметно большей одной наносекунды предельное значение электрического поля на металлических поверхностях составляет величину около 1 МВ/см [31, 93] Для оценки значений электрического поля в пластинчатом резонаторе было выполнено численное моделирование методом конечных элементов, в котором резонатор возбуждался внешней волной с мощностью 200 МВт. Расчеты показали, что наиболее опасным участком является переход между пластинчатой структурой и гладкой выходной волноведущей секцией. При этом максимальные значения полей на это участке достигали величины 0.6 МВ/см (**рисунок 2.18б**). Интересно отметить, что аналогичные расчеты для резонатора со сплошной стенкой, возбуждаемого на моде $TE_{4,2}$, показали лишь ненамного меньшие максимальные значения электрического поля порядка 0.5 МВ/см (**рисунок 2.18а**). Таким образом можно утверждать, что предложенная конструкция пластинчатого резонатора обладает достаточной электропрочностью.

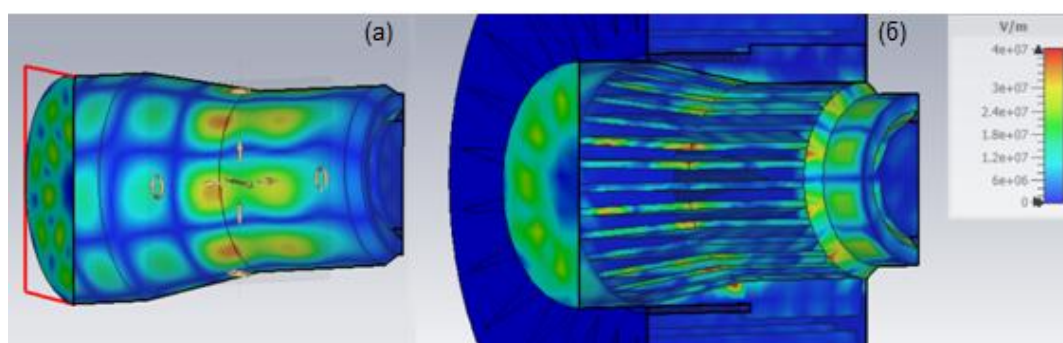


Рисунок 2.18. Модуль напряженности электрического поля на поверхности гладкого цилиндрического резонатора гиротрона при возбуждении в нем моды TE_{4-2} (а) и на поверхности пластинчатого резонатора при возбуждении моды TM_{5-1} (б) при значении мощности высокочастотного поля в выходном сечении 250 МВт.

2.3 Расчет и оптимизация взаимодействия сильноточного электронного пучка с модами ТЕ и ТМ-типов.

При выборе рабочей моды для сильноточного гиротрона необходимо учитывать несколько основных особенностей данного типа приборов. Во-первых, при высоком рабочем токе существенным фактором является провисание потенциала пучка, обусловленное высокой плотностью пространственного заряда, в связи с чем, пучок предпочтительно транспортировать близко к стенке электродинамической системы. Таким образом, нежелательно использовать пространственно-развитые моды с большим радиальным индексом, для которых оптимальный радиус ведущих центров пучка существенно меньше радиуса резонатора. С другой стороны, в случае мод ТЕ-типа, работа на модах с радиальным индексом 1 также нежелательна ввиду чрезмерно высоких значений оптимального коэффициента связи с электронным пучком.

С учетом выше сказанного в качестве компромиссного варианта для реализации сильноточного гиротрона с традиционным цилиндрическим гладким резонатором была выбрана мода $TE_{3,2}$ с обратным направлением вращения относительно вращения электронов в пучке, для которой оптимальный радиус ведущих центров пучка значительно ближе к радиусу резонатора по сравнению с прямым направлением вращения. В случае же ТМ-мод, для которых коэффициент связи существенно ниже, работа на модах шепчущих галерей вполне допустима, поэтому для реализации гиротрона с данным типом рабочего колебания была выбрана мода $TM_{5,1}$ с «положительным» направлением вращения поперечной структуры. Относительно низкий порядок выбранных мод обусловлен опасениями того, что при использовании более сверхразмерных электродинамических систем, задача о конкуренции мод в условиях более густого спектра может стать неразрешимой.

Моделирование пространственно-временной динамики гиротрона проводилось на основе нестационарной самосогласованной системы уравнений. В рамках данной модели пространство взаимодействия гиротрона представляет собой отрезок цилиндрического волновода длиной L , сочлененного с конусными переходами, в котором рабочая волна TE_{m-p} или TM_{m-p} возбуждается на частоте ω , близкой к критической частоте волновода ω_c . Одновременно частота излучения ω близка к гирочастоте $\omega_H = eH_0/Mc\gamma$, где e , M и γ – заряд, масса и релятивистский масс-фактор электрона, c – скорость света, H_0 – величина магнитного поля в резонаторе. В таких условиях, выбирая в качестве несущей частоту отсечки, представим высокочастотное поле в рабочем пространстве в виде:

$$\vec{E} = \text{Re}(a(z,t)\vec{E}_\perp \exp(i\omega_c t - im\varphi)) \quad (2.11)$$

где $a(z,t)$ – медленно меняющаяся комплексная амплитуда поля, функция $\vec{E}_\perp(r)$ описывает радиальную структуру рабочей моды, φ – азимутальный угол. В этом случае эволюция комплексной амплитуды поля может быть записана в виде неоднородного уравнения параболического типа [52, 94]:

$$2i \frac{\partial a}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 a}{\partial \zeta^2} + \left[h^2 - \frac{i}{Q_{ohm}} \right] a + J(\tau, \zeta), \quad 0 < \zeta < L \quad (2.12)$$

где $\tau = t \cdot c \cdot k_0$, $\zeta = z \cdot k_0$ – нормированные время и продольная координата, $k_0 = \begin{cases} \nu_{mp} / R_c & \text{для } TE_{mp} \text{ моды} \\ \mu_{mp} / R_c & \text{для } TM_{mp} \text{ моды} \end{cases}$ – опорное волновое число, R_c – критический радиус,

определяющий опорную частоту, ν_{mp} – m -й корень уравнения $J_m'(\nu) = 0$, а μ_{mp} – m -й корень уравнения $J_m(\mu) = 0$, где $J_m(x)$ – функция Бесселя первого рода порядка m , $h^2 = 1 - k_\perp^2$, – продольное волновое число, нормированное на опорное, $k_\perp = R_c / R(\zeta)$ – поперечное волновое число, нормированное на опорное Q_{ohm} – омическая добротность рассматриваемой моды, L – безразмерная длина пространства взаимодействия.

С правой стороны резонатор посредством конического перехода сопрягается с выходным волноводом, через который осуществляется вывод излучения. При этом рабочая волна в регулярной части системы вывода далека от отсечки. На левой границе расчетной области ставилось нулевое граничное условие

$$a(\tau, 0) = 0 \quad (2.13)$$

а в конец выходного волновода добавлялся поглощающий слой длиной d , в котором уравнение (2.20) преобразовывалось к виду

$$2i \frac{\partial a}{\partial t} = \frac{\partial^2 a}{\partial \zeta^2} + (h^2 - i\Lambda)a, \quad L < \zeta < L + d \quad (2.14)$$

с граничным условием

$$a(\tau, L + d) = 0 \quad (2.15)$$

на правой границе, и условиями непрерывности амплитуды и ее производной при $\zeta = L$. Параметры (длина d и коэффициент Λ) поглощающего слоя подбирались таким образом, чтобы отражение волны от границы не превышало 0.1% по мощности. В качестве

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

$$P_{em} = \begin{cases} \frac{mc^2}{e} \frac{mc^3}{e} \frac{J_m^2(v_{mp}) (v_{mp}^2 - m^2)}{8} \operatorname{Im} \left(a \frac{\partial a^*}{\partial \zeta} \right) \Big|_{\zeta=L} & \text{для } TE_{mp} \text{ моды} \\ \frac{mc^2}{e} \frac{mc^3}{e} \frac{J_m^2(\mu_{mp}) \mu_{mp}^2}{8} \operatorname{Im} \left(a \frac{\partial a^*}{\partial \zeta} \right) \Big|_{\zeta=L} & \text{для } TM_{mp} \text{ моды} \end{cases} \quad (2.16)$$

Возбуждающий ток $J(\tau, \zeta)$ в правой части (2.12) находился методом крупных частиц, для чего решались усредненные по циклотронному периоду уравнения движения электронов в высокочастотном поле ТЕ-моды:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \gamma}{\partial \zeta} &= k_{\perp} K(\zeta) \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} \operatorname{Im}(a \cdot e^{-i\theta}) J_N'(\xi p_{\perp}) \\ \frac{\partial p_{\perp}}{\partial \zeta} &= k_{\perp} K(\zeta) \left[\frac{\gamma}{p_{\parallel}} \operatorname{Im}(a \cdot e^{-i\theta}) - \operatorname{Re} \left(\frac{\partial a}{\partial \zeta} \cdot e^{-i\theta} \right) \right] J_N'(\xi p_{\perp}) + \frac{p_{\perp}}{2b} \frac{\partial b}{\partial \zeta} \\ \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} &= \frac{nb - \gamma}{p_{\parallel}} + K(\zeta) \frac{n \gamma k_{\perp}}{p_{\parallel} p_{\perp}} \left[\left(k_{\perp} \frac{p_{\perp}}{\gamma} - \frac{n}{\xi p_{\perp}} \right) \operatorname{Re}(a \cdot e^{-i\theta}) - \frac{np_{\parallel}}{\xi \gamma p_{\perp}} \operatorname{Im} \left(\frac{\partial a}{\partial \zeta} \cdot e^{-i\theta} \right) \right] J_N(\xi p_{\perp}) \end{aligned} \quad (2.17)$$

или ТМ-моды:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \gamma}{\partial \zeta} &= K(\zeta) \left[k_{\perp}^2 \operatorname{Im}(a \cdot e^{-i\theta}) - \frac{nb}{p_{\parallel}} \operatorname{Re} \left(\frac{\partial a}{\partial \zeta} \cdot e^{-i\theta} \right) \right] J_n(\xi p_{\perp}) \\ \frac{\partial p_{\perp}}{\partial \zeta} &= \frac{nb}{p_{\perp}} K(\zeta) \left[\operatorname{Im}(a \cdot e^{-i\theta}) + \frac{\gamma}{p_{\parallel}} \left(\frac{\partial a}{\partial \zeta} \cdot e^{-i\theta} \right) \right] J_n(\xi p_{\perp}) \\ \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} &= \frac{nb - \gamma}{p_{\parallel}} + K(\zeta) \frac{nk_{\perp}}{p_{\perp}} \left[\operatorname{Re}(a \cdot e^{-i\theta}) - \frac{\gamma}{p_{\parallel}} \operatorname{Im} \left(\frac{\partial a}{\partial \zeta} \cdot e^{-i\theta} \right) \right] J_n'(\xi p_{\perp}), \end{aligned} \quad (2.18)$$

где p_{\perp} и p_{\parallel} – поперечная и продольная компоненты нормированного на mc импульса электрона, $b(\zeta) = eB_z(z(\zeta))/k_0 mc^2$ – нормированное магнитное поле, $\xi(\zeta) = k_{\perp}(\zeta)/b(\zeta)$, $K(\zeta) = J_{m-n}(k_0 k_{\perp} R_e(\zeta))$. При решении использовалось приближение быстрого (по сравнению с характерным временем эволюции поля) пролета частиц через резонатор, когда в уравнения (2.17 и 2.18) на всей траектории частицы входит амплитуда $a(\zeta, \tau)$ в фиксированный момент времени, а возбуждающий ток $J(\zeta, \tau)$, соответствующий этому же моменту времени, находится путем суммирования частичных токов:

$$J(\zeta, \tau) = \begin{cases} \frac{2eIk_{\perp}}{mc^3 J_m^2 (\nu_{mp}) (\nu_{mp}^2 - m^2)} K(\zeta) \overline{\left(\frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} J_n'(\xi p_{\perp}) e^{i\theta} \right)} & \text{для } TE_{mp} \text{ моды} \\ \frac{2eI}{mc^3 J_m^2 (\mu_{mp}) \mu_{mp}^2} K(\zeta) \left[k_{\perp}^2 \overline{J_n(\xi p_{\perp}) e^{i\theta}} - in \frac{d}{d\zeta} b \overline{\left(\frac{1}{p_{\parallel}} J_n(\xi p_{\perp}) e^{i\theta} \right)} \right] & \text{для } TM_{mp} \text{ моды} \end{cases} \quad (2.19)$$

где I – полный ток электронного пучка в амперах, а двойной чертой обозначено усреднение по электронному ансамблю. Начальные условия для уравнений движения задавались в виде:

$$\theta|_{\zeta=0} \in [0, 2\pi), \quad \gamma|_{\zeta=0} = \gamma_0 = 1 + \frac{eU}{mc^2} \quad (2.20)$$

$$p_{\perp}|_{\zeta=0} = p_{\perp 0} = g \sqrt{\frac{\gamma_0^2 - 1}{g^2 + 1}}, \quad p_{\parallel}|_{\zeta=0} = p_{\parallel 0} = p_{\perp 0} / g$$

соответствующем перемешанному по giroфазам моноэнергетическому пучку, с питч-фактором g и энергией электронов eU . Мощность, отдаваемая пучком электромагнитному полю при пролете через резонатор характеризуется значением электронного КПД

$$\eta_{el}(\tau) = \frac{\gamma_0 - \overline{\gamma(L)}}{\gamma_0 - 1}, \quad P_{el}(\tau) = UI\eta(\tau) \quad (2.21)$$

На основе решения уравнений (2.12, 2.17, 2.18) осуществлялся поиск оптимальных значений КПД для мод TE_{3-2} и TM_{5-1} . Поскольку проблема переизлучения рабочей моды для Ка-диапазона не так критична, как для W-диапазона, катодное закритическое сужение и переход на выходной волновод было решено выполнить в виде простых конусов. Поиск максимальных значений КПД, таким образом, осуществлялся путем подбора длины однородного участка резонатора и угла раскрыва выходного конуса. Найденные оптимальные профили резонаторов, продольные структуры поля в них и зависимости электронного КПД от продольной координаты представлена на **рисунке 2.19(а,б)** для мод TE_{3-2} и TM_{5-1} соответственно.

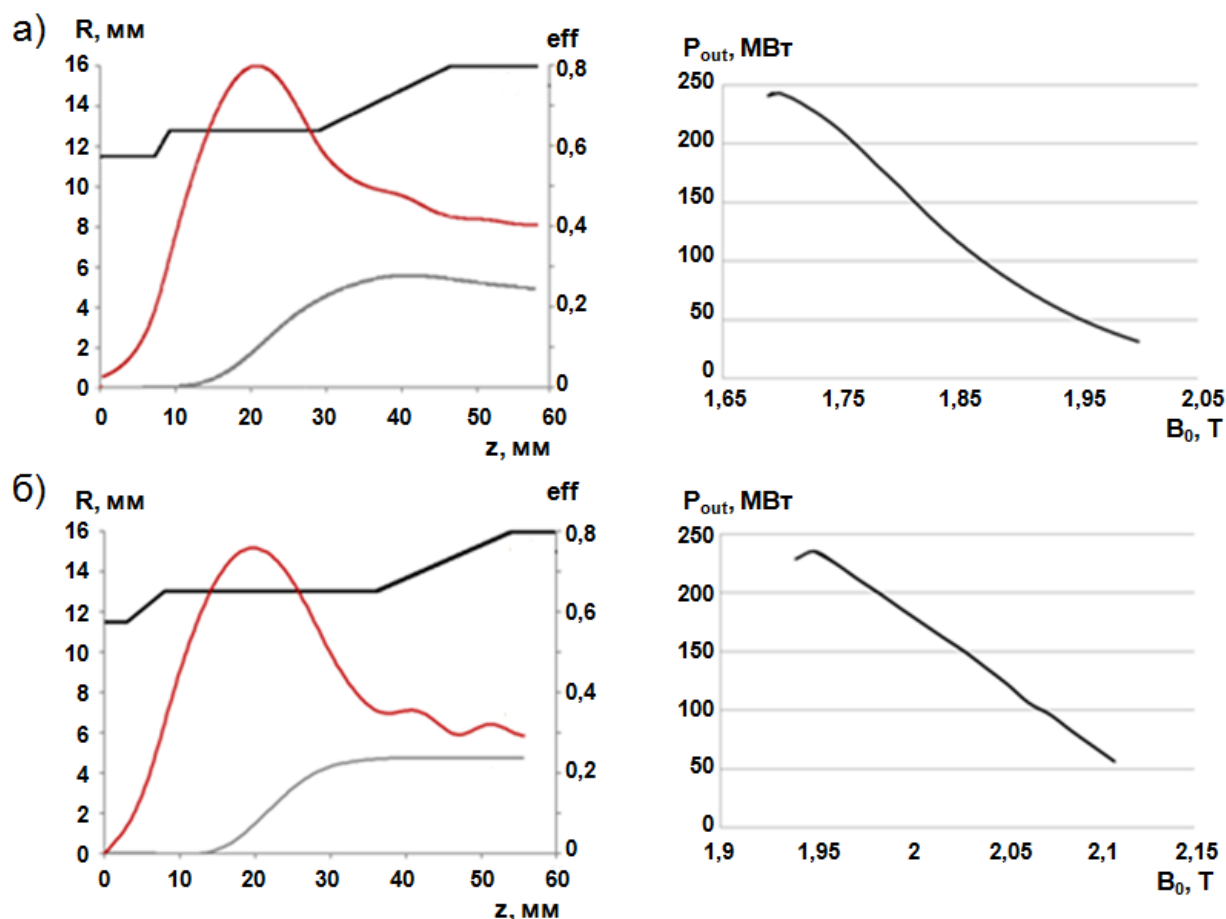


Рисунок 2.19. Результаты расчетов гиротронов на модах TE_{-3-2} (а) и TM_{5-1} (б) на основе усредненных уравнений: оптимизированный профиль резонатора и зависимость амплитуды поля и электронного КПД от продольной координаты (слева), зависимость мощности генерации от магнитного поля (справа).

Для обоих рассмотренных вариантов максимальная выходная мощность составила ~ 240 МВт на частоте 30.4 ГГц для моды TE_{-3-2} и на частоте 32.1 ГГц для моды TM_{5-1} при величине ведущего магнитного поля 1.7 Тл и 1.94 Тл соответственно. Характерная ширина зоны генерации по магнитному полю составляет порядка 3%. При этом, оптимальная длина регулярного участка резонатора для TE -моды составила 20 мм, а для TM -моды на 40% больше – 28 мм. Таким образом, вариант гиротрона на TM -моды оказывается более привлекательным с точки зрения модовой селекции не смотря на то, что ввиду умеренно высокого тока 2 кА не наблюдается заметного увеличения эффективности взаимодействия по сравнению с классическим вариантом с TE -модой.

Для подтверждения и уточнения результатов расчетов по усредненным уравнениям было проведено прямое численное моделирование электронно-полевого взаимодействия методом крупных частиц (particle-in-cell) на основе трехмерной версии

РIS кода KARAT [61, 62]. Моделирование в целом подтвердило результаты расчетов по усредненным уравнениям и показало возможность селективного возбуждения моды $TE_{3,2}$ классического гладкого цилиндрического резонатора и моды $TM_{5,1}$ продольно-щелевого пластинчатого резонатора имеющимся исходя из расчетов электронно-оптической системы электронным пучком. На *рисунке 2.20* и *рисунке 2.21* показаны типичный импульс выходной СВЧ мощности, спектр выходного сигнала на "полочке" электронного импульса и пространственная структура высокочастотного поля мод $TE_{3,2}$ и $TM_{5,1}$ соответственно.

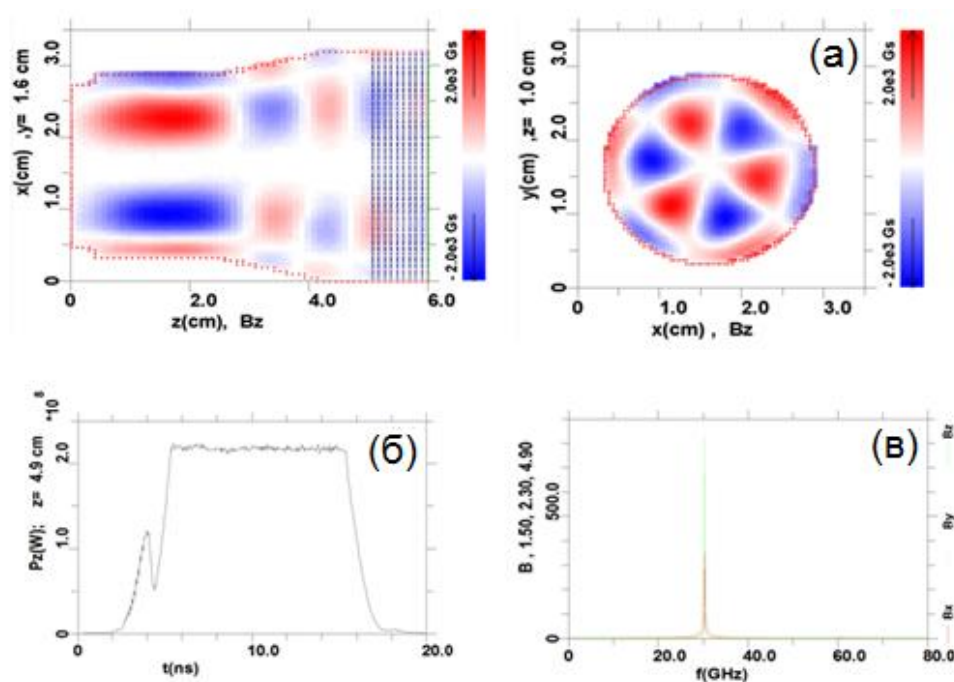


Рисунок 2.20: Результаты РIS-моделирования гиротрона на ТЕ-моду: (а) пространственная структура поля моды $TE_{3,2}$, (б) импульс выходной СВЧ-мощности, (в) спектр излучения.

Как было сказано выше, исследование электронно-оптической системы показало возможное несовпадение оси электронного пучка и магнитной и, соответственно, электродинамической системы. Поскольку имеющийся опыт говорит о том, что подобные нарушения могут приводить к существенному снижению эффективности и создавать условия для генерации паразитных мод [95–98], с помощью РIS-моделирования было проведено исследование влияния такой несоосности на рабочий режим исследуемых гиротронов.

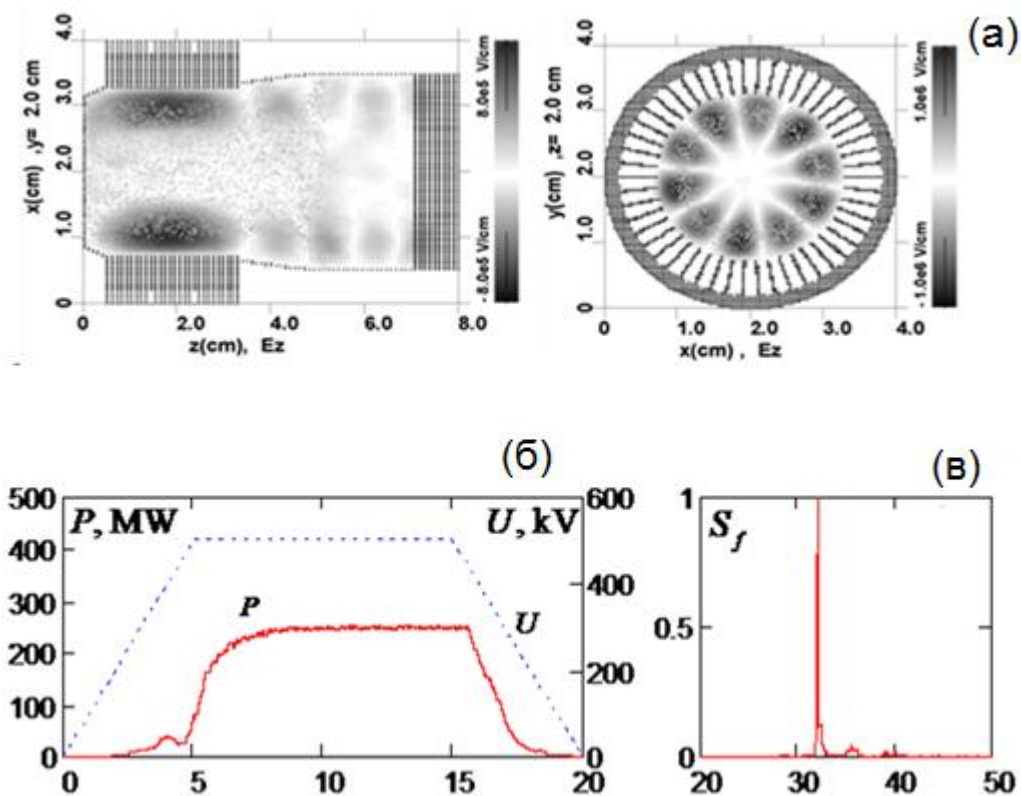


Рисунок 2.21: Результаты PIC-моделирования гиротрона на ТМ-моде: (а) пространственная структура поля моды TE_{5-1} , (б) импульс выходной СВЧ-мощности, (в) спектр излучения.

