Министерство образования и науки Российской Федерации

Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А.

ГЕНЕРАЦИЯ И УСИЛЕНИЕ СИГНАЛОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

Под редакцией А.Е. Храмова, А.Г. Баланова, В.Д. Еремки, В.Е. Запевалова, А.А. Короновского

Саратов 2016

Рецензенты:

Доктор физико-математических наук, профессор Саратовского государственного университета имени Н.Г. Чернышевского *А.Н. Павлов* Доктор физико-математических наук, профессор Саратовского государственного технического университета имени Гагарина Ю.А. *В.Б. Байбурин*

Одобрено редакционно-издательским советом Саратовского государственного технического университета

Г 34 Генерация и усиление сигналов терагерцового диапазона: колл. монография / под ред. А.Е. Храмова, А.Г. Баланова, В.Д. Еремки, В.Е. Запевалова, А.А. Короновского. Саратов: Сарат. гос. техн. ун-т, 2016. 460 с. ISBN 978-5-7433-3013-3

В данной коллективной монографии описаны и обобщены текущие тенденции в разработке и исследовании приборов и устройств субтерагерцового и терагерцового диапазонов. Подготовка данного издания была выполнена в рамках проведения работ по гранту Российского научного фонда (проект № 14-12-00222).

Для аспирантов, студентов старших курсов, инженеров, а также всех интересующихся проблемами в области СВЧ электроники, радиофизики и нелинейной динамики.

УДК 535-1 ББК 22.34

© Саратовский государственный технический университет, 2016

© Коллектив авторов, 2016

ISBN 978-5-7433-3013-3

оглавление

Предисловие
Глава 1. Терагерцовые технологии и их приложения. А.Г. Баланов, В.Е. Запевалов, А.Е. Храмов
Глава 2. Терагерцовые гиротроны. В.Е. Запевалов, М.Ю. Глявин
Глава 3. Моделирование ЛБВ и ЛОВ на волнообразно изогнутых пря- моугольных волноводах в терагерцовом диапазоне частот. <i>А.В. Аксенчик, А.А. Кураев, И.Ф. Киринович, В.Е. Запевалов</i>
Глава 4. Оротрон и его модификации. Е.А. Мясин
Глава 5. Клистроны, наноклистроны и нановиркаторы субтерагерцо- вого и терагерцового диапазонов. А.В. Аксенчик, В.Д. Ерёмка, И.К. Кузьмичев, А.А. Кураев, С.А. Куркин, Л.В. Огаркова, Н.С. Фролов, А.Е. Храмов
Глава 6. Импульсные магнетроны субтерагерцового и терагерцово- го диапазонов. В.Д. Ерёмка, В.Д. Науменко
Глава 7. Мощные пучково-плазменные системы с виртуальным ка- тодом и перспективы их продвижения в суб-ТГц и ТГц диапа- зоны. А.А. Бадарин, А.А. Короновский, С.А. Куркин, Г.А. Петрик, Н.С. Фролов, А.Е. Храмов
Глава 8. Устройства суб-ТГц диапазона на основе полупроводнико- вых сверхрешеток. А.Г. Баланов, А.А. Короновский, В.В. Мака- ров, В.А. Максименко, А.Е. Руннова, А.О. Сельский, М. Фромхолд, А.Е. Храмов
Глава 9. Эффективный способ генерации ТГц излучения сверхпро- водящими мезоструктурами. Х. Фархан-Хассан, В. Антонов, О. Кусмарцева, М. Гайфуллин, В. Кошелец, Д. Гулевич, П. Дмитриев, Ф.В. Кусмарцев
Глава 10. Нелинейная динамика оптических генераторов излучения терагерцового диапазона. Л.А. Кочкуров, А.И. Конюхов, Ю.А. Мажирина, Л.А. Мельников, В.В. Астахов, М.И. Балакин
Глава 11. Лазеры терагерцового диапазона с оптической накачкой. <i>А.В. Дегтярев, В.А. Маслов, А.Н. Топков</i>

ПРЕДИСЛОВИЕ

...два направления – электроника больших мощностей и электроника весьма коротких волн – по нашему мнению, наиболее интересны с научной точки зрения...

Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике, 1973

Освоение терагерцового диапазона частот (0,1-10 ТГц) является одним из новых и бурно развивающихся направлений современной физики, электроники и фотоники. Перспективность и актуальность продвижения приборов и устройств электроники сверхвысокочастотного диапазона в более высокочастотную область, а также создания новых генераторов терагерцового (ТГц) излучения обусловлены тем, что в настоящее время ТГц диапазон (особенно интервал 0,3-3 ТГц) является одним из наименее освоенных в радиофизике и электронике. Будучи за пределами режимов работы традиционных сверхвысокочастотных (СВЧ) и оптических устройств, он принадлежит к так называемому «технологическому провалу». И хотя в настоящее время уже существуют приборы, способные генерировать терагерцовое излучение, например лампы обратной волны, гиротроны, лазеры на свободных электронах, квантовые каскадные лазеры, диоды Ганна, резонансно-туннельные диоды, оптико-терагерцовые преобразователи на основе фотопроводящих антенн при воздействии на них фемтосекундных лазерных импульсов и др., из-за сложностей в эксплуатации, низкой эффективности и/или недостаточной надежности их применение чаще всего ограничивается научными исследованиями, и, как следствие, этот диапазон по-прежнему остается малодоступным для широкого использования в высокотехнологичных отраслях экономики. В первую очередь, существующие проблемы связаны с отсутствием доступных мощных источников когерентного ТГц излучения из-за серьезных технических ограничений на абсолютные значения величины продольного (ведущего) магнитного поля в современных гиротронах, сложности и высокой стоимости ЛСЭ и синхротронов, низкой эффективности оптико-терагерцовых преобразователей и слишком малой мощности полупроводниковых схем.

Вместе с тем важность освоения терагерцового диапазона электромагнитных волн трудно переоценить. Например, в спектроскопии основная часть информации о химических веществах ассоциируется именно с терагерцовым диапазоном, недоступным для измерения традиционными способами. В частности, в ТГц диапазоне лежат спектры поглощения низкоразмерных систем, что позволяет использовать этот диапазон для исследования и анализа нанообъектов и наноструктур. В отличие от рентгеновского ТГц излучение из-за малой энергии кванта позволяет провобесконтактные измерения параметров полупроводниковых дить устройств, не нарушая их функционирования. Использование являющегося неионизирующим терагерцового излучения (Т-лучей) в медицине может привести к появлению новых методов томографии, которые будут значительно более безопасными и будут отличаться высокой контрастностью получаемых изображений по сравнению с традиционными рентгеновскими. Терагерцовое излучение можно использовать для неразрушающего контроля материалов, сканирования в аэропортах и пр. В то же время длина волны ТГц излучения достаточно мала, чтобы обеспечить субмикронное пространственное разрешение при использовании свободно распространяющегося излучения. Актуальной задачей до сих пор остается создание малогабаритных систем терагерцовой спектроскопии, поскольку они могут быть использованы для решения широкого класса задач специалистами разного профиля непосредственно на рабочем месте. Очевидно, что возможность работы в терагерцовом диапазоне частот может существенно улучшить беспроводные коммуникационные системы подобные Wi-Fi и Bluetooth, поскольку это позволит во много раз повысить скорость передачи данных и увеличить их полосу пропускания. Поэтому в настоящее время рассматривается возможность разработки высокоскоростных ТГц систем связи, характеризуемых рекордными скоростями, и ТГц локации для больших высот и космоса.



Рис. 1. Количество документов, в которых слова *«терагерцы», «терагерцовый»* появляются в названии, аннотации или списке ключевых слов, опубликованных в каждом году, как функции времени: а) линейная шкала. Библиометрические данные аппроксимируются экспоненциальным законом *y* = 1.55exp[(*x* – 1975)/4.66].
б) те же данные, но в линейно-логарифмической шкале. «Крестики» соответствуют начальному значению 1 в 1975, удваивающемуся каждые три года. Рисунок построен по данным библиометрической базы данных Scopus [из работы Lewis R. A. A review of terahertz sources. Journal of Physics D: Applied Physics. 47 (37) (2014) 374001]

Таким образом, очевидна насущная необходимость развития и систематических исследований устройств, способных генерировать и усиливать электромагнитное излучение терагерцового диапазона. При этом вызывает значительный интерес как создание твердотельных устройств на базе квантовых систем, способных генерировать, детектировать и усиливать электромагнитные волны терагерцового диапазона в широком диапазоне температур, так и возможность дальнейшего продвижения приборов вакуумной электроники в миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны длин волн.

Огромный интерес к ТГц диапазону подтверждается и библиометрическими данными¹, которые иллюстрируют неуклонный рост интереса к исследованиям в области ТГц излучения в последние 30 лет, как и предсказывали Л.А. Вайнштейн и В.А. Солнцев (см. эпиграф). Рис. 1 показывает количество работ, опубликованных в 1975-2013 годах, которые содержат слова *терагерцы, терагерцовый* в названии статьи, аннотации или списке ключевых слов. Хорошо виден экспоненциальный рост количества статей, публикуемых в этой области, в течение последних десятилетий. Количество опубликованных работ в области изучения терагерцового излучения удваивается примерно каждые три года (точнее, каждые 3.23 года). Все это говорит о том, что наука о терагерцах находится на стадии своего бурного развития, и в ближайшее время нас здесь ждет множество новых, важных и интересных открытий.

В данной коллективной монографии мы постарались описать и обобщить текущие тенденции в разработке и исследовании приборов и устройств субтерагерцового и терагерцового диапазонов. В настоящее время научные работы в этом направлении столь обширны и достигнуто настолько много новых и интересных результатов, что полностью обсудить весь спектр современных достижений в рамках одной книги не представляется возможным. В монографии мы постарались сделать упор на методы генерации и усиления ТГц сигналов, и, одновременно, охватить разные области: от вакуумной и твердотельной полупроводниковой электроники до приборов фотоники, показав необходимость «продвижения» в ТГц диапазон со всех направлений – как со стороны СВЧ диапазона, так и со стороны инфракрасного и оптического диапазонов.

В первой главе мы постарались сделать небольшой обзор терагерцовой техники и технологии. Вторая глава посвящена одним из наиболее мощных и эффективных источников ТГц излучения в настоящее время – ТГц гиротронам. В третьей главе представлены результаты моделирования ЛБВ и ЛОВ на петляющих волноводах в ТГц диапазоне частот. В четвертой главе дан обзор теоретических и экспериментальных исследований работы

¹ Lewis R.A. A review of terahertz sources. Journal of Physics D: Applied Physics. 47 (37) (2014) 374001.

оротрона. В пятой и шестой главах приведены результаты исследований как традиционных давно разрабатываемых источников электромагнитного излучения субтерагерцового диапазона – клистронов, клинотронов и магнетронов, так и их современных «новых» модификаций – наноклистронов и нановиркаторов, В седьмой главе рассматривается вопрос о возможности продвижения генераторов на виртуальном катоде (виркаторов) в суб-ТГц диапазон. Подробное рассмотрение вопросов использования полупроводниковых наноструктур (сверхрешеток, работающих в режиме токовой неустойчивости) для генерации и усиления суб-ТГц излучения представлено в восьмой главе монографии. В девятой главе представлены результаты исследования возможности использования массивов контактов Джезефсона. Две последние (десятая и одиннадцатая) главы монографии посвящены разработке оптических генераторов излучения ТГц диапазона.

Среди авторов книги – ведущие специалисты из различных мировых научных центров в области электроники и радиофизики: Института прикладной физики РАН (г. Н. Новгород), Института радиотехники и электроники РАН (г. Москва и г. Фрязино), Саратовского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского, Саратовского государственного технического университета имени Гагарина Ю.А. (г. Саратов), Белорусского университета информатики и радиоэлектроники (г. Минск, Беларусь), университета города Лондон, университета города Лафборо, университета города Ноттингем (Великобритания), Института электроники и радиофизики имени А.Я. Усикова НАН (г. Харьков, Украина) и другие.

Подготовка данного издания была выполнена в рамках проведения работ по гранту Российского научного фонда (проект № 14-12-00222). Мы благодарим ректора Саратовского государственного технического университета имени Гагарина Ю.А. профессора И.Р. Плеве за поддержку данной работы. Мы также выражаем большую благодарность к.ф.-м.н. А.Е. Рунновой и к.ф.-м.н. А.О. Сельскому за большой труд по техническому редактированию текста.

Редакторы	
А.Е. Храмов	Саратовский государственный технический
	университет имени Гагарина Ю.А., Саратов,
	Россия
А.Г. Баланов	Университет гор. Лафборо, Великобритания
В.Д. Еремка	Институт радиофизики и электроники
	НАН, Харьков, Украина
В.Е. Запевалов	Институт прикладной физики РАН, Нижний
	Новгород, Россия
А.А. Короновский	Саратовский государственный университет
	имени Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

Глава 1. ТЕРАГЕРЦОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ И ИХ ПРИЛОЖЕНИЯ

А.Г. Баланов¹, В.Е. Запевалов², А.Е. Храмов^{2,4}

¹ Университет Лафборо, г. Лафборо, Великобритания ² Институт прикладной физики РАН, гор. Н. Новгород, Россия ³ Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А., г. Саратов, Россия ⁴ Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, г. Саратов, Россия

Освоение терагерцового диапазона частот (0,1-10 ТГц) является одним из новых и бурно развивающихся направлений современной физики, электроники и фотоники. В первой части главы мы обсуждаем перспективность и актуальность продвижения приборов и устройств электроники сверхвысокочастотного диапазона в терагерцовый (ТГц) диапазон, который является одним из наименее освоенных в радиофизике и электронике, рассматриваем основные области применения ТГц электромагнитного излучения. Во второй части представлен обзор современного состояния исследований и проектирования приборов и устройств терагерцового диапазонов, основанных на различных принципах и подходах, основанных на идеях вакуумной и твердотельной электроники, а также фотоники.

1.1. Терагерцовый диапазон и трудности его освоения

Освоение терагерцового (ТГц) диапазона частот является одним из новых и бурно развивающихся направлений современной радиофизики, электроники и фотоники. Под терагерцовым излучением (или, как его еще все чаще называют, Т-лучами) понимается участок частот на шкале электромагнитных волн $0.3 \div 3$ ТГц (длины волн $\lambda \sim 1 \div 0.1$ мм). Иногда этот диапазон расширяют до $0.1 \div 10$ ТГц ($\lambda \sim 3 \div 0.03$ мм). Как видно из рис. 1.1, на котором показана шкала электромагнитных волн с основными характеристиками ТГЦ-излучения, терагерцовый диапазон лежит в промежутке между хорошо освоенными радио и микроволновым диапазоном (f < 10 ГГц) и инфракрасным и оптическим диапазоном (f > 10 ТГц).

Значительная актуальность и интерес к продвижению приборов и устройств электроники сверхвысокочастотного диапазона в более высокочастотную область, а также созданию новых генераторов терагерцового излучения, обусловлены тем, что в настоящее время ТГц диапазон (особенно интервал 0.3-3 ТГц) является одним из наименее освоенных в радиофизике, твердотельной и вакуумной электронике, квантовой оптике. Будучи за пределами режимов работы традиционных сверхвысокочастотных (СВЧ) и оптических устройств, он принадлежит к так называемому «терагерцовому провалу» (terahertz gap) [1]. В более низкочастотном гигагерцовом диапазоне работают многочисленные электронные вакуумные и полупроводниковые источники СВЧ излучения [2, 3], дальний и средний инфракрасные диапазоны в настоящее время успешно осваиваются помощью лазеров на межподзонных переходах (квантовых каскадных лазеров) и ИК-лазеров на межзонных переходах на основе полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами и сверхрешетками типа II [4, 5]. Дальнейшее уменьшение частоты лазерных переходов мехподзонных переходов ограничено трудностями создания инверсной заселенности при уменьшении разности энергий межподзонных состояний и требует дальнейших исследований. Учитывая значительные успехи по созданию устройств СВЧ и оптического диапазона, можно утверждать, что использование соответствующих принципов генерации и усиления электромагнитных волн, используемых в СВЧ-технике и лазерной физике, позволит эффективно продвинуть в терагерцовый диапазон традиционные вакуумные, полупроводниковые и фотонные устройства.



Рисунок 1.1. Схема спектра электромагнитных волн, показывающая «терагерцовый провал» между микроволнами и оптическим диапазоном. Внизу приведены типичные характеристики ТГц электромагнитных волн

Одновременно представляет значительный интерес поиск принципиально новых механизмов генерации, преобразования и детектирования, которые могли бы обеспечить создание новых уникальных приборов в этом диапазоне электромагнитных волн. В качестве примера можно указать на возможность использования квантовых эффектов типа резонансного туннелирования, которое характеризуется очень малой инерционностью электронных процессов (время переходных процессов менее 1 пс, что сопоставимо с быстродействием сверхпроводящих приборов на эффекте Джозефсона) [7-9]. Другим кандидатом на новые приниципы генерации ТГц излучения являются джозефсоновские контакты, которые представляют собой два сверхпроводника, разделенных тонким диэлектрическим барьером. Если к контакту приложить постоянное напряжение, то через него потечет переменный ток (нестационарный эффект Джозефсона), который является источником излучения с частотой порядка 1 ТГц. Мощность излучения от одного отдельно взятого джозефсоновского контакта очень мала (менее 1 нВт), поэтому при разработке соответствующего источника ТГц излучения возникает важная прикладная задача создания массивов джезефсоновских контактов, в каждом из которых колебания тока будут синхронизованы [10, 11].