Для гиротрона на моде TE_{3-2} гладкого резонатора смещение оси инжекции относительно оси резонатора в пределах 1.2 мм практически не влияло на форму выходного сигнала, а значительное падение выходной мощности наблюдалось только при отклонении порядка 1.6 мм (**Рисунок 2.22**), что заметно превышает предполагаемое отклонение в экспериментально реализованном пучке. Для гиротрона же с продольно-щелевым резонатором KARAT-моделирование показало заметное снижение выходной мощности уже при величине смещения ~ 1 мм и выше (**Рисунок 2.23**), что приближается к значениям несоосности, наблюдаемым в эксперименте. Таким образом, можно сделать вывод, что пластинчатый продольно-щелевой резонатор принципиально более чувствителен к точности юстировки системы, однако для обнаруженных в эксперименте характерных величинах отклонения оси пучка от оси электродинамической системы расчетные выходные характеристики гиротрона на ТМ-моде остаются удовлетворительными.

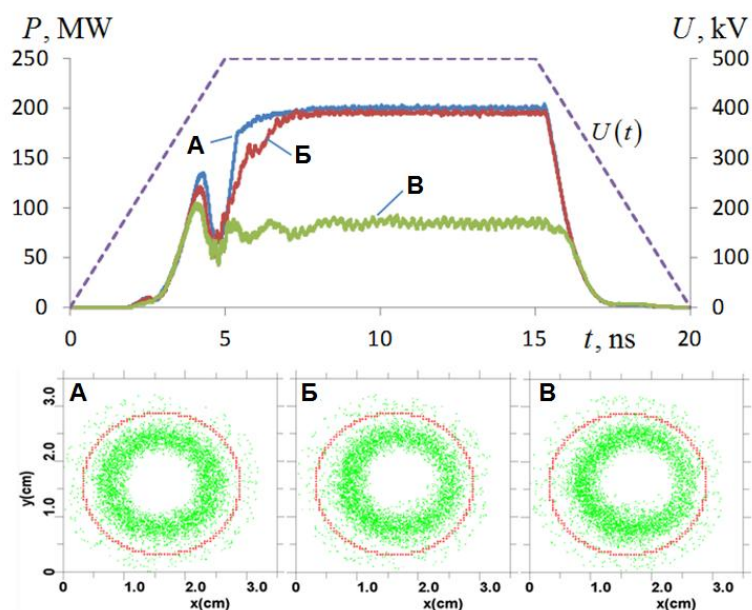


Рисунок 2.22: Результаты PIC-моделирования взаимодействия моды TE_{3-2} в гладком резонаторе гиротрона с сильноточным электронным пучком без нарушения соосности (А) и с отклонением оси ведущих центров пучка от оси резонатора на 1.2 мм (Б) и 1.6 мм (В). Вверху: осциллограммы импульса ускоряющего напряжения и выходной мощности, внизу: мгновенное положение частиц в резонаторе.

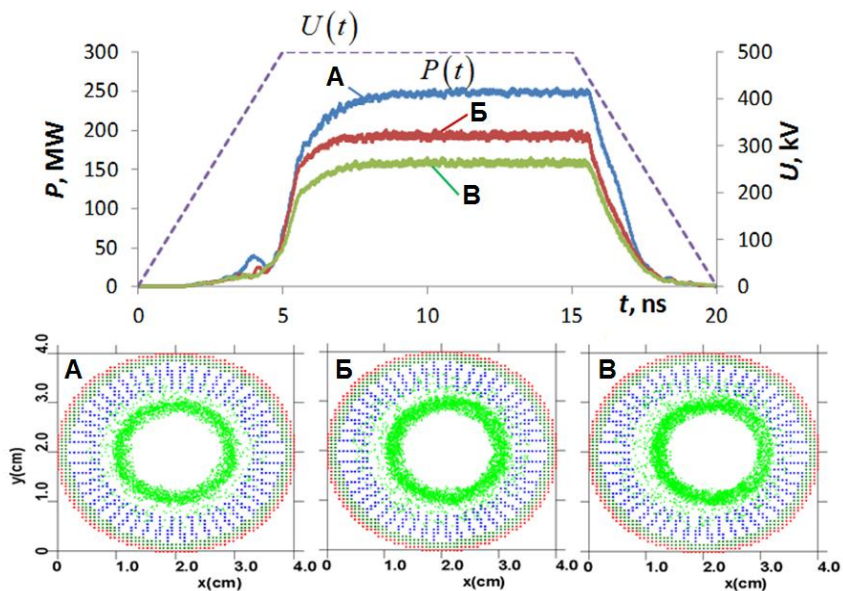


Рисунок 2.23: Результаты PIC-моделирования взаимодействия моды TM_{5-1} продольно-щелевом резонаторе с сильноточным электронным пучком без нарушения соосности (А) и с отклонением оси ведущих центров пучка от оси резонатора на 1.2 мм (Б) и 1.6 мм (В). Вверху: осциллограммы импульса ускоряющего напряжения и выходной мощности,

внизу: мгновенное положение частиц в резонаторе.

Итоговые проектные параметры сильноточных гиротронов с разными типами резонаторов приведены в *таблице 2.1*.

таблица 2.1. Основные проектные параметры гиротронов

Тип резонатора	Регулярный	Продольно-щелевой
Рабочая мода	TE ₋₃₋₂	TM ₋₅₋₁
Радиус однородного участка резонатора	12.8 мм	13 мм
Рабочая частота	30.4 ГГц	32.2 ГГц
Длина однородного участка резонатора	20 мм	28 мм
Ускоряющее напряжение	500 кВ	
Ток пучка	2000 А	
Питч-фактор	1	
Радиус ведущих центров пучка в рабочем пространстве	8.5 мм	
Длительность импульса	20 нс	
Оптimum магнитного поля	1.7 Тл	1.94
Максимум электронного КПД	24%	24%

2.4 Экспериментальное исследование сильноточных релятивистских гиротронов Ка-диапазона

Для экспериментального исследования были изготовлены оба варианта резонаторов, рассмотренных в **разделе 2.3**. Чтобы избежать возможных неточностей в сборке, пластинчатый резонатор был изготовлен методом электроэрозионной обработки из сплошной заготовки нержавеющей стали. В первых экспериментах использовался вариант электронно-оптической системы без компрессии, в которой кикер расположен в однородном участке ведущего магнитного поля ввиду ее технологической простоты. Для предотвращения паразитного возбуждения колебаний в области между кикером и резонатором, стенка канала в этом участке перфорировалась. Внешний катод в экспериментах не использовался для обеспечения максимального тока рабочего пучка.

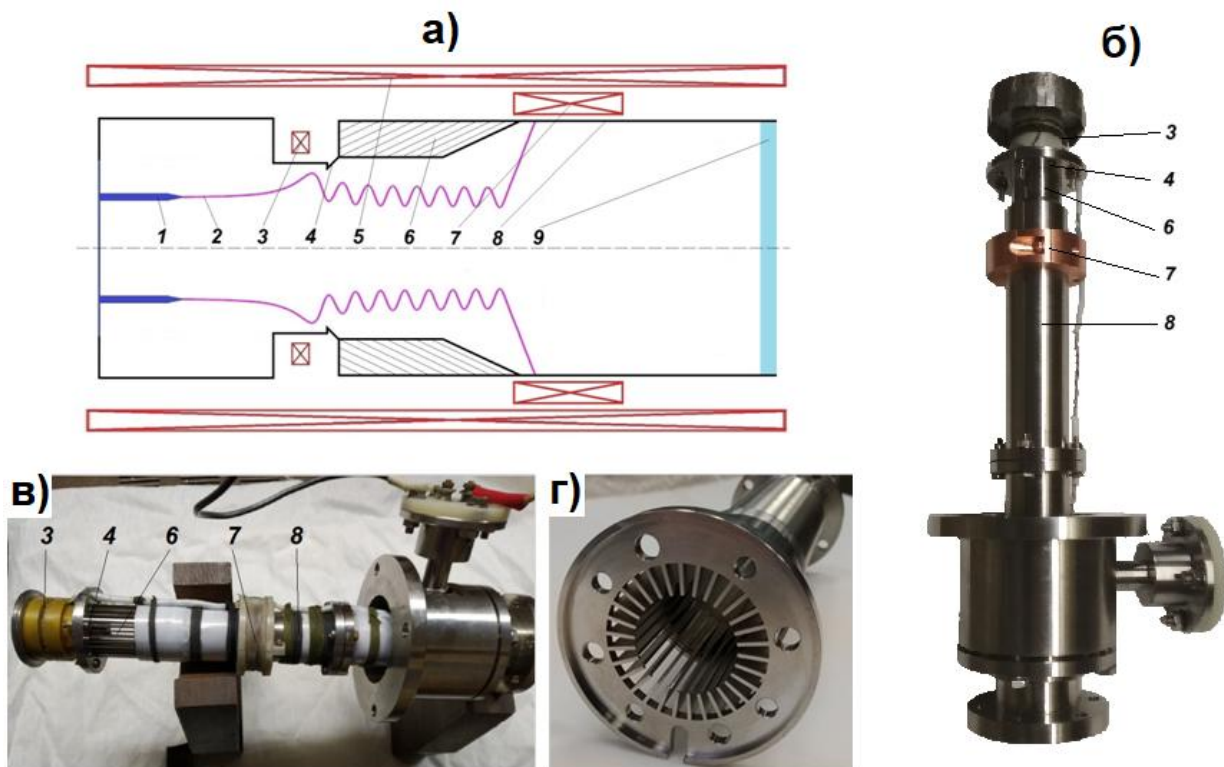


Рисунок 2.24. Схема (а) и внешний вид исходного варианта гиротрона с гладким цилиндрическим (б) и пластинчатым резонаторами (в,г) резонаторами: 1 – трубчатый катод, 2 – прямолинейный электронный поток, 3 – катушка кикера, 4 – критическое сужение, 5 – соленоид ведущего магнитного поля, 6 – пластинчатый резонатор, 7 – осаждающая катушка, 8 – выходная волноведущая секция, 9 – вакуумное окно.

В ходе экспериментов были выполнены работы по поиску оптимальной схемы запитки катушки кикера, обладающей небольшим значением собственной индуктивности. Последнее обстоятельство ведет к тому, что при подключении кикера к емкостному накопителю характерная длительность формируемого импульса и добротность контура питания становятся малыми. Это приводит к сильному экранированию магнитного поля кикера металлическими элементами конструкции и нарушению нормальной работы коммутаторов накопителя из-за аperiodического режима его разряда. Очевидное решение в виде последовательного подключения дополнительной балластной катушки в данном случае может быть реализовано рациональным образом, а именно включением в цепь питания дополнительной катушки (**Рисунок 2.24 (7)**), обеспечивающей за счет локального ослабления ведущего магнитного поля осаждение «отработанного» электронного пучка на выходе из резонатора гиротрона. Такое ограничение пространства взаимодействия представляется необходимым для того, чтобы избежать паразитного возбуждения колебаний и нежелательного поглощения мощности рабочей волны в выходном волноводе (**Рисунок**

2.24 (8)). Вывод излучения из резонатора осуществлялся дифракционно в продольном направлении через вакуумное окно из лавсановой пленки (*Рисунок 2.24 (9)*). Катушка кикера и система вывода излучения были изготовлены таким образом, чтобы сплошной цилиндрический и продольно-щелевой резонаторы были взаимозаменяемы.

Аналогично измерениям, описанным в **главе 1**, огибающая импульса выходного излучения регистрировалась диодным детектором, частота излучения измерялась гетеродинным методом с Фурье-анализом сигнала на смещенной частоте, мощность излучения вычислялась по показаниям терморного калориметра полной импульсной энергии. В дополнение матрицей газоразрядных ламп обеспечивался качественный анализ структуры поля.

Из-за особенностей функционирования ускорителя «Синус-6» в эксперименте невозможно было регулировать величину ускоряющего напряжения, а регулировка тока, испускаемого основным катодом, осуществлялась только механическим изменением конфигурации двухкатодной пушки. Стоит, однако, отметить что ввиду наличия токоперехвата в системе раскочки, рабочий ток уменьшался при увеличении тока в катушке кикера и, соответственно, увеличении питч-фактора электронного пучка. Таким образом, основными параметрами, по которым осуществлялся поиск оптимального режима работы гиротрона, являлись величина ведущего магнитного поля и ток кикера.

В ходе первых экспериментальных исследований для обоих типов резонаторов при ведущем магнитном поле около 2 Тл были зарегистрированы устойчивые режимы генерации СВЧ-излучения с длительностью импульсов 10-12 нс и мощностью в десятки мегаватт. Вместе с тем, данные режимы генерации сохранялись и при сдвиге осаждающей катушки по направлению к кикеру и исключении электронно-волнового взаимодействия пучка с рабочей модой в резонаторе. В этой связи было сделано предположение, что, несмотря на перфорацию стенок канала транспортировки, имеет место самовозбуждение участка формирования винтового пучка.

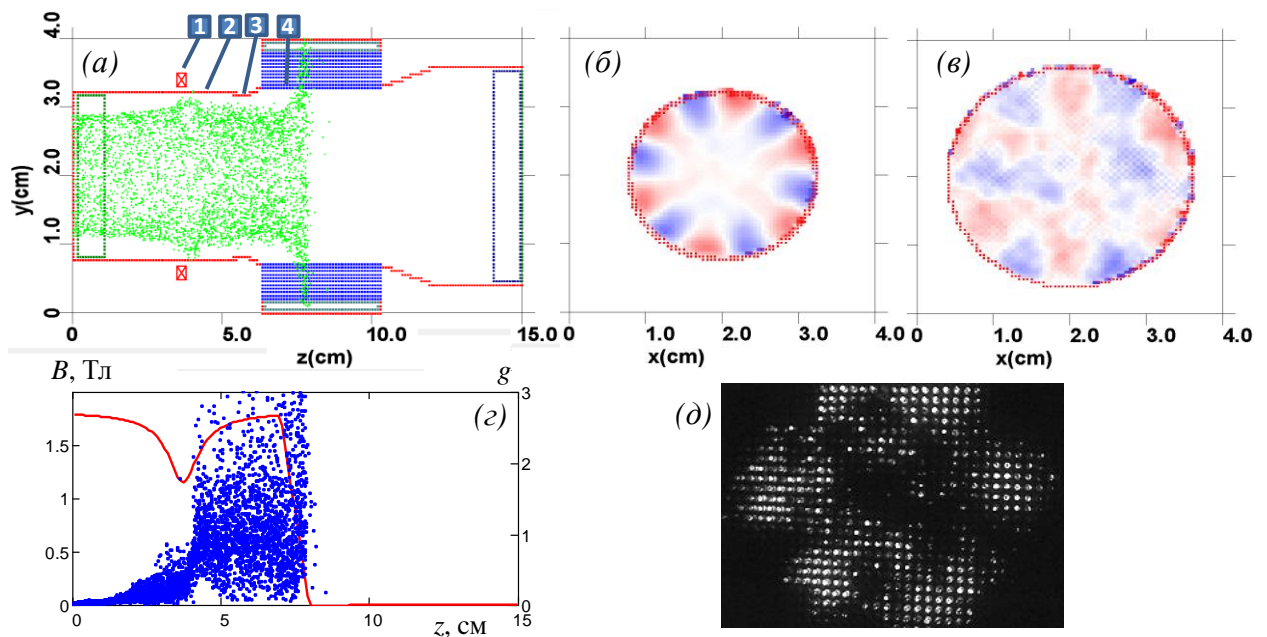


Рисунок 2.25. Результаты исследований паразитной генерации при осаждении пучка в резонаторе гиротрона: (а) – геометрия трехмерного PIC-моделирования (1 – кикер, 2 – электронный пучок, 3 – закрыточеское сужение, 4 –резонатор); (б) – распределение продольной компоненты высокочастотного магнитного поля паразитного колебания в области раскачки; (в) – то же, в выходном сечении; (г) – зависимости продольной компоненты стационарного магнитного поля B (сплошная линия) и питч-факторов g отдельных макрочастиц (точки) от продольной координаты; (д) – свечение неоновое табло в режиме паразитной генерации.

Дополнительное подтверждение было получено по результатам трехмерного моделирования гиротрона кодом KARAT. В моделировании прямолинейный пучок проходил область формирования, где приобретал необходимую поперечную скорость, после чего осаждался на стенку резонатора в быстро спадающем магнитном поле (**Рисунок 2.25 (а)**). Было обнаружено, что в области формирования пучка происходит самовозбуждение моды $TE_{6,1}$ (**Рисунок 2.25 (б)**), которая проникает на выход гиротрона и дает пространственное распределение с шестью азимутальными вариациями (**Рисунок 2.25 (в)**), совпадающее по структуре с картиной свечения неоновое табло (**Рисунок 2.25 (д)**). Моделирование показало, что даже небольшой уровень паразитного излучения приводит к возникновению предмодуляции электронного потока, значительному увеличению разброса электронного пучка на входе в резонатор (**Рисунок 2.25 (г)**) и, как следствие, срыву высокоэффективной генерации на основной моде.

Традиционно проблема самовозбуждения на участке формирования винтового электронного потока решается путем размещения поглотителей из керамических материалов [99]. Однако в используемой конфигурации существует достаточно большой риск попадания части пучка на поглотитель и, как результат, кардинального ухудшения вакуума, способного повредить систему откачки. Перфорация стенок канала транспортировки пучка и введение иных рассеивающих структур на участке формирования пучка также оказалось малоэффективным согласно моделированию. Полностью же исключить участок формирования пучка после кикера не представляется возможным ввиду конечного размера создаваемой им неоднородности магнитного поля, способной навредить взаимодействию в резонаторе.

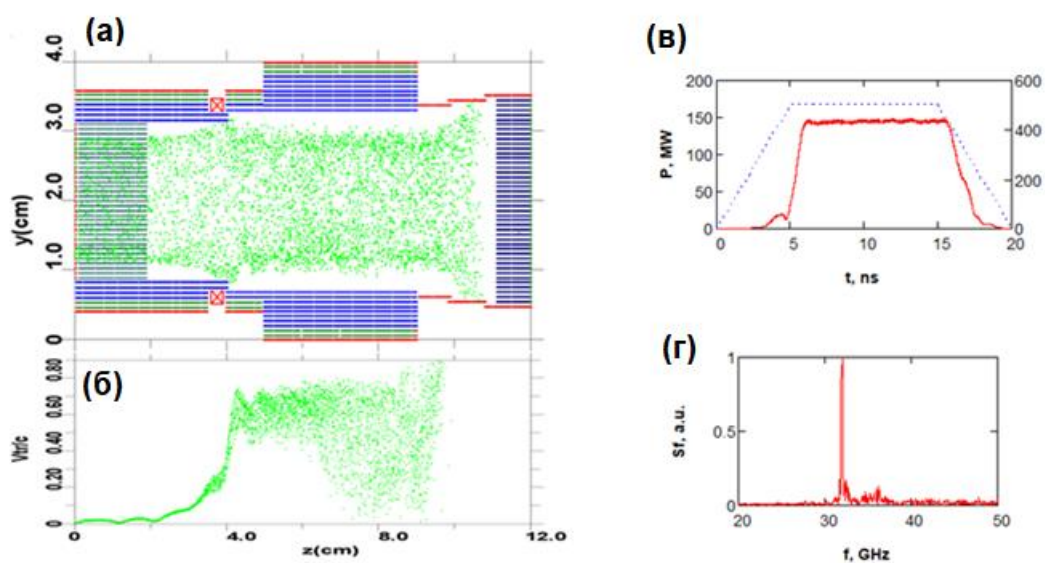


Рисунок 2.26. Результаты трехмерного PIC-моделирования новой схемы гиротрона с модифицированным кикером: (а) – геометрия системы и мгновенное положение макрочастиц, (б) – зависимость поперечной скорости частиц от продольной координаты, (в) – форма импульса ускоряющего напряжения (пунктир) и СВЧ импульса, (г) – спектр выходного излучения.

В качестве решения была предложена модифицированная схема гиротрона, в которой канал транспортировки пучка в области раскочки, подобно однородному участку продольно-щелевого резонатора, выполнен из азимутально-ориентированных пластин, однако ширина щелей между ними втрое больше по сравнению с шириной щелей в резонаторе. Сама катушка кикера при этом была расположена максимально близко к торцу резонатора (**Рисунок 2.26(а)**). Таким образом обеспечивается минимальная длина участка формирования пучка и минимальная поперечная

добротность паразитных колебаний при сохранении возможности транспортировки пучка. Данный подход в моделировании позволил практически полностью исключить паразитное самовозбуждение и получить устойчивую одномодовую генерацию (**Рисунок 2.26(в,г)**). Некоторым недостатком такой схемы является снижение максимальной расчетной выходной мощности до уровня 150 МВт при электронном КПД, соответственно, до 15%.

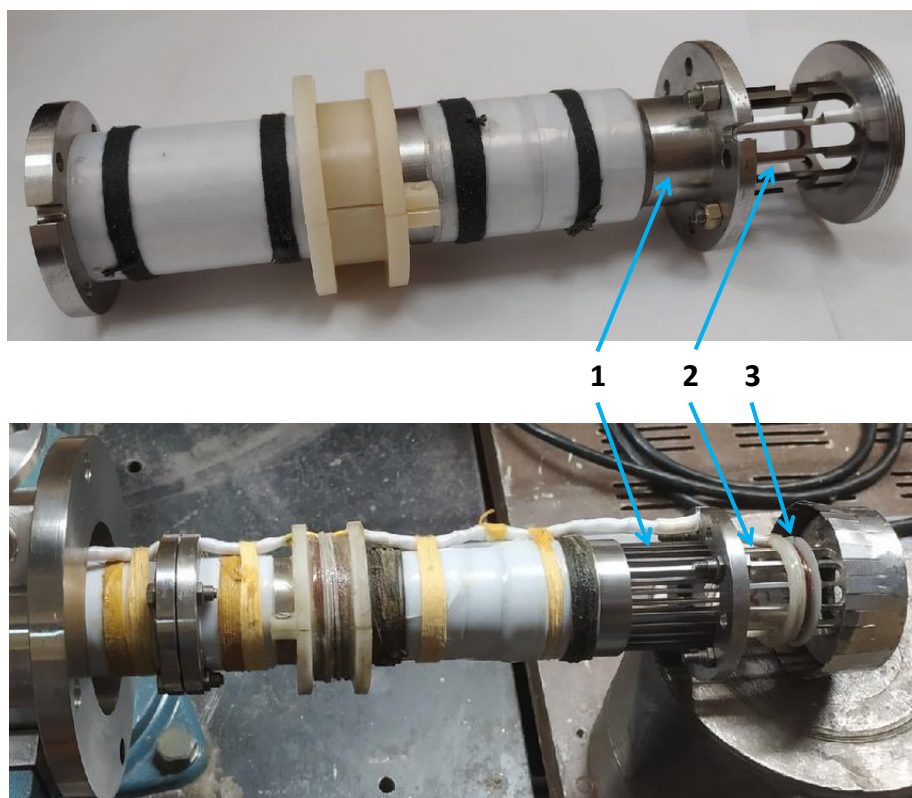


Рисунок 2.27. Внешний вид модифицированного варианта гиротрона со сплошным резонатором (сверху) и с пластинчатым резонатором (снизу). 1 – резонатор, 2 – участок формирования винтового пучка, 3 – кикер.

Модифицированные элементы системы формирования пучка, совместимые с уже изготовленными резонаторами были также изготовлены и экспериментально испытаны (**Рисунок 2.27**). Первая серия экспериментов с гиротроном с гладким резонатором выявила полное отсутствие селективного возбуждения колебаний. На **рисунке 2.27(а)** представлены полученные значения спектральных максимумов при изменении величины магнитного поля. Видно, что однозначно наблюдается тенденция увеличения частоты излучения при росте магнитного поля, что свидетельствует о циклотронном механизме возбуждения колебаний.

Были проведены дополнительные численные расчеты, которые позволили выявить возможную причину такого поведения системы. В силу того, что пространство формирования пучка представляет собой отрезок цилиндрического волновода с широкими щелями (см. *Рисунок 2.26*), на данном участке становится возможным паразитное самовозбуждение моды, ограниченной внутренним радиусом металлической вакуумной трубы, в которой располагается вся системы. Для исключения паразитного самовозбуждения в экспериментах был установлен дополнительный СВЧ-поглотитель вне области формирования пучка.