Таким образом, очевидна насущная необходимость развития и исследований устройств, способных генерировать и усиливать электромагнитное излучение терагерцового диапазона. При этом вызывает значительный интерес как создание и совершенствование новых твердотельных устройств на базе квантовых и сверхпроводящих систем, способных генерировать, детектировать и усиливать электромагнитные волны терагерцового диапазона в широком диапазоне температур, так и возможность дальнейшего продвижения приборов вакуумной и твердотельной электроники в субмиллиметровый диапазон длин волн.

1.2. Преимущества ТГц диапазона

Вместе с тем возникает вопрос: какие преимущества дает переход в ТГц диапазон, и какие, соответственно, практические приложения есть у ТГц приборов и устройств? Отвечая на этот вопрос, необходимо отметить, что терагерцовое излучение характеризуется следующими важными свойствами, отличающими его от колебаний СВЧ, оптического и рентгеновского диапазонов.

• Высокая проникающая способность: ТГц электромагнитные волны проходят через многие материалы (например, одежду или упаковочные материалы) со сравнительно малым затуханием [12]. Однако следует отметить, что в водосодержащих средах проникающая способность ТГц излучения резко падает (по сравнению с милимметровым диапазоном).

• Высокая разрешающая способность: Т-лучи характеризуются значительно меньшими длинами волн по сравнению с СВЧ излучением, поэтому терагерцовые волны могут быть эффективно использованы для получения изображений (радиовидения) с субмиллиметровом разрешением [13].

• Низкая ионизирующая способность ТГц излучения: Т-лучи характеризуются низкой энергией фотонов (см. рис. 1.1), которая в миллион раз меньше, чем энергия фотонов рентгеновского излучения, и практически не оказывают вредного воздействия на биологические ткани. Одновременно ТГц-излучение может быть использовано при очень низких уровнях мощности в диапазоне микроватт благодаря высокой чувствительности схем когерентного детектирования. Эти свойства Т-лучей делают их пригодными для использования в широком спектре биологических и медицинских применений [14], например, для визуализации инфицированных или раковых тканей [15].

• Малое рассеяние: большая длина волны ТГц излучения по сравнению с видимым светом приводит к существенно меньшему рассеянию на одинаковых расстояниях.

• Интенсивность Т-лучей: Электромагнитные волны ТГц диапазона существенно легче фокусировать и обеспечивать параллельное распространение, чем радиоволны.

1.3. Области применения ТГц электромагнитного излучения

Благодаря своим уникальным особенностям сигналы ТГц диапазона находят все более широкое применение как в самых различных коммерческих приложениях, так и в военных технологиях и научных исследованиях [14, 16-20]. На рис. 1.2 показана диаграмма, суммирующая различные области применения излучения терагерцового диапазона. Достаточно условно можно выделить следующие основные области применения Т-лучей, которые тем не менее пересекаются на уровне методов и подходов при решении конкретных прикладных задач и вопросов: радиовидение, безопасность и противодействие терроризму, коммуникационные технологии, спектроскопия, экология и охрана окружающей среды, биомедицина, промышленные технологии, военная область и научные исследования. Остановимся подробнее на основных применениях сигналов ТГц диапазона в современной науке и технике.

1.3.1. ТГц спектроскопия и томография

Наиболе ярким свойством Т-лучей является высокая проникающая и разрешающая способность, что может быть использовано для целей зондирования тех или иных образцов и веществ, а также восстановления изображений [21]. В настоящее время эти особенности Т-лучей рассматриваются как одни из наиболее перспективных для использования на практике в задачах технологий, безопасности, биомедицины.

Современная ТГц спектроскопия и томография, позволяющая получать информацию о внутренней структуре зондируемого объекта, представлены двумя видами: ТГц спектроскопией на лампах обратной волны [22-24] и ТГц импульсной спектроскопией [25-28], причем последняя все шире используется на практике благодаря ряду преимуществ, в первую очередь тем, что спектральные характеристики среды могут быть зарегистрированы в широком диапазоне частот в результате единственного измерения, так как не требуется перестройка длины волны ТГц излучения источника. В результате одного измерения регистрируется не только информация о спектре ам-

плитуды ТГц волны, но и информация о спектральной зависимости фазы ТГц сигнала, то есть существует возможность за одно измерение получить все оптические характеристики объекта (действительную и мнимую часть комплексного показателя преломления, не прибегая к соотношениям Крамерса – Кронига). Первая работа по получению изображений в ТГц диапазоне была опубликована в середине 70-х годов [29]. В 1995 году была предложена новая техника, названная «терагерцовая спектроскопия во временной области» (Terahertz Time-Domain Spectroscopy (THz-TDS)), которая стала активно развиваться в дальнейшем и легла в основу современной техники спектроскопии, радиовидения и томографии в ТГц диапазоне [30].



Рисунок 1.2. Современные области применения Т-лучей.

Следует обратить внимание на широкое применение сходных терагерцовых технологий в самых различных областях науки и техники

Успехи ТГц импульсной спектроскопии связаны с развитием методов генерации высокостабильных ультракоротких импульсов ТГц излучения, основанных на эффекте фотопереключения в полупроводнике под действием фемтосекундных лазерных импульсов оптического диапазона [31]. На рис. 1.3 *а* показана соответствующая схема генерации широкополосного терагерцового импульса в фотопроводящей антенне, представляющей собой пластину полупроводника, чаще всего используются кристаллы арсенида галлия (LT-GaAs) или арсенида индия (InAs), на которую нанесены два параллельных металлических электрода на расстоянии порядка 50-200 мкм, к которым прикладывается разность потенциалов V_0 .



Рисунок 1.3. Иллюстрация принципа действия терагерцовой спектроскопии во временной области (Terahertz Time-Domain Spectroscopy (THz–TDS)). *а*) Схема генерации сверхширокополосного ТГц импульса в фотопроводящей антенне при воздействии на кристалл полупроводника фемтосекундного лазерного импульса. Показана типичная форма сверхширокополосного ТГц импульса, используемого в ТГц спектроскопии. *б*) Спектр представленного слева на рис. *а*) типичного ТГц импульса с шириной полосы порядка несколькиих ТГц. *в*) Схема ТГц импульсного спектрометра на проходящем излучении

При падении на антенну фемтосекундного лазерного импульса накачки (с длительностью $\tau < 100$ фс, типичной длиной волны порядка 800 нм при работе с волоконным Yb-лазером, работающим на второй гармонике, и высокой частотой повторения порядка 50-100 МГц) в полупроводнике происходит генерация носителей заряда – электронов и дырок, которые ускоряются за счет приложенного к кристаллу напряжения. Разделение электронов и дырок в полупроводнике формирует макроскопические поля пространственного заряда, ориентированные против приложенного поля, и таким образом внешнее приложенное электрическое поле экрани-

руется. Быстрые колебания электрического поля накачки создают конвективный ток, который генерирует короткий с длительностью $\tau < 500$ фс импульс электромагнитного излучения, который в основном лежит в ТГц диапазоне.

Принцип действия ТГц импульсной спектроскопии предполагает зондирование объекта сверхкоротким импульсом излучения длительностью всего 0.2-2.0 пс и регистрацию прошедшей через объект (или отраженной, что реже) ТГц электромагнитной волны с высоким временным разрешением (~50.0 фс). Столь высокое временное разрешение удается реализовать именно благодаря использованию ультракоротких лазерных оптических импульсов при генерации и детектировании ТГц излучения. Импульс ТГц излучения имеет широкий частотный спектр, простирающийся от 0.1 до 3.0-10 ТГц в зависимости от параметров фотоантенны (см. рис. 1.3 б), что позволяет анализировать спектральные характеристики исследуемого образца (ТГц спектроскопия) [27, 32-35], а также изучать внутреннюю структуру объекта (ТГц томография) [36-39]. Типичная схема стандартного терагерцового THz-STD спектрометра, работающего на проходящем излучении, показана на рис. 1.3 в. Излучение лазера разделяется на два пучка, один из которых подается на фотопроводящую антенну для генерации ТГц импульса, а другой используется для создания временного строба на фотодетекторе, сигнал которого отражает профиль электрического поля ТГц излучения. Проходящий через образец импульс, который искажается вследствие дисперсии и поглощения в анализируемом образце, также фиксируется детектором. Если изменять время задержки между импульсами, то можно измерить зависимость от времени напряженности электрического поля ТГц импульса, фиксируя не только амплитуду прошедшего через образец излучения, но и его фазу (спектроскопия во временной области).

Здесь следует отметить, что технология терагерцовой импульсной спектроскопии и томографии [37] рассматривается в настоящее время как одна из наиболее перспективных технологий получения изображений скрытых объектов в ТГц диапазоне благодаря ряду уникальных преимуществ по сравнению с такими традиционными существующими технологиями визуализации, как рентгеновские снимки, компьютерная томография, ПЭТ, УЗИ и МРТ. В частности, терагерцовая импульсная томография рассматривается как эффективное решение для обеспечения трехмерной визуализации внутренней структуры электронных приборов (например, транзисторов или интегрированных микросхем) для неразрушающего контроля качества сборки или состояния после эксплуатации электронных компонент. На рис. 1.4 *а* показано одно из первых изображений полупроводниковой микросхемы [30], восстановленное с использованием излучения, прошедшего через корпус микросхемы, которое прозрачно для Т-лучей. На изображении хорошо видны проводники и кристалл полупро-

водника, расположенный в центре корпуса. Рис. 1.4 б показывает соответствующее изображение в оптическом диапазоне. Рис. 1.4 *в-д* показывают соответствующие оптическое и восстановленное с использованием метода терагерцовой импульсной томографии изображения мощного SiC транзистора, взятые из работы [40].





Для получения изображений использовались импульсы с шириной полосы примерно от 0.08 до 4 ТГц. Пространственное разрешение, которое удалось получить исследователям, было достаточно высоким и составляло порядка 50 мкм. Следует отметить, что при решении задач неразрушающего контроля электронных приборов терагерцовая спектроскопия во временной области дает значительные преимущества по сравнению с существующими методами, такими как рентгеноструктурный анализ, который обеспечивает только двухмерные изображения и может повредить свойства полупроводника в устройстве, или ультразвуковое сканирование, которое обеспечивает малое пространственное разрешение и трудно реализовывается на практике [37].

Следует отметить также чисто научную задачу в области искуствоведения, связанную с неразрушающими исследованиями произведений искусства, с использованием ТГц спектроскопии [41-43]. Например, существует возможность исследования фресок, скрутых под слоем штукатурки, либо под слоем нового изображения, как в европейских церквях, где новые рисунки часто наносились непосредственно на старые изображения [44, 45].

Терагерцовые технологии могут найти широкое применение в производстве и контроле качества полупроводниковых кристаллов [25]. Уже в настоящее время терагерцовая спектроскопия во временной области способна оценить различные свойства полупроводниковых образцов, такие как мобильность, проводимости, плотности носителей заряда, частота плазменных колебаний [46, 47]. Сильной стороной терагерцовой технологии являются широкие возможности визуализации: например, можно представить себе уровень легирования ионно-имплантированных кремниевых пластин в различных точках пространства.

1.3.2. Биомедицинские приложения

Другим приложением терагерцовой импульсной спектроскопии и томографии являются разнообразные биомедицинские приложения [18]. Так, в настоящее время метод терагерцовой спектроскопии во временной области был применен к самым различным материалам, включая сложные органические молекулы и полимеры, лекарства, раковые ткани, ДНК, белки и бактерии. Взаимодействуя с веществом, кванты ТГц излучения возбуждают либрационные и колебательные низкоэнергетические уровни молекулы, ввиду чего ТГц спектральные характеристики высокомолекулярных соединений имеют массу характерных особенностей. Основное отличие ТГц спектроскопии от традиционной инфракрасной спектроскопии связано с возможностью наблюдать спектры межмолекулярных колебаний в ряде химических веществ и органических молекул, при этом спектры самих молекул могут проявляться в инфракрасной области [48]. Очевидно, что исследования межмолекулярных колебательных спектров позволит более детально понять динамику больших органических молекул, что актуально для задач биохимии.

Другим важным и активно развивающимся приложением Т-лучей в биологии и медицине является фармакология и фармацевтика [49, 50]. Среди ярких примеров использования терагерцового излучения назовем быструю классификацию (в том числе в реальном времени) полиморфов в химии и фармацевтике. Рис. 1.5 показывает спектры поглощения терагерцового излучения пяти полиморфных форм сульфатиазола (противомикробного препарата), которые показывают, что все полиморфные формы достаточно легко отличимы в ТГц диапазоне благодаря существенно разным спектрам, более того, при наличии в образце нескольких форм достаточно легко оценить весовые доли каждой [49]. Кроме выделения различных полиморфных форм химических соединений, терагерцовая спектроскопия может быть использована для характеристики кристаллических свойств лекарств и наполнителей, а также измерений (как в лабораторных условиях, так и в режиме реального времени при производстве) толщины покрытий и однородности лекарственного вещества в препаратах, выпускаемых в форме таблеток с оболочкой, структурной визуализации и трехмерного химического изображения твердых лекарственных форм.



Рисунок 1.5. Спектры поглощения в терагерцовом диапазоне 5 полиморфных форм (отмечены римскими цифрами) сульфатиазола – противомикробного препарата. Спектры сдвинуты вертикально друг относительно друга и нормализованы для удобства рассмотрения (данные взяты из работы [49])

Активно развивается изучение белков, ДНК и различных видов раковых клеток с использованием ТГц сигналов. В настоящее время соответствующие подходы и идеи пока еще не доведены до коммерческого использования, тем не менее в этом направлении наблюдается определенный прогресс. В частности, в работах [51-53] было отмечено, что существует возможность выделения гибридизированной и денатурированной ДНК, что делает перспективным использование терагерцовых технологий для создания безреагентных сенсоров биоматериалов, включая ДНК [54-57].

Активно развивается и диагностика раковых опухолей с использованием ТГц спектроскопии и томографии [58, 59]. Поглощение ТГц излучения сильно зависит от полярных молекул, таких как вода, поэтому существует возможность неинвазивной ранней диагностики раковых заболеваний за счет обнаружения и визуализации необычных отражений от раковой ткани, которая имеет отличающийся уровень гидратации от нормальной здоровой ткани. Рак кожи визуализируется с помощью отражения ТГц излучения с разрешением около 350 мкм и 40 мкм в продольном и вертикальном направлении соответственно, а глубина проникновения в ткань может быть обеспечена порядка 1 мм. Интересно, что абсорбция ТГц волн во льду значительно меньше, чем в воде, поэтому более эффективно обнаружение раковых клеток в образцах замороженной ткани [60]. Важно, что терагерцовые волны в этом случае могут быть использованы в режиме реального времени, например во время хирургических операций, чтобы подтвердить полноту удаления раковой ткани. Это значительно снижает потребность в повторном хирургическом вмешательстве. Дейсвтительно, после удаления раковой ткани хирург осматривает область, где располагалась раковая опухоль, и делает биопсию, чтобы определить, что после операции остались только здоровые клетки. При выполнении операции в случае рака груди биопсия также включает процедуру проверки синаптических узлов. Обработка результатов биопсии может занять 2-3 недели лабораторных анализов, и, как показывает клиническая практика, примерно в 30% случаев требуется повторная операция. При наличии оборудования, которое может сделать этот тест в режиме реального времени, потребность в повторных операциях может быть значительно снижена. Ряд исследований показал большие перспективы использования ТГц волн в качестве инструмента во время операций по удалению рака кожи, молочной железы, прямой кишки и т. д. Экспериментальные исследования проводились в St Mary's Hospital of Imperial College London с испопользованием ТГц сканирующей системы ТРІ Imaga1000 фирмы TeraView Ltd. (Кембридж, Великобритания). ТГц сканер позволяет хирургу проверить удаленную ткань в реальном времени с высокой степенью точности (до 70-80%) и осуществлять дальнейшие хирургические действия, имея результаты сканирования ткани на предмет раковых клеток. Пример ТГц изображения здоровой и раковой ткани показан на рис. 1.6, на котором хорошо видны четкие различия между ними [61].



Рисунок 1.6. ТГц изображение удаленной при операции ткани толстой кишки: светло-зеленая зона слева соответствует нормальной ткани толстой кишки, красная область справа – измененной ткани из области, прилегающей к опухоли (из работы [61])

Не менее важным медицинским приложением терагерцовой импульсной томографии является стоматология, где существует возможность диагностировать различные типы ткани в человеческом зубе, обнаружить кариес на ранней стадии во внутренних слоях эмали и контролировать раннюю эрозию эмали на поверхности зубов [34, 62]. Отсутствие визуальных особенностей поражения на поверхности зуба делает раннее обнаружение кариеса весьма затруднительным и даже практически невозможным в клинической практике. Рентгеновское обследование, являющееся одним из наиболее распространенных методов, используемых для обнаружения поражения зубной ткани, диагностирует проблемы только на относительно поздних стадиях, когда удаление зараженной ткани и установка пломбы являются единственным доступным методом лечения, чтобы остановить дальнейшее развитие заболевания. Если кариес обнаружен достаточно рано, то процесс можно обратить вспять без необходимости хирургических операций. Следует отметить, что зубная ткань практически лишена воды, которая способствует сильному затуханию ТГц волн, что в случае обнаружения раковых клеток является препятствием. Поэтому создание новых методов ТГц диагностики и томографии деминерализации зубной ткани, которые были бы значительно более безопасны и отличались бы более высокой контрастностью получаемых изображений по сравнению с традиционными рентгеновскими методами, выглядит очень перспективным и важным. Отметим также, что имеются сообщения о ТГц диагностике роговицы глаза [63] и ожогов кожи [64].