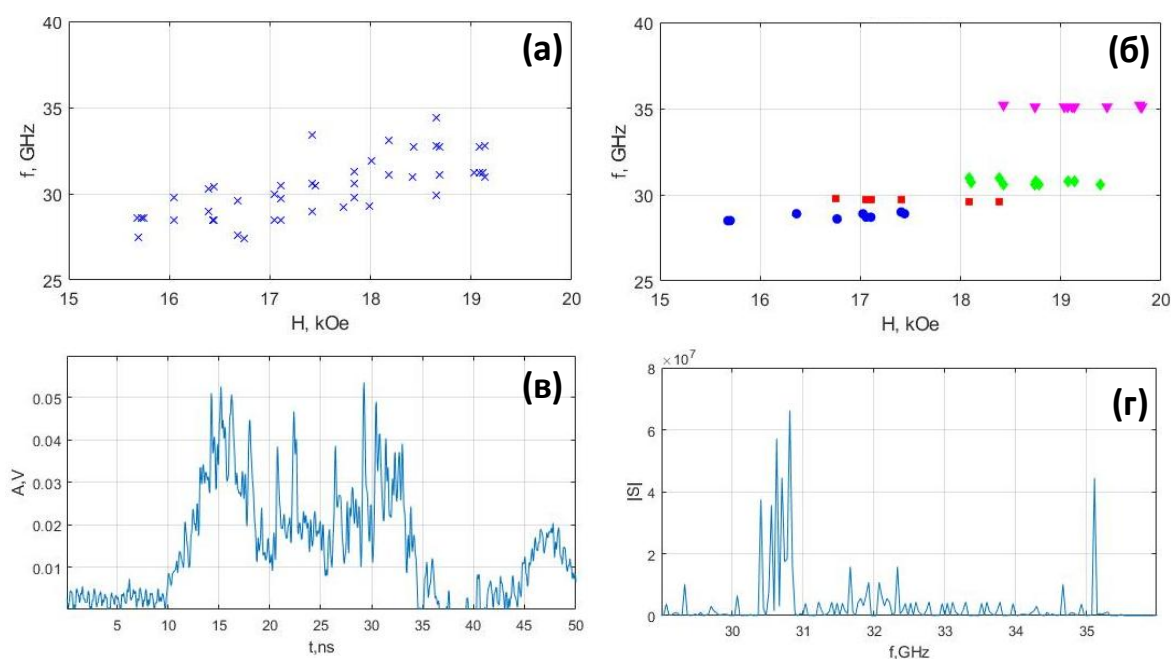


Рисунок 2.27. Результаты экспериментальных исследований гиротрона с гладким резонатором: (а) – распределение спектральных максимумов излучения при изменении магнитного поля (б) – то же, при наличии поглотителя вне области формирования пучка, круглыми точками обозначены режимы, соответствующие моде TE_{6-1} , квадратными – моде TE_{3-2} , ромбическими – моде TE_{7-1} и треугольными – моде TE_{4-2} , (в),(з) – характерная форма импульса и спектр выходного излучения (одновременная генерация мод TE_{32} и TE_{42}).

В результате удалось зарегистрировать возбуждение колебаний, предположительно соответствующим модам TE_{6-1} с частотой около 28 ГГц, TE_{3-2} с частотой около 30 ГГц, TE_{7-1} с частотой около 32 ГГц и моде TE_{4-2} с частотой около 35 ГГц (*Рисунок 2.27 (б)*). Вместе с тем, не удалось получить режим одномодовой генерации. Во всех зарегистрированных импульсах присутствовало, как минимум, две

частоты, соответствующие возбуждению различных ТЕ-мод (*Рисунок 2.27 (г)*). При этом форма импульса СВЧ-излучения отличалась заметной изрезанностью (*Рисунок 2.27 (в)*).

Было сделано предположение, что слишком большие щели на участке формирования винтового электронного потока приводят к возникновению избыточной величины разброса электронов по энергиям и поперечным скоростям. Для снижения данного эффекта в следующей испытуемой конфигурации гиротрона был уменьшен размер щелей на участке формирования пучка. Одновременно, для повышения селективности системы, была проведена замена сплошного резонатора на продольно-щелевой пластинчатый резонатор. Это позволило улучшить спектральные характеристики излучения, в котором стало доминировать излучение на частоте, соответствующей рабочей моде TM_{5-1} , а уровень паразитных сателлитов заметно уменьшился (*Рисунок 2.27*). Однако измеренная пиковая мощность наблюдаемого сигнала оказалась ниже ожидаемого и составила порядка 30 МВт.

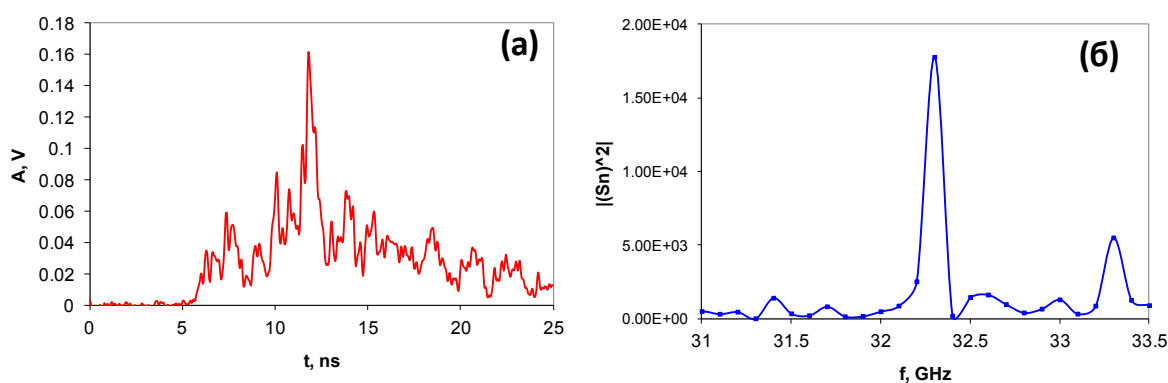


Рисунок 2.27. Результаты экспериментальных исследований гиротрона с пластинчатым резонатором: характерная форма импульса (а) и спектр (б) выходного излучения.

В качестве основной причины низкого уровня выходной мощности в данном случае предполагается слишком большой разброс винтового электронного пучка. При этом, в силу неизвестных изначальных характеристик разброса пучка, инжектируемого со взрывоэмиссионного катода, становится невозможным адекватно использовать результаты трехмерного РС-моделирования. Оценить же характеристики пучка экспериментально также представляется затруднительным.

Для решения обнаруженных проблем было решено использовать схему электронной пушки с магнитной компрессией, предложенную в **разделе 2.1**, которая при большей технической сложности обеспечивает более качественный пучок. Кроме того,

для данного варианта электронно-оптической системы, по крайней мере, в теории решена проблема токоперехвата, что дает дополнительные возможности по регулировке тока пучка.

В первых экспериментах в гиротроне с магнитной компрессией использовался регулярный резонатор с рабочей ТЕ-модой. При величине ведущего магнитного поля около 1.7 Тл в эксперименте наблюдался устойчивый режим генерации излучения с частотой 30,6 ГГц (**Рисунок 2.28а,в**), соответствующий расчетной частоте моды $TE_{3,2}$. Длительность импульса составила порядка 7 нс, а пиковая мощность 40 МВт. При увеличении магнитного поля до значений порядка 1.9 Тл наблюдался также устойчивый режим генерации с частотой 35.7 ГГц (**Рисунок 2.28б,г**), что соответствует расчетам для моды $TE_{4,2}$. Пиковая мощность, полученная в первых экспериментах, для этого режима составила около 35 МВт.

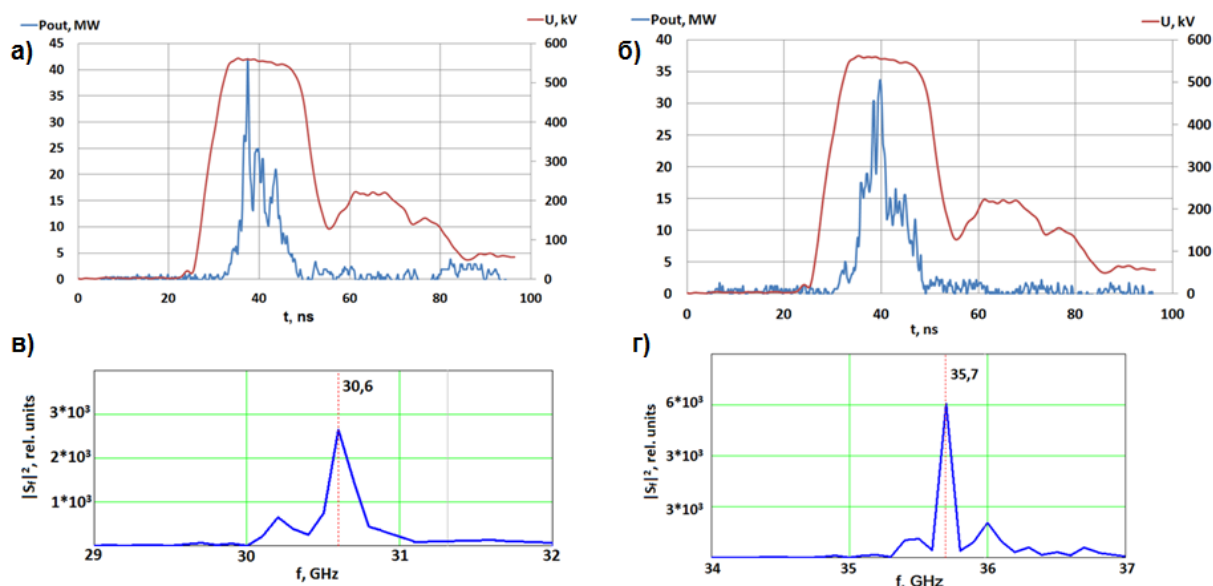


Рисунок 2.28. Результаты экспериментальных исследований сильноточного гиротрона с магнитной компрессией в ЭОС: осциллограммы ускоряющего напряжения и огибающие микроволновых импульсов для мод $TE_{3,2}$ (а) и $TE_{4,2}$ (б) и частотные спектры соответствующих мод (в,г).

Предполагается, что в результате более тщательного поиска и оптимизации параметров, в первую очередь, величины тока пучка, которая в первых экспериментах не регулировалась, выходная мощность может быть увеличена и приближена к расчетным значениям порядка 100 МВт и более.

Заключение к главе 2

В данной главе представлены результаты разработки и исследования миллиметровых гиротронов, использующих сильноточные электронные пучки, испускаемые взрывоэмиссионными инжекторами. Описывается электронно-оптическая система, обеспечивающая раскачку прямолинейного мультикилоамперного пучка, сформированного в коаксиальном магнито-изолированном диоде до состояния с питч-фактором до 1. Предложен и исследован новый тип резонатора с сильной дискриминацией ТЕ-мод, состоящий из набора металлических пластин, равномерно размещенных по угловой координате. Приведены результаты расчетов взаимодействия сильноточного электронного пучка с модами ТЕ и ТМ типов, а так же первых экспериментальных тестов сильноточных гиротронов. Экспериментально был продемонстрирован уровень выходной мощности ~ 40 МВт на частоте 30-35 ГГц. Предполагается, что за счет оптимизации параметров электронно-оптической системы мощность выходного излучения удастся нарастить до уровня более 100 МВт.

Предполагается, что использование предложенных методов и подходов позволит осуществить дальнейшее продвижение субгигаваттных сильноточных гиротронов в коротковолновую часть миллиметрового диапазона длин волн.

Основные результаты описанных в **главе 2** исследований опубликованы в работах [A2–A6, A17–A26, A29].

Глава 3. Перспективы получения импульсного субтерагерцового излучения большой мощности с помощью сильноточных релятивистских гиротронов

Введение

В отличие от слаборелятивистских гиротронов, с помощью которых на киловаттном уровне мощности уже освоены частоты свыше 1 ТГц [100], разработки гирорезонансных СВЧ-источников с сильноточными электронными потоками не смогли преодолеть планку в 110 ГГц [101]. При этом максимальный уровень выходной мощности варьировался от единиц до нескольких десятков мегаватт. В этой связи представляется, что создание источников субтерагерцового диапазона частот с импульсной выходной мощностью в сотни мегаватт, несомненно, является новым и актуальным шагом в развитии физики и техники электронных устройств.

Переход в область более высоких частот для сильноточных релятивистских гиротронов во многом сдерживается проблемой селективного возбуждения рабочего колебания, которая для данного класса устройств является более комплексной, чем для традиционных слаборелятивистских гиротронов с относительно небольшим рабочим током (см. главу 2). При реализации сильноточных гиротронов в Ка-диапазоне для разрешения проблемы конкуренции мод использовались рабочие колебания с относительно низкой сверхразмерностью. Однако такой подход становится малоприменим для более высокочастотных диапазонов в связи с уменьшением поперечных размеров резонатора до единиц миллиметров, что заметно повышает сложность его изготовления и сборки прибора в целом. Кроме того, такие малоразмерные электродинамические системы будут плохо совместимы с электронными пучками, полученными с помощью взрывоэмиссионных катодов, для которых характерен достаточно высокий позиционный разброс частиц. Таким образом, для реализации сильноточных релятивистских гиротронов субтерагерцового диапазона традиционный резонатор в виде отрезка регулярного цилиндрического волновода (описанный в главе 2 продольно-щелевой резонатор в данном контексте обладает приблизительно теми же недостатками) представляется малопригодным, и необходимо создание новой электродинамической системы, способной обеспечить селективное возбуждение высокой сверхразмерной моды сильноточным электронным пучком.

Другим критическим фактором, сдерживающим продвижение мощных релятивистских гиротронов в высокочастотные диапазоны является необходимость формирования достаточно сильных магнитных полей в большом объеме, поскольку для релятивистских электронных пучков величины магнитных полей, необходимые для обеспечения циклотронного резонанса выше, чем для слаборелятивистских, что отражает формула (1.3). С этой точки зрения, как с целью повышения частоты генерации при заданной величине магнитного поля, так и для снижения магнитного поля на заданной частоте представляет интерес исследование генерации излучения на циклотронных гармониках.

В первой части настоящей главы предлагается новый тип резонатора, совместимого с сильноточным электронным пучком и обеспечивающим селективное возбуждение рабочей моды с высокой сверхразмерностью за счет высоких дифракционных потерь паразитных мод в поперечном направлении. Вторая часть посвящена исследованию режима умножения частоты в сильноточных релятивистских гиротронах, в котором генерация высокочастотного излучения на высоких циклотронных гармониках происходит одновременно с низкочастотной генерацией на основном циклотронном резонансе. Предполагается, что использование результатов описанных исследований позволят реализовать мощные источники субтерагерцового излучения достаточно конкурентоспособные в сравнении с источниками других типов.

3.1. Высокоселективные сверхразмерные щелевые резонаторы для релятивистских гиротронов субтерагерцового диапазона частот.

Как было сказано выше, в традиционных резонаторах сильноточных гиротронов с гладкими сплошными стенками практически исчерпан потенциал дальнейшего увеличения частоты генерации. Повышение частоты требует выбора в качестве рабочей моды с более высокими индексами. Однако при этом усугубляется проблема селекции мод, что на практике приводит к одновременному возбуждению нескольких мод с разными частотами.

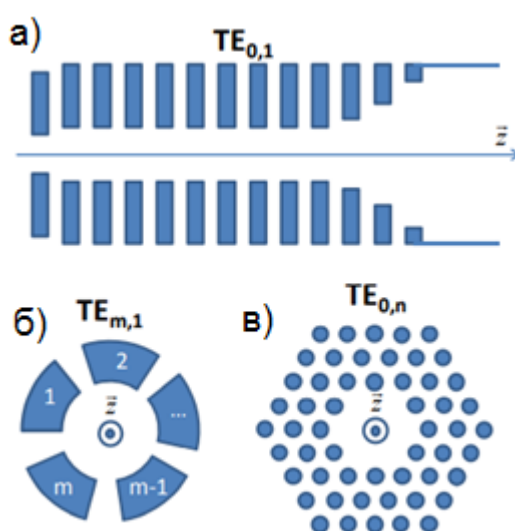


Рисунок 3.1. Схемы резонаторов с поперечной дифракционной селекцией мод: (а) – диафрагмированный волновод для селекции моды $TE_{0,1}$; (б) – резонатор с широкими продольными щелями для селекции мод "шепчущей галереи" вида $TE_{m,1}$ ($m \geq 3$); (в) – "фотонный кристалл" для селекции мод вида $TE_{0,n}$ ($n \geq 3$).

При модификации традиционного гиротронного резонатора с целью повышения его селективности можно выделить два основных подхода. Первый связан с изменением геометрии поперечного сечения резонатора, например, путем введения коаксиального стержня [102] или нарушения азимутальной симметрии [103]. Второй подход ориентирован на создание резонаторов, открытых в поперечном направлении. К примеру, для выделения моды $TE_{0,1}$, у которой отсутствуют продольные токи, может быть использован резонатор, состоящий из набора диафрагм (рисунок 3.1а). Для т.н. мод "шепчущей галереи" вида $TE_{m,1}$ известным решением является азимутальное секционирование резонатора с числом секций равным m (рисунок 3.1б). Наконец, один из наиболее современных подходов заключается в использовании периодического

массива металлических или диэлектрических стержней с зазором («Photonic-Band-Gap» структуры) (*рисунок 3.1в*). Зазор в данном случае играет роль дефекта решетки, за счет которого в данной системе можно удерживать моду с заданной структурой. Резонансная частота такой структуры напрямую не зависит от размера зазора, что позволяет обеспечить достаточную сверхразмерность системы при сохранении селективных свойств. Расчеты показывают, что такая структура весьма эффективна для удержания мод вида $TE_{0,n}$ [104–106]. Также к рамкам данного подхода можно отнести конфокальные [107–109] и планарные [110] резонаторы.

В настоящем разделе предлагается новый тип резонаторов, открытых в поперечном направлении. Принцип работы таких резонаторов основан на одновременном возбуждении мод с кратными азимутальными индексами и близкими значениями собственных чисел.

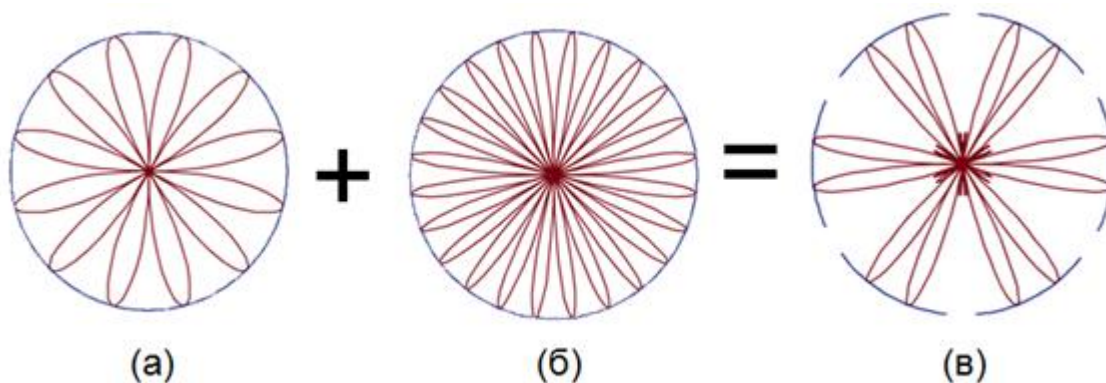


Рисунок 3.2. Иллюстрация принципа пространственной синхронизации мод: азимутальная структура моды (пунктир) с 6-ю (а) и 12-ю (б) вариациями на границе сплошного круглого волновода (сплошная линия); (в) - результат сложения полей мод и сечение резонатора с поперечной дифракционной селекцией.

Рассмотрим механизм селекции колебаний в предлагаемом резонаторе. Предположим, что в резонаторе круглого сечения одновременно возбуждается две моды на одной частоте, имеющие t и $2t$ вариаций по азимуту, с одинаковой амплитудой полей на границе волновода. Суммарное поле таких мод на границе волновода будет иметь t вариаций с удвоенной амплитудой и t вариаций с половинной амплитудой. Если при этом в стенке волновода сделать t азимутальных разрывов (*рисунок 3.2*), то такое сочетание мод будет иметь преимущество по отношению к другим модам, с точки зрения величины дифракционных потерь. В первом приближении можно положить, что

по азимутальной координате боковая поверхность указанного резонатора эквивалентна гофрировке, обеспечивающей селективную связь между двумя H -модами.

Рассмотрим более подробно механизм возбуждения такого резонатора. Система продольных щелей, размещенных периодически по периметру резонатора, позволит осуществить селекцию ТЕ-колебания, если оно имеет несколько минимумов по азимутальной координате. Такая стоячая волна может возникнуть при селективной связи двух вращающихся ТЕ-мод с близкими корнями производной функции Бесселя на возмущённой боковой поверхности резонатора. На периодической по азимутальной координате поверхности магнитный ток, создаваемый собственной модой резонатора с азимутальным индексом m_1 , обладает гармоникой, синхронной собственной моде резонатора с азимутальным индексом m_2 при условии

$$m_2 - m_1 = qm, \quad (3.1)$$

где q – целое число, m – число щелей.

Селективную связь ТЕ-мод с кратными азимутальными индексами m и $2m$ обеспечивает структура с m разрезами. Предположим, что электронный пучок со специально подобранным радиусом R_{beam} возбуждает моду $TE_{2m,n}$ с определённым направлением азимутального вращения. Эта мода возбуждает сонаправленно вращающуюся моду $TE_{m,q}$ посредством связи на первой гармонике гофра. Моды $TE_{2m,n}$ и $TE_{m,q}$ противоположного направления вращения возбуждаются посредством связи на третьей гармонике гофра. В результате, в резонаторе возбуждается комбинация двух связанных ТЕ-мод с кратными азимутальными индексами m и $2m$ и близкими корнями производной функции Бесселя. Паразитные осесимметричные моды $TE_{0,l}$ не войдут в рабочее колебание посредством связи на первой гармонике гофра только при существенном отличии их корней производной функции Бесселя от корней двух связанных ТЕ-мод.

Ограничимся анализом резонатора в рамках дипольного приближения по аналогии с расчетом щелевого резонатора в **главе 2**. Это приближение позволяет оценить внешнюю добротность резонаторной ТЕ-моды Q_{ext} , обусловленной излучением продольной компоненты высокочастотного магнитного поля через прямоугольные разрезы. Значение внешней добротности находится посредством решения самосогласованной системы уравнений для резонаторной моды и волноводных мод в разрезах и имеет вид

$$Q_{ext} \approx \frac{2}{f(N_H)} \frac{a^3 b R_0^2 L}{\lambda \kappa^2} \left(1 - \frac{m^2}{\mu_{mp}^2}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \times \frac{1}{L} \int_0^L F^2(z) dz \quad (3.2)$$

где N_H – число разрезов, a, b – длина и ширина разреза, R_0 и L – радиус и длина цилиндрического участка резонатора, λ – рабочая длина волны, m – азимутальный индекс рабочей моды резонатора, μ_{mp} – p -ый корень производной функции Бесселя 1-го рода m -го порядка, $F(z)$ – нормированное распределение продольной компоненты поля собственной моды резонатора. Коэффициент магнитной поляризуемости κ для прямоугольных разрезов с поперечными размерами $b/a \ll 1$ составляет (см. [111]):

$$\kappa = \frac{\pi a^3}{24 \left(\ln \left(\frac{4a}{b} \right) - 1 \right)}. \quad (3.3)$$

Множитель $f(N_H)$, описывающий поляризацию рабочей моды резонатора, составляет [112]:

1) для осесимметричной или вращающейся по азимутальной координате моды,

$$f(N_H) = N_H; \quad (3.4)$$

2) для стоячей по азимутальной координате моды с индексом m

$$f_c(N_H) = 2 \sum_{p=1}^{N_H} \cos^2(m\varphi_p), \quad (3.5)$$

$$f_s(N_H) = 2 \sum_{p=1}^{N_H} \sin^2(m\varphi_p)$$

в зависимости от поляризации, где φ_p – азимутальная координата щели на боковой стенке;

3) для образующих стоячее колебание по азимутальной координате комбинации двух мод с кратными индексами m и $2m$ и близкими корнями производной функции Бесселя

$$f_c(N_H) = 2 \sum_{p=1}^{N_H} \left(\cos(m\varphi_p) + \cos(2m\varphi_p) \right)^2 = 8 \sum_{p=1}^{N_H} \left(\cos\left(\frac{m\varphi_p}{2}\right) \cos\left(\frac{3m\varphi_p}{2}\right) \right)^2, \quad (3.6)$$

$$f_s(N_H) = 2 \sum_{p=1}^{N_H} \left(\sin(m\varphi_p) + \sin(2m\varphi_p) \right)^2 = 8 \sum_{p=1}^{N_H} \left(\cos\left(\frac{m\varphi_p}{2}\right) \sin\left(\frac{3m\varphi_p}{2}\right) \right)^2$$

в зависимости от поляризации.

Легко видеть, что в последнем случае при числе разрезов в боковой стенке резонатора $N_H = m$ фактор $f(N_H)$ принимает нулевое значение. В свою очередь, внешняя добротность Q_{ext} при этом устремляется к бесконечности, что означает минимизацию потерь на излучение собственной моды, образованной модами круглого волновода с кратными азимутальными индексами.

Для оценки значения Q_{ext} для соседних паразитных мод будем полагать, что разрезы сделаны на всю длину резонатора, так что $a = L$, а поперечный размер разрезов равен расстоянию между ними, так что $b \approx \pi R_0/m$. Взаимодействие в гиротроне происходит на частоте $\omega = 2\pi c/\lambda$, близкой к критической частоте $\omega_c = c\mu_{mp}/R_0$, где c – скорость света, при этом продольная структура поля близка к синусоидальной, так что $F(z) = \sin(\pi z/L)$. Запишем также для удобства длину резонатора в виде $L = n\lambda$. Принимая во внимание все эти соотношения, из выражения (3.2) можно исключить геометрические параметры резонатора:

$$Q_{ext} \approx 36 \frac{\mu_{mn}^3}{N_H^2 n^3 \pi^4} \left(\ln \left(\frac{8nN_H}{\mu_{mp}} \right) - 1 \right)^2 \left(1 - \frac{m^2}{\mu_{mp}^2} \right) \sqrt{4n^2 - 1}. \quad (3.7)$$

Полная добротность рабочего колебания гиротрона в пренебрежении омическими потерями определяется выражением

$$Q = \frac{Q_d Q_{ext}}{Q_d + Q_{ext}}, \quad (3.8)$$

в котором дифракционная добротность Q_d не зависит от поперечной структуры мод и определяется длиной гиротрона (см. [90]):

$$Q_d \approx 4\pi \left(\frac{L}{\lambda} \right)^2 = 4\pi n^2. \quad (3.9)$$

Среди пространственно-развитых ТЕ-мод с кратными азимутальными индексами m и $2m$ можно выделить следующие комбинации, наилучшим образом удовлетворяющие условию близости корней производной функции Бесселя: ТЕ_{6,4} и ТЕ_{12,2}; ТЕ_{8,7} и ТЕ_{16,4}; ТЕ_{11,9} и ТЕ_{22,5} и т.д.

Рассмотрим для примера случай гиротрона с характерной длиной резонатора $L = n\lambda$, $n \approx 10$ [41], в котором возбуждается комбинация мод ТЕ_{6,4} и ТЕ_{12,2}. Для такого

резонатора дифракционная добротность мод резонатора имеет значение $Q_d \approx 1000$. В свою очередь, внешняя добротность паразитных мод имеет значение $Q_{ext} \sim 50-100$. В результате, полная добротность колебания на основе комбинации мод $TE_{6,4}+TE_{6,4}+TE_{12,2}+TE_{12,2}$ будет как минимум на порядок превосходить добротности соседних мод, расположенных в диапазоне $\pm 5\%$.

При использовании более высоких пространственно-развитых мод можно воспользоваться двумя обстоятельствами:

- 1) число щелей, равное или кратное простому числу ($m=5,7,11,13,17$ и т.п.) обеспечивает отсутствие паразитной связи рабочих мод с неосесимметричными модами с азимутальными индексами, некратными этим значениям;
- 2) селекция на высоких пространственно-развитых модах может проводиться не только на кратных азимутальных индексах m и $2m$, но и на кратных азимутальных индексах m и $3m$. В первом случае потребуется m щелей, во втором – $2m$ щелей. Для варианта с $2m$ щелями невозможна паразитная связь с осесимметричной модой. В таблице 1 приведены возможные комбинации мод. Жирным шрифтом выделены комбинации мод на кратных азимутальных индексах m и $3m$.

таблица 3.1. возможные комбинации связанных мод.

Мода 1	Мода 2	Число щелей
$TE_{5,6}$	$TE_{10,4}$	5
$TE_{5,7}$	$TE_{10,5}$	5
$TE_{7,8}$	$TE_{21,3}$	14
$TE_{7,11}$	$TE_{14,8}$	7
$TE_{11,8}$	$TE_{22,4}$	11
$TE_{11,9}$	$TE_{33,2}$	22
$TE_{13,6}$	$TE_{26,2}$	13
$TE_{17,7}$	$TE_{34,2}$	17

Поскольку разрезы в боковой стенке резонатора имеют конечную ширину, может потребоваться внесение дополнительных элементов, увеличивающих добротность рабочего колебания. С этой целью вокруг основного резонатора можно разместить

аналогичную ему структуру, смещенную по угловой координате (*рисунок 3.3б*). Оптимальное радиальное расстояние между оболочками двухслойного резонатора составляет $\approx n\lambda/4$, когда дополнительная структура представляет собой согласующий шлейф.

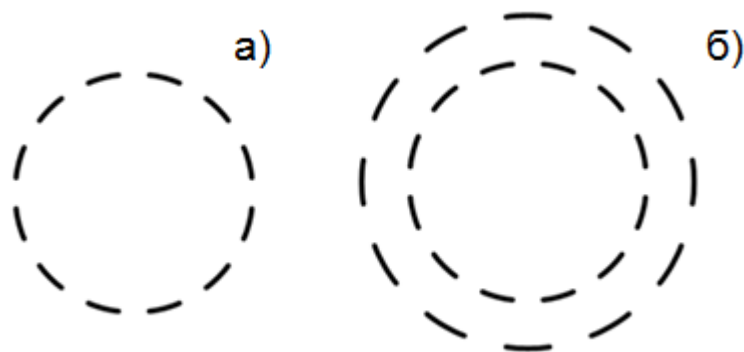


Рисунок 3.3. Поперечное сечение резонатора гиротрона с продольными щелями в отсутствие (а) и при наличии (б) дополнительной внешней структуры.

Для более детального моделирования продольно-щелевого резонатора использовалась программа CST Microwave Studio. Учитывая, что гиротрон работает на частоте, близкой к критической частоте рабочей моды, в первом приближении можно принять значение волнового числа вдоль оси резонатора равной нулю. Это позволяет понизить размерность задачи, рассчитывая взаимодействие только в двумерном сечении. Так как CST Microwave Studio является принципиально трехмерным кодом, то соответствующее упрощение эквивалентно использованию в качестве области моделирования тонкого слоя вдоль оси резонатора с граничными условиями в виде либо идеальной магнито-проводящей поверхности. В поперечном направлении на некотором расстоянии от металлических стенок резонатора с прорезями использовались граничные условия в виде «открытых границ», позволяющие излучению, вытекшему из резонатора через прорези, беспрепятственно покинуть моделируемый объем.

Для нахождения рабочей моды резонатора и ее добротности использовался временной решатель. Поле внутри резонатора возбуждалось диполем в виде тонкой нити небольшой длины с заданным током конечной длительности и с частотным заполнением, включающим предполагаемую собственную частоту рабочей моды. После окончания возбуждения, поле внутри резонатора свободно затухало. При этом сначала затухали низкодобротные моды, в результате чего их относительная доля в общем поле быстро уменьшалась. Так как рабочая мода является самой высокодобротной, то ее затухание

было самым медленным. Начиная с некоторого времени, поле внутри резонатора можно было считать полем рабочей моды, а ее затухание чисто экспоненциальным. В логарифмическом же масштабе по энергии график затухания энергии собственной моды представляет собой прямую линию, а его наклон характеризует добротность собственной моды:

$$E[a.u.] \sim \exp\left(-\frac{\omega t}{Q}\right)$$

$$10 \cdot \lg(E) = -10 \frac{\omega}{Q} \lg(e) \cdot t + const \quad (3.10)$$

$$Q = \frac{-20\pi \cdot f \cdot \lg(e)}{d(10 \cdot \lg(E))/dt}$$

Чем лучше связь первоначального источника возбуждения с рабочей модой резонатора, чем лучше дискриминированы по возбуждению паразитные моды, тем быстрее происходит выход на доминирование собственной моды в свободной релаксации колебаний. В CST Studio зависимость электромагнитной энергии от времени $E(t)$ считается автоматически и выводится в логарифмическом масштабе. Для нахождения действительной части собственной частоты моды f использовался виртуальный датчик поля в точке, помещенный внутрь резонатора в область с ненулевым полем собственной моды. При стационарном затухании нули поля периодичны по времени, а период соответствует удвоенной частоте. Для получения пространственной структуры поля собственной моды использовался временной монитор поля, записывающий мгновенные картинки поля в выбранные моменты времени.

На первом этапе был исследован однослойный резонатор с шестью разрезами с угловым размером Ψ (*рисунок 3.4а*), рассчитанный на удержание комбинации мод $TE_{6,4}+TE_{-6,4}+TE_{12,2}+TE_{-12,2}$. Толщина стенки резонатора h была выбрана равной длине волны λ . Моделирование подтвердило предположение о существовании в данной системе собственной моды, добротность которой существенно превышает добротности соседних колебаний. На *рисунке 3.4б* представлена поперечная структура полученной моды. Хорошо видно, что внутренняя область данного распределения (ближе к оси системы) имеет шесть вариаций по азимутальной координате, в то время как внешняя область (ближе к стенке резонатора) – двенадцать вариаций. На *рисунке 3.4в* показан спад энергии поля от времени, исходя из которого, рассчитывалась добротность колебания. Видно, что спад на величину 60 дБ происходил за время около 54 нс, что соответствует значению добротности примерно 2400.

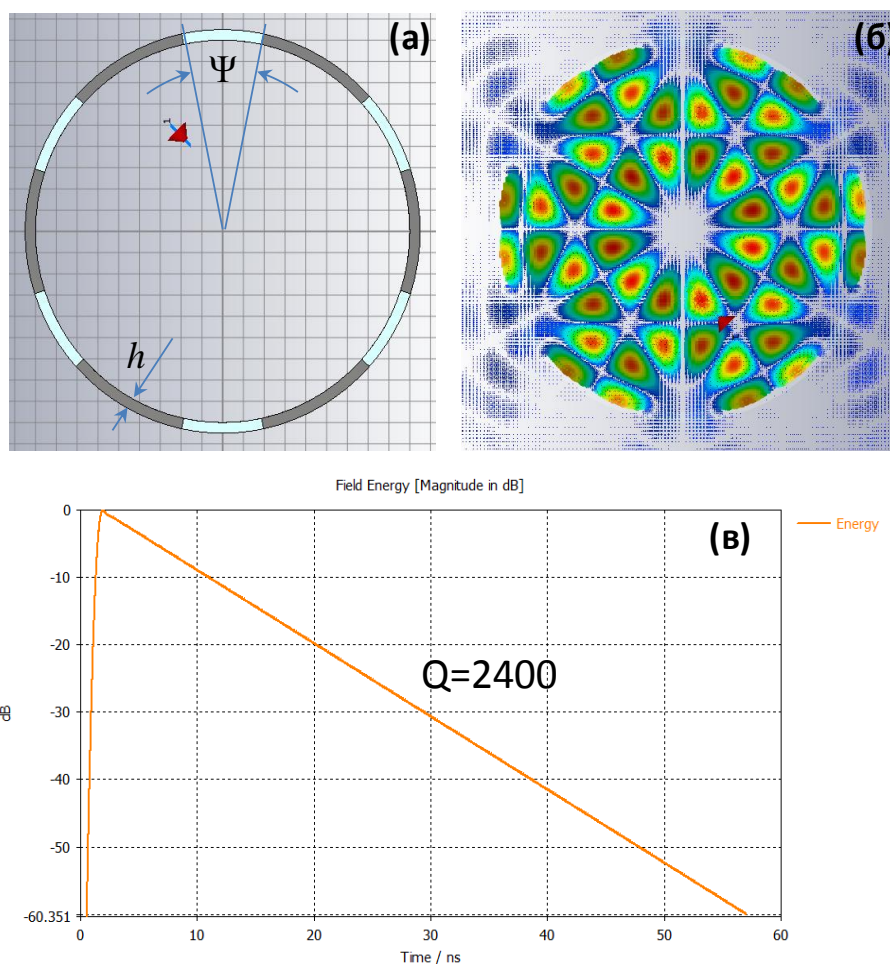


Рисунок 3.4. Результаты моделирования однослойного резонатора с шестью щелями методом конечных элементов: (а) – геометрия резонатора, (б) – поперечная структура продольной компоненты высокочастотного магнитного поля при возбуждении высокодобротной собственной моды, (в) – зависимость спада энергии моды от времени.

На *рисунке 3.5а* представлена зависимость добротности рассматриваемой моды от углового размера разреза. Видно, что на данной зависимости присутствует резкий рост добротности при уменьшении углового размера $\Psi < 27^\circ$. В свою очередь, при уменьшении углового размера менее $\Psi < 24^\circ$ рост добротности замедляется. Очевидно, что уменьшение углового размера разрезов приводит к снижению селективности резонатора. В пределе $\Psi \rightarrow 0$, разрезной резонатор превращается в обычный гладкий резонатор со сплошной стенкой и селективные свойства полностью утрачиваются. Таким образом, целесообразно выбрать угловой размер щели 24° , чтобы обеспечить достаточно высокую добротность колебания в сочетании с высокой селективностью.

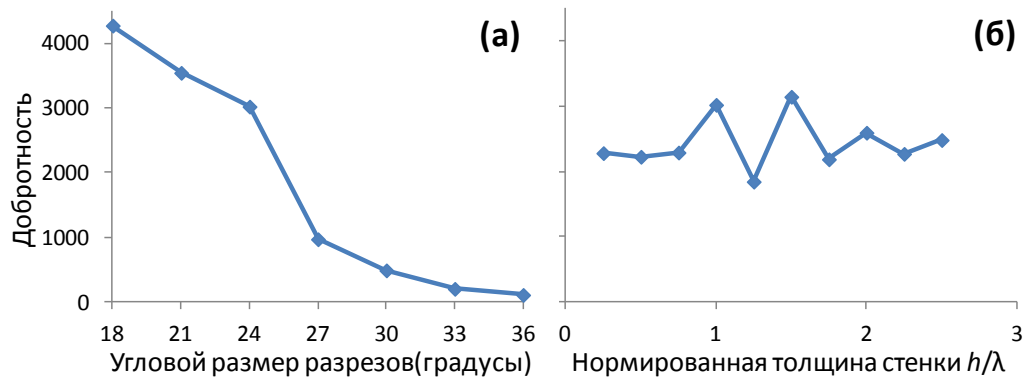


Рисунок 3.5. Зависимость добротности моды однослойного резонатора с шестью разрезами от углового размера разреза при значении нормированной толщины стенки $h/\lambda = 1$ (а) и от нормированной толщины стенки при значении углового размера $\Psi = 24^\circ$ (б).

На **рисунке 3.5б** представлена зависимость добротности от нормированной толщины стенки. Периодические осцилляции вызваны степенью рассогласования отражений от внутренней и внешней поверхностей разреза, соответственно добротность моды может быть скорректирована подбором толщины стенки.

Далее был рассмотрен вариант однослойного резонатора с восемью разрезами, рассчитанный на удержание комбинации мод $TE_{8,7}+TE_{-8,7}+TE_{16,4}+TE_{-16,4}$. На **рисунке 3.6а** представлена геометрия поперечного сечения данного резонатора. Моделирование также подтвердило существование в таком резонаторе высокодобротной собственной моды. Поперечная структура поля данной моды представлена на **рисунке 3.6б**. В свою очередь на **рисунке 3.6в** представлен график зависимости спада энергии электромагнитного поля от времени. В данном случае спад на величину 60 дБ происходил за время около 90 нс, что соответствует значению добротности примерно 6800.

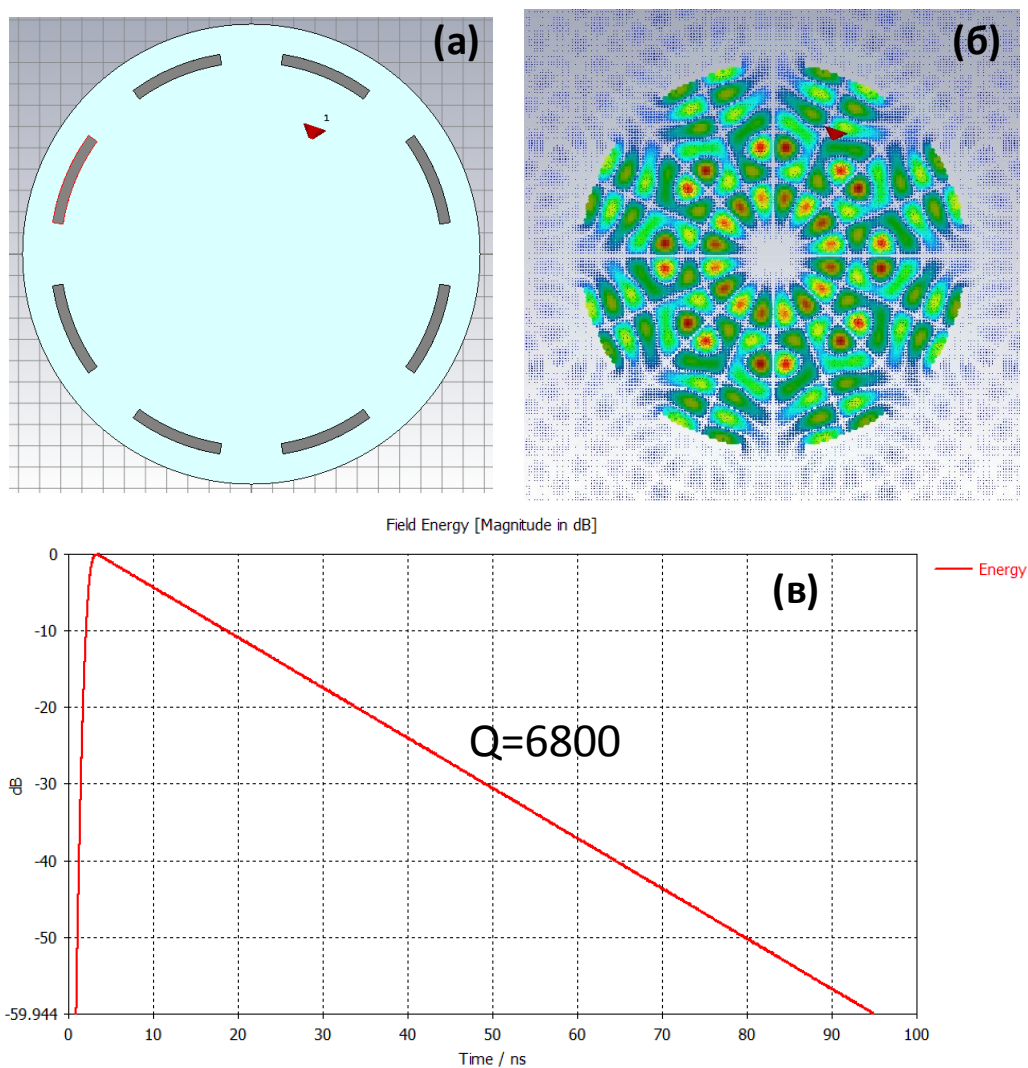


Рисунок 3.6. Результаты моделирования однослойного резонатора с восемью щелями методом конечных элементов: (а) – геометрия резонатора, (б) – поперечная структура продольной компоненты высокочастотного магнитного поля при возбуждении высокодобротной собственной моды, (в) – зависимость спада энергии моды от времени.

Также в рамках расчетов на программе CST Microwave Studio была исследована двухслойная версия щелевого резонатора с дополнительной внешней структурой как на **рисунке 3.3б**. На **рисунке 3.7а** представлена геометрия поперечного сечения исследуемого резонатора, а на **рисунке 3.7б** – поперечная структура продольной компоненты высокочастотного магнитного поля. Согласно графику зависимости спада энергии поля от времени, представленному на **рисунке 3.7в**, спад на величину 60 дБ происходил уже за время более 370 нс, что соответствует значению добротности около 17 000.

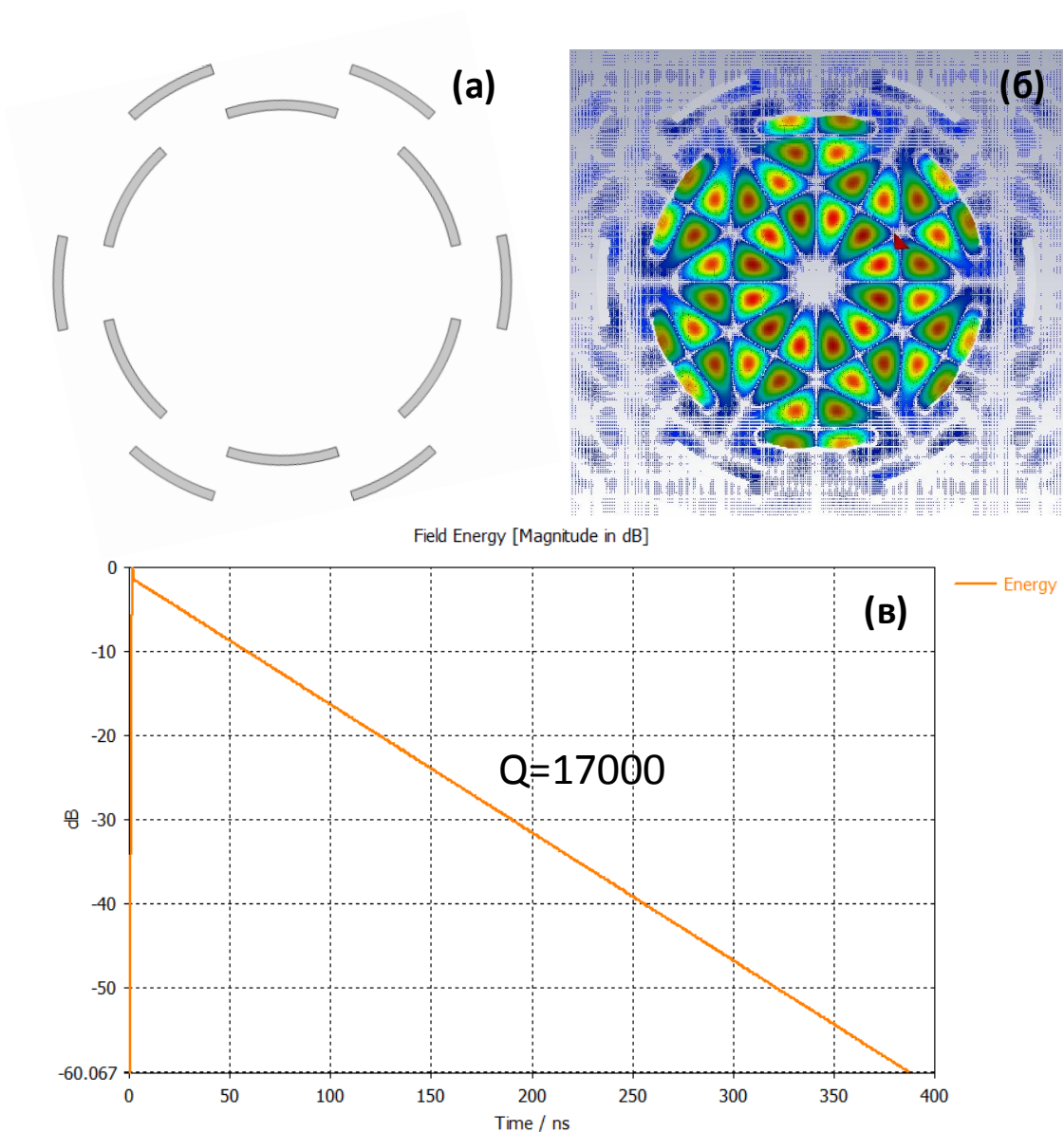


Рисунок 3.7. Результаты моделирования двухслойного резонатора с шестью щелями методом конечных элементов: (а) – геометрия резонатора, (б) – поперечная структура продольной компоненты высокочастотного магнитного поля при возбуждении высокодобротной собственной моды, (в) – зависимость спада энергии моды от времени.

Важно отметить, что полученное значение добротности более чем на порядок превосходит характерное значение дифракционной добротности резонатора гиротрона, рассчитанное по формуле (3.9) и по порядку величины совпадает с величиной омической добротности. Таким образом, предложенный резонатор обладает достаточно малым уровнем дифракционных потерь основного колебания, при этом обладая достаточно высокой селективностью по отношению к ближайшим паразитным модам. Однако

необходимо принять во внимание, что с точки зрения практической реализации двухслойный вариант резонатора существенно более сложен в изготовлении и юстировке, а также требует заметно большего внутреннего объема основного соленоида, что достаточно критично при создании высокочастотных гиротронов с релятивистскими электронными пучками.

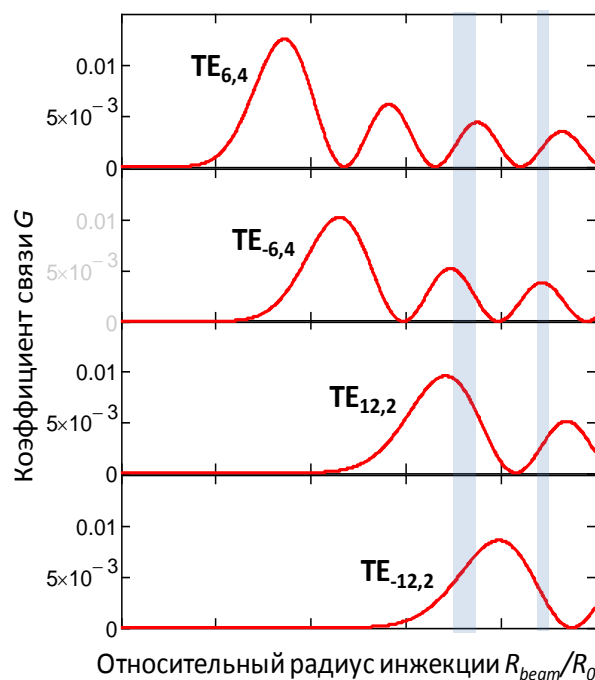


Рисунок 3.8. Зависимости коэффициента связи винтового электронного пучка от относительного радиуса инжекции. Закрашенные области показывают диапазон допустимых радиусов инжекции для одновременного возбуждения комбинации мод $TE_{6,4}$ и $TE_{12,2}$ прямого и обратного вращения.