1.3.3. Сельское хозяйство и пищевая промышленность

Следует также для полноты картины приложений Т-лучей отметить широкие перспективы ТГц мониторинга в сельском хозяйства и пищевой промышленности (оценка повреждения плодов, содержания воды в овощах, качества продуктов и алкогольных напитков и т. д. [65, 66]). В работе [67] разработана методика определения с высокой степенью точности содержания этанола и сахара в жидкостях с использованием ТГц спектроскопии по измеряемым действительным и мнимым частям комплексного показателя преломления. Точность содержания этанола в тестовых образцах была определена около 1% при малых концентрациях. Аналогичные результаты были получены и при измерениях концентрации алкоголя в коммерческих алкогольных напитках, что делает возможным использование подобных технологий для контроля качества продукции непосредственно в бутылках после расфасовки.

1.3.4. ТГц технологии для безопасности

Вместе с тем радиовидение в ТГц диапазоне не ограничивается только научными и технологическими задачами. Поэтому обнаружение,

идентификация и характеристика наркотиков, взрывчатых веществ и оружия, скрытых под одеждой, для предотвращения преступлений и террористических актов представляется одним из важных направлений применения Т-лучей. ТГц спектры различных взрывчатых веществ и наркотиков имеют ярко выраженные особенности, делая ТГц спектроскопию принципиально важной для современных систем безопасности, позволяя, например, диагностировать наличие следов наркотиков или взрывчатых веществ по наблюдаемым спетрам [28]. Одновременно электромагнитные волны с частотами ниже 3 ТГц могут свободно проходить через одежду, упаковочную тару, конверты, поэтому запрещенные вещества и предметы могут быть автоматически идентифицированы с использованием ТГц мультиспектральных изображений и пространственного компонентного анализа без необходимости физического вскрытия упаковки [68]. Учитывая, что ТГц излучение является неионизирующим, подобные технологии могут быть применены при сканировании во время контроля безопасности в аэропортах и других местах массового скопления людей.

В настоящее время начаты разработки датчиков для обнаружения опасных веществ в воздухе с использованием ТГц спектроскопии. В частности, подобные системы важны для обнаружения в воздухе опасных примесей, например окиси углерода при пожарах, когда мониторинг состава воздуха на основе датчиков ИК диапазона ограничен из-за наличия бетонных перегородок и стен [69, 70].

1.3.5. ТГц зондирование атмосферы Земли и применения в науках о космосе

Одной из серьезных проблем радиовидения в ТГц диапазоне является проблема атмосферных условий. При атмосферном распространении имеет место значительное поглощение ТГц электромагнитных волн. Рис. 1.7 а иллюстрирует зависмость затухания электромагнитных волн в атмосфере в зависимости от частоты. Из него видно, что имеет место сравнительно сильное поглощение атмосферы Земли, определяемое резонансными спектрами поглощения водяного пара (H₂O) и молекулярного кислорода (O_2). Одновременно можно выделить 4 относительно узкие зоны прозрачности атмосферы в окрестности частот 35, 94, 140 и 230 ГГц, отмеченные серым на рис. 1.7 а. С продвижением в область более высоких частот поглощение значительно увеличивается, как показано на рис. 1.7 б. Кроме того, поглощение ТГц излучения сильно зависит от погодных условий, в частности, поглощение увеличивается с ростом температуры и влажности, например, наиболее неблагоприятная условие выполняется в жарких тропических климатических условиях (ср. кривые 1-3 на рис. 1.7 б) [71, 72].



Рисунок 1.7. Абсорбция А электромагнитных волн в атмосфере Земли в зависимости от частоты. (а) КВЧ-диапазон. Серыми полосами показаны области относительной прозрачности атмосферы. (б) Терагерцовый диапазон. Кривая 1 соответствует случаю высокой влажности (относительная влажность 90%, температура 35°С), кривая 2 – нормальным условиям (относительная влажность 44%, температура 20°С) и кривая 3 – зимним условиям (относительная влажность 44%, температура -10°С)

Это является достаточно серьезным препятствием для задач как радиовидения, так и передачи информации в терагерцовом диапазоне на относительно больших расстояниях. Вместе с тем эти ограничения снимаются при увеличении высоты над поверхностью Земли, что делает перспективной разработку высокоскоростных защищенных ТГц систем связи, характеризующихся рекордными скоростями (до 60-100 Гбит/с) и не перехватываемых с поверхности Земли, а также систем ТГц локации для больших высот и космоса [73]. С другой стороны, сильная чувствительность абсорбции ТГц волн в зависимости от состояния атмосферы, погодных условий, загрязнений воздуха открывает возможности по созданию различных систем автоматизированного мониторинга для целей экологии (выявление различных загрязнений атмосферы [74, 75]).В настоящее время использование ТГц технологий занимает важное место в глобальном экологическом мониторинге Земли. Системы наблюдения Земли Microwave Limb Sounder (EOS-MLS) на борту спутника «Aura» НАСА была запущена в июле 2004 года [76]. Ее основное предназначение – мониторинг химических соединений (OH, HO₂, H₂O, O₃, HCl, ClO, HOCl, HNO₃, N₂O, CO, HCN, вулканический SO₂ и т.д.) и льда в атмосфере, облачного покрова и температуры. Гетеродинный радиометр измеряет тепловое излучение в диапазонах частот вблизи 0.12, 0.19, 0.24, 0.64 и 2.5 ТГц. Основными целями являются получение информации об озоне для лучшего понимания процессов глобального потепления, оценка количественных параметров того, как состав атмосферы влияет на климат, изучение загрязнения в верхних слоях тропосферы.

На микроволновую и ТГц области шкалы электромагнитных волн приходится большая часть реликтового излучения космоса, имеющего спектральный состав, характерный для абсолютно черного тела с температурой :3°К. В начале 2006 году был запущен астрономический спутник AKARI с 68.5 см телескопом, регистрирующим излучение в диапазоне длин волн 1.7-180 мкм [77] для изучения процессов образования и эволюцию галактик, звезд и планетарных систем.

Также в настоящее время на плато на высоте 5000 м над уровнем моря недалеко от пустыни Атакама на севере Чили создан ТГц радиотеле-«Атакамская получивший название большая миллиметроскоп, вая/субмиллиметровая решетка» (Atacama Large Millimetre Array) [78]. Система представляет собой массив из 66 7- и 12-метровых радиотелескопов, объединенных в единый радиоинтерферометр, что эквивалентно одной антенне 14 км в диаметре. Радиотелескоп обнаруживает и регистрирует электромагнитные волны, проходящие через окна прозрачности атмосферы между 30 и 950 ГГц (см. рис. 1.7а). Данная система предназначена для поиска и исследования новых галактик, отстоящих от Солнца на расстояния до 13 миллиардов световых лет, рождение новых солнечных систем, внеземные органические молекулы.

1.3.6. ТГц беспроводные коммуникации

Очевидно, что возможность работы в терагерцовом диапазоне частот может существенно улучшить беспроводные коммуникационные системы подобные Wi-Fi и Bluetooth, поскольку это позволило бы во много раз повысить скорость передачи данных и увеличило бы их полосу пропускания [79]. Информационный поток в современных телекоммуникационных системах быстро растет и, как следствие, имеет место постоянное увеличение несущей частоты информационных сигналов. Это иллюстрирует рис. 1.8, на котором показано увеличение частоты беспроводных систем связи начиная с первых опытов Г. Маркони и А.С. Попова. Из графика видно, что скорость увеличения частоты может быть оценена примерно как в 1.12 раза в год.

Во второй половине XX столетия благодаря спутниковой связи несущая частота систем связи перешла в СВЧ диапазон, где позже были реализованы и беспроводные системы передачи данных на короткие расстояния, например, Wi-Fi. Одновременно развивались и проводные системы передачи информации, в частности волоконно-оптические системы связи, где рекордная скорость передачи данных уже превышает терабайт в секунду. Однако несмотря на все успехи коммуникационных технологий, скорость передачи данных в беспроводных сетях в настоящее время остается относительно небольшой по сравнению с проводными системами. Поэтому продвижение беспроводных систем передачи данных в ТГц диапазоне представляется весьма перспективным для приницпиального улучшения беспроводных систем связи, позволив в перспективе достичь скоростей передачи данных на уровне 10-100 Гбит/с [80, 81].



Рисунок 1.8. Увеличение несущей частоты информационных сигналов беспроводных систем связи за последние 120 лет

В настоящее время уже разработана система беспроводной связи в диапазоне частот 120 ГГц, которая обеспечивает передачу данных со скоростью порядка 10 Гбит/с [82], которая достаточна, чтобы скачать обычный фильм в высоком разрешении (HD-качества) за несколько секунд. В ближайшем будущем ожидается увеличение несущей частоты в два раза, и как следствие, будет достигнута скорость передачи данных порядка 40 Гбит/с. Можно ожидать, что для беспроводной связи внутри помещений на коротких расстояниях могут быть использованы еще более высокие частоты вплоть до 0.5-1.0 ТГц, а следовательно можно ожидать увеличения скорости передачи информации до 100 Гбит/с. Так, в работе [83] описан прототип системы передачи данных, работающей на частоте 542 ГГц. Несущий сигнал генерировался резонансным туннельным диодом, а амплитудная модуляция была реализована за счет прямой модуляции параметров диода. Была продемонстрирована возможность реализации передачи информации с низким уровнем вероятности ошибки на бит (BER) [84]: BER = 2×10^{-8} И BER = 3×10^{-5} при скорости передачи данных 2 и 3 Гбит/с соответственно.

1.4. Устройства для генерации излучения ТГц диапазона

Из вышесказанного становится понятным огромный потенциал ТГц диапазона частот для различных научных, коммерческих и военных применений, важность освоения которого трудно переоценить. Первым сообщением о регистрации электромагнитного излучения терагерцового диапазона следует считать работу Генриха Рубенса, изучавшего тепловое ТГц излучение абсолютно черного тела в 1897 г. [85]. Первые физические опыты в области ТГц частот относятся к 1920 г., когда американские естествоиспытатели Никольс и Тир с помощью искрового генератора получили колебания с частотой 1.363 ТГц [87]. Одним из первых относительно мощных источников некогерентных ТГц волн стал созданный в начале 20-х годов XX века в Московском государственном университете российским физиком Александрой Андреевной Глагольевой-Аркадьевой так называемый «массовый излучатель», представляющий собой сосуд с алюминиевыми опилками, взвешенными в вязком масле. Опилки, являющиеся подвижными вибраторами Герца, при пропускании через них электрической искры излучают электромагнитные волны. Благодаря малым размерам вибраторов на такой установке удалось получить волны длиной от 5 см до 82 мкм, которые заполнили «терагерцовый провал» на шкале электромагнитных волн между спектрами оптического и СВЧ-излучения [87]. Однако это были отдельные работы, которые на тот момент не нашли продолжения. Наука и техника ТГц волн начала активно развиваться с 60-70-х годов XX столетия, когда стали доступны первые эффективные источники и приемники такого излучения. Сейчас это бурно развивающееся направление, имеющее большие перспективы в разных отраслях народного хозяйства и военной техники. Вместе с тем, как уже отмечалось в начале главы, главной проблемой освоения ТГц диапазона является отсутствие эффективных методов генерации, модуляции и детектирования ТГц сигналов.

И хотя в настоящее время уже существуют приборы, способные генерировать терагерцовое излучение, например гиротроны [88, 89], лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) [90, 91], лампы обратной волны (ЛОВ или карсинотроны) [92], квантовые каскадные лазеры (ККЛ) [93], диоды Ганна и др. [16, 18, 94, 95], оптические методы генерации ТГц излучения, в частности оптико-терагерцовые преобразователи на основе фотопроводящих антенн (см. рис. 1.3), более дешевые и простые в эксплуатации ТГц фотосмесители [96, 97], из-за сложностей в эксплуатации, низкой эффективности и/или недостаточной надежности их применение чаще всего ограничивается научными исследованиями, и, таким образом, этот диапазон по-прежнему остается малодоступным для широкого использования в высокотехнологичных отраслях экономики. В первую очередь, это связано с отсутствием мощных источников когерентного ТГц излучения из-за серьезных технических ограничений на абсолютные значения величины продольного (ведущего) магнитного поля в современных гиротронах, сложности и высокой стоимости ЛСЭ и синхротронов, низкой эффективности оптико-терагерцовых преобразователей и слишком малой мощности полупроводниковых схем.

Мы можем выделить три основных класса приборов, которые широко используются в настоящее время для генерации и усиления ТГц излучения:

• вакуумные и плазменные приборы, использующие свободные носители заряда для генерации или усиления суб-ТГц/ТГц излучения, включая лазеры на свободных электронах;

• приборы твердотельной электроники, включая квантовые каскадные лазеры;

• устройства фотоники, используемые для генерации ТГц излучения.

Следует отметить, что подобное деление несколько условно. Так, в ряде обзоров квантовые каскадные лазеры и лазеры на свободных электронах относят к лазерам, то есть к устройствам фотоники (см., например, [97]). Иногда квантовые каскадные лазеры рассматривают как отдельный класс приборов, находящийся в промежуточном состоянии между устройствами фотоники и твердотельной электроники. Понимая всю условность классификаций, мы будем придерживаться в дальнейшем при обсуждении источников терагерцовых волн приведенного подхода.



Рисунок 1.9. Мощность электромагнитного излучение как функция частоты для различных источников ТГц волн. Внизу показано заполнение области терагерцового провала на карте параметров «мощность – частота» различными классами ТГц полупроводниковых приборов. Различным цветом показаны области мощностей и частот, которые осваиваются различными типами приборов

На рис. 1.9 показана диаграмма, иллюстрирующая достигнутые мощности электромагнитного излучения различных типов ТГц источников (вакуумных, твердотельных и оптических) в зависимости от частоты. Наиболее интересный для нас диапазон от 100 ГГц до 10 ТГц показан на вставке, расположенной внизу рисунка, где приведены данные об устройств фотоники и твердотельной электроники. Штриховая линия соответствует средним уровням мощности, достигнутым в настоящее время в каждом частотном диапазоне. Различными символами отмечены достигнутые средние мощности различных ТГц устройств: (1) электровакуумные приборы: символ Δ соответствуют гиротронам, работающим в ТГц диапазоне, \Box – Новосибирскому лазеру на свободных электронах (ЛСЭ), который демонстрирует рекордные мощности в диапазоне частот свыше 1 Тгц, ◊ – ЛСЭ, созданному в Jefferson Lab (США), O – рекордным результатам по компактному регенративному ТГц ЛБВ–генератору, ▲ – оротронам, ▼ – промышленно выпускаемым клистронам с распределенным взаимодействием, • – ТГЦ ЛОВ, которые в настоящее время успешно работают в диапазоне частот до 2 Тгц, □ – релятивистским приборам (виркаторам, релятивиским ЛОВ); (2) полупроводниковые и сверхпроводящие приборы и устройства: символ + соответствует ТГц квантовым каскадным лазерам, работающим в диапазоне выше 2 ТГц, 🖈 – диодам Ганна, 🔳 – массивам джезефсоновских контактов, а на нижнем рисунке введены следующие обозначения наиболее перспективных устройств ТГц диапазона: ІМРАТТ – лавинно-пролетные диоды, ММІС – монолитные микроволновые интегральные схемы, которые включают транзисторы с высокой подвижностью электронов (НЕМТ), RTD – резонансные тунельные диоды, TUNNET – лавинно-пролётные диоды с туннельной инжекцией носителей, SBDFM - умножители частоты на основе диодов с барьером Шоттки (SBD), QSL - квантовые каскадные лазеры; (3) устройства фотоники: символ × соответствует оптически накачиваемым молекулярным лазерам, DFG – ТГЦ источникам на разностных частотах с нелинейными оптическими кристаллами, p-GE – лазерам на межподзонных переходах в дырочном германии (p-Ge).

В данной монографии уделено внимание различным источникам ТГц излучения. Так, главы 2-7 посвящены вакуумным усилителям и генераторам ТГц излучения; главы 8 и 9 – устройствам на основе полупропроводниковых наноструктур (как сверхпроводящих, так и работающих при комнатных температурах); наконец, некоторые вопросы разработки оптических генераторов ТГц диапазона обсуждаются в 10 и 11 главах данной ммонографии.