Рассмотрим возможность использования разрезного резонатора в гиротроне. Прежде всего, следует рассмотреть возможность одновременного возбуждения винтовым электронным пучком комбинации из четырех мод, в качестве которых будут рассмотрены моды $TE_{6,4}$ и $TE_{12,2}$ прямого и обратного вращения. В гиротронах коэффициент связи электронного пучка с рабочей модой TE-типа имеет следующий вид:

$$G = \frac{J_{m\pm 1}^2(\mu_{mp} R_{beam}/R_0)}{(\mu_{mp}^2 - m^2) \cdot J_m^2(\mu_{mp})}, \quad (3.11)$$

где R_{beam} – радиус инжекции винтового электронного пучка, знак "+" относится к случаю, когда направление вращения моды совпадает с направлением вращения электронов, знак "-" – в случае противоположного вращения.

Если построить зависимости коэффициента связи от радиуса пучка (*рисунок 3.8*), то становится ясно, что существует всего два допустимых диапазона радиусов инжекции в которых коэффициенты связи для всех мод имеют соразмерные значения: $0.7 \leq R_0/R_{beam} \leq 0.75$ и $0.87 \leq R_0/R_{beam} \leq 0.9$. Второй диапазон является менее предпочтительным, поскольку при его использовании возникает проблема транспортировки пучка через закритическое сужение на катодном конце резонатора.

Для демонстрации преимуществ продольно-щелевого резонатора был проведен расчет сильноточного гиротрона с рабочей частотой около 100 ГГц. Для данного диапазона частот, в принципе возможна устойчивая одномодовая генерация при взаимодействии сильноточного релятивистского электронного пучка с модой регулярного цилиндрического резонатора, однако сложности селекции рабочего колебания уже в достаточной мере проявляют себя.

Численное моделирование гиротрона проводилось методом крупных частиц с использованием трехмерной версии PIC-кода KARAT. На *рисунке 3.9а,б* показана геометрия пространства взаимодействия и мгновенное положение макрочастиц. В моделировании винтовой электронный пучок с энергией 500 кэВ, током 2 кА, питч-фактором 1.0, радиусом инжекции 7 мм и начальным разбросом по поперечным скоростям около 40% возбуждал резонатор с радиусом 9.5 мм с шестью продольными щелями.

Электронный импульс задавался в форме трапеции с длительностью переднего и заднего фронта 5 нс и длительностью однородного участка 10 нс (*рисунок 3.9д*). На выходе электроны высаживались на стенку электродинамической системы за счет введения спадающего участка магнитного поля. Для моделирования условий излучения на коллекторном конце пространства взаимодействия был размещен поглощающий слой с переменной проводимостью коэффициент отражения от которого не превышал 1% от мощности падающей волны. Аналогичный слой был размещен вокруг резонатора для поглощения излучения, проникающего через щели.

Моделирование показало, что электронный пучок устойчиво возбуждает связку мод $H_{6,4}$ и $H_{12,2}$, что подтверждается поперечной структурой ВЧ поля (*рисунок 3.9б*), идентичной собственной моде холодного щелевого резонатора полученной в рамках метода конечных элементов (*рисунок 3.4б*). При этом полоса одномодового возбуждения такой моды при изменении ведущего магнитного поля составляет около 12% (*рисунок 3.9в*). Это более чем в два раза превышает ширину полосы одномодового возбуждения

для случая регулярного резонатора (закрытого в поперечном направлении) такого же поперечного сечения, которая составляет величину около 5% (рисунк 3.9₂). Максимальная мощность излучения достигает уровня в 100 МВт, что соответствует КПД 10%. Это заметно меньше максимального КПД в регулярной системе, который может превышать 20%, что связано с довольно значительными дифракционными потерями в поперечном направлении. а также стоячей по азимуту структуры рабочей моды

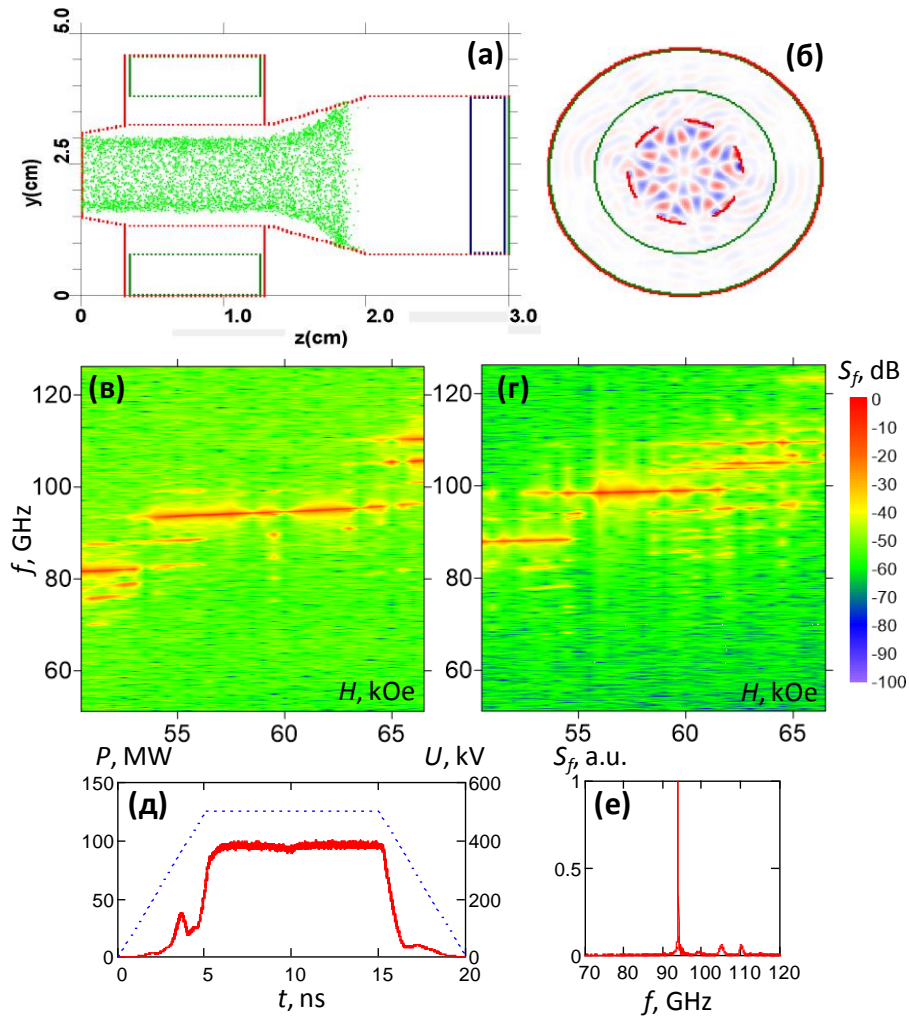


Рисунок 3.9. Результаты моделирования сильноточного гиротрона диапазона 3 мм: (а) – продольное сечение пространства взаимодействия, (б) – поперечное сечение и структура рабочей моды, (в) – зависимость от величины магнитного поля спектра излучения для случая открытых поперечных щелей, (г) – то же для случая регулярного цилиндрического волновода, (д),(е) – форма выходного сигнала и полный спектр СВЧ-импульса при магнитном поле 56 кЭ.

Вместе с тем, путем уменьшения размеров щелей можно обеспечить повышение эффективности электронно-волнового взаимодействия. Однако при этом происходит сокращение области одномодовой генерации, что в реальном эксперименте, в условиях

нестабильности энергетических параметров электронного потока, может оказаться недопустимым.

Далее аналогичным образом было проведено моделирование гиротронов субтерагерцового диапазона частот для пучка с аналогичными параметрами, но уменьшенным до 2.2 мм радиусом инъекции. Рассматривалось взаимодействие со связкой мод $TE_{6,4}+TE_{12,2}$ в шестищелевом резонаторе с рабочей частотой порядка 0.3 ТГц (*рисунок 3.10а*) и связкой $TE_{8,7}+TE_{16,4}$ в восьмищелевом резонаторе с рабочей частотой порядка 0.5 ТГц (*рисунок 3.10б*).

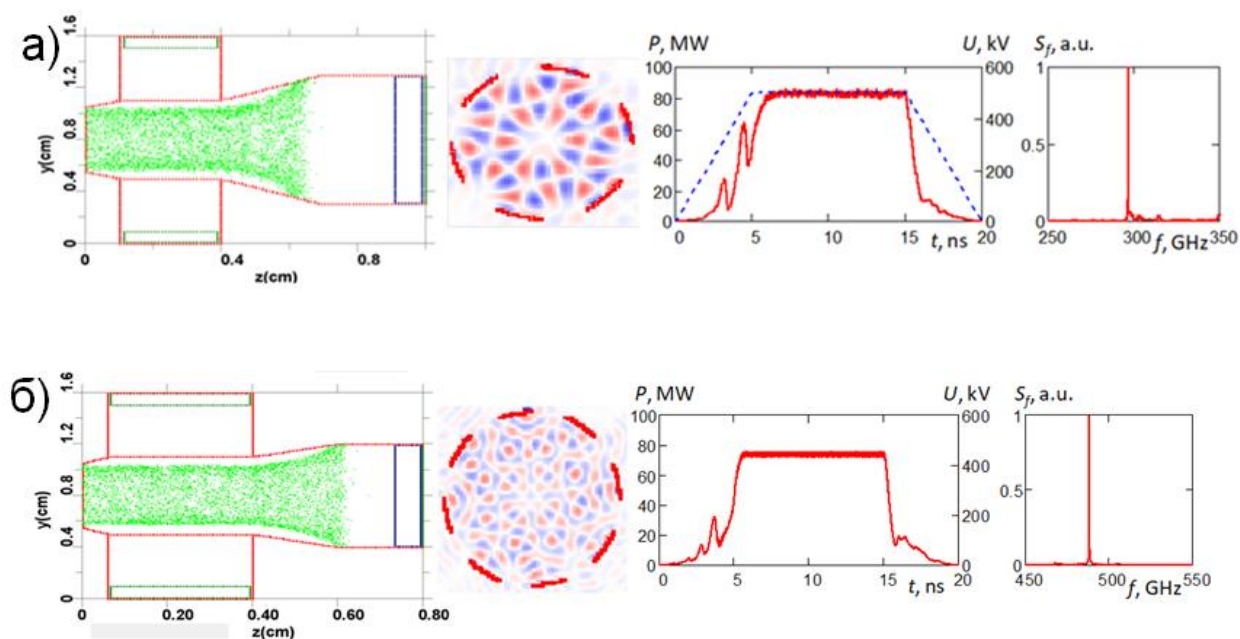


Рисунок 3.10. Результаты PIC-моделирования сильноточных гиротронов субтерагерцового диапазона. Сечения пространства взаимодействия, пространственная структура аксиальной компоненты магнитного поля, импульс ускоряющего напряжения (штриховая линия) и выходная мощность (сплошная линия) и соответствующий спектр выходного сигнала для гиротрона с частотой 0,3 ТГц на связке мод $TE_{6,4}+TE_{12,2}$ (а), и гиротрона с частотой 0,5 ТГц на связке мод $TE_{8,7}+TE_{16,4}$ (б).

Моделирование показало, что электронный пучок в достаточно широкой полосе по магнитному полю устойчиво возбуждает соответствующие высокодобротные моды. Максимальная мощность выходного излучения при этом составляет 70-80 МВт, что соответствует КПД 7-8%.

3.2. Генерация мощного субтерагерцового излучения в сильноточных релятивистских гиротронах в режиме умножения частоты.

Необходимость создания достаточно сильных магнитных полей в большом объеме является одним из ключевых факторов, ограничивающих продвижение мощных гиротронов в субтерагерцовые диапазоны частот и выше. Из условия циклотронного резонанса (1.3) следует, что необходимое ведущее магнитное поле связано с частотой электромагнитного поля соотношением

$$B_0[\text{Тл}] \approx \frac{2\pi m}{|e|} \gamma_0 f \approx \frac{35.7}{s} \gamma_0 f [\text{ТГц}], \quad (3.11)$$

где s – номер гармоники. Таким образом, для реализации релятивистского гиротрона с энергией частиц 500 кэВ на частоте 0.3 ТГц на фундаментальной циклотронной гармонике необходимо магнитное поле ~ 21.5 Тл, а на частоте 0.5 ТГц ~ 36 Тл. Такие значения на сегодняшний день практически недостижимы для систем с постоянным магнитным полем. Импульсные магнитные поля такой величины достижимы, однако в этом случае имеют место быть некоторые технические сложности связанные, в том числе, с высокими механическими нагрузками на резонатор гиротрона. В этой связи, как с целью повышения частоты генерации при заданной величине магнитного поля, так и для снижения магнитного поля на заданной частоте, представляет интерес исследование возбуждения в гиротронах на циклотронных гармониках, поскольку в этом случае имеет место снижение рабочего магнитного поля, кратное номеру гармоники. Одной из привлекательных возможностей здесь является использование эффекта умножения частоты [113, 114]. При этом, поскольку электронный пучок является нелинейной средой, в нем под воздействием внешней или сгенерированной самим пучком низкочастотной волны возникают гармоники тока, которые обеспечивают последующее высокочастотное излучение на гармониках частоты низкочастотной волны. В случае слаборелятивистских винтовых электронных пучков значительным недостатком описанного механизма является низкий коэффициент нелинейной трансформации (КНТ), который определяется как отношение мощности высокочастотного излучения к уровню низкочастотной генерации на основном циклотронном резонансе. Это обусловлено, с одной стороны, неэквидистантностью спектра мод цилиндрических волноводов, типично используемых в гиротронах, а с другой — быстрым спаданием коэффициентов связи с увеличением номера гармоники. В частности, проведенные в [115, 116] измерения мощности для гиротрона с рабочей частотой 263GHz показали, что значения КНТ на второй циклотронной гармонике составили 10^{-4} (т. е. около 0.01% от мощности

излучения на первой гармонике), а для третьей — около 10^{-6} (0.0001%). В то же время хорошо известно, что степень спада коэффициентов связи на гармониках уменьшается с увеличением энергии электронов [117]. Фактически, это следует из свойств индивидуального циклотронного излучения частиц, интенсивность которого на гармонике с номером s определяется производной функции Бесселя $J'_s(\chi)$ [118], где аргумент $\chi = \kappa_{\perp} V_{\perp} / \omega_H = 2\pi a / l_{\perp}$ представляет собой фактор недипольности, т.е. отношение ларморовского радиуса электрона $a = V_{\perp} / \omega_H$ к масштабу поперечной неоднородности поля $l_{\perp} = 2\pi / \kappa_{\perp}$. Здесь V_{\perp} — поперечная скорость электрона, m_e — его масса покоя, $\omega_H = eH_0 / m_e c \gamma$ — гирочастота, H_0 — величина ведущего магнитного поля, γ — релятивистский масс-фактор, κ_{\perp} — поперечное волновое число. Очевидно, что с ростом энергии частиц и ларморовского радиуса величина $J'_s(\chi)$ медленнее спадает с увеличением номера гармоники s и, соответственно, растет эффективность высвечивания излучения высокими гармониками тока, возникающими в процессе азимутальной группировки электронов (**рисунок 3.11**).

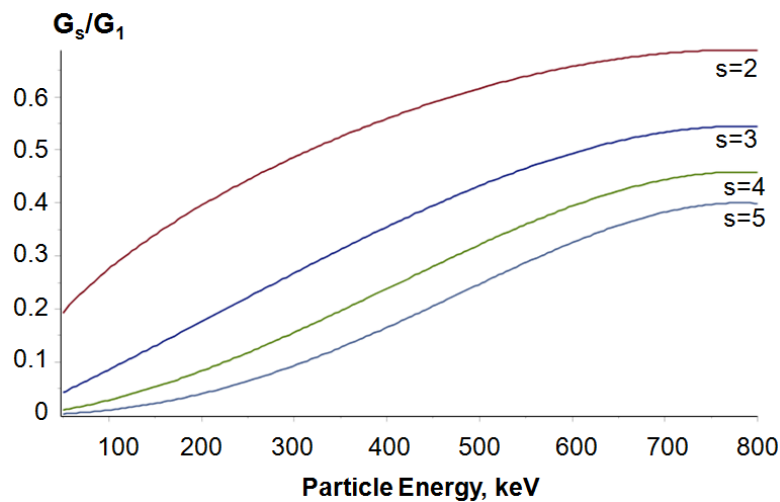


Рисунок 3.11. Зависимость отношения коэффициента связи с пучком на s -той гармонике к коэффициенту связи на первой гармонике от средней энергии частиц в пучке.

Рассмотрим модель гиротрона в виде отрезка слабонерегулярного цилиндрического волновода радиусом R_0 , в котором винтовой электронный пучок возбуждает несколько ТЕ-мод с номерами $n = 1, 2, 3, \dots$ и значениями азимутального и радиального индексов m_n и q_n , соответственно. Будем полагать, что каждая мода взаимодействует с пучком на s_n -ой циклотронной гармонике; при этом частота

излучения на заданной моде близка как к критической частоте моды в резонаторе $\bar{\omega}_n^c$, так и к величине $s_n \omega_H^0$. Электрическое поле каждой из мод в рабочем пространстве может быть представлено в виде

$$\mathbf{E}_n = \text{Re}(A_n(z, t) \mathbf{E}_\perp^n(r) \exp(is_n \omega_H^0 t - im_n \varphi)), \quad (3.12)$$

где $A_n(z, t)$ – медленно меняющаяся комплексная амплитуда моды с номером n , функция $\mathbf{E}_\perp^n(r)$ описывает радиальную структуру моды, φ – азимутальный угол. Электронно-волновое взаимодействие с учетом разброса по скоростям в электронном пучке может быть описано следующей системой уравнений (ср. с [119])

$$i \frac{\partial^2 a_n}{\partial Z^2} + s_n \frac{\partial a_n}{\partial \tau} + (i\Delta_n + i\delta_n(Z) + \sigma_n) a_n = i \frac{G_n}{4\pi^2} \frac{\int_0^{2\pi} e^{i(m_n - s_n)\varphi} \int_0^{2\pi} \alpha(p_0) \int_0^{2\pi} p^2 d\theta_0 dp_0 d\varphi}{\int_0^{2\pi} \alpha(p_0) \sqrt{\bar{g}_0^2 + 1 - \bar{g}_0^2 |p_0|^2} dp_0}, \quad (3.13)$$

$$\sqrt{\bar{g}_0^2 + 1 - \bar{g}_0^2 |p_0|^2} \frac{\partial p}{\partial Z} + \frac{\bar{g}_0^2}{4} \frac{\partial p}{\partial \tau} + ip(|p|^2 - |p_0|^2) = i \sum_n a_n (p^*)^{s_n - 1} e^{-i(m_n - s_n)\varphi}$$

где

$$a_n = \frac{eA_n J_{m_n - s_n}(v_{m_n, q_n} R_b / R_0)}{mc \omega_H^0} \frac{s_n^{s_n} \bar{\beta}_{\perp 0}^{s_n - 4}}{2^{s_n - 1} s_n! \gamma_0}, \quad (3.14)$$

– безразмерная амплитуда поля.

$$Z = \frac{\bar{\beta}_{\perp 0}^2}{2\bar{\beta}_{\parallel 0}} \frac{\omega_H^0}{c} z, \quad \tau = \frac{\bar{\beta}_{\perp 0}^4}{8\bar{\beta}_{\parallel 0}^2} \omega_H^0 t \quad (3.15)$$

безразмерные продольная координата и время, $\bar{\beta}_{\perp 0} = \bar{V}_{\perp 0} / c$ и $\bar{\beta}_{\parallel 0} = \bar{V}_{\parallel 0} / c$ – средние значения нормированной поперечной и продольной скорости электронов на входе в область взаимодействия, $g_0 = \bar{\beta}_{\perp 0} / \bar{\beta}_{\parallel 0}$ – соответствующий питч-фактор,

$$p = \frac{(p^x + ip^y) e^{-is_n \omega_H t + i(m_n - 1)\varphi}}{m \bar{V}_{\perp 0} \gamma_0} \quad (3.16)$$

нормированный на среднее начальное значение комплексный поперечный импульс,

$$\Delta_n = \frac{8\bar{\beta}_{\parallel 0}^2 s_n^2}{\bar{\beta}_{\perp 0}^4} \frac{s_n \omega_H^0 - \bar{\omega}_n^c}{\bar{\omega}_n^c} \quad (3.17)$$

циклотронная расстройка для моды с номером n ,

$$\delta_n(Z) = \frac{8\bar{\beta}_{\parallel 0}^2 s_n^2 \bar{\omega}_n^c - \bar{\omega}_n^c(Z)}{\bar{\beta}_{\perp 0}^4 \bar{\omega}_n^c} \quad (3.18)$$

геометрическая расстройка, описывающая профиль резонатора $R(z)$, $\bar{\omega}_n^c(Z) = v_{m_n, q_n} c / R(z)$ – функция, задающая зависимость критической частоты моды с номером n от продольной координаты,

$$G_n = 64 \frac{eI_b}{m_e c^3} \frac{\bar{\beta}_{\parallel 0} \bar{\beta}_{\perp 0}^{2(s_n-4)}}{\gamma_0} s_n^3 \left(\frac{s_n^{s_n}}{2^{s_n} s_n!} \right)^2 \frac{J_{m_n-s_n}^2(v_{m_n, q_n} R_b / R_0)}{(v_{m_n, q_n}^2 - m_n^2) J_{m_n}^2(v_{m_n, q_n})} \quad (3.19)$$

– параметр возбуждения для пучка с радиусом инжекции R_b и током I_b , v_{m_n, q_n} – корень с номером q_n уравнения $J'_{m_n}(v) = 0$,

$$\sigma_n = 4 \frac{\bar{\beta}_{\parallel 0}^2 s_n^2}{\bar{\beta}_{\perp 0}^4 Q_n} \quad (3.20)$$

коэффициент поглощения,

$$Q_n = \frac{R_0}{d_n} \left(1 - \frac{m_n^2}{v_{m_n, q_n}^2} \right) \quad (3.21)$$

омическая добротность для моды с номером n , d_n – соответствующая толщина скин-слоя.

Для учета начального разброса электронов по поперечным скоростям использовалась гауссова функция распределения:

$$\alpha(p) = \frac{\sum_{j=-M}^M e^{-j^2 \chi} \int_0^{2\pi} p_j^{s_n} d\theta_0}{\sum_{j=-M}^M e^{-j^2 \chi} \sqrt{g^2 + 1 - g^2 |p_j^0|^2}}, \quad (3.22)$$

где целое число M определяет число фракций электронов, равное $2M+1$, p_j – значение комплексного поперечного импульса для j -й фракции электронов, χ – параметр относительной ширины гауссовой кривой распределения.

Будем считать, что на входе в пространство взаимодействия электроны равномерно распределены по фазам циклотронного вращения

$$p_j(Z=0) = p_j^0 e^{i\theta_0}, \quad \theta_0 \in [0, 2\pi). \quad (3.23)$$

В свою очередь $p_j^0 = (1 + \varepsilon \cdot j) e^{i\theta}$, где ε – параметр абсолютной величины разброса.

Во входном и выходном сечениях пространства взаимодействия используется излучательное граничное условие [52]:

$$\begin{aligned} a_n(Z=0, \tau) + \frac{e^{-i(\Delta_n + \delta_n(0) + \sigma_n)/S_n}}{\sqrt{i\pi s_n}} \int_0^\tau \frac{e^{-i(\tau-\tau')}}{\sqrt{\tau-\tau'}} \frac{\partial a_n(0, \tau')}{\partial Z} d\tau' &= 0 \\ a_n(Z=L, \tau) + \frac{e^{-i(\Delta_n + \delta_n(L) + \sigma_n)/S_n}}{\sqrt{i\pi s_n}} \int_0^\tau \frac{e^{-i(\tau-\tau')}}{\sqrt{\tau-\tau'}} \frac{\partial a_n(L, \tau')}{\partial Z} d\tau' &= 0 \end{aligned} \quad (3.24)$$

где L – нормированная длина резонатора.

В использованных нормировках мощность излучения каждой из мод в выходном сечении находится по формуле

$$P_n [\text{кВт}] = 511.765 \cdot I [A] \cdot \frac{\gamma_0 \beta_{\perp 0}^2}{G_n} \text{Im} \left(a_n \frac{\partial a_n^*}{\partial Z} \right) \Bigg|_{Z=L}. \quad (3.25)$$

Отметим, что приведенная усредненная модель описывает взаимодействие электронного пучка только с модами ТЕ-типа, что, в общем-то, является существенным недостатком, поскольку высокочастотные гармоники электронного тока, могут возбуждать и высокочастотные моды ТМ-типа, если они более точно удовлетворяют условиям отбора.