Анализируя рис. 1.9, построенный путем обработки данных большого числа различных научных периодических источников, можно сделать некоторые общие выводы, касающиеся современных источников суб-ТГц/ТГц излучения. Во-первых, максимальная мощность электромагнитного излучения с использованием единственного прибора (т.е. без сложения мощностей от различных сфазированных источников) на всех частотах была достигнута на устройствах вакуумной электроники: в области частот до 100 ГГц – это релятивистские магнетроны, карсинотроны, клистроны, виркаторы; в диапазоне частот до 0.2-1 ТГц – это мазеры на циклотронном резонансе, в первую очередь, гиротроны; на частотах выше 1 ТГц рекорд мощности принадлежит ЛСЭ. Во-вторых, максимально достижимая мощность как твердотельных, так и вакуумных приборов обратно пропорциональна квадрату частоты $P \sim f^{-2}$, как показано на рис. 1.9 штриховыми линиями. Это следствие ограниченности продольных размеров устройств из-за уменьшения длины волны с ростом частоты, вследствие необходимости ограничить возможность пробоев и фазовые набеги при переносе носителей заряда через пространство дрейфа приборов. Данный закон $P \sim f^{-2}$ выполняется в суб-ТГц области до частот порядка 200 ГГц, однако на больших частотах максимальная мощность резко падает, образуя уже рассмотренный выше «терагерцовый провал». Для вакуумных приборов это связано со значительными технологическими трудностями при продвижении классических приборов О-типа в ТГц диапазон: во-первых, необходимо использовать электронные пушки с большой компрессией, во-вторых, малый первеанс и большое сопротивление электронных потоков по постоянному току, в-третьих, использование резонаторов с большими волновыми сопротивлениями, Bчетвертых, малые размеры электродинамических систем и жесткие допуски на их изготовление. Для мазеров на циклотронном резонансе продвижение в область все больших частот связано с необходимостью увеличения ведущих магнитных полей, альтернативой здесь является работа на высших гармониках циклотронной частоты. Для твердотельных приборов падение максимально достижимой мощности с ростом определяется также целым фундаментальных, определяемых конкретным типом прибора, и технологических факторов. Так, с ростом частоты при продвижении в ТГц диапазон, вопервых, возникает проблема трудности изготовления резонансных электродинамических систем малых размеров, во-вторых, возрастает влияние паразитных индуктивностей и емкостей, связанных с контактами полупроводникового кристалла, а также элементов связи активного элемента с внешней резонансной системы, что существенно ограничивает рабочие частоты конкретных устройств. В приборах, основанных на квантовых эффектах, наблюдается также резкое возрастание электрических потерь с ростом рабочей частоты. В приборах с доменным транспортом (диоды Ганна, сверхрешетки и т. д.) увеличение частоты ограничено насыщением скорости носителей заряда в полупроводниковых кристаллах, поэтому вызывают интерес полупроводниковые материалы с достаточно большими скоростями электронов по сравнению, например, с традиционным GaAs.

Говоря о мощных источниках суб-ТГц и ТГц излучения можно выделить три характерные области по частотам и мощности на рис. 1.9, которые отличаются уже реализованным или планируемым использованием

соответствующих приборов. В случае относительно низких частот 1-100 ГГц и пиковых мощностей 1-10 ГВт наиболее важными приложениями устройств, способных генерировать подобные мощности, – виркаторов, релятивистских карсинотронов (РЛОВ), релятивистских клистронов и т.д. (пиковые мощности отмечены символом) на рис. 1.9), являются использование их в качестве источников микроволн для электронного оружия (е-бомб), которые могут «отключать» или уничтожать электронные устройства, оставляя живым персонал и инфраструктуру противника [98, 99] и систем дальней импульсной радиолокации [100, 101]. В области частот 30-300 ГГц и мощностей 0.01-10 МВт вызывают интерес исследования устройств, среди которых, в первую очередь, стоит назвать гиротроны (пиковые мощности отмечены символом Δ на рис. 1.9), для нагрева плазмы [102, 103], радаров высокого разрешения [104, 105], нелетального оружия [106]. В области частот 0.5-3 ТГц и мощностей порядка 0.1 Вт – 100 кВт приложения соответствующих приборов (как вакуумных и твердотельных, так и устройств фотоники) черезвычайно широки и обсуждались в подробностях выше: коммуникации, радиовидение, космические исследования, биомедицинская технология, спектроскопия, безопасность.

1.5. Вакуумные усилители и генераторы ТГц сигналов

На рис. 1.10 показана таблица с классификацией перспективных вакуумных усилителей и генераторов ТГц излучения, проведенной по физическим эффектам, приводящим к эффективному взаимодействию пучков заряженных частиц с ТГц электромагнитным полем.

Одним из первых и наиболее распространенных маломощных широкодиапазонных вакуумных генераторов ТГц излучения является лампа обратной волны О-типа, которая была создана в 60-х годах XX столетия во Франции (корпорация «Thomson-CSF») [107] и в СССР (корпорация «Исток») [108]. В ЛОВ имеет место распределенное взаимодействие электронов с замедленными волнами периодических замедляющих систем (3С) в условиях черенковского резонанса, которое обеспечивает передачу определенной части энергии заряженных частиц высокочастотному полю. Амплитуда отрицательной пространственной гармоники электромагнитной волны, распространяющейся вдоль периодической ЗС при удалении от ее рабочей поверхности, экспоненциально затухает, вследствие чего взаимодействие электронов и электромагнитной волны осуществляется с неоднородным по толщине пучка высокочастотным полем. При наличии пульсаций и обедненного слоя в сформированном электронном потоке, а также слабого импеданса связи поля волн пространственного заряда и волн электромагнитного поля отрицательной пространственной гармоники ЗС типа «гребенка» или «встречные штыри» в диапазоне ТГц частот выходная мощность ЛОВ существенно уменьшается [109] и составляет величины порядка 1-100 мВт (показано символами • на рис. 1.9). ЛОВ, разработанные в корпорации «Исток» (Россия), в настоящее время «перекрывают» диапазон до 2 ТГц [110].



Рисунок 1.10. Класисфикация перспективных электровакуумных устройств ТГЦ диапазона

1.5.1. Лампы обратной волны и клинотроны

Одним из эффективных методов увеличения мощности ЛОВ миллиметрового и субмиллиметрового диапазона является ЛОВ с наклонным по отношению к ЗС электронным пучком – клинотрон, предложенный в 1956 г. в Харьковском ИРЭ АН УССР [111]. В клинотроне применяют падающие под острым углом порядка 0.5-6° на рабочую поверхность ЗС (гребенки) ленточный электронный пучок. За счет этого по всей толщине ленточного пучка существенно возрастает импеданс связи поля волн пространственного заряда и электромагнитной волны отрицательной пространственной гармоники. Мощность выходного излучения клинотрона составляет 0.1-10 Вт, рабочие частоты реализованных приборов находятся в интервале 0.1-0.55 ТГц.

Существенным преимуществом ЛОВ и клинотронов является возможность быстрого управляемого электронного свопирования частоты излучения за счет изменения ускоряющего напряжения [112], что делает данные приборы широко востребованным в ТГц спектроскопии [24].

1.5.2. Лампы бегущей волны с замедляющей системой типа петляющий волновод

ЛОВ и клинотроны являются генераторами электромагнитных колебаний. Представляет значительный интерес создание усилителей ТГц диапазона, среди которых особый интерес вызывают лампы обратной волны (ЛБВ). Использование в качестве задающего генератора высокостабильного маломощного твердотельного генератора позволит создать на базе ЛБВ устройство с высокими качеством спектра и когерентностью ТГц излучения. В лампе бегущей волны, как и в ЛОВ, происходит взаимодействие пучка с синхронной замедленной электромагнитной волной ЗС, но в отличие от ЛОВ происходит взаимодействие с прямой пространственной гармоникой, и, как следствие, ЛБВ является усилителем электромагнитных колебаний.

Перспективной конструкцией приборов для работы в терагерцовом диапазоне частот являются ЛБВ на волнообразно изогнутых («петляющих») волноводах [112, 113]. ЗС типа петляющего волновода представляет собой набор диафрагм с отверстиями связи, собранный таким образом, что отверстия связи образуют петлеобразную структуру, при этом пролетный канал пересекает эту структуру перпендикулярно петлям связи. Причины использования систем типа петляющий волновод связаны с возникающими проблемами использования традиционных типов ЗС (спираль, цепочка связанных резонаторов) ЛБВ сантиметрового диапазона при переходе в мм и суб-мм диапазоны длин волн: недостаточное токопрохождение, теплоотвод, согласование замедляющей системы с элементами вывода мощности и т.п., что в первую очередь обусловлено малыми размерами СВЧ узлов прибора. Например, типичный диаметр пролетного канала для пучка в ЛБВ ТГц диапазона составляет 0.1-0.6 мм. Диаметр спирали для ЛБВ с частотой 95 ГГц и мощностью 10 Вт оценивается как 0.1 мм, а с частотой 300 ГГц и мощностью 1 Вт – 0.032 мм. Такие малоразмерные спиральные ЗС невозможно изготавливать, используя традиционные технологии. Миниатюрные размеры спирали и пролетного канала не позволяют обеспечить соосность спиральной ЗС и электронно-оптической системы формирования пучка, что приводит к значительному токооседанию на спираль и из-за ограниченного теплоотвода к ее разрушению. Кроме того, частотная характеристика спирали сильно зависит от диаметра пролетного канала. Поэтому в ТГц диапазоне необходимы другие конструкции ЗС, обеспечивающие необходимые электродинамические характеристики и обладающие повышенной теплостойкостью. Этим требованиям в наибольшей степени удовлетворяют системы типа петляющий волновод. Вопросы расчета характеристик ЛБВ и ЛОВ на петляющих волноводах суб-ТГц диапазона обсуждаются в главе 3 данной монографии.

Еще одним достоинством электродинамических систем типа петляющий волновод является возможность создания подобных 3С с использованием современных МЭМС технологии, в первую очередь, LIGA технологию (от немецкого Lltographie, Galvanoformung и Abformung – литография, гальваностегия, формовка), позволяющую методами рентгенолитографии создавать небольшие элементы с относительно большим отношением высоты к ширине, что и требуется при формировании 3С типа петляющий волновод, а также пролетных каналов для пучка. Процесс изготовления начинается с нанесения фотомаски на обрабатываемую поверхность. Затем лист подвергается экспонированию рентгеновскими лучами высокой энергии. Экспонированные участки, не защищенные маской, удаляются с помощью подходящего травителя, в результате чего образуются исключительно точные микроскопические элементы электродинамической системы [114].

Рис. 1.11 иллюстрирует типичную замедляющую систему типа петляющий волновод с пролетным каналом для цилиндрического пучка, изготовленную с помощью LIGA технологии для ЛБВ, рассчитанной на частоту 95 ГГц [115]. Замедляющая система с отверстием пролетного канала реализуется путем отдельного изготовления и дает соединения двух половинок (верхней и нижней) высотой h = H/2 = 0.9 мм. Каждая половинка 3С с половиной отверстия канала пучка изготовливается в рамках двухступенчатого технологического LIGA процесса [116]. На первом этапе формируется сама трехмерная электродинамическая микроструктура типа петляющий волнод, а на втором этапе формируется канала для пучка по центру структуры.

Двухстадийный процесс изготовления структуры решает проблему механических и термических повреждений ЗС, изготовленной с помощью LIGA технологии, при формировании канала пучка традиционным методом последующей электроэрозионной обработки канала пучка. Исследования показали, что допуск при подобном изготовлении элементов электродинамических систем не превышает 2-3 мкм а неровности поверхности не превышали 20-70 нм, что делает возможным использование двухступенчатого технологического LIGA процесса для изготовления ЗС на частоты 300 ГГЦ и более. Для работы с подобной системой была разработана электронная пушка с термокатодом, формирующая цилиндрический пучок с током 50 мА, толщиной 0.18 мм при ускоряющем напряжении 12 кВ [117].



Рисунок 1.11. Типичная замедляющая система ЛБВ на частоте 95 ГГц: а) схема одного периода ЗС с характерными размерами: высота a = 1.8 мм, ширина узкой стенки b = 0.3 мм, период p = 0.7 мм, высота H = 1.5 мм. Цилиндрический пучок имеет диаметр 0.18 мм и соответственно толщина пролетного канала $d_t = 0.3$ мм, б) схема всей замедляющей системы с элементами ввода/вывода сигнала. в) изготовленные с помощью технологиии LIGA половинки ЗС. Линейка градуирована в сантиметрах (из работы [115])

Наибольшего прогресса в создании миниатюрной ЛБВ ТГц диапазона достигла американская компания Northrop Grumman [112], работающая в рамках программы DARPA «Высокочастотная интегральная вакуумная электроника» (High Frequency Integrated Vacuum Electronics), направленной на достижение в ЛБВ уровня мощности 50-100 Вт на частоте 220 ГГц с полосой 5 ГГц. Произведение выходной мощности на ширину полосы частот при этом должно быть не менее 500 Вт.ГГц. Данные частотные характеристики обеспечивают скорость передачи данных сопоставимых с оптоволоконными линиями связи. В первом варианте устройства была разработана система, представляющая собой цепочку 5 ЛБВ с ЗС типа петляющий волновод с токами пучков 50 мА, ускоряющим напряжением 19 кВ и с выходной мощностью порядка 186 Вт при коэффициенте усиления 38.5 дБ. В 2013 году был разработан компактный вариант ЛБВ с одним лучом с повышенным током (100 мА) и выходной мощностью 91 Вт, КПД 4.6%, коэффициентом усиления 31.2 дБ и шириной полосы 3.5 ГГц при рабочей частоте 220 ГГц. В аналогичном европейском проекте «Оптически управляемые терагерцовые усилители» (Optically driven TeraHertzamplifiERs, OPTHER) ведутся работы по созданию вакуумного терагерцевого ЛБВ/ЛОВ-усилителя с использованием холодных катодов на основе автоэмиссии из углеродных нанотрубок [118]. В предлагаемой системе инфракрасный лазер, излучение которого модулировано на частоте ТГц диапазона, управляет эмиссией с холодного катода.

1.5.3. Оротроны

В диапазоне частот до 500 ГГц разрабатываются устройства – оротроны и генераторы дифракционого излучения (ГДИ), в которых используется излучение Смитта-Парселла (дифракционное излучение), возникающее при пролете заряженной частицы вблизи поверхности периодической ЗС. Ортрон был изобретен Ф.С. Русином и Г.Д. Богомоловым в 1965 году [119] и содержит открытый резонатор любого типа, образованный двумя зеркалами, поверхность одного из которых выполнена в виде периодической структуры (обычно гребенка) с периодом, меньшим длины волны генерируемых колебаний, над которым проходит плоский электронный пучок [120, 121]. Оротроны активно исследовались и разрабатывались в Институте радиотехники и электроники АН СССР (позже РАН); в Харьковском институте радиоэлектроники АН УССР (позже НАН Украины) под названием ГДИ; в Японии, где они получили название ледатронов, и в США, где сохранили перовоначальное название «оротрон». В настоящее время максимальная частота генерации, достигнутая на оротроне, составляет величину 410 ГГц при выходной мощности порядка 100 мВт и при сравнительно низком ускоряющем напряжении 4-5 кВ [122]. Более детально современное состояние исследование оротронов будет обсуждаться в главе 4.

1.5.4. Умножители частот миллиметрового диапазона

Следует также отметить широкие и до конца еще не реализованные возможности применения принципов преобразования частоты при освоении диапазона ТГц колебаний электровакуумными источниками. Вероятно, использование умножения частоты и современных достижений нанотехнологии в вакуумной электроники позволит в перспективе создать источники электромагнитных колебаний ТГц диапазона с плавной перестройкой частоты выходного сигнала и нерелятивистскими энергиями электронов [123]. В частности, в работе [124] представлены результаты разработки умножительных клинотронов, умножительных оротронов и умножительных орботронов и показаны высокие коэффициенты умножения частоты вплоть до 15.

1.5.5. Клистроны с распределенным взаимодействием

В настоящее время фирмой CPI Canada¹ разработаны и промышленно выпускаются ТГц клистроны с распределенным взаимодействием (КРВ) [125, 126]. В частности, КРВ W-диапазона (75-100 ГГц) был разработан фирмой СРІ для проекта HACA JPLCloudSat [127]. Основная идея КРВ состоит в использовании многозазорных резонаторов, в которых реализовано резонансное взаимодействие электронного пучка и стоячей электромагнитной волны в каждом резонаторе клистрона, содержащем несколько зазоров (промежутков взаимодействия пучка с полем). Подобный многозазорный резонатор имеет ряд преимуществ: в первую очередь, это повышение сопротивления связи резонатора, что обеспечивает более эффективную модуляцию электронного пучка в широком частотном диапазоне. Распределение резонансного электрического поля по нескольким зазорам в пределах одного резонатора снижает напряжение на каждом зазоре, уменьшая возможность возникновения пробоев. Высокий коэффициент усиления на единицу длины пространства взаимодействия позволяет уменьшить общую длину пространства взаимодействия КРВ, упрощая конструкцию постоянного фокусирующего магнита. В работе [128] показано, что эффективность КРВ примерно в четыре раза лучше, чем эквивалентного клистрона с однозазорными резонаторами. В настоящее время достигнуты следующие мощности при реализации КРВ, работающих в ТГц диапазоне с частотами до 300 ГГц [129]:

Все эти приборы построены на базе одного типового проекта путем масштабирования размеров резонаторов и параметров пучка с увеличение ем рабочей частоты. При увеличении частоты свыше 300 ГГц возникают существенные проблемы, ограничивающие дальнейший рост частоты КРВ, построенных путем дальнейшего масштабирования [112]. Размеры резонаторов можно продолжить масштабировать и на меньшие длины волн, но другие факторы, такие как омические потери, разброс скоростей электронов и тепловые нагрузки на электродинамическую систему становятся бо-

¹ Информация о продукции доступна по адресу http://www.cpii.com/product.cfm/ 7/40/218.