На основании уравнений (3.13) сделаем оценки уровня возбуждения высоких циклотронных гармоник для описанного в **главе 2** сильноточного гиротрона с регулярным резонатором с винтовым электронным пучком с энергией частиц 500 keV, током 2 кА, питч-фактором $g = 1$ и начальным разбросом по поперечным скоростям около 20%. В указанном гиротроне на основном циклотронном резонансе возбуждается мода ТЕ_{-3,2} с рабочей частотой 30GHz, которой присвоим порядковый номер 1, так что $s_l = 1$, $m_l = -3$, $q_l = 2$, $\nu_{m_l, q_l} = 8.0152$. Эффективное умножение частоты имеет место при выполнении соотношения

$$m_n = s_n m_l \quad (3.26)$$

и асимптотического условия кратности критических частот или, что эквивалентно, кратности соответствующих корней функции Бесселя

$$\bar{\omega}_n^c \approx s_n \bar{\omega}_l^c, \nu_{m_n, q_n} \approx s_n \nu_{m_l, q_l}. \quad (3.27)$$

Для достижения диапазона частот, характерного для современных мегаваттных гиротронов, представляет интерес генерация гармоник с $s_n \geq 5$. Анализ спектра мод

цилиндрического волновода показывает, что наиболее эффективное умножение на высоких гармониках будет происходить в моды, обозначенные в **таблице 3.2**.

таблица 3.2. наиболее подходящие моды для режима умножения частоты в сильноточном гиротроне с частотой 30 ГГц на основной гармонике.

Номер по порядку n	Номер гармоники s_n	Мода TE_{m_n, q_n}	Корень функции Бесселя v_{m_n, q_n}	Отклонение от условия кратности частот
1	1	$TE_{-3,2}$	8.0152	–
2	5	$TE_{-15,7}$	40.3651	0.72%
3	6	$TE_{-18,8}$	47.5951	1.03%

На **рисунке 3.12.a** показана рассчитанная на основе уравнений (3.13) зависимость мощности излучения от величины магнитного поля. Максимальная мощность излучения на основном циклотронном резонансе P_1 составляет около 200 MW при магнитном поле 1.69 Т и плавно спадает по мере его увеличения. Область генерации ограничена значением 1.92 Т, при котором происходит возбуждение паразитной моды $TE_{-4,2}$. В свою очередь, по мере роста магнитного поля, мощность излучения на гармониках плавно нарастает, достигая максимальных значений ~ 1 MW для $s_2=5$ ($KHT=5 \cdot 10^{-3}$) и ~ 0.3 MW ($KHT=1.5 \cdot 10^{-3}$) для $s_3=6$ вблизи границы возбуждения паразитной моды. На гармонике с номером $s=7$ мощность излучения при возбуждении моды $TE_{-21,10}$ не превышает уровня в несколько десятков киловатт.

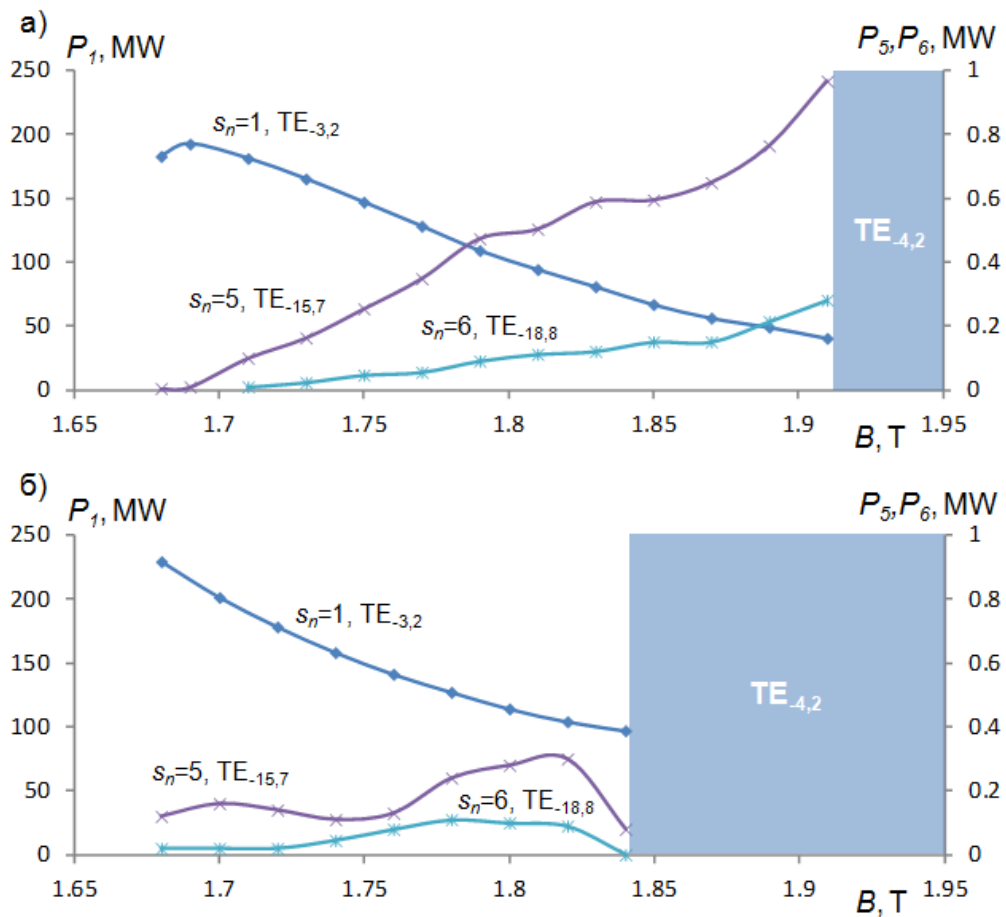


Рисунок 3.12. Расчет сильноточного гиротрона Ka-диапазона в режиме умножения частоты: (а) – Моделирование на основе усредненных уравнений. (б) – результаты трехмерного PIC-моделирования. Зависимость мощности генерации на основной гармонике P_1 и гармониках с номерами $s_n = 5, 6$ от величины магнитного поля. Закрашенная часть соответствует области возбуждения паразитной моды $TE_{-4,2}$ на основной гармонике.

Для более полного анализа характеристик генерации на высоких циклотронных гармониках расчеты гиротрона были также выполнены на основе трехмерного PIC моделирования методом крупных частиц с использованием программы CST Particle Studio. На **рисунке 3.12.б** показана зависимость мощности излучения от величины магнитного поля на основной рабочей моде $TE_{-3,2}$ и модах $TE_{-15,7}$, $TE_{-18,8}$, которым соответствует генерация на 5-й – 6-й гармониках.

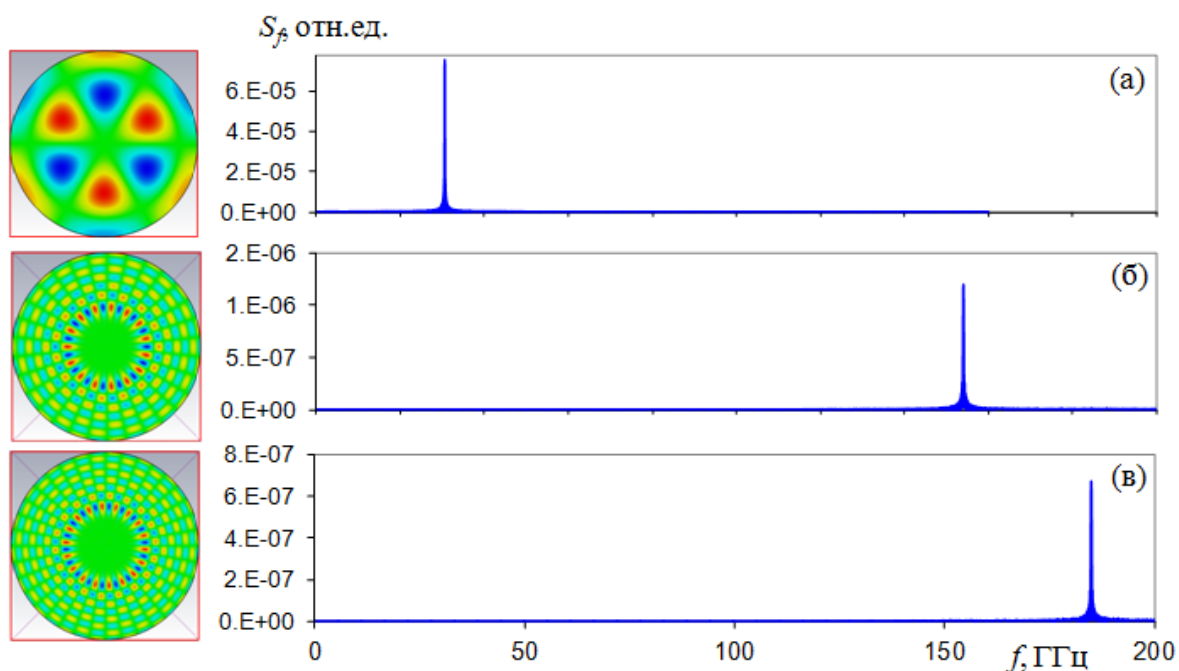


Рисунок 3.13. Результаты трехмерного PIC-моделирования гиротрона Ka-диапазона. Поперечная структура магнитного поля и спектр выходного излучения гиротрона на модах $TE_{-3,2}$ (а), $TE_{-15,7}$ (б), $TE_{-18,8}$ (в).

Максимальная мощность на моде $TE_{-3,2}$ достигается при магнитном поле 1.68 Т и составляет около 230 MW. При значении магнитного поля выше 1.85 Т происходит возбуждение паразитной моды $TE_{-4,2}$. По мере увеличения магнитного поля мощность генерации на гармониках гирочастоты нарастает до величины 0.3 MW для пятой и 0.1 MW для шестой гармоник. Важно, что частоты выходного излучения на соответствующих высоких модах в точности совпадают с частотой основной моды, умноженной на номер соответствующей гармоники (**Рисунок 3.13**), что является подтверждением того, что наблюдаемые высокочастотные сигналы соответствуют именно режиму умножения частоты.

Аналогичные расчеты были проведены для сильноточного релятивистского гиротрона диапазона 0.1 ТГц с рабочей модой $TE_{-4,2}$ на основной гармонике, возбуждаемого электронным пучком с аналогичными предыдущему характеристиками (энергия частиц 500 кэВ, ток 2 кА, питч-фактор 1), отличающимся меньшим радиусом ведущих центров $R_b=3$ мм (см. **рисунок 3.14**).

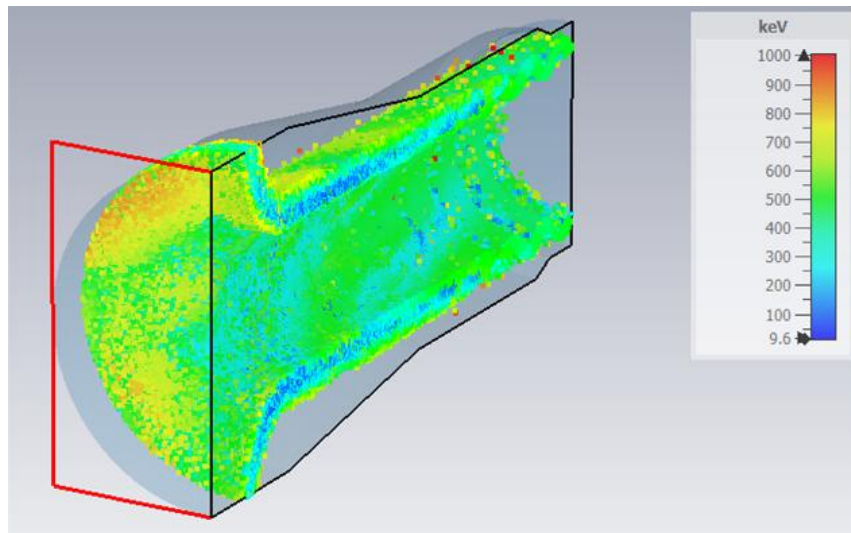


Рисунок 3.14. Геометрия пространства взаимодействия, мгновенное положение макрочастиц и их распределение по энергиям в трехмерном PIC моделировании сильноточного гиротрона с частотой 0.1 ТГц на основной гармонике

В этом случае генерация в режиме умножения частоты будет наиболее эффективно осуществляться на следующих модах (см. **таблицу 3.3**):

таблица 3.3. наиболее подходящие моды для режима умножения частоты в сильноточном гиротроне с частотой 100 ГГц на основной гармонике.

Номер по порядку n	Номер гармоники s_n	Мода $TE_{m_n, q_n} / TM_{m_n, q_n}$	Корень функции Бесселя ν_{m_n, q_n}	Отклонение от условия кратности частот
1	1	TE _{-4,2}	9.2824	–
2	3	TM _{-12,4}	26.246	0.64%
3	4	TE _{-16,6}	38.212	2.91%
4	5	TE _{-20,7}	46.682	0.58%

Поскольку усредненные уравнения (3.13) не описывают взаимодействие с TM-модами, оценка взаимодействия на третьей циклотронной гармонике в рамках этой модели не проводилась, однако для всех приведенных мод осуществлялось трехмерное PIC-моделирование с использованием пакета CST Particle Studio. Результаты расчетов представлены на **рисунке 3.15**.

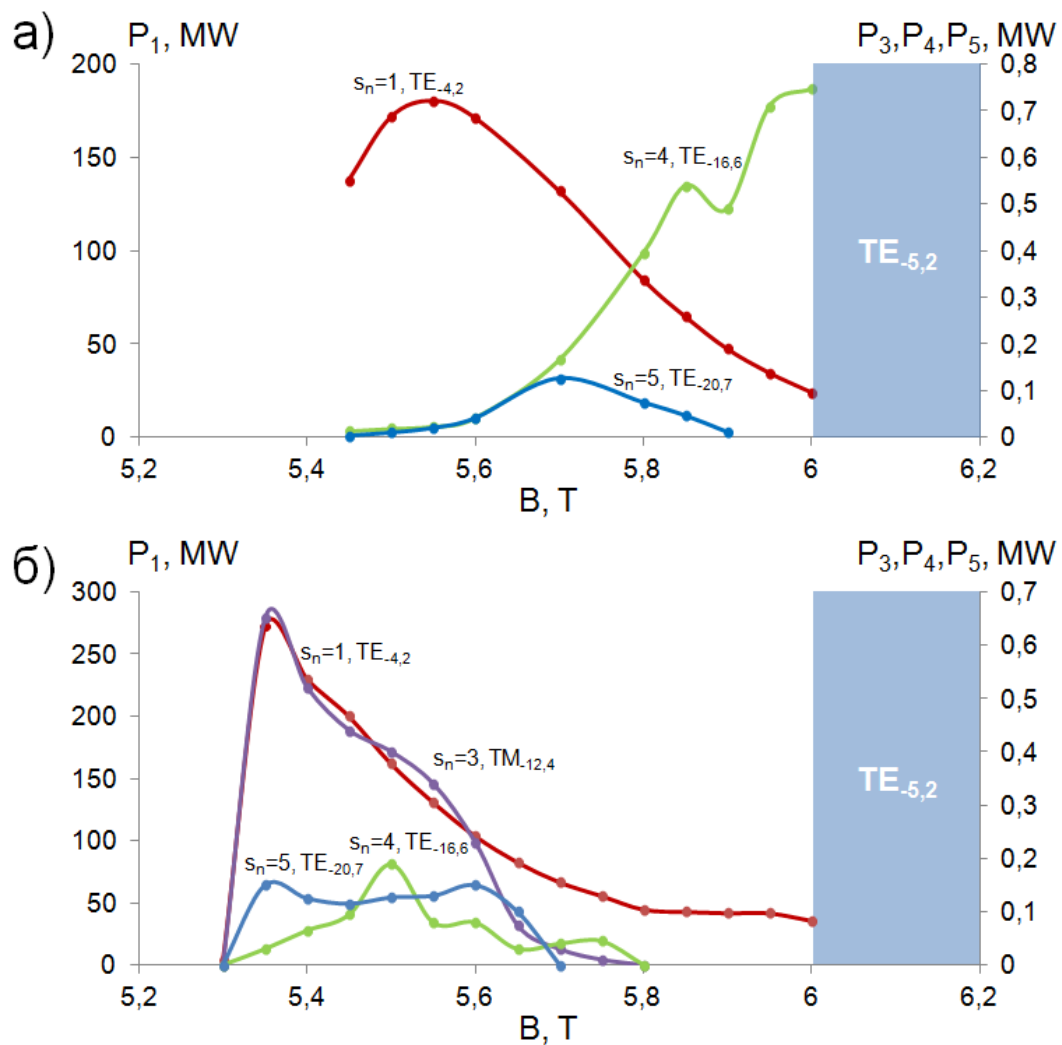


Рисунок 3.15. Расчет сильноточного гиротрона W -диапазона в режиме умножения частоты: (а) – Моделирование на основе усредненных уравнений. (б) – результаты трехмерного PIC-моделирования. Зависимость мощности генерации на основной гармонике P_1 и гармониках с номерами $s_n = 3, 4, 5$ от величины магнитного поля. Закрашенная часть соответствует области возбуждения паразитной моды $TE_{-5,2}$ на основной гармонике

Расчеты демонстрируют достижение субмегаваттной мощности при частотах излучения 300 ГГц на третьей циклотронной гармонике и 400 ГГц на четвертой циклотронной гармонике. Так же, как и в случае с гиротроном Ка-диапазона кратность частот излучения для высоких мод частоте основной моды подтверждает то, что наблюдаемые в моделировании процессы соответствуют режиму умножения частоты (Рисунок 3.16).

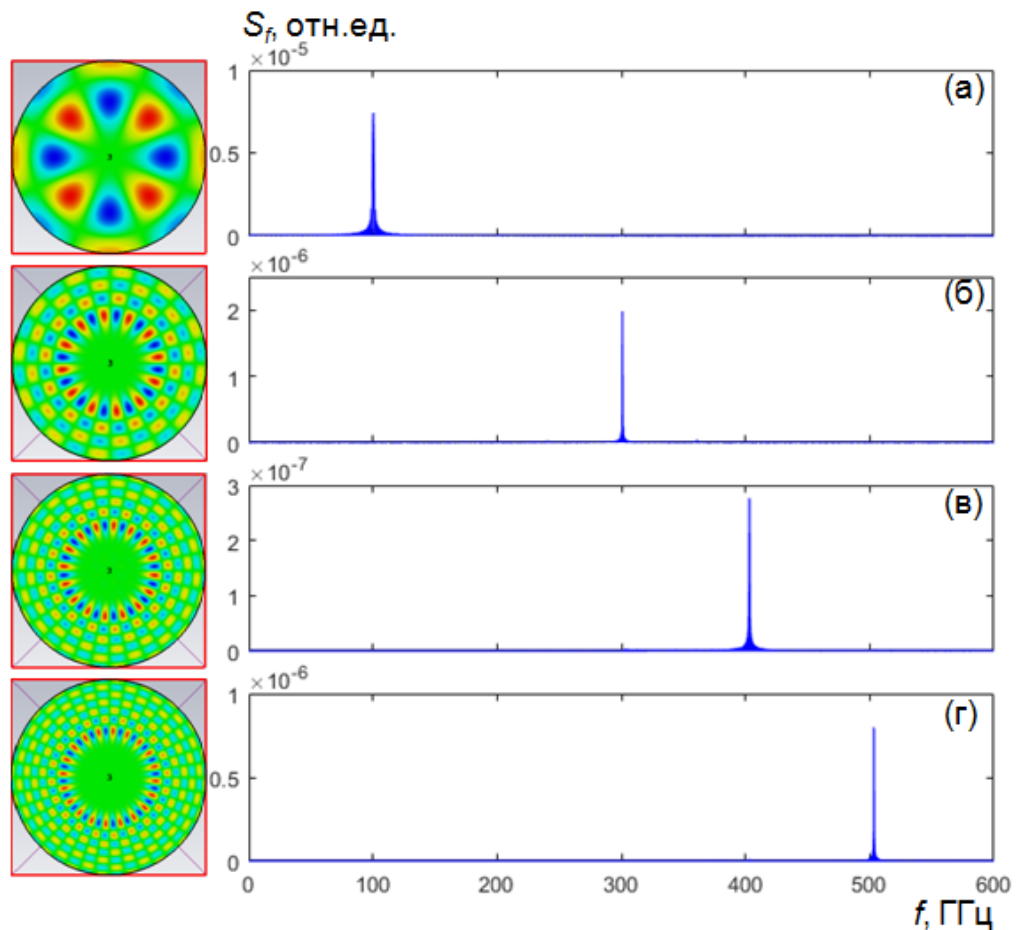


Рисунок 3.16. Результаты трехмерного PIC-моделирования гиротрона W-диапазона. Поперечная структура магнитного поля и спектр выходного излучения гиротрона на модах $TE_{-4,2}$ (а), $TM_{-12,4}$ (б), $TE_{-16,6}$ (в), $TE_{-20,7}$ (г).

Для проведения первоначальных экспериментов по наблюдению режима умножения частоты было решено рассмотреть генерацию третьей гармоники в рассмотренном в **главе 2** гиротроне Ka-диапазона с регулярным резонатором, поскольку в этом случае достаточно легко осуществить регистрацию высокочастотного излучения имеющимися измерительными средствами W-диапазона. Таким образом, в дополнение к используемой в экспериментах, описанных в **главе 2**, системе измерения параметров микроволнового импульса Ka-диапазона для анализа сигнала на третьей гармонике использовалась аналогичная измерительная система W-диапазона (**Рисунок 3.17**). Для передачи высокочастотного сигнала от выходного окна гиротрона до измерительной системы использовался гибкий диэлектрический волновод. Калориметр в данном случае измерял полную энергию излучения гиротрона, большую часть которого составлял сигнал на основной гармонике. Таким образом, мощность высокочастотного сигнала в отдельности не измерялась.

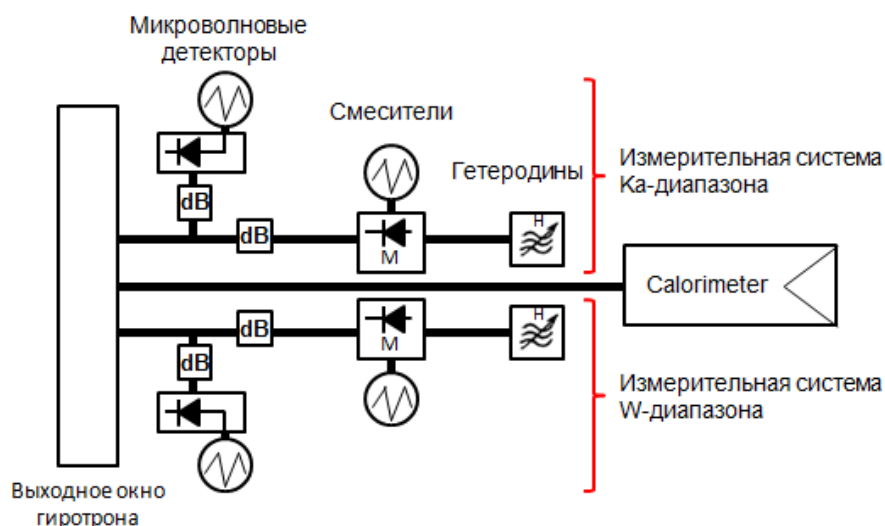


Рисунок 3.17. Принципиальная схема измерения параметров выходного излучения одновременно на первой и третьей циклотронных гармониках в сильноточном релятивистском гиротроне.

Для реализации режима умножения частоты в имеющемся гиротроне была использована комбинация мод $TE_{4,2}$, на основной и $TM_{12,4}$ на третьей гармонике, наиболее точно удовлетворяющая условиям отбора (3.26), (3.27). В этом случае трехмерное PIC-моделирование предсказывало максимальный коэффициент нелинейного преобразования порядка 0.5%. (**Рисунок 3.18**)

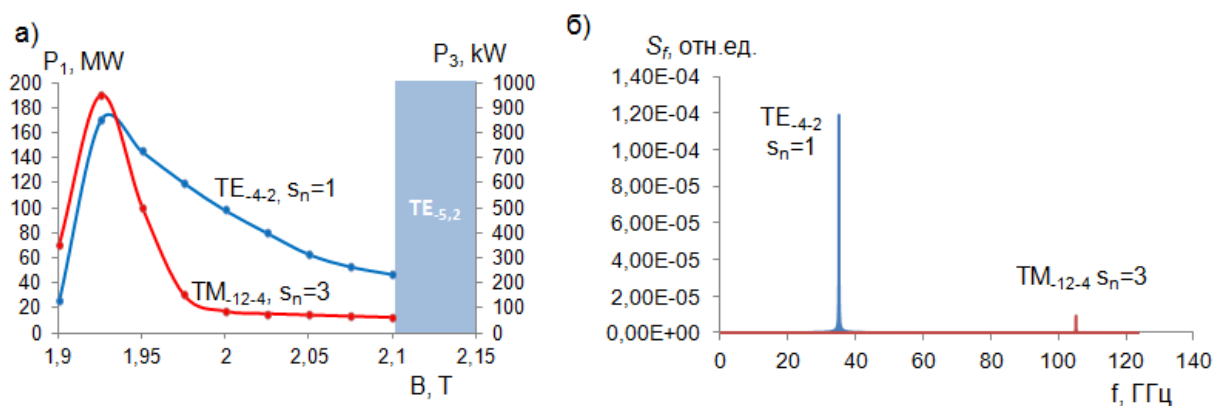


Рисунок 3.18. Результаты трехмерного PIC-моделирования генерации третьей гармоники в сильноточном релятивистском гиротроне Ka-диапазона. (а) Зависимость мощности генерации на основной гармонике и 3-й гармонике от величины магнитного поля. (б) Частотный спектр выходного сигнала.