лее значительными, чем на более низких частотах. Снижение влияния эффектов омических потерь и теплового воздействия возможно при использовании мод высокого порядка, что как показывают оценки и расчеты позволит в перспективе продвинуться в диапазон до 700 ГГц [125]. В настоящее время разработана электронно-оптическая система и магнитная фокусирующая система КРВ [130], которая релизует прохождение пучка через канал диаметром 0.127 мм на длине 2.54 см. Дальнейший прогресс в этом направлении, видимо, связан с использованием плоских и многолучевых электронных пучков [125], снижающих влияние пространственного заряда, использованием холодных катодов, которые в настоящее время характеризуется низким временем жизни и нестабильными характеристиками [131], использованием различных микро- и нанотехнологий для производства элементов ЗС [125, 130]. Использование этих технологий, как предполагается, позволит создать КРВ с рабочей частотой порядка 700 ГГц и мощностью порядка 2 Вт в импульсном режиме (0.1 Вт в непрерывном, что соизмеримо с мощностью ТГц ЛОВ).

1.5.6. Наноклистроны ТГц диапазона

В работах [132-134] был рассмотрен новый подход к генерации ТГц излучения и предложен новый тип приборов, названный авторами «наноклистроном» – миниатюрный отражательный клистрон, который объединяет успехи вакуумной СВЧ микроэлектроники и современных полупроводниковых МЭМС технологии создания миниатюрных структур. В [132] рассмотрены прототипы подобного устройства на 640 ГГц и 1.25 ТГц. Для создания миниатюрной электродиамической структуры используется глубокое реактивное ионное травление кремниевых пластин. О размерах формируемой структуры можно судить по тому факту, что отверстие канала пучка для системы с рабочей частотой 1.25 ТГц составляет 20 мкм, а модуляционный промежуток между сетками резонатора – 5 мкм. В качестве источника электронов планируется холодный катод, состоящий из плотно упакованных углеродных нанотрубок, выступающих в качестве эмиттеров. Использование холодного катода позволяет увеличить плотность тока с него, а также снизить напряжение до 100 В. Для увеличения выходной мощности подобной системы рассматривается также возможность создания массивов наноклистронов. Надо отметить, что наноклистроны наряду с триодами являются единственными приборами вакуумной микроэлекроники, которые могут быть изготовлены с использованием микроэлектронной технологии [115].

В последних работах (см., например, [135]) предложено использовать также диэлектрические фотонные кристаллы для создания гибридных электродинамических структур для миниатюрных отражательных клистронов. Преимуществом подобных схем может стать возможность эффективной работы на высших модах. Полученные теоретические результаты предсказывают возможность получения в системе с гибридным резонатором выходной электромагнитной мощности порядка 380 мВт на частоте 300 ГГц, в то время как с обычным металлическим резонатором мощность не превышает 100 мВт. Более подробно о наноклистронах и их модификациях будет сказано в главе 5 монографии.

1.5.7. ТГц гиротроны

Вышесказанное позволяет утверждать, что диапазон эффективной работы разработанных нерелятивистских источников электромагнитного излучения ограничен со стороны коротких длин волн частотой 1.0-1.2 ТГц. Что касается генерирования мощных когерентных колебаний на частотах в интервале 1.0-3.0 ТГц, то в этом случае большие надежды возлагаются на релятивистские электровакуумные приборы, в которых эксплуатируют черенковское или дифракционное [136], циклотронное [137], а также ондуляторное излучение [138] электронов.

Значительные перспективы освоения ТГц диапазона колебаний открылись при создании мощных источников электромагнитного излучения на принципе циклотронного резонанса – мазеров на циклотронном резонансе (МЦР), в первую очередь гиротронов. Как известно, научный поиск в 60х годах минувшего века привел к созданию гиротрона и целого ряда других гирорезонансных устройств, принцип действия которых основан на синхронном взаимодействии криволинейного электронного пучка и электромагнитной волны: совокупное действие релятивистских эффектов и неоднородности высокочастотного поля на траекториях электронов в магнитном поле приводят к вынужденному циклотронному излучению на гирочастоте и ее гармониках [139, 140]. Впервые конструкция гиротрона описана в авторском свидетельстве СССР АС № 223931 от 24.03.1967 г. «Прибор для генерации электромагнитных колебаний сантиметрового, миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн». Конструкция канонического гиротрона включает адиабатическую магнетронно-инжекторную электронную пушку (МИП), формирующую трубчатый винтовой электронный пучок (ВЭП), сверхразмерный, слабонерегулярный цилиндрический резонатор с дифракционным выводом излучения, окно вывода излучения и коллектор электронного пучка. Гиротрон высокой мощности, как правило, дополнительно имеет встроенный квазиоптический преобразователь и коллектор электронов с рекуперацией остаточной энергии электронного пучка. Аксиальная симметрия канонического гиротрона и отсутствие в нем мелкомасштабных элементов способствуют его промышленному освоению. Использование сверхразмерных резонаторов с параметром сверхразмерности $S=s/\lambda^2 >> 1$, (где s – площадь поперечного сечения резонатора, λ - длина волны), позволяет при наличии соответствующих магнитных систем повышать рабочую частоту и наращивать выходную мощность (до мегаваттного
уровня и выше). Работа на квазикритической частоте при степени электродинамической селекции, обеспечиваемой резонаторами с дифракционным выводом энергии и электронной селекцией за счет выбора радиуса электронного пучка вблизи каустики рабочей моды, позволяет в настоящее время работать каноническим гиротронам на основном циклотронном резонансе на модах TE_{mp} с $m\sim30$ и $p\sim19$ при величинах параметра сверхразмерности S до нескольких сотен, и видны перспективы дальнейшего увеличения. Для ряда приложений представляет интерес тот факт, что большая сверхразмерность позволяет реализовать в гиротронах ступенчатую перестройку частоты путем изменения магнитного поля (медленная перестройка в широких пределах) или ускоряющего напряжения (быстро, но в малых пределах) с переходом с одной рабочей моды на другую [141, 142].

За минувшие годы в ряде ведущих стран (Россия, США, Япония, Германия, Франция и др.) созданы высокоэффективные гиротроны высокого уровня мощности, работающие в диапазонах от сантиметрового до субмиллиметрового [139, 140, 143]. Сформировался ряд фундаментальных научных направлений, успешное развитие которых фактически обусловлено наличием указанных источников. В настоящее время наиболее известными являются: нагрев, стабилизация и активная диагностика плазмы в установках управляемого термоядерного синтеза (УТС), получение новых материалов, медико-биологические исследования, спектроскопия (системы ЭПР и динамической ядерной поляризации в ЯМР) и многие другие. Каждое из приложений диктует свои направления развития гироприборов, которые проанализированы во второй главе книги.

Наиболее высокие частоты, реализованные к настоящему времени в гиротронах на основном гирорезонансе с использованием сверхпроводящих магнитов (криомагнитов), достигают 0.5 ТГц, а с импульсным магнитным полем – 1.3 ТГц при мощности 1.5 кВт (см. главу 2). Для реализации гиротронов на частотах порядка и более 1 ТГц необходимы сверхбольшие магнитные поля ($f(\Gamma\Gamma\mu) \sim 28 n B$ (Тл), где n – номер синхронной гармоники гирочастоты), поэтому вызывают значительный интерес гироприборы с технически реализуемыми магнитными полями на высших гармониках циклотронной частоты (*n*>1) [144]. Для спектроскопии и активной диагностики плазмы крайне востребованы долговременная стабильность выходных параметров и перестройка частоты гиротронов (как всегда, желательно и повышение КПД), но сложность задачи обостряется проблемой конкуренции мод и высоким уровнем омических потерь, особенно в гиротронах, работающих на гармониках циклотронной частоты в субтерагерцовом и терагерцовом диапазонах [137, 143, 145]. Вместе с тем в каноническом гиротроне весьма ограничены возможности перестройки частоты и селекции мод при работе на гармониках гирочастоты, что заставляет обратить внимание на другие варианты гироприборов.

В процессе гонки за достижением максимальных энергетических характеристик в силу разных причин «сошел с дистанции» и временно или навсегда оказался на обочине прогресса целый ряд гироприборов, отличающихся от канонической версии гиротрона. В этих приборах могут иметь место: секционированная активная среда или(и) секционированное пространство взаимодействия; нетрубчатый (ленточный или тонкий приосевой) винтовой электронный пучок (ВЭП), сильно-нерегулярный или нецилиндрический резонатор (коаксиальный, квазиоптический, эшелеттный и т.д.). В главе 2 монографии проведен анализ некоторых вариантов таких гиротронов, перспективных с точки зрения перестройки частоты и повышенной селекции мод при работе на гармониках гирочастоты.

1.5.8. Лазеры на свободных электронах

Среди источников излучения ТГц диапазона, эксплуатирующих излучение релятивистских электронов, в первую очередь стоит упомянуть синхротроны, излучение которых используется в прикладных целях в течение уже нескольких десятилетий, о чем подробно описано, например, в обзорах [146, 147]. Источники синхротронного излучения генерируют широкополосное излучение при движении электронов в магнитном поле. Однако интенсивность синхотронного излучения в терагерцовом диапазоне длин волн относительно невелика (см. рис. 1.12), что затрудняет использование синхотроннов для практических приложений.



Рисунок 1.12. Спектральная плотность излучения некоторых источников в терагерцовом и соседних, включая видимый оптический, диапазонах: лазеры на свободных электронах Джефферсоновской лаборатории (JLab FEL), Стэнфордского университета (Stanford), FOM-института в Нидерландах (FELIX), первой и второй очередей Новосибирского ЛСЭ (NovoFEL), терагерцового источника Джефферсоновской лаборатории (JLab THz), синхротронов и суб-пс компактных настольных лазеров

Наиболее мощными источниками, способными генерировать излучение ТГц диапазона, являются лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) – генераторы электромагнитных колебаний, действие которых основано на излучении электронов, колеблющихся под действием внешнего электрического и (или) магнитного поля и перемещающихся с релятивистской поступательной скоростью в направлении распространения излучаемой волны, при этом частота генерируемого излучения из-за эффекта Доплера сильно превосходит частоту колебаний электронов.

Излучение в ЛСЭ, как правило, реализуется при прохождении электронов через магнитное устройство, называемое ондулятором или виглером [148], в котором электроны движутся по периодической осциллирующей в пространстве траектории (см. рис. 1.13, где представлена схема взаимодействия электронного сгустка с плоским виглером-магнитом). Ондуляторное движение может вызываться винтовым магнитным полем, создаваемым током бифилярной спиральной обмотки (в таком ондуляторе электроны движутся по 3D траекториям, близким к спиральным), или же линейно-поляризованным полем, создаваемым последовательностью магнитов переменной полярности. Ондулятором могут быть также некоторое электростатическое устройство или оптическая волна большой интенсивности. Ондулятор (или виглер) помещают во внешний оптический резонатор (обычно резонатор Фабри-Перо) с многослойными диэлектрическими зеркалами, которые имеют высокие значения коэффициента отражения, но узкополосны и не выдерживают большой (порядка 100 кВт) мощности в резонаторе для маломощных ЛСЭ, или с медными зеркалами с золотым покрытием для мощных ЛСЭ.



Рисунок 1.13. Основные элементы конструкции лазера на свободных электронах. Поле накачки создается периодически расположенными магнитами – «виглер-магнитом», создающим периодические колебания в поперечном направлении электронов пучка. Поперечная составляющая скорости совпадает по направлению с электрическим полем излучения, локализованным в открытом резонаторе, образованном зеркалами В виглер с пространственным периодом *d* (см. рис. 1.13) вводятся короткие ультрарелятивистские электронные сгустки со скоростью

$$v_0 \approx c, \qquad \gamma = \sqrt{1/(1 - (v_0/c)^2)} >> 1.$$
 (1.1)

Частота колебаний электронов, движущихся по периодической траектории в виглере, равна $f_0 = v_0/d$. В системе координат, движущейся со скоростью электронного потока v_0 , частота колебаний электрона становится равной $f_s = v_0/d_s$, где из-за релятивистского сокращения длины период d ондулятора уменьшился в γ раз, то есть $d_s = d/\gamma$. Отсюда $f_s = c\gamma/d = \gamma f_0$. Следовательно, в собственной системе координат электрона частота его колебаний в γ раз больше, чем в лабораторной. Тогда частота излучаемых им волн с учетом эффекта Доплера

$$f = \frac{f_s}{\gamma (1 - (v_0 \cos \theta)/c)} = \frac{f_0}{1 - (v_0 \cos \theta)/c}.$$
 (1.2)

В ультрарелятивистском случае $\gamma^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{v_0}{c} \right)^{-1}$. Тогда в направле-

нии движения электронного пучка ($\theta = 0$), в котором частота максимальна, получим, что

$$f = 2\gamma^2 f_0, \tag{1.3}$$

то есть в ЛСЭ частота излучения пропорциональна величине $2\gamma^2$. Отсюда следует очень важное преимущество (кроме высокой мощности) ЛСЭ, заключающееся в том, что электромагнитное излучение можно плавно перестраивать по частоте в достаточно широком диапазоне частот [2].

Из терагерцовых лазеров, работающих в течение достаточно длительного времени, можно отметить лазеры на свободных электронах в Стэнфордском университете [149], Калифорнийском университете в Санта-Барбаре (UCSB) [150], США; Радбаут университете Наймегена, Нидерланды (FELIX) [151]; Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН в Новосибирске (NovoFEL) [152] и Исследовательском центре Фраскатти, Италия (ENEA, компактный ЛСЭ) [153]. Параметры этих ЛСЭ представлены в табл. 1.1. Характерные средние мощности различных лазеров на свободных электронов показаны также на рис. 1.12. Каждая из подобных установок является фактически центром коллективного доступа, с использованием оборудования которого специалисты из разных отраслей знания имеют возможность выполнить исследования в самых разных научных направлениях – от материаловедения до биологии и медицины.

Самым мощным из существующих на сегодняшний день ЛСЭ является лазер Джефферсоновской лаборатории (США) со средней мощностью 40 генерации до 10 кВт. Однако спектр его излучения лежит вне терагерцового диапазона, где самым мощным источником в мире сейчас является Новосибирский ЛСЭ со средней мощностью ТГц излучения до 0.4-1.0 кВт [152], характеристики излучения первой и второй очередей (соответственно, одноступенчатая и двухступенчатая схемы ЛСЭ) которого также приведены в табл. 1.1. Слеует отметить, что при достаточно высокой монохроматичности излучения оно является полностью пространственно когерентным по волновому фронту и имеет временную когерентность в диапазоне 40-100 пс, которая определяется длительностью импульса электронов.

Таблица 1.1. Параметры импульсов излучения различных лазеров на свободных электронах. λ [мкм] и *f* [THz] – длина волны и частота излучения, τ [пс] – длительность импульса, *f*_r [МГц] – частота повторения, *W* [мкДж], *P*₀ [кВт] и *P*_a [мВт] – энергия, пиковая и средняя мощности импульса излучения

	Stanford	UCSB		FELIX	NovoFEL		
					1-я очередь	2-я очередь	LINEA
λ	15-80	63–340	340-2500	3–250	110-240	40-80	2000-3500
f	3.75-20	0.88–4.5	0.12–0.88	1.2–100	1.2–2.7	3.25-7.5	0.09–0.15
τ	2-10			1–10	40–100		50
f_r	11.8			25, 1000	2.8–11.2	2.8–11.2	3000
W	1.0			1–50			0.5
P_0	<500	<6	<15	$< 10^{4}$	10 ³	$2 \cdot 10^3$	10
Pa	<10 ³	<5–100	<5–100	<10 ³	400	500-1000	4–40

При практическом применении ЛСЭ проявляются две основные проблемы. Во-первых, это относительно широкая линия генерации (обычно порядка 1%). Например, для создания промышленных фотохимических технологий требуется достичь уровня средней мощности :10 кВт и монохроматичности не хуже нескольких сотых процента. Во-вторых, эффективность генерации лазеров на свободных электронах не очень велика, поэтому в ЛСЭ, рассчитанных на генерацию излучения с высокой средней мощностью, должны обязательно использоваться схемы электронных ускорителей с рекуперацией энергии отработанных электронов.

1.5.9. Пучковые ультрарелятивисткие устройства

В заключение обсуждения релятивистских пучковых источников ТГц излучения необходимо также упомянуть методы генерации сверх-

мощных сверхкоротких импульсов ТГц излучения, основанных на переходном излучении от границы «вакуум – металлическая фольга» и синхротронном излучении в магнитном поле, изменяющем траекторию движения заряженных частиц [90, 154-157]. Когерентное излучение, генерируемое с помощью переходного взаимодействия и ультракороткого электронного сгустка, происходит на длине волны, которая больше или сравнима с протяженностью сгустка электронного пучка. Интенсивность излучения пропорциональна N^2 , где N – число электронов в сгустке, которое, как правило, колеблется от $\sim 10^8 \div 10^9$ для современных ускорителей. В таких системах субпикосекундные ультрарелятивиские электронные сгустки излучают когерентное излучение ТГц в течение одного периода колебаний, то есть генерируемый импульс излучения будет также пикосекундной длительности и, следовательно, характеризуется шириной спектрального состава излучения до нескольких ТГц. На этом принципе основан источник излучения, созданный в Джефферсоновской лаборатории (JLab THz, США), который позволяет получить широкополосное терагерцовое излучение со средней мощностью порядка 100 Вт [158]. Подобные переходные источники сверхмощных импульсов ТГц излучения обладают большим потенциалом для изучения различных новых сильнонелинейных оптических явлений [155].