В ходе эксперимента при ведущем магнитном поле около 1,9 Тл измерительной системой Ka-диапазона был зафиксирован сигнал на частоте 35,7 ГГц, соответствующий расчетной частоте моды $TE_{4,2}$ (**Рисунок 3.19 а,б**). При этом одновременно в системе W-

диапазона наблюдался сигнал на частоте 107,1 ГГц (*Рисунок 3.19 в,г*), что точно соответствует тройной частоте низкочастотного сигнала и предположительно соответствует излучению в моду $TM_{12,4}$ на третьей циклотронной гармонике.

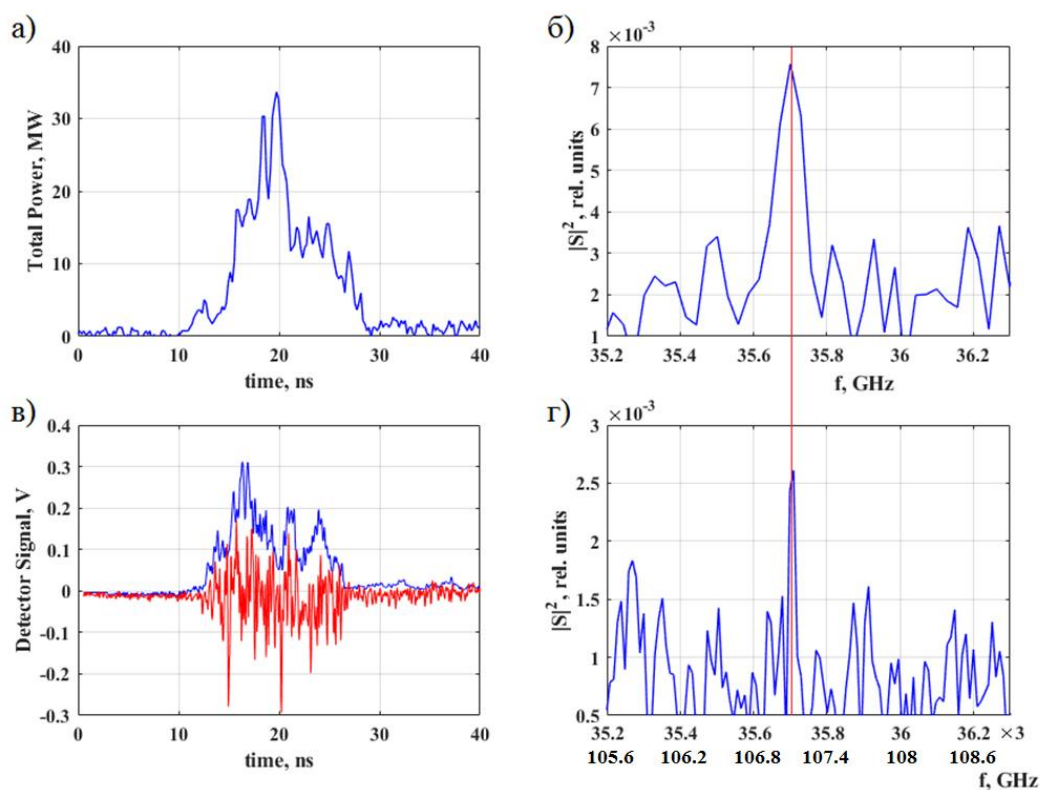


Рисунок 3.19 Экспериментальное наблюдение излучения на третьей циклотронной гармонике в режиме умножения частоты. (а) – Огибающая СВЧ-импульса в Ka-диапазоне. Вертикальная ось отображает мощность сигнала. (б) – частотный спектр сигнала в Ka-диапазоне. (в) – огибающая микроволнового импульса в измерительной системе W-диапазона (синяя кривая), гетеродинированный сигнал при частоте опорного сигнала 104 ГГц (красная кривая). (г) – частотный спектр сигнала в W-диапазоне.

Ввиду неоптимального режима генерации на основной гармонике максимальная полная мощность выходного сигнала в наблюдаемом режиме составляла 35 МВт, при этом огибающая СВЧ-импульса отличалась высокой изрезанностью. Тем не менее, наблюдение различного сигнала на утроенной частоте основной гармоники можно рассматривать как первое экспериментальное подтверждение проведенных расчетов. Предполагается, что оптимизация режима генерации на фундаментальной гармонике приведет также к стабилизации и увеличению мощности в режиме умножения частоты.

Заключение к главе 3

В данной главе в разделе 3.1 результате проведенного исследования подтверждена высокая селективность предложенного продольно-щелевого резонатора. Относительно низкая поперечная добротность колебаний предложенного резонатора не позволяет использовать его напрямую в традиционных гиротронах со слаборелятивистскими электронными пучками, однако в случае сильноточных релятивистских гиротронов данный недостаток не играет существенной роли в связи с относительно короткой длиной пространства взаимодействия. На примере гиротронов диапазона 100 ГГц, 300 ГГц и 500 ГГц с использованием резонаторов данного типа предсказана возможность генерации излучения мощностью в десятки мегаватт.

Результаты моделирования, представленные в разделе 3.2 демонстрируют возможность достижения в сильноточных релятивистских гиротронах генерации излучения на высоких гармониках в режиме умножения частоты с отношением мощности высокочастотного излучения к мощности излучения на основной циклотронной гармонике $\sim 0.1\text{--}0.5\%$, что соответствует уровню мощности в сотни киловатт в субтерагерцовом диапазоне частот. Экспериментально продемонстрировано присутствие в выходном сигнале сильноточного гиротрона Ка-диапазона излучения на утроенной частоте основного циклотронного резонанса.

Основные результаты описанных в **главе 3** исследований опубликованы в работах [A7–A10, A27–A28, A30].

Заключение

Основные результаты диссертации

1. Разработан и экспериментально реализован релятивистский гиротрон с термоэмиссионным инжектором, работающий в 3-мм диапазоне длин волн. Мощность гиротрона в импульсах длительностью 300 нс составила более 5 МВт при КПД порядка 20%.
2. Для реализации суб-ГВт релятивистских гиротронов разработана и экспериментально протестирована электронно-оптическая система с взрывоэмиссионным катодом, способная формировать винтовые электронные пучки с энергией частиц 500 кэВ, током до 2 кА, питч-фактором порядка 1 и разбросом по поперечным скоростям порядка 40%.
3. Для оптимизации условий электронно-волнового взаимодействия в сильноточных релятивистских гиротронах предложено использовать резонаторы в виде набора радиально ориентированных металлических пластин, в которых обеспечивается эффективная дискриминация вращающихся мод ТЕ-типа. В результате оказывается возможным селективное возбуждение ТМ-мод, имеющих сравнительно низкий импеданс связи с электронами, что, как показывает численное моделирование, позволяет освоить высокие (килоамперные) токи с сохранением высокой (~ 20%) эффективности генерации.
4. Экспериментально продемонстрирована работоспособность релятивистских гиротронов 8-мм-диапазона с рабочими токами, составляющими около 40% от предельного тока транспортировки, при возбуждении мод ТЕ и ТМ типов. В результате получено выходное излучение с импульсной мощностью ~40 МВт.
5. Предложен новый тип сверхразмерных продольно-щелевых резонаторов, в которых обеспечивается связь ТЕ-мод с разностью азимутальных индексов кратной числу щелей. В результате формируется высокодобротная собственная мода с малыми радиальными потерями на критических частотах. В рамках трехмерного численного моделирования показано, что при использовании резонаторов такого типа возможна реализация субтерагерцовых сильноточных релятивистских гиротронов с мощностью выходного излучения в десятки мегаватт.
6. На основе численного моделирования исследован режим умножения частоты в релятивистских гиротронах. Показано, что при возбуждении высоких циклотронных гармоник в гиротронах с рабочими частотами 35 и 100 ГГц отношение мощности высокочастотного излучения к мощности излучения на основной гармонике составляет ~0.4-0.5% для третьей гармоники и ~0.1% для пятой гармоники, что на несколько порядков выше величин, характерных для традиционных гиротронов со слаборелятивистскими пучками.

Список трудов автора по теме диссертации

Статьи в рецензируемых журналах:

- A1. Abubakirov E.B., Chirkov A.V., Denisov G.G., Guznov Yu.M., Kornishin S.Yu., Leontyev A.N., Plankin O.P., Rozental R.M., Sedov A.S., Semenov E.S., Tarakanov V.P., Zavolsky N.A., Zapevalov S.A., Zapevalov V. E. W-Band 5 MW Pulse Relativistic Gyrotron // IEEE Trans. on Electron. Devices, 2017, Vol. 64 Iss. 4.
- A2. Abubakirov E.B., Denisenko A.N., Fedotov A.E., Leontyev A.N., Rozental R.M., Tarakanov V.P. Electron-optical system for a high-current Ka-band relativistic gyrotron // Physics of Plasmas. 2019. V.26. Art. no. 033302.
- A3. Вилков М. Н., Леонтьев А. Н., Розенталь Р. М., Тараканов В. П. Моделирование сильноточного релятивистского гиротрона на ТМ-моду продольно-щелевого резонатора. // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2019. № 2.
- A4. Леонтьев А.Н., Абубакиров Э.Б., Белоусов В.И., Гузнов Ю.М., Розенталь Р.М., Федотов А.Э., Тараканов В.П., Возможности увеличения мощности излучения сильноточных релятивистских гиротронов при использовании мод ТМ-типа // Известия РАН: Серия Физическая, Т.84, №1, с. 82-86, 2020.
- A5. Danilov Y.Y., Leontyev A.N., Leontiev N.V., Rozental R.M., Tarakanov V.P., Zheleznov I.V., Abubakirov E.B., Slit-Type Cavities for Cyclotron Resonance Masers Operating at TM Modes // IEEE Trans. on Electron. Devices, v.68, no.4, p.2130-2132, 2021.
- A6. Данилов Ю.Ю., Денисенко А.Н., Леонтьев А.Н., Розенталь Р.М., Тараканов В.П. Разработка сильноточных релятивистских гиротронов с рабочей модой ТМ-типа // Изв. вузов. Радиофизика. 2022. Т. 65, № 5. С. 448–464.
- A7. Гинзбург Н.С., Данилов Ю.Ю., Леонтьев А.Н., Малкин А.М., Розенталь Р.М., Щегольков Д.Ю., Высокоселективные сверхразмерные щелевые резонаторы для релятивистских гиротронов миллиметрового диапазона // ДАН. Физика, технические науки, т.504, с.3-9, 2022.
- A8. Rozental R.M., Danilov Yu.Yu., Leontyev A.N., Malkin A.M., Shchegolkov D. Yu., Tarakanov V.P., Spatial Synchronization of TE-Modes in a Slit-Type Gyrotron Cavity // IEEE Trans. on Electron. Devices, v.69, no.3, p.1451-1456, 2022.
- A9. Леонтьев А.Н., Розенталь Р.М., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Малкин А.М., Сергеев А.С., Возбуждение высоких циклотронных гармоник в сильноточном релятивистском гиротроне в режиме умножения частоты" // Письма в ЖТФ, 2022, том 48, вып. 24
- A10. А.Н. Леонтьев, Р.М. Розенталь, Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.М. Малкин, А.С. Сергеев "Умножение частоты в сильноточном релятивистском гиротроне для получения мощного излучения терагерцового диапазона" // Изв. РАН. Сер. Физическая, № 1, том 87, 2023

Публикации в трудах конференций:

- A.11 E.B., Chirkov A.V., Denisov G.G., Guznov Yu. M., Kornishin S.Yu., Leontyev A.N., Plankin O.P., Rozental R.M., Sedov A.S., Semenov E.S., Zavolsky N.A., Zapevalov S.A., Zapevalov V.E. Experimental realization of pulsed 3-mm relativistic gyrotron with multi-megawatt output power // 28th Joint Russian-German Meeting on ECRH and Gyrotrons. 2016. Nizhny Novgorod
- A.12. Абубакиров Э.Б., Денисов Г.Г., Гузнов Ю.М., Завольский Н.А., Запевалов В.Е., Запевалов С.А., Леонтьев А.Н., Планкин О.П., Розенталь Р.М., Седов А.С., Семенов Е.С. Импульсный 3-мм релятивистский гиротрон с мультимегаваттным уровнем выходной мощности» // IV Всероссийская Микроволновая Конференция 23-25 ноября 2016 г. Москва. С.120-124.
- A.13. Abubakirov E.B., Chirkov A.V., Denisov G.G., Guznov Yu. M., Kornishin S.Yu., Leontyev A.N., Plankin O.P., Rozental R.M., Sedov A.S., Semenov E.S., Zavolsky N.A., Zapevalov S.A., Zapevalov V.E. Experimental realization of W-band relativistic gyrotron with 5 MW output power // IVEC 2017 London, UK.
- A.14. Abubakirov E.B., Chirkov A.V., Denisov G.G., Guznov Yu. M., Kornishin S.Yu., Leontyev A.N., Plankin O.P., Rozental R.M., Sedov A.S., Semenov E.S., Zavolsky N.A., Zapevalov S.A., Zapevalov V.E. Experimental realization of W-band relativistic gyrotron with 5 MW output power // 29th Joint Russian-German Workshop on ECRH and Gyrotrons. 2017. Karlsruhe-Stuttgart-Garching, Germany.
- A.15. Abubakirov E.B., Chirkov A.V., Denisov G.G., Guznov Yu. M., Kornishin S.Yu., Leontyev A.N., Plankin O.P., Rozental R.M., Sedov A.S., Semenov E.S., Zavolsky N.A., Zapevalov S.A., Zapevalov V.E. W-band 5 MW pulse relativistic gyrotron: development and experimental implementation // EPJ Web of Conferences 149, 04026 (2017).
- A.16. Абубакиров Э.Б., Денисов Г.Г., Гузнов Ю.М., Завольский Н.А., Запевалов В.Е., Запевалов С.А., Леонтьев А.Н., Планкин О.П., Розенталь Р.М., Седов А.С., Семенов Е.С., Экспериментальное исследование импульсного 3-мм релятивистского гиротрона с мультимегаваттным уровнем выходной мощности, 27-я Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» 10—16 сентября 2017 г. Севастополь, Крым, Россия, с 1142-1148.
- A.17 Абубакиров Э.Б., Вилков М.Н., Гузнов Ю.М., Леонтьев А.Н., Ошарин И.В., Розенталь Р.М., Федотов А.Э. Новый тип резонатора для сильноточных гиротронов с сильной дискриминацией TE-мод // Материалы XVII Международной зимней школы-семинара по радиофизике и электронике сверхвысоких частот, Саратов. 5–10 февраля 2018.
- A.18. Абубакиров Э.Б., Денисенко А.Н., Конюшков А.П., Леонтьев А.Н., Ошарин И.В., Розенталь Р.М., Тараканов В.П., Федотов А.Э. «Разработка сильноточного гиротрона диапазона 30 ГГц» // Материалы XVII Международной зимней школы-семинара по радиофизике и электронике сверхвысоких частот, Саратов. 5–10 февраля 2018.

- A19. Абубакиров Э.Б., Денисенко А.Н., Конюшков А.П., Леонтьев А.Н., Розенталь Р.М., Федотов А.Э. Разработка и тестирование электронно-оптической системы импульсного сильноточного релятивистского гиротрона // Электроника и микроэлектроника СВЧ. Сборник статей VII Всероссийской конференции. СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, 2018. С.197-200.
- A20. Абубакиров Э.Б., Вилков М.Н., Гузнов Ю.М., Леонтьев А.Н., Ошарин И.В., Розенталь Р.М., Федотов А.Э. Новый тип резонатора для сильноточных гиротронов с сильной дискриминацией TE-мод // Электроника и микроэлектроника СВЧ. Сборник статей VII Всероссийской конференции. СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, 2018. С.696-698.
- A21. Абубакиров Э. Б., Денисенко А.Н., Леонтьев А.Н., Ошарин И.В., Розенталь Р.М., Федотов А.Э. Импульсный сильноточный релятивистский гиротрон Ka-диапазона // Proceeding of the 28th International Conference «Microwave & Telecommunication Technology» (CriMiCo'2018) Sevastopol, Russian Federation, September 9-15, 2018.
- A22. Вилков М.Н., Гузнов Ю.М., Леонтьев А.Н., Леонтьев Н.В., Розенталь Р.М. Численное моделирование продольно-щелевого резонатора сильноточного релятивистского гиротрона с рабочей модой ТМ-типа // VI Всероссийская Микроволновая Конференция 28-30 ноября 2018 г. Москва, С.84-87.
- A23. Леонтьев А.Н., Абубакиров Э.Б., Денисенко А.Н., Ошарин И.В., Розенталь Р.М., Федотов А.Э. Сильноточный релятивистский гиротрон Ka-диапазона длин волн: моделирование и экспериментальное исследование // XI Всероссийский семинар по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн 25-28 февраля 2019 г. Нижний Новгород С.54.
- A24. E.B. Abubakirov, A.N. Denisenko, A.E. Fedotov, A.N. Leontyev, R.M. Rozental, V.P. Tarakanov, First operation of Ka-band high-current relativistic gyrotron // IRMMW-THz 2019 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, Paris, France.
- A25. Э.Б. Абубакиров, Ю.Ю. Данилов, А.Н. Денисенко, А.Н. Леонтьев, Р.М. Розенталь, В.П. Тараканов, Разработка сильноточного релятивистского гиротрона Ka-диапазона с рабочей модой ТМ-типа // XII Всероссийский семинар по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн. Тезисы докладов. 28 февраля – 4 марта 2022 года, Нижний Новгород, С. 36-37.
- A26. Э. Б. Абубакиров, Ю. Ю. Данилов, А. Н. Денисенко, А.Н. Леонтьев, Р.М. Розенталь, Разработка и исследование сильноточного релятивистского гиротрона с рабочей модой ТМ-типа // XI Всероссийская научно-техническая конференция «Электроника и Микроэлектроника СВЧ» Тезисы докладов. 30 мая – 3 июня, 2022. Россия, Санкт-Петербург, С. 469-473.
- A27. А.Н. Леонтьев, Р.М. Розенталь, Н.С. Гинзбург, И.В. Зотова, А.М. Малкин, А.С. Сергеев, Генерация терагерцового излучения в сильноточном релятивистском гиротроне в режиме умножения частоты // Сборник трудов XXXIII Всероссийской школы-семинара

- «Волновые явления: физика и применения», Москва, 5-10 июня 2022 г. - Секция 4, "Физика и применение микроволн", С. 17-20.
- A28 Розенталь Р.М., Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Леонтьев А.Н., Малкин А.М., Сергеев А.С., Теоретическое исследование и численное моделирование сильноточного релятивистского гиротрона миллиметрового диапазона длин волн в режиме умножения частоты // Тезисы докладов 32-й Международной научно-технической конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'2022), Севастополь, 11-17 сентября 2022 г. - С. 201-202.
- A29 E.B. Abubakirov, Yu.Yu. Danilov, A.N. Denisenko, A.N. Leontyev, R.M. Rozental, V.P. Tarakanov, Development of high-current relativistic gyrotron with TM-type operating mode // 8th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE 2022) Abstracts October 2–8, 2022 Tomsk, Russia. P. 66.
- A30 Yu. Yu. Danilov; A. N. Leontyev; A. M. Malkin; R. M. Rozental; D. Yu. Shchegolkov, High-Current THz-band Gyrotrons Based on Axial-Slit Cavities // 8th International Congress on Energy Fluxes and Radiation Effects (EFRE 2022) Abstracts October 2–8, 2022 Tomsk, Russia. P. 81.

Список литературы

1. Chang C., Shumail M., Tantawi S., Neilson J., Pellegrini C. Electron dynamics and transverse-kick elimination in a high-field short-period helical microwave undulator // *Appl. Phys. Lett.* 101, 161102 (2012).
2. Kuzikov S.V., Savilov A.V., Vikharev A.A. Flying radio frequency undulator // *Appl. Phys. Lett.* 105, 033504 (2014).
3. Zhang L., He W., Clarke J., Ronald K., Phelps A. D. R., Cross A. W. Microwave Undulator Using a Helically Corrugated Waveguide // *IEEE Trans. on Electron Devices.* Vol. 65 , Iss. 12, 2018.
4. Toufexis F., Dolgashev V. A., Limborg-Deprey C., Tantawi S. G. Compact linac-driven light sources utilizing mm-period RF undulators // // *Proc. SPIE 10387, Advances in Laboratory-based X-Ray Sources, Optics, and Applications VI*, 1038704 (23 August 2017).
5. Винокуров Н.А., Левичев Е.Б. Ондюляторы и вигглеры для генерации излучения и других применений // *УФН* 185, 917 (2015)
6. Беккер С. З., Доронин А. П., Козлов С. И. Критический анализ активных методов восстановления озонового слоя Земли // *Геомагнетизм и аэронавигация* 57, 676 (2017).
7. Гуревич А.В., Литвак А.Г., Вихарев А.Л., Иванов О.А., Борисов Н.Д., Сергейчев К.Ф. Искусственная ионизованная область как источник озона в стратосфере // *УФН* 170, 1181 (2000)
8. Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосекова В.Д., Колик Л.В., Кончекова Е.М., Косый И.А., Малахов Д.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. Разряд в атмосфере в гауссовом пучке подпороговых миллиметровых волн // *Письма в ЖЭТФ* 107, 223 (2018).
9. Hidaka Y., Choi E.M., Mastovsky I., Shapiro M.A., Sirigiri J.R., Temkin R.J., Edmiston G.F., Neuber A.A., Oda Y. Plasma structures observed in gas breakdown using a 1.5 MW, 110 GHz pulsed gyrotron // *Phys. Plasmas* 16, 055702 (2009).
10. Nakamura Y., Komurasaki K., Fukunari M., Koizumi H. Numerical analysis of plasma structure observed in atmospheric millimeter-wave discharge at under-critical intensity // *J. Appl. Phys.* 124, 033303 (2018)
11. Водопьянов А.В., Разин С.В. , Сафронова М.И., Сидоров А.В., Фокин А.П. Концентрация плазмы разряда, поддерживаемого в неоднородном потоке газа мощным излучением терагерцового диапазона частот // *Письма в ЖТФ* Т. 43, вып. 10 (2017).

12. Abramov I.S., Gospodchikov E.D., Shalashov A.G. Extreme-Ultraviolet Light Source for Lithography Based on an Expanding Jet of Dense Xenon Plasma Supported by Microwaves // *Phys. Rev. Appl.* 10, 034065 (2018).
13. Shalashov A.G., Vodopyanov A.V., Abramov I.S., Sidorov A.V., Gospodchikov E.D., Razin S.V., Chkhalo N.I., Salashchenko N.N., Glyavin M.Yu., Golubev S.V. Observation of extreme ultraviolet light emission from an expanding plasma jet with multiply charged argon or xenon ions // *Appl. Phys. Lett.* 113, 153502 (2018).
14. Titova L.V., Ayesheshim A.K., Golubov A., Fogen D., Rodriguez-Juarez R., Hegmann F.A., Kovalchuk O. Intense THz pulses cause H2AX phosphorylation and activate DNA damage response in human skin tissue // *Biomed. Opt. Express* Vol.4, Iss. 4, P.559 (2013).
15. Vernier, P.T., Levine, Z.A., Ho, MC, Xiao Sh., Semenov Iu. Pakhomov A.G. Picosecond and Terahertz Perturbation of Interfacial Water and Electroporation of Biological Membranes // *J Membrane Biol.* Vol.248, Iss.5, P. 837 (2015).
16. Hough C.M., Purschke D.N., Huang Ch., Titova L.V., Kovalchuk O., Warkentin B.J., Hegmann F.A. Biological effects of intense THz pulses on human skin tissue models // *IRMMW-THz 2017*.
17. Sitnikov D.S., Пина I.V., Pronkin A.A., Ovchinnikov A.V., Chefonov O.V., Zurina I.M., Gorkun A.A., Kosheleva N.V. Studying the effect of high-power coherent terahertz pulses on mesenchymal stem cells // *IOP Conf. Series: J. Phys.: Conf. Series* 1147, 012060 (2019).
18. Толкачев А.А., Егоров Е.Н., Шишлов А.В. О некоторых тенденциях развития радиолокационных и связанных систем // «Радиотехника», 2006, №4, С. 5–11
19. Бункин Б.В., Гапонов-Грехов А.В., Ельчанинов А.С., Загулов Ф.Я., Коровин С.Д., Месяц Г.А., Осипов М.Л., Отливанчик Е.А., Петелин М.И., Прохоров А.М., Ростов В.В., Сараев А.П., Сисакян И.П., Сморгонский А.В., Суворов В.А. Радиолокатор на основе СВЧ-генератора с релятивистским электронным пучком // *Письма в ЖТФ*, Т.18, вып.9, 1992г.
20. Manheimer W.M., Mesyats G.A., Petelin M.I. Super-High-Power Microwave Radars // *Strong Microwaves in Plasmas, Proceedings of the International Workshop. Moscow – Nizhny Novgorod – Moscow 1993*.
21. Blyakhman A., Clunie D., Harris R., Mesyats G., Petelin M., Postoenko G., Wardrop B., Nanosecond Gigawatt Radar: Indication of Small Targets Moving Among Heavy Clutters // *2007 IEEE Radar Conference*.