1.6. Полупроводниковые устройства генерации и усиления ТГц излучения

Большое значение для освоения ТГц диапазона имеют и устройства полупроводниковой и квантовой электроники. На рис. 1.14 показана таблица с перспективными твердотельными и квантовыми устройствами ТГц диапазона, где классификация, как и в случае электровакуумных устройств, проведена по основному принципу генерации ТГц излучения. Одним из наиболее изученных и освоенных промышленностью твердотельных источников сверхвысокочастотного излучения является диод Ганна [159], поэтому начнем рассмотрение с него.

1.6.1. Диоды Ганна

В отечественной литературе диод Ганна классифицируется как прибор с междолинным переносом электронов, так как активные свойства диодов обусловлены переходом электронов из «центральной» энергетической долины в «боковую», где они характеризуются меньшей подвижностью и большой эффективной массой. В зарубежной научной литературе диод Ганна относится к широкому классу полупроводниковых TEDустройств (Transferred Electron Device) [160]. Физика диодов Ганна довольно хорошо изучена [161], поэтому мы не будем здесь останавливаться на ней подробно, а опишем только последние достижения по продвижению этих приборов в ТГц диапазон.

Хорошо известно, что длина пролетной области диода Ганна определяет собственную частоту, на которой работает данное устройство: чем короче длина образца, тем выше частота излучения. Традиционный подход к дизайну диода Ганна предполагает, что минимальная длина пролетной области должна составлять не менее L=1.5 мкм, что ограничивает работу на частотах примерно 60-80 ГГц. В последнее время активно проводящиеся исследования диодов Ганна планарной конструкции показали возможность достижения частоты 110 ГГц в GaAs [162] и 160 ГГц в In_{0.53}Ga_{0.47}As [163] для приборов с длиной L = 1.3 мкм.



Рисунок 1.14. Класисфикация перспективных твердотельных устройств ТГЦ диапазона

Дальнейшее увеличение частоты при использовании GaAs ограничено насыщением скорости носителей заряда, поэтому вызывают интерес другие типы полупроводниковых материалов, такие как $\ln_{0.53}$ Ga_{0.47}As, InN, InSb GaN и InP, которые имеют достаточно большую скорость электронов по сравнению с традиционным GaAs [164].

В работе [165] был впервые реализован терагерцовый субмикронный планарный диод Ганна, в котором использован эпитаксиального слоя In 0.53 Ga 0.47 As на полуизолирующей InP подложке. На рис. 1.15 а показана схема расположения слоев полупроводников, формирующих планарный In 653 Ga 647 As диод Ганна, где пунктирной линией отмечена регулируемая толщина *L* канала. InGaAs слои были выращены с использованием молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей InP подложке толщиной 600 мкм. Слой, представляющий собой активный канал, имел толщину 300 нм с уровнем легирования 8×10¹⁶ см⁻³. На нем были выращены покрывающие слои In_{0.53}Ga_{0.47}As с уровнем легирования 2×10¹⁸ см⁻³. Эти слои способствовали достижению низкого омического сопротивления контактов прибора. Рис. 1.15 б демонстрирует изображение, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа, созданного субмикронного плоской диода Ганна с активной областью 600 нм × 120 мкм. Исследование характеристик генерации подобной структуры показало возможность устойчивой генерации на частоте 307 ГГц при напряжении питания 3.31 В. Была обнаружена слабая перестройка частоты при изменении напряжения питания на уровне 1.06 ГГц/В. Максимальная выходная мощность составляла 28 мкВт.



Рисунок 1.15. *а*) Схема структуры слоев планарного $\ln_{0.53}$ Ga_{0.47}As диода Ганна. б) Изображение выращенной структуры, полученное с использованием сканирующей электронной микроскопии. Вставка показывает толщину промежутка L = 600 nm (из работы [165]) Очевидно, что полученные результаты не являются пределом, и использование планарной конструкции вместе с новыми материалами позволит продвинуть диоды Ганна во все более высокочастотной диапазон. В частности, в работе [166] были представлены результаты моделирования 300 нм InN диода Ганна и предсказано, что в подобной системе возможно достигнуть излучения на частоте 0.8 ТГц.

1.6.2. Лавинно-пролетные диоды

Лавинно-пролетные диоды (ЛПД или IMPATT (IMPact ionization Avalanche Transit-Time), как и диоды Ганна, являются одними из наиболее изученных и развитых твердотельных источников СВЧ излучения [167]. Генерация СВЧ сигналов в ЛПД основана на лавинном умножении носителей заряда. Как и в случае с диодами Ганна, продвижение ЛПД в более высокочастотный диапазон определяется новыми материалами с более подвижными носителями заряда. Основным достоинством ЛПД является высокая выходная мощность в диапазоне до 200-400 ГГц, как это хорошо видно на рис. 1.9. Так, в настоящее время ЛПД, созданные на базе Si, GaAs и InP, являются наиболее мощными источниками электромагнитного излучения по сравнению с другими полупроводниковыми диодами, и характеризуются мощностями порядка нескольких десятков миливатт на частотах : 200 ГГц и нескольких сотен микроватт на частотах 400 ГГц [168]. Теоретические исследования показывают возможность продвижения двухпролетных InP ЛПД-генераторов до 0.5-0.58 ТГц с мощностью 17 мВт [169]. В работе [170] были исследованы различные полупроводниковые материалы в качестве активной среды ЛПД и теоретически показано, что существуют перспективы создания двухпролетных Wz-GaN ЛПД-генераторов на частотах до 5.0 ТГц благодаря малому времени лавинного запаздывания, высокой эффективности преобразования энергии постоянного источника питания в ВЧ мощность в активной среде ТГц ЛПД на основе Wz-GaN.

1.6.3. Резонансные тунельные диоды

Наряду с диодами Ганна и лавинно-пролетными диодами в настоящее время активно исследуются и разрабатываются источники ТГц излучения, в которых ключевыми элементами являются резонансные туннельные диоды (РТД) [171, 172]. В РТД используется туннелирование носителей заряда через окруженную двумя потенциальными барьерами потенциальную яму, за счет чего на вольт-амперной характеристики (ВАХ) наблюдается участок с отрицательной дифференциальной проводимостью.

В РТД используется гетероструктура, в которой потенциальная яма для носителей заряда, например для электронов, отделена от контактных легированных областей потенциальными барьерами. Например, область потенциальной ямы может состоять из GaAs, области потенциальных барьеров – из Ga_{1-x}Al_xAs, внешние области – из легированного донорами GaAs. Через такую гетероструктуру с высокой вероятностью проходят только те электроны, энергия которых совпадает с энергией квантованных уровней в потенциальной яме. Электроны с большей или меньшей энергией через данную структуру пройти не могут. При повышении приложенного к гетероструктуре напряжения энергия электронов в контактном слое растет. Когда она становится равной энергии квантованного уровня внутри ямы, через структуру начинает проходить электрический ток. Однако при дальнейшем повышении напряжения на диоде электроны набирают большую энергию и снова не могут проходить через гетероструктуры – ток резко падает. Как следствие, на BAX возникает область отрицательной дифференциальной проводимости. Структура для формирования РТД может быть выращена методом молекулярно-лучевой гетероэпитаксии. Обычно в качестве материалов, как упоминалось выше, используются GaAs и AlAs, но также могут применяться пары AlAs/InGaAs или InAlAs/InGaAs.

Преимуществами РТД являются то, что этот прибор очень компактен и способен работать при комнатных температурах. Следует отметить, что квантовый эффект туннелирования через очень тонкие легированные слои является очень быстрым процессом, поэтому РТД рассматривается как перспективный генератор и переключательное устройство в ТГц диапазоне [173]. К недостаткам РТД следует отнести крайне малую выходную мощность ТГц излучения. Так, в работе [174] был реализован и экспериментально исследован РТД-генератор на GaInAs/AlAs с щелевой полосковой антенной. Выходная мощность составила порядка 7 мкВт на частоте 1.04 ТГц и около 10 мкВт на частотах 0.9-1 ТГц.

1.6.4. Транзисторы с высокой подвижностью электронов и монолитные микроволновые интегральные схемы

Транзисторы с высокой подвижностью электронов (ТВПЭ или НЕМТ – High Electron Mobility Transistor) – класс полупроводниковых приборов, характеризующихся высокой мобильностью заряда, а следовательно, также рассматриваемый как перспективный для работы в ТГц диапазоне [175]. Наиболее перспективным направлением продвижения подобных устройств в ТГц диапазон является возможность усиления сигналов за счет возбуждения коллективного движения электронов (двумерных (2D) плазмонов) в субмикронных транзисторах [176].

Несколько компаний во всем мире разрабатывают и производят приборы на основе ТВПЭ. Это могут быть отдельные транзисторы, но чаще приборы выпускаются в форме монолитных микроволновых интегральных схем (МИС).

1.6.5. Полупроводниковые сверхрешетки

Полупроводниковые сверхрешетки [177, 178] представляют собой сложные наноструктуры, обычно содержащие несколько чередующихся тонких (порядка 10 нм) слоев различных полупроводниковых материалов с близкими периодами кристаллической решетки, например GaAs и AlGaAs [179, 180]. Разница в ширине запрещенных зон используемых материалов приводит к тому, что зона проводимости идеальной сверхрешетки имеет периодическую структуру, что, в свою очередь, ведет к формированию узких энергетических зон (мини-зон) для зарядов, движущихся в перпендикулярном к поверхности слоя направлении [177, 178, 181] Напряжение, приложенное к концам такой структуры, создает электрическое поле в направлении, перпендикулярном к слоям и, соответственно, приводит к возникновению электрического тока. Транспорт заряда в сверхрешетках сопровождается целым рядом интересных квантово-механических эффектов, включающих формирование уровней Ванье-Штарка [182], резонансное туннелирование [183], и возникновение блоховских осцилляций электронов [184, 185]. Последние обусловлены брэгговскими отражением электронов в сверхрешеточном потенциале, который имеет относительно большой (по сравнению с кристаллической решеткой) пространственный период. Частота блоховских колебаний f_B задается напряженностью электрического поля F и периодом сверхрешетки d, и определяется как $f_B = eFd/h$, где h – постоянная Планка. В обычных кристаллах период решетки мал (порядка 0.1 нм), и блоховские осцилляции в них не наблюдаются, поскольку частота таких колебаний гораздо ниже частоты рассеяния электронов. Однако в полупроводниковых сверхрешетках пространственный период достаточно велик для того, чтобы электрон мог совершить несколько блоховских колебаний до того, как он потеряет энергию, даже в относительно слабых статических электрических полях (порядка 100-10000 В/см). Таким образом, высокочастотные блоховские осцилляции, частота которых подстраивается электрическим полем и достигает нескольких ТГц, может играть ключевую роль в транспорте электронов через сверхрешетку. Разнообразие квантово-механических явлений, сопровождающих транспорт зарядов, делает сверхрешетку уникальным полигоном для изучения и понимания процессов физики твердого тела. Вместе с тем совокупность вышеописанных явлений приводит к сильно нелинейным вольт-амперным характеристикам, которые содержат участки с отрицательной дифференциальной проводимостью [178, 180]. Более того, в ряде работ было предсказано, что при некоторых условиях полупроводниковая сверхрешетка может демонстрировать вольт-амперную характеристику даже с абсолютной негативной проводимостью [186, 187]. Наличие отрицательной дифференциальной проводимости, которая сохраняется даже при комнатной температуре, наряду

со сверхвысокочастотными (до нескольких терагерц) блоховскими колебаниями электронов, делает полупроводниковую сверхрешетку чрезвычайно привлекательной для усиления, генерации и детектирования терагерцовых сигналов.

В работе [188] было теоретически показано, что блоховские колебания, частота которых подстраивается напряжением, могут способствовать усилению слабых сигналов с частотой ниже частоты самих блоховских колебаний, что позволяет использовать полупроводниковую сверхрешетку для генерации ТГц электромагнитных волн. В зарубежной литературе этот феномен иногда называют «Bloch gain» («блоховское усиление») [189]. Позднее были получены экспериментальные данные, косвенно подтверждающие эти предсказания [190]. К сожалению, привлекательная идея использования блоховских колебаний электронов в сверхрешетке для генерации и усиления электромагнитных ТГц волн оказалась труднореализуемой в реальных условиях. Основной причиной тому являются токовая неустойчивость и коллективные эффекты, ассоциирующиеся с появлением стационарных и движущихся доменов заряда (доменов Ганна), которые возникают в режиме отрицательной дифференциальной проводимости [180]. В настоящее время «блоховское усиление» удалось реализовать при низких температурах (порядка десятков К) в квантовых каскадных лазерах [191], устройствах на базе полупроводниковых сверхрешеток со слабо связанными потенциальными ямами. Многообещающими также являются эксперименты с естественными сверхрешетками карбида кремния, в которых наблюдалась электролюминесценция в ТГц диапазоне [192-194]. При температуре 7 К интегральная мощность излучения достигала нескольких десятков мкВт. Форма линии излучения, линейная зависимость положения спектрального максимума от напряжения поля, а также характерные значения напряженности электрического поля, необходимые для генерации излучения, позволяют предположить, что наблюдаемая люминесценция может быть связана с возбуждением блоховских колебаний [193]. Привлекательность идеи по использованию блоховских колебаний для генерации ТГц сигналов стимулирует разработку методов, которые позволили бы подавить электрические неустойчивости, приводящие к формированию доменов, и таким образом, поддержать терагерцовые когерентные блоховские колебания в системе [195, 196]. В частности, для этой цели предложено использование коротких полупроводниковых сверхрешеток и внешних высокочастотных полей.

Примечательно, что движущиеся домены, разрушающие когерентность блоховских колебаний, сами по себе способны генерировать колебания тока в сверхрешетке с частотой до нескольких сот ГГц [197, 198]. Таким образом, полупроводниковая сверхрешетка в режиме токовой неустойчивости может быть использована в качестве источника суб-ТГц сигналов. Более того, в работе [199] было теоретически показано, что движущиеся в сверхрешетке домены высокой концентрации заряда могут быть использованы как активная среда для усиления электромагнитных волн в суб-ТГц диапазоне. Более детально полупроводниковые сверхрешетки в режиме токовой неустойчивости будут обсуждаться в главе 8.

Благодаря сильно нелинейной высокочастотной проводимости и высокой подвижности заряда сверхрешетка стала использоваться в качестве нелинейного элемента для умножения частоты. Такие устройства уже начинают применяться на практике, в частности в ТГц спектроскопии [200].

Пожалуй, наиболее широкое на настоящее время практическое применение полупроводниковая сверхрешетка получила в квантовых каскадных лазерах, поэтому рассмотрим эти приборы более подробно. Квантовый каскадный лазер (ККЛ) был впервые создан в Bell Laboratories в 1994 году и имел частоту излучения порядка 75 ТГц [5]. В 2002 году в Scuola Normale Superiore (Пиза, Италия) в сотрудничестве с Кембриджским университетом (Великобритания) был создан ККЛ, работающий на частоте 4.4 ТГц, то есть уже в ТГц диапазоне [93]. В отличие от обычных полупроводниковых лазеров ИК и оптического диапазона, которые излучают электромагнитные волны посредством рекомбинации электроннодырочных пар через запрещенную зону полупроводника, ККЛ являются униполярными, и излучение возникает при переходе электронов между уровнями размерного квантования внутри одной зоны (межподзонные переходы). Следует отметить, что впервые идея ККЛ была сформулирована в 1971 году в теоретической работе [201].

Хорошо известно, что в кристалле полупроводника при ненулевой температуре электроны могут занимать положение в двух наивысших энергетических зонах – валентной зоне, которая в значительной степени заполняется низкоэнергетическими электронами, и зоне проводимости, которая с небольшой концентрацией заполняется электронами с высокой энергией. Эти две энергетические зоны разделены запрещенной зоной, не заполненной электронами. При излучении света обычным лазерным полупроводниковым диодом происходит генерация одного фотона за счет одного электрона, когда электрон из зоны проводимости рекомбинирует с дыркой из валентной зоны. Энергия фотона и, следовательно, длина волны излучения длинноволновых лазерных диодов определяется шириной запрещенной зоны материала. Особенностью ККЛ является то, что он не использует объемный кристалл полупроводника в оптически активной зоне, а представляют собой слоистую гетероструктуру (сверхрешетку), состоящую из активных областей, где происходит излучение квантов электромагнитного поля, и инжекционных областей, через которые носители заряда пролетают до следующей активной области (см. рис. 1.16, на котором показана схема работы ККЛ на межминизонных переходах). Сверхрешетка создает варьирующийся вдоль структуры электрический потенциал, показанный на рис. 1.16 линией W, а это означает, что вероятности нахождения электронов в различных точках пространства сверхрешетки различны. Такая структура называется одномерной квантовой ямой и приводит к расщеплению полосы разрешенных энергий на ряд дискретных электронных подзон («минизон»). Это дает дополнительный управляющий параметр, позволяя путем изменения толщины слоя создать нужную инверсию заселенности обеих подзон в системе, которая необходима для получения излучения с нужной частотой. Так как положение энергетических уровней в системе в первую очередь определяется толщиной слоя, а не составом материала, то в ККЛ можно настроить длину волны излучения в широком диапазоне одной и той же структуры. Отметим, что период сверхрешетки как в активной области, так и в инжекторе слегка варьируется таким образом, чтобы получить горизонтальное расположение минизон для приложенного электрического поля.