22. S.A. Zvyagin, M. Ozerov, E. Čižmár et al., Terahertz-range free-electron laser electron spin resonance spectroscopy: Techniques and applications in high magnetic fields // *Review of Scientific Instruments* 80, 073102 (2009) ; <https://doi.org/10.1063/1.3155509>.
23. B.A. Knyazev et al., Novosibirsk Free Electron Laser as a User Facility // *Physics Procedia* 84, P.27–34, 2016.
24. Бугаев С.П., Канавец В.И., Кошелев В.И., et al. Релятивистские многоволновые СВЧ генераторы. Новосибирск: Наука. Сиб. Отделение, 1991. 296 с.
25. Benford J., Swegle J., Schamiloglu E. High power microwaves. Second edi. Taylor & Francis, 2007. 552 p.
26. Xiao R.Z., Zhang X.W., Zhang L.J., Li X.Z., Zhang L.G., Song W., Hu Y.M., Sun J., Huo S.F., Chen C.H., Zhang Q.Y., Liu G.Z. Efficient generation of multi-gigawatt power by a klystron-like relativistic backward wave oscillator // *Laser and Particle Beams* (2010), 28, P. 505–511.
27. Bugaev S.P., Cherepenin V.A., Kanavets V.I., Klimov A.I., Kopenkin A.D., Koshelev V.I., Popov V.A., Slepkov A.I. Relativistic multiwave Cherenkov generators // *IEEE Trans. On Plasma Sci.* 1990, Vol.18, Iss. 3, P.525.
28. Ginzburg N.S., Cross A.W., Golovanov A.A., Mesyats G.A., Pedos M.S., Phelps A.D.R., Romanchenko I.V., Rostov V.V., Rukin S.N., Sharypov K.A., Shpak V.G., Shunailov S.A., Ulmaskulov M.R., Yalandin M.I., Zotova I.V. Generation of Electromagnetic Fields of Extremely High Intensity by Coherent Summation of Cherenkov Superradiance Pulses // *Phys. Rev. Lett.* 115, 114802 (2015)
29. Братман В.Л., Губанов В.П., Денисов Г.Г. и др. Экспериментальное исследование секционированного СВЧ генератора с релятивистским электронным пучком // *Письма в ЖТФ.* 1988. Т.14, №1. С.9-13.
30. Wu D., Shu T., Ju J., Peng Sh. Gigawatt-class radiation generated by a Ka-band overmoded Cherenkov-type high power millimeter wave generator // *Review of Scientific Instruments* 86, 084706 (2015).
31. V.V. Rostov et al. Two-Wave Ka-Band Nanosecond Relativistic Cherenkov Oscillator // *IEEE Trans Electron. Dev.* 65, 3019 (2018).
32. D.Wang et al. Optimizing and experimental investigation of a Ka-band relativistic backward wave oscillator operating at TM₀₂mode // *Proc. IRMMWTHz Conf.* (2018).
33. X. Li et al. Experimental study on a high-power subterahertz source generated by an overmoded surface wave oscillator with fast startup // *IEEE Trans Electron. Dev.* 60, 2931 (2013).

34. J.Wang et al. A megawatt-level surface wave oscillator in Y-band with large oversized structure driven by annular relativistic electron beam // *Sci. Reports* 8 (2018) 6978.
35. A.V. Arzhannikov et al. Using two-dimensional distributed feedback for synchronization of radiation from two parallel-sheet electron beams in a Free-Electron Maser // *Phys. Rev. Lett.* 117, 114801 (2016).
36. N.Yu. Peskov et al. Development of powerful long-pulse Bragg FELs operating from sub-THz to THz bands based on linear induction accelerators: recent results and projects // *EPJ Web of Conferences* 195, 01010 (2018).
37. Flyagin V.A., Gaponov A.V., Petelin M.I., Yulpatov V.K. The Gyrotron // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques.* 1977. Vol.25 , Iss. 6, P. 514–521.
38. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И. Селекция мод в высокочастотных релятивистских электронных генераторах с распределенным взаимодействием // *Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. (Материалы II Всесоюзного семинара г. Томск 1980 г.) Горький 1981. С.62.*
39. Власов С.Н., Орлова И.М., Петелин М.И. Резонаторы гиротронов и электродинамическая селекция мод // *Гиротрон. Сборник научных трудов. Горький 1981 г.С.62*
40. Петелин М.И. Электронная селекция мод в гиротроне // *Гиротрон. Сборник научных трудов. Горький 1981 г. С.77*
41. Завольский Н.А., Запевалов В.Е., Моисеев М.А. О повышении КПД релятивистского гиротрона // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2001. Т.44, №.4. С.345.
42. Зайцев Н.И., Завольский Н.А., Запевалов В.Е., Иляков Е.В., Кулагин И.С., Лыгин В.К., Моисеев М.А., Нечаев В.Е., Петелин М.И., Розенталь Р.М. Десятимегаваттный импульсный гиротрон с длиной волны 1 см и КПД 50% // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2003. Т. 46, №. 10. С. 914.
43. Завольский Н.А.,Иляков Е.В., Калынов Ю.К., Кулагин И.С.1, Мануилов В.Н., Шевченко А.С. Мощный релятивистский гиротрон миллиметрового диапазона длин волн на второй циклотронной гармонике // *Изв. вузов. Радиофизика.*2018 Т.61, No. 1. С. 44.
44. Bratman V.L., Ginzburg N.S., Nusinovich G.S., Petelin M.I., Strelkov P.S., Relativistic gyrotrons and cyclotron autoresonance masers // *Int. J. Electron.* 1981. Vol.51, Iss.4, P. 541.
45. Destler W.W., Irwin K., Lawson W., Rodgers J., Segalov Z. Intense beam fundamental mode large-orbit gyrotron studies // *J. Appl. Phys.* 1989. Vol. 66, Iss. 9

46. Black W.M., Gold S.H., Fliflet A.W., Kirkpatrick D.A., Manheimer W.M., Lee R.C., Granatstein V.L., Hardesty D.L., Kinkead A.K., Sucey M. Megavolt, multikiloamp Ka band gyrotron oscillator experiment // *Phys. of Fluids B: Plasma Phys.* 1990. Vol.2 Iss. 1.
47. Radack D.J., Ramaswamy K., Destler W.W., Rodgers J. A fundamental mode, high-power, large-orbit gyrotron using a rectangular interaction region // *J. Appl. Phys.* 1993. Vol. 73, Iss. 12, P.8139.
48. Thumm M. *State-of-the-Art of High Power Gyro-Devices and Free Electron Masers. Update 2016.* Karlsruhe: KIT Scientific Publishing, 2016.
49. Запевалов В.Е. Гиротрон: пределы роста выходной мощности и КПД // *Изв. ВУЗов. Радиофизика.* 2006. Т.49. №10. С.864-871.
50. Цимринг Ш.Е. Введение в высокочастотную вакуумную электронику и физику электронных пучков [перевод с англ.]. Нижний Новгород Институт прикладной физики РАН, 2012.
51. Моисеев М.А., Нусинович Г.С. Некоторые результаты численных исследований уравнений гиротрона / В кн.: Гиротрон, Горький: ИПФ АН СССР, 1981, С.41-52.
52. Ginzburg N.S., Nusinovich G.S., Zavolsky N.A. Theory of non-stationary processes in gyrotrons with low Q resonators // *International Journal of Electronics,* 1986, 61:6, 881-894.
53. Zaitsev N.I., Ginzburg N.S., Ilyakov E.V., Kulagin I.S., Lygin V.K., Manuilov V.N., Moiseev M.A., Rosenthal R.M., Zapevalov V.E., Zavolsky N.A. X-Band high-efficiency relativistic gyrotron // *IEEE Trans. On Plas. Sci.* 2002. Vol. 30, Iss. 3, P.840.
54. Зайцев Н.И., Иляков Е.В., Кузиков С.В., Кулагин И.С., Лыгин В.К., Моисеев М.А., Петелин М.И., Шевченко А.С. Импульсный гироклистрон на объемной моде высокого порядка // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2005. Т. 48, № 10-11, С.830
55. Зайцев Н.И., Гвоздев А.К., Запевалов С.А., Кузиков С.В., Мануилов В.Н., Моисеев М.А., Плоткин М.Е. Экспериментальное исследование мультимегаваттного импульсного гироклистрона // *Радиотехника и электроника.* 2014, Т.59, № 2, С. 179
56. Zaitsev N.I., Zapevalov S.A., Ilyakov E.V., Kornishin S.Yu., Kofanov S.V., Kryltsov M.Yu., Kulagin I.S., Lygin V.K., Malygin A.V., Manuilov V.N., Movshevich B.Z., Perminov V.G., Petelin M.I., Fiks A.Sh., Shevchenko A.S., Tsalolikhin V.I., Kladukhin V.V., Krasnykh A. 500 keV, 200A microsecond electron accelerator with a repetition rate of 10 Hz // *Proceedings of XXI Russian Accelerator Conference, 2008, Zvenigorod,* pp. 339-341.

57. Планкин О. П., Семенов Е. С. Комплекс программ ANGEL-2DS для моделирования пушки гиротрона. Инструкция для пользователя. – Н. Новгород: ИПФ РАН, 2011. 32 с.
58. Планкин О. П., Семенов Е. С. Траекторный анализ электронно-оптической системы технологического гиротрона. // Вестник НГУ, серия «Физика». 2013. Т. 8, № 2, с. 44-54.
59. Belousov V.I., Bogdashov A.A., Denisov G.G., Kurbatov V.I., Malygin V.I., Malygin S.A., Orlov V.B., Popov L.G., Solujanova E.A., Tai E.M., Usachov S.V. The test results of the 84 GHz/200 kW/CW gyrotron // 13th Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating, Nizhny Novgorod, Russia, May 17-20, 2004.
60. Цимринг Ш.Е. Аксиально-симметричные волноводные переходы и трансформаторы // Гиротроны: Сб. научн. тр. / ИПФ АН СССР. Горький, 1989, с.113-132.
61. Тараканов В.П. Математическое моделирование. Проблемы и результаты. М.: Наука, 2003. С. 456
62. Tarakanov V.P., Code KARAT in simulations of power microwave sources including Cherenkov plasma devices, vircators, orotron, E-field sensor, calorimeter etc. // EPJ Web of Conferences, v. 149, art.no. 04024, 2017.
63. Гвоздев А.К., Жарова Н.А., Зайцев Н.И., Семенов В.Е., Сорокин А.А. Развитие мультипактора в выходном тракте мощного импульсного гироклистрона // Журнал технической физики. 2012. Т. 82, вып. 10, С.72.
64. Чирков А.В., Денисов Г.Г., Куфтин А.Н., Запевалов В.Е., Малыгин В.И., Моисеев М.А., Корнишин С.Ю. Многочастотный гиротрон с высокоэффективным синтезированным волноводным преобразователем // Письма в ЖТФ. 2007. Т.33. Вып.8. С.71.
65. Zajtsev N.I., Pyakov E.V., Kovneristyj Yu.K., Korablev G.S., Kulagin I.S. Calorimeter for measuring energy of powerful electromagnetic pulse // Instruments and Experimental Techniques. 1992. Т. 35. № 2 PART 2. С. 283.
66. Дюбуа Б.Ч., Королев А.Н. Современные эффективные катоды (К истории их создания на ФГУП «НПП «Исток») // Электронная техника. Серия 1 СВЧ-техника 2011. выпуск 1 (508) С.5.
67. Бугаев С.П., Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Взрывная эмиссия электронов // УФН. 1975. Т. 115. Вып. 1, С.101–120.

68. Бугаев С.П., Ильин В.П., Кошелев В.И., Месяц Г.А., Нечаев В.Е., Усов Ю.П., Фукс М.И., Яблоков Б.Н. Формирование сильнотоочных релятивистских электронных пучков для мощных генераторов и усилителей СВЧ // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 1. Горький: ИПФ АН ССР, 1979. С. 5–75.
69. C. An et al., "Experimental Generation of 1.1-kA Gyating Electron Beam Current From an Explosive Emission Cathode Magnetron Injection Gun," in IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 68, no. 9, pp. 4664-4668, Sept. 2021, doi: 10.1109/TED.2021.3088086.
70. Granatstein, V.L., Herndon, M., Sprangle, P., Carmel, Y., Nation, J.A., 1975, Gigawatt microwave emission from an intense relativstic electron beam. Plasma Physics, 17,23-28.
71. Ботвинник И.Е., Братман В.Л., Денисов Г.Г., Офицеров М.М., Петелин М.И., Фикс Л.Ш. Исследование электронно-оптических систем релятивистских электронных мазеров // ЖТФ.,1984, Т.54 N.2, С. 293.
72. Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю. Нелинейная теория релятивистских убитронов с электронными пучками, сформированными в адиабатически нарастающем поле ондулятора и однородном продольном магнитном поле // ЖТФ, 1988, Т.58, №5, С.859.
73. Братман В.Л., Денисов Г.Г., Луковников Д.А., Офицеров М.М. Критичность систем формирования винтового электронного пучка в МЦАР к позиционному разбросу частиц // ЖТФ, 1991, Т.61, №4, С.111.
74. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц Теоретическая Физика. Том 8 Электродинамика сплошных сред, Москва, Наука, 1982. С.164.
75. Нечаев В.Е., Солуянов Е.И., Фукс М.И. Управление током трубчатого пучка электронов с помощью экранирующего пучка в диоде с магнитной изоляцией // Письма в ЖТФ. 1979. Т.5, вып.2, С.113.
76. Братман В.Л., Петелин М.И. К вопросу об оптимизации параметров мощных гиромонотронов с нефиксированной структурой высокочастотного поля // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1975. Т. 18. №10. С. 1538.
77. Братман В.Л. Поперечно-магнитные моды в МЦР-монотроне // Электронная техника. Сер. I. Электроника СВЧ. 1974. №7. С. 92
78. Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С. К нелинейной теории релятивистского гиротрона // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1979. Т. 22. №64. С.754.

79. Абубакиров Э.Б. Возбуждение поперечно-магнитных волн и селекция мод в релятивистских МЦР // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1983. Т. 26. № 4. С. 492.
80. Yao H.Y., Wei C.H., Chang T.H., “Nonlinear and self-consistent single-mode formulation for TM-mode gyrotrons” // Phys. Rev. E. 2021. V. 104. No. 6. Art.no. 065205
81. Bratman V.L., Denisov G.G., Ofitserov M.M., Korovin S.D., Polevin S.D., Rostov V.V. Millimeter-Wave HF Relativistic Electron Oscillators // IEEE Trans. On Plasma Sci. Vol. 15, Iss.1, P.2
82. Братман В.Л., Калынов Ю.К., Федотов А.Э., К теории гироприборов с тонкими электронными пучками (гиротрон с большими орбитами) // ЖТФ. 1998. Т. 68, № 10. С. 91-98.
83. Белоусов В.И., Власов С.Н., Завольский Н.А. и др., Исследование гиротрона с эшелеттным резонатором // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2014. Т. 57, № 6. С. 497-506.
84. Ботвинник И.Е., Братман В.Л., Денисов Г.Г., Офицеров М.М. Релятивистские гиротроны с высокоселективными резонаторами на моды поперечно-магнитного типа // Письма в ЖТФ, 1984, т.10, вып.13, С. 792
85. Котик И.П., Мериакри В.В., Персиков М.В., Сивов А.Н. Теоретический анализ и некоторые применения волноводов круглого сечения с продольными щелями // Радиотехника и электроника. 1965. Т.10. № 7. С. 1226.
86. Братман В.Л., Губанов В.П., Денисов Г.Г., Коровин С.Д., Полевин С.Д., Ростов В.В., Сморгонский А.В. Релятивистские оротроны – мощные источники когерентного миллиметрового излучения // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып.13. С. 807.
87. Crawford F. H., Hare M. D., A Tunable Squirrel-Cage Magnetron-The Donutron // Proc. IRE. 1947. V. 35, no. 4. P. 361-369.
88. Кацман Ю.А. Приборы сверхвысоких частот. Теория, основы расчета и проектирования. Том II. - М.: "Высшая школа", 1973. - 384 с.
89. Гойхман М.Б., Кладухин В.В., Кладухин С.В., Ковалев Н.Ф., Колганов Н.Г., Храпцов С.П. Мощная релятивистская лампа обратной волны с продольно-целевой электродинамической системой // Письма в ЖТФ. 2014, Т. 40, вып. 2, С. 75.
90. Власов С.Н., Жислин Г.М., Орлова И.М. и др., Открытые резонаторы в виде волноводов переменного сечения // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1969. Т. 12, № 8. С. 1236-1244.

91. D. I. Sobolev, M.D. Proyavin, N.Yu. Peskov, V.Yu. Zaslavsky, V.V. Parshin, 3D Printed Periodic Structures for Subterahertz Sources, // EPJ Web of Conferences **195**, 01017 (2018).
92. Kovalev N.F., Nechaev V.E., Petelin M.I., Zaitsev N.I., Scenario for output pulse shortening in microwave generators driven by relativistic electron beams // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. V. 26, no. 3. P. 246-251
93. Wang D., Teng Y., Li S. et al., Pulse Lengthening of the Microwave Generated by TM₀₂ Mode Ka-Band RBWO Operating With Low Guiding Magnetic Field // IEEE Trans. Electron Dev. 2021. V. 68, no. 6. P. 3015-3020.
94. 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 // Изв. вузов. Радиофизика. 2018 Т.59, №. 8-9, С.729.
95. Венедиктов Н.П., Дубров В.В., Запевалов В.Е., Корнишин С.Ю., Котов А.В., Куфтин А.Н., Малыгин О.В., Седов А.С., Фикс А.Ш., Цалолихин В.И. Экспериментальное исследование непрерывного высокостабильного гиротрона на второй гармонике для спектроскопии динамически поляризованных ядер // Известия ВУЗов. Радиофизика, 2010, т.53, №4, С.260.
96. Завольский Н.А., Запевалов В.Е., Моисеев М.А., Седов А.С. Влияние несоосности электронного пучка и резонатора на характеристики гиротрона // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2011, т.54, №6, С.444.
97. М.Ю.Глявин, Н.А.Завольский, В.Е.Запевалов, В.Ю.Заславский, К.А.Лещева, Р.М.Розенталь, А.С. Седов. Влияние азимутальной несимметрии электронно-волнового взаимодействия на характеристики излучения гиротронов субтерагерцового диапазона // Изв. ВУЗов «Прикладная нелинейная динамика». 2015. Т. 23, № 2, С.108.
98. Glyavin M., Chirkov A., Denisov G., Fokin A., Kuftin A., Luchinin A., Lubyako L., Malygin V., Morozkin M., Proyavin M., Sedov A., Sokolov E., Tai E., Tsvetkov A., Zapevalov V. Experimental tests of 263 GHz gyrotron for spectroscopy applications and diagnostic of various media // Rev. Sci. Instr., v. 86, no. 5, art.no. 054705, May 2015.
99. Zhang D., An C., Zhang J., et al, Suppression of the Parasitic Oscillations in an X-Band Relativistic Coaxial Gyrotron Driven by an Intense Beam Current // IEEE Trans. Electron Dev. 2020. V. 67, no. 12. P. 5750-5754
100. A. G. Litvak et al, Russian gyrotrons: Achievements and trends // IEEE J. Microw. 1, 260 (2021)

101. M. Thumm, State-of-the-art of high-power gyro-devices and free electron masers // *J Infrared Milli Terahz Waves* 41, 1 (2020).
102. V. I. Shcherbinin, Y. K. Moskvitina, K. A. Avramidis and J. Jelonnek, "Improved Mode Selection in Coaxial Cavities for Subterahertz Second-Harmonic Gyrotrons," in *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 67, no. 7, pp. 2933-2939, July 2020.
103. I. V. Bandurkin, G. I. Kalynova, Y. K. Kalynov, I. V. Osharin, A. V. Savilov and D. Y. Shchegolkov, "Mode Selective Azimuthally Asymmetric Cavity for Terahertz Gyrotrons," in *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 68, no. 1, pp. 347-352, Jan. 2021.
104. J. R. Sirigiri, K. E. Kreischer, J. Machuzak, I. Mastovsky, M. A. Shapiro, and R. J. Temkin, Photonic-Band-Gap Resonator Gyrotron *Phys. Rev. Lett.* Vol 86, 5628, 2001.
105. Y. Zhang, S. Yu, L. Zhang, T. Zhang, Y. Yang and H. Li, "Analysis of the Photonic Bandgaps for Gyrotron Devices," in *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 43, no. 4, pp. 1018-1023, April 2015.
106. R. K. Singh and M. Thottappan, "Design and PIC Simulation Studies of Millimeter-Wave-Tunable Gyrotron Using Metal PBG Cavity as its RF Interaction Circuit," in *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 48, no. 4, pp. 845-851, April 2020.
107. Khozin M., Denisov G., Kuzikov S., Pavelyev A, Multimirror quasi-cylindrical cavity resonators for frequency-tunable gyrotrons // *Radiophysics & Quantum Electronics*, Vol. 53 Issue 2, p111-121, 2010.
108. G.S. Nusinovich, To the theory of gyrotrons with confocal resonators // *Physics of Plasmas* Vol. 26, 053107, 2019.
109. W. Fu, X. Guan and Y. Yan, "Generating High-Power Continuous-Frequency Tunable Sub-Terahertz Radiation From a Quasi-Optical Gyrotron With Confocal Waveguide," in *IEEE Electron Device Letters*, vol. 41, no. 4, pp. 613-616, April 2020
110. I. V. Zotova, N. S. Ginzburg, A. M. Malkin, V. Yu Zaslavsky, I. V. Zheleznov, A. S. Sergeev, M. Yu Glyavin, S. Mitsudo, Y. Tatemasa & T. Idehara, Terahertz-Range High-Order Cyclotron Harmonic Planar Gyrotrons with Transverse Energy Extraction // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* vol. 41, pp.152–163, 2020.
111. A. F. Harvey. *Microwave Engineering*. London & New York, Academic Press, 1963.
112. R.B. Vaganov, R.F. Matveev, and V.V. Meriakri. *Multiwave Waveguides with Random Discontinuities*. Moscow, Soviet Radio, 1972.
113. Завольский Н.А., Нусинович Г.С., Павельев А.Б. К теории паразитного излучения в гиротронах // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1988. Т. 31, № 3. С. 361–368.

114. T. Idehara, I. Ogawa, Y. Shimizu, T. Tatsukawa, "Higher harmonic operations of submillimeter wave gyrotrons (Gyrotron FU series)", *Int. J. IR MM Waves*, vol. 19, pp. 803–816, 1998.
115. M. Glyavin, I. Zotova, R. Rozental, A. Malkin, A. Sergeev, A. Fokin, V. Rummyantsev, S. Morozov, "Investigation of the frequency double-multiplication effect in a sub-THz gyrotron", *J. Infrared Millim. THz Waves*, vol. 41, pp. 1245-1251, 2020.
116. G.Yu. Golubiatnikov, M.A. Koshelev, A.I. Tsvetkov, A.P. Fokin, M.Yu. Glyavin, M.Yu. Tretyakov, "Sub-terahertz high-sensitivity high-resolution molecular spectroscopy with a gyrotron", *IEEE Trans. THz Sci. Technol.*, vol. 10, no. 5, pp. 502-512, Sept. 2020.
117. В.Л. Братман, Н.С. Гинзбург, Г.С. Нусинович, М.И. Петелин, В.К. Юлпатов. Циклотронные и синхротронные мазеры / В кн. "Релятивистская высокочастотная электроника". – Горький: ИПФАН СССР, 1979. – С.157-216.
118. В.Л. Братман, Н.С. Гинзбург, А.С. Сергеев, «Нелинейная теория индуцированных циклотронного и синхротронного излучений релятивистских электронных потоков на гармониках гирочастоты» // *ЖТФ*, **10** (3), 479 (1985).
119. O. Dumbrajs, T. Saito, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, «Influence of the electron velocity spread and the beam width on the efficiency and mode competition in the high-power pulsed gyrotron for 300 GHz band collective Thomson scattering diagnostics in the large helical device» // *Physics of Plasmas* 23, 093109 (2016)