Рисунок 1.16. Энергетическая зонная диаграмма ККЛ на межминизонных переходах. В кантовой яме активной области из InGaAs созданы два тонких барьера из AlInAs таким образом, чтобы электронный уровень E_2 , на который электрон совершает излучательный переход с верхнего уровня E_3 , был расположен вблизи уровня E_1 основного состояния в квантовой яме. Благодаря антикроссингу уровней E_2 и E_3 переход с уровня E_3 на уровень E_2 преобладает над переходом $E_3 \rightarrow E_1$

В ККЛ кванты излучаются при переходе электронов через внутриподзонные переходы. Электроны туннелируют на следующий период структуры, и далее процесс повторяется. Кроме того, в полупроводниковых лазерных диодах электроны и дырки уничтожаются после рекомбинации через запрещенную зону и не могут участововать в дальнейшей генерации фотонов. Напротив, в униполярном ККЛ, когда электрон прошел межподзонный переход и испускается один фотон при прохождении одного периода сверхрешетки, электрон может туннелировать в следующий период структуры, где может излучиться другой фотон. Такой каскадный процесс излучения фотонов делает эффективность ККЛ больше единицы, что приводит к повышению выходной мощности по сравнению с полупроводниковыми лазерными диодами.

В настоящее время выделяют пять основных типов ТГц ККЛ с различными механизмами релаксации энергии электронов [202, 203]: ККЛ основанные на (1) междузонных переходах, (2) межминизонных переходах, (3) переходах из связанного состояния в континуум, (4) гибридных структурах, сочетающих излучение как фотонов, так и фононов, а также (5) двухчастотные ККЛ, работающие в присутствии магнитного поля, прикладываемого перпендикулярно слоям сверхрешетки [204].

Наиболее часто устройства на ККЛ разрабатывают совместно с внешним резонатором для получения когерентного излучения. Наиболее простая схема – это ККЛ с резонатором типа Фабри – Перо. Сначала изготавливают полупроводниковую сверхрешетку для формирования активной среды. Концы кристалла полупроводника скалываются, чтобы сформировать два параллельных зеркала на обоих концах волновода, таким образом формируя резонатор Фабри – Перо. Остаточного отражения на сколотых краях полупроводника достаточно, чтобы создать резонатор. Квантово-каскадные лазеры с Фабри – Перо резонатором способны выдавать большие мощности, но обычно в многомодовом режиме при большом токе. Для модовой селекции используют ККЛ с распределенной обратной связью, в которых также формируется резонатор Фабри – Перо, но в них также встроены брэгговские диэлектрические зеркала на верхней поверхности волновода, которые за счет обратной связи осуществляют эффективную селекцию мод. Это позволяет лазеру работать в нужном режиме даже при высоких рабочих токах. Наиболее эффективным является использование внешнего резонатора. Так, в работах [205] был предложен ККЛ-генератор ТГЦ диапазона на основе микрорезонатора с объемов порядка λ^3 , что облегчает решение задачи селекции мод из-за небольшого числа поддерживаемых мод таким микрорезонатором. Схема и изображение такого резонатора, полученная с использование сканирующего электронного микроскопа, показаны на рис. 1.17. Большая длина волны терагерцового излучения позволяет легко создавать подобные микрорезонаторы с использованием фотолитографии.

К достоинствам ККЛ следует отнести миниатюрность – ширина таких устройств составляет всего лишь несколько миллиметров. Однако это достоинство нивелируется основным недостатком ККЛ, который заключается в низкой максимальной рабочей температуре, составляющей около 100-200° К, вследствие чего для обеспечения их функционирования требуется громоздкая криогенная система охлаждения. В настоящее время ведутся работы по созданию ККЛ, работающих при комнатной температуре и охлаждаемых с помощью термоэлектрических элементов – в частности, в работе [206] с помощью внутрирезонаторной генерации разностной частоты было получено ТГц излучение в диапазоне 3.3-4.6 ТГц при мощности 65 мВт в ККЛ, работающем при комнатной температуре.



Рисунок 1.17. *а*) Схема вертикальной структуры ККЛ с внешним микродисковым резонатором диаметра 40 мкм диаметром. *б*) Изображение выращенной структуры, полученное с использованием сканирующей электронной микроскопии. *Е* указывает направление ТМ-поля в резонаторе (из работы [205])

На данный момент одним из лидеров производства квантовых каскадных лазеров терагерцового диапазона является фирма Alpes Lasers (Швейцария). Собственным ноу-хау Alpes Lasers является разработка и создание ККЛ на переходах из связанного состояния в континуум [207]. В настоящее время на ККЛ, работающих в диапазоне 1.5-4.2 ТГц достигнуты мощности 248 мВт при температуре $T = 5^{\circ}$ К и 56 мВт при $T = 164^{\circ}$ К (импульсный режим) и 138 мВт при температуре $T = 5^{\circ}$ К и 12 мВт при $T = 117^{\circ}$ К (непрерывный режим). Плотности тока при этом через структуру составляла величину порядка 0.6 кА/см². Рекордная мощность при длине волны 5.2 мкм, полученная фирмой Alpes Lasers, составляла 3.1 Вт при $T = 190^{\circ}$ К и КПД 33% при рабочих напряжениях порядка 30 В.

1.7 Лазеры на межподзонных переходах в дырочном германии (р-Ge лазеры)

Мы подробно обсуждали выше успехи генерации ТГц излучения в диапазоне выше 2 ТГц с использованием квантовых каскадных лазеров. Однако надо отметить, что первым серьезным достижением на пути создания полупроводниковых ТГц лазеров стали лазеры на межподзонных переходах в дырочном германии (p-Ge), работающие в сильных электрическом и магнитном полях и перекрывающие диапазон излучения 1-4.2 ТГц [208]. Отличительной особенностью данных лазеров является аномально широкий спектр усиления, позволяющий реализовывать широко и непрерывно перестраиваемые по частоте мощные источники излучения (см. нижнюю схему на рис. 1.9). Однако низкая эффективность p-Ge лазеров, их высокие потребляемые мощности, необходимость охлаждения до температур жидкого гелия и импульсный режим генерации излучения ограничивают возможности широкого применения таких устройств.

1.8. Источники ТГц излучения на основе массивов контактов Джозефсона

Следует отметить, что перспективным направлением в современной сверхвысокочастотной и терагерцовой электронике является использование сверхпроводящих материалов, достоинством которых является отсутствие потерь [209]. Хочется отметить определенные перспективы данного направления и для вакуумной электроники (см., например, обзор [210]), однако, более интересным, конечно, является создание перестраиваемых твердотельных источников Т-лучей на базе сверхпроводников, а именно с использованием массивов джозефсоновских контактов, которые формируются в высокотемпературных сверхпроводниках. В главе 9 монографии будет дан краткий обзор современного состояния данного направления исследований.

1.9. Детекторы ТГц излучения

Обсуждая вопросы ТГц технологий, нельзя не остановиться хотя бы кратко на вопросе разработки и создания детекторов ТГц излучения. Толчком к их развитию стала необходимость эффективных детекторов для ТГц спектроскопии во временной области, что привело к созданию эффективных фотопроводящих антенн на основе кристаллов GaAs, работающих при низких (гелиевых) температурах [211, 212]. В качестве альтернативы фотопроводящих антенн рассматриваются электрооптические методы сверхширокополосного детектирования во временной области, например, возможна регистрация излучения с частотами до 100 ТГц с использованием фемтосекундного лазера и тонкого нелинейного кристалла GaSe [213]. Монокристаллы дейтерированного триглицинсульфата (DTGS), болометры, диоды с барьером Шоттки (SBD) и SIS (сверхпроводник – изолятор – сверхпроводник) переходы также широко используются в качестве ТГц детекторов [214-216], и их эффективность постепенно улучшается с развитием технологий. Основной недостаток большинства подобных схем - необходимость обеспечения работы при низких температурах. В настоящее время также разработаны ТГц детекторы одиночных фотонов на базе одноэлектронных транзисторов [217]. Очень многообещающим является использование полупроводниковых сверхрешеток в качестве детекторных

элементов. В частности, в работах [218, 219] было показано, что ТГц электромагнитные волны существенно локализуют мизнизонную динамику электронов, что приводит к уменьшению тока, протекающего через сверхрешетку. Такие детекторы способны работать при комнатной температуре и осуществлять сверхбыстрое детектирование (на временах порядка 200 фс) в диапазоне частот от нескольких ГГц до десятков ТГц.

Заключение

В заключении вводной главы монографии мы хотели бы подвести некоторые основные выводы.

Во-первых, терагерцовый диапазон представляет значительный интерес с точки зрения самых различных коммерческих, научных и военных приложений. Источники и приемники электромагнитного излучения в интервале частот 0.1-10.0 ТГц требуются, в частности, в спектроскопии субмиллиметрового диапазона, субмиллиметровой радиоастрономии, при создании радаров с высоким разрешением, в современных беспроводных телекоммуникационных системах, в ТГц устройствах обнаружения химических и биологических реагентов, системах радиовидения, терагерцовой томографии и т.д.

Во-вторых, для того, чтобы реализовать такие приложения, необходимы более мощные источники ТГц излучения, более чувствительные ТГц датчики и более функциональные устройства и материалы. Разработки подобных устройств ведутся специалистами в области как вакумной и твердотельной электроники, так и сверхпроводимости и квантовой радиофизики. Среди важных задач стоит назвать расширение наших знаний о свойствах различных материалов в ТГц диапазоне частот.

В-третьих, необходимо решение разнообразных инженерных задач, таких как создание и развитие системы измерений в ТГц диапазоне, разработка стандартов электромагнитной совместимости в ТГц диапазоне, сертификация систем связи ТГц диапазона и т.д.

В настоящее время освоение ТГц диапазона активно продолжается, и мы можем ожидать в ближайшее время важных достижений и прорывов в других областях науки и техники за счет использования все более совершенствующихся в настоящее время терагерцовых технологий.

«Игра стоит свеч» и с коммерческой точки зрения. В последнее время спрос на устройства терагерцового диапазона постоянно растет. Так, согласно исследованиям ВСС Research, рынок терагерцового оборудования составил 53.4 млн. и 54.7 млн долларов в 2013 и 2014 годах, соответственно. Прогнозируя ежегодный темп роста 40.4% а общий объем рынка ТГц технологий в 2019 году достигнет 298.5 млн руб., а к 2024 году превысит 1.2 миллиарда долларов [220]. Так что рынок терагерцовых устройств динамично развивается, поэтому любые прорывные идеи и технологии в этом направлении, без сомнения, найдут своего покупателя и заказчика.

Литература

1. Sirtori C. Applied physics: Bridge for the terahertz gap / C. Sirtori // Nature. – 2002. - № 417. - P. 132-133.

2. Трубецков Д.И. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков: в 2 т. / Д.И. Трубецков, А.Е. Храмов. М.: Физматлит, 2003, 2004.

3. Уотсон Г. СВЧ полупроводниковые приборы и их применение / Г. Уотсон. М.: Мир, 1972.

4. Scamarcio G. High-power infrared (8-micrometer wavelength) superlattice lasers / G. Scamarcio, F. Capasso, C. Sirtori, J. Faist, A.L. Hutchinson, D.L. Sivco, A.Y. Cho // Science. – 1997. - № 276. – 5313. - P. 773-776.

5. Faist J. Quantum cascade laser / J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho // Science. – 1994. - № 264. – 5158. - P. 553-556.

6. Yang B. H. Mid-infrared interband cascade lasers with quantum efficiencies >200% / B.H. Yang, D. Zhang, Rui Q. Yang, C.-H. Lin, S.J. Murry, S.S. Pei // Applied Physics Letters. – 1998. - № 72. - 18.

7. Kanaya H. Fundamental oscillation up to 1.31 thz in resonant tunneling diodes with thin well and barriers / H. Kanaya, H. Shibayama, R. Sogabe, S. Suzuki, M. Asada // Applied Physics Express. -2012. - N_{2} 5 -12. - P. 124101.

8. Asada M. Resonant tunneling diodes for sub-terahertz and terahertz oscillators / M. Asada, S. Suzuki, N. Kishimoto // Japanese Journal of Applied Physics. – 2008. - № 47. - 6R. - P. 4375.

9. Елесин В.Ф. Перестраиваемый терагерцовый генератор на двухъямной наноструктуре с когерентной электронной подсистемой / В.Ф. Елесин // ЖЭТФ. – 2005. - № 128. – 5. - С. 922.

10. Ozyuzer L. Emission of coherent thz radiation from superconductors / L. Ozyuzer, A.E. Koshelev, C. Kurter, N. Gopalsami, Q. Li, M. Tachiki, K. Kadowaki, T. Yamamoto, H. Minami, H. Yamaguchi, T. Tachiki, K. E. Gray, W.-K. Kwok, U. Welp // Science. – 2007. - № 318. – 5854. - P. 1291-1293.

11. Kleiner R. Filling the terahertz gap / R. Kleiner // Science. – 2007. – № 318. – 5854. - P. 1254-1255.

12. Arnone D. Terahertz imaging comes into view / D. Arnone, C. Ciesla, M. Pepper // Physics World. $-2000. - N_{2} 13. - 4. - P. 35-40.$

13. Woolard D.L. Terahertz frequency sensing and imaging: A time of reckoning future application? / D.L. Woolard, E.R. Brown, M. Pepper, Michael Kemp // Proceedings of the IEEE. -2005. - N_{2} 93. -10. - P. 1722-1743.

14. Siegel P. H. Terahertz technology in biology and medicine / P. H. Siegel // IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques. – 2004. - № 52. - P. 2438.

15. Yu C. The potential of terahertz imaging for cancer diagnosis: A review of investigations to date / C. Yu, S. Fan, Y. Sun, E. Pickwell-MacPherson // Quantitative Imaging in Medicine and Surgery. -2012. $- N_{2} 2$. - 1.

16. Siegel P.H. Thz technolog. / P.H. Siegel // IEEE trans. Microwave Theory Techniques. – 2002. - № 50. – 3. - P. 910-928.

17. Tonouchi M. Terahertz Technology / M. Tonouchi // Ohmsha, Tokyo, 2006.

18. Tonouchi M. Cutting-edge thz-technology / M. Tonouchi // Nature Photonics. – 2007. - № 1. - P. 97-105.

19. Booske J.H. Plasma physics and related challenges of millimeter-wave-to-terahertz and high power microwave generation / J.H. Booske // Physics of Plasmas. – 2008. - № 15. – 5. - P. 055502.

20. Lewis R.A. A review of terahertz sources / R. A. Lewis // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2014. - № 47. – 37. - P. 374001.

21. Dean P. Terahertz imaging using quantum cascade lasers–a review of systems and applications / P. Dean, A. Valavanis, J. Keeley, K. Bertling, Y.L. Lim, R. Alhathlool, A.D. Burnett, L. H. Li, S.P. Khanna, D. Indjin, T. Taimre, A.D. Rakic, E.H. Linfield, A.G. Davies // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2014. – N_{2} 47. – 37. – P. 374008.

22. Volkov A. A. Submillimeter bwo spectroscopy of solids / A.A. Volkov // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 1987. - N_{2} 8. – 1. - P. 55-61.

23. Brazis R. Backward-wave-oscillator spectrometry in standards and material characterization / R. Brazis, A. Namjunas, V. Gaidelis, A. Mironas, L. Safonova, S. Bumeliene // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 1994. - № 15. – 3. - P. 519-524.

24. Gorshunov B. Terahertz BWO-Spectrosopy / B. Gorshunov, A. Volkov, I. Spektor, A. Prokhorov, A. Mukhin, M. Dressel, S. Uchida, A. Loid. // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 2005. - № 26. – 9. - P. 1217-1240.

25. Hangyo M. Terahertz time-domain spectroscopy of solids: A review / M. Hangyo, M. Tani, T. Nagashima // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 2005. - № 26. – 12. - P. 1661-1690.

26. Dexheimer S. L. Terahertz Spectroscopy: Principles and Applications / S.L. Dexheimer // CRC Press, 2007.

27. Roux J.-F. Principles and applications of thz time domain spectroscopy / J.-F. Roux, F. Garet, J.-L. Coutaz // Physics and Applications of Terahertz Radiation. P. 203-231. Springer Netherlands, 2014.

28. Скворцов Л.А. Лазерные методы дистанционного обнаружения химических соединений на поверхности тел / Л.А. Скворцов. М.: Техносфера, 2015.

29. Hartwick T.S. Far infrared imagery / T.S. Hartwick, D.T. Hodges, D.H. Baker, F.B. Foote // Applied Optics. – 1976. - № 15. - P. 1919-1922.

30. Hu B.B. Imaging with terahertz waves / B.B. Hu, M.C. Nuss // Opt. Lett. – 1995. - № 20. – 16. - P. 1716-1718.

31. Auston D.H. Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon / D.H. Auston // Applied Physics Letters. – 1975. - N_{2} 26. - 3.

32. Schmuttenmaer C.A. Exploring dynamics in the far-infrared with terahertz spectroscopy / C.A. Schmuttenmaer // Chemical Reviews. – 2004. - № 104. – 4. - P. 1759-1780.

33. Nishizawa S. Terahertz time-domain spectroscopy / S. Nishizawa, K. Sakai, M. Hangyo, T. Nagashima, M.W. Takeda, K. Tominaga, A. Oka, K. Tanaka, O. Morikawa // Terahertz Optoelectronics. P. 203-270. Springer Berlin Heidelberg, 2005.

34. Zaytsev K.I. Medical diagnostics using terahertz pulsed spectroscopy / K.I. Zaytsev, K.G. Kudrin, S.A. Koroleva, I.N. Fokina, S.I. Volodarskaya, E.V. Novitskaya, A.N. Perov, V.E. Karasik, S.O. Yurchenko // Journal of Physics: Conference Series. – 2014. - № 486. – 1. - P. 012014.

35. Zaytsev K.I. A method of studying spectral optical characteristics of a homogeneous medium by means of terahertz time-domain spectroscop. / K. I. Zaytsev, A.A. Gavdush, S.P. Lebedev, V.E. Karasik, S.O. Yurchenko // Optics and Spectroscopy. – 2015. - № 118. – 4. - P. 552-562.

36. Wang S. Pulsed terahertz tomography / S. Wang, X-C. Zhang // Journal of Physics D: Applied Physics. -2004. $- N_{\odot} 37$. - 4. - P. 1.

37. Peiponen K.-E. Terahertz Spectroscopy and Imaging / K.-E. Peiponen, A. Zeitler, M. Kuwata-Gonokam. Springer, 2013.

38. Zaytsev K.I. Invariant embedding technique for medium permittivity profile reconstruction using terahertz time-domain spectroscopy / K.I. Zaytsev, V.E. Karasik, I.N. Fokina, V.I. Alekhnovich // Optical Engineering. – 2013. - № 52. – 6. - P. 068203-068203.

39. Guillet J.P. Review of terahertz tomography techniques / J.P. Guillet, B. Recur, L. Frederique, B. Bousquet, L. Canioni, I. Manek-Honninger, P. Desbarats, P. Mounaix // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. – 2014. - № 35. – 4. - P. 382-411.

40. Burford N.M. Terahertz imaging for nondestructive evaluation of packaged power electronic devices / N.M. Burford, M.O. El-Shenawee, C.B. O'Neal, K.J. Olejniczak // International Journal of Emerging Technology and Advanced Engineering. – 2014. - N_{2} 4. – 1. - P. 395-401.

41. Abraham E. Non-invasive investigation of art paintings by terahertz imaging / E. Abraham, A. Younus, J. C. Delagnes, P. Mounaix // Applied Physics A. -2010. - N_{2} 100. - 3. - P. 585-590.

42. Jackson J.B. A survey of terahertz applications in cultural heritage conservation science / J.B. Jackson, J. Bowen, G. Walker, J. Labaune, G. Mourou, M. Menu, K. Fukunaga // Terahertz Science and Technology, IEEE Transactions on. $-2011 - N_{\rm P} 1 - 1 - P$. 220-231.

43. Seco-Martorell C. Goya's artwork imaging with terahertz waves / C. Seco-Martorell, V. Lopez-Dominguez, G. Arauz-Garofalo, A. Redo-Sanchez, J. Palacios, J. Tejada // Opt. Express. – 2013. - № 21. – 15. - P. 17800-17805.

44. Jackson J.B. Terahertz imaging for non-destructive evaluation of mural paintings / J.B. Jackson, M. Mourou, J.F. Whitaker, Duling I.N. III, S.L. Williamson, M. Menu, G.A. Mourou // Optics Communications. – 2008. - № 281. – 4. - P. 527-532.

45. Fukunaga K. Terahertz analysis of an East Asian historical mural painting / K. Fukunaga, I. Hosako, Y. Kohdzuma, Y. Koezuka, M-J. Kim, T. Ikari, X. Du. // J. European Opt. Soc. Rapid Comm. – 2010. - № 5. - P. 10024.

46. Mittleman D.M. Noncontact semiconductor wafer characterization with the terahertz hall effect / D.M. Mittleman, J. Cunningham, M. C. Nuss, M. Geva // Applied Physics Letters – 1997. - N_{0} 71. – 1. - P. 16-18.

47. Nashima S. Temperature dependence of optical and electronic properties of moderately doped silicon at terahertz frequencies / S. Nashima, O. Morikawa, K. Takata, M. Hangyo // Journal of Applied Physics. – 2001. – N_{2} 90. – 2. – P. 837-842.

48. Walther M. Collective vibrational modes in biological molecules investigated by terahertz time-domain spectroscopy / M. Walther, P. Plochocka, B. Fischer, H. Helm, P.U. Jepsen // Biopolymers. – 2002. - № 67. - P. 310-313.

49. Zeitler A. Terahertz pulsed spectroscopy and imaging in the pharmaceutical setting – a review / A. Zeitler, P. F. Taday, D. A. Newnham, M. Pepper, K.C. Gordon, T. Rades // Journal of Pharmacy and Pharmacology. – 2007. - № 59. - P. 209-223.

50. Shen Y.-C. Terahertz pulsed spectroscopy and imaging for pharmaceutical applications: A review / Y.-C. Shen // International Journal of Pharmaceutics. -2011. $-N_{2}$ 417. -1-2. -P. 48-60.

51. Brucherseifer M. Label-free probing of the binding state of dna by time-domain terahertz sensing / M. Brucherseifer, M. Nagel, P. Haring Bolivar, H. Kurz, A. Bosserhoff, R. Buttner // Applied Physics Letters. – 2000. - N_{2} 77. - 24.

52. Markelz A.G. Pulsed terahertz spectroscopy of dna, bovine serum albumin and collagen between 0.1 and 2.0 THz / A.G. Markelz, A. Roitberg, E.J. Heilweil // Chem. Phys. Lett. -2000. - N_{2} 320. - P. 42-48.

53. Ferguson B. Materials for terahertz science and technology / B. Ferguson, X.C. Zhang // Nature Materials. – 2002. - № 1. - P. 26-33.

54. Nagel M. Integrated thz technology for label-free genetic diagnostics / M. Nagel, P. Haring Bolivar, M. Brucherseifer, H. Kurz, A. Bosserhoff, R. Buttner // Applied Physics Letters. -2002. - N_{2} 80. - 1.

55. Baras T. On-chip thz detection of biomaterials: A numerical study / T. Baras, T. Kleine-Ostmann, M. Koch. // Journal of Biological Physics. – 2003. - № 29. - P. 187-194.

56. Nagel M. Thz biosensing devices: fundamentals and technology. / M. Nagel, M. Fors, H. Kurz // Journal of Physics: Condensed Matter. $-2006. - N \ge 18. - 18. - 18. - 18. - 18.$

57. Kasai S. Micro strip line-based on-chip terahertz integrated devices for high sensitivity biosensors / S. Kasai, A. Tanabashi, K. Kajiki, T. Itsuji, R. Kurosaka, H. Yoneyama, M. Yamashita, H. Ito, T. Ouchi. // Applied Physics Express. – 2009. - N_{2} 2. – 6. – P. 062401.

58. Woodward R.M. Terahertz pulsed imaging of skin cancer in the time and frequency domain / R. M. Woodward, V. P. Wallace, D. D. Arnone, E. H. Linfield, M. Pepper // Journal of Biological Physics. – 2003. - № 29. - P. 257-259.

59. Yeo W.-G. New frontiers for commercial applications of terahertz / W.-G. Yeo, N.K. Nahar, R. Lee, J.L. Volakis // Aerospace and Electronics Conference (NAECON), Proceedings of the July 2011 IEEE National. P. 5-8.

60. Pickwell E. Biomedical applications of terahertz technology / E. Pickwell, V.P. Wallace // J. Phys. D Appl. Phys. – 2006. - № 39. – 17. - P. R301-R310.

61. Wallace V.P. Terahertz imaging detects cancerous tissue / V.P. Wallace // SPIE Newsroom. 2012.

62. Pickwell E. A comparison of terahertz pulsed imaging with transmission microradiography for depth measurement of enamel demineralisation in vitro / E. Pickwell, V. P. Wallace, B.E. Cole, S. Ali, C. Longbottom, R.J.M. Lynch, M. Pepper // Caries Research. – 2007. - № 41. - P. 49-55.

63. Bennett D. B. Terahertz sensing in corneal tissues / D.B. Bennett, Z.D. Taylor, P. Tewari, R.S. Singh, M.O. Culjat, W.S. Grundfest, D.J. Sassoon, D.R. Johnson, J.-P. Hubschman, E.R. Brown // Journal of Biomedical Optics. -2011. $-N_{2}$ 16. -5. -P. 057003-057003.

64. Arbab H.M. Terahertz reflectometry of burn wounds in a rat model / H.M. Arbab, T.C. Dickey, D.P. Winebrenner, A. Chen, M.B. Klein, P.D. Mourad // Biomed. Opt. Express. $-2011. - N_{2} 2. - 8. - P. 2339-2347.$

65. Li R. Mesoscopic structuring and dynamics of alcohol/water solutions probed by terahertz time-domain spectroscopy and pulsed field gradient nuclear magnetic resonance / R. Li, C. D'Agostino, J. McGregor, M.D. Mantle, A.J. Zeitler, L.F. Gladden // The Journal of Physical Chemistry B. – 2014. - N_{0} 118. – 34. - P. 10156-10166.

66. Baek S.H. Detection of melamine in foods using terahertz time-domain spectroscopy / S.H. Baek, H.B. Lim, H.S. Chun // Journal of Agricultural and Food Chemistry. – 2014. - № 62. – 24. - P. 5403-5407.

67. Jepsen P.U. Investigation of aqueous alcohol and sugar solutions with reflection terahertz time-domain spectroscopy / P.U. Jepsen, U. Moller, H. Merbold // Opt. Express. – 2007. - N 15. – 22. - P. 14717-14737.

68. Kawase K. Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints / K. Kawase, Y. Ogawa, Y. Watanabe, H. Inoue // Optics Express. – 2003. - № 11. – 20. - P. 2549-2554.

69. Karpowicz N. Fire damage on carbon fiber materials characterized by THz waves / N. Karpowicz, D. Dawes, M.J. Perry, X.-C. Zhang // International Journal of High Speed Electronics and Systems. $-2007. - N_{2} 17. - 02. - P. 213-224.$

70. Song H.-J. Handbook of Terahertz Technologies: Devices and Applications / H.-J. Song, T. Nagatsuma. CRC Press, 2015.

71. Yang Y. Measurement of the transmission of the atmosphere from 0.2 to 2 thz / Y. Yang, A. Shutler, D. Grischkowsky // Opt. Express. -2011. $- N_{2}$ 19. - 9. - P. 8830-8838.

72. Slocum D.M. Terahertz atmospheric attenuation and continuum effects / D.M. Slocum, T.M. Goyette, E.J. Slingerland, R.H. Giles, W.E. Nixon // Proc. SPIE. – 2013. - № 8716. - P. 871607-871607.

73. Piesiewicz R. Performance analysis of future multigigabit wireless communication systems at thz frequencies with highly directive antennas in realistic indoor environments / R. Piesiewicz, M. Jacob, M. Koch, J. Schoebel, T. Kurner // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. -2008. - N_{0} 14. -2. - P. 421-430.

74. Cai H. Study of atmospheric pollution using terahertz wave / H. Cai, D. Wang, J. Shen // Proc. SPIE. – 2015. - № 7854. - P. 78542J.

75. Cai H. Study on terahertz spectra of so2 and h2s / H. Cai, D. Wang, J. L. Shen // Science China Physics, Mechanics and Astronomy. $-2013 - N \ge 56 - 4 - P. 685-690$.

76. Waters J.W. The earth observing system microwave limb sounder (eos mls) on the aura satellite / J.W. Waters, L. Froidevaux, R.S. Harwood, R.F. Jarnot, H.M. Pickett, W.G. Read, P. H. Siegel, R.E. Cofield, M.J Filipiak, D.A. Flower, J.R. Holden, G.K. Lau, N.J. Livesey, G.L. Manney, H.C. Pumphrey, M.L. Santee, D.L. Wu, D.T. Cuddy, R.R. Lay, M.S. Loo, V.S. Perun, M.J. Schwartz, P.C. Stek, R.P. Thurstans, M.A. Boyles, K.M. Chandra, M.C. Chavez, Gun-Shing Chen, B.V. Chudasama, R. Dodge, R.A. Fuller, M.A. Girard, J.H. Jiang, Yibo Jiang, B.W. Knosp, R.C. LaBelle, J.C. Lam, K.A. Lee, D. Miller, J.E. Oswald, N.C. Patel, D.M. Pukala, O. Quintero, D.M. Scaff, W. Van Snyder, M.C. Tope, P.A. Wagner, M.J. Walch // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. – 2006. - № 44. – 5. - P. 1075-1092.

77. Doi Y. Large-format and compact stressed ge:ga array for the astro-f (iris) mission / Y. Doi, S. Hirooka, A. Sato, M. Kawada, H. Shibai, Y. Okamura, S. Makiuti, T. Nakagawa, N. Hiromoto, M. Fujiwara // Advances in Space Research. -2002. $-N_{2}$ 30. -9. -P. 2099-2104.

78. The Atacama Large Millimeter Array (ALMA): Implications of a Potential Descope. The National Academies Press, Washington, D.C., 2005.

79. Mann C.M. Towards terahertz communications systems / C.M. Mann // Terahertz Sources and Systems, pages 261-267. Springer Netherlands, 2001.

80. Kleine-Ostmann T. A review on terahertz communications research / T. Kleine-Ostmann, T. Nagatsuma // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. $-2011. - N_{\odot} 32. - 2. - P. 143-171.$

81. Song H-J. Present and future of terahertz communications / H-J. Song, T. Nagatsuma // Terahertz Science and Technology, IEEE Transactions on. – 2011. - № 1. – 1. - P. 256-263.

82. Hirata A. 120-ghz-band millimeter-wave photonic wireless link for 10-gb/s data transmission / A. Hirata, T. Kosugi, H. Takahashi, R. Yamaguchi, F. Nakajima, T. Furuta, H. Ito, H. Sugahara, Y. Sato, T. Nagatsuma // Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on. -2006. - N 54. - 5. - P. 1937-1944.

83. Ishigaki K. Direct intensity modulation and wireless data transmission characteristics of terahertz-oscillating resonant tunnelling diodes / K. Ishigaki, M. Shiraishi, S. Suzuki, M. Asada, N. Nishiyama, S. Arai // Electronics Letters. – 2012. - № 48. – 10. - P. 582-583.

84. Короновский А.А. О применении хаотической синхронизации для скрытой передачи информации / А.А. Короновский, О.И. Москаленко, А.Е. Храмов // Успехи физических наук. – 2009. - № 179. – 12. - С. 1281-1310.

85. Rubens H. Heat rays of great wave length / H. Rubens, E.F. Nichols // Phys. Rev. – 1897. - N_{2} 4. – 4. - P. 314-323.

86. Мириманов Р.Г. Миллиметровые и субмиллиметровые волны / Р.Г. Мириманов. М.: Изд-во иностр. лит., 2015.

87. Glagolewa-Arkadiewa A.A. Hort electromagnetic waves of wave-length up to 82 microns / A.A. Glagolewa-Arkadiewa // Nature. – 1924. - № 113. – 2844. - P. 640.

88. Glyavin Yu.M. Generation of 1.5-kW, 1-THz coherent radiation from a gyrotron with a pulsed magnetic field / Yu.M. Glyavin, A.G. Luchinin, Yu.G. Golubiatnikov // Phys. Rev. Lett. – 2008. - N_{2} 100. - P. 015101.

89. Bratman V.L. Gyrotron development for high power THz technologies at iap ras / V.L. Bratman, A.A. Bogdashov, G.G. Denisov, M.Yu Glyavin, Yu.K. Kalynov, A.G. Luchinin, V.N. Manuilov, V.E. Zapevalov, N.A. Zavolsky, V.G. Zorin // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. – 2012. - N_{2} 33. – 7. - P. 715-723.

90. Carr G.L. High-power terahertz radiation from relativistic electrons / G.L. Carr, Michael C. Martin, Wayne R. McKinney, K. Jordan, George R. Neil, G. P. Williams // Nature. – 2002. - № 420. - P. 153-156.

91. Neil G.R. Sustained kilowatt lasing in a free-electron laser with same-cell energy recovery/ G.R. Neil, C.L. Bohn, S.V. Benson, G. Biallas, D. Douglas, H.F. Dylla, R. Evans, J. Fugitt, A. Grippo, J. Gubeli, R. Hill, K. Jordan, R. Li, L. Merminga, P. Piot, J. Preble, M. Shinn, T. Siggins, R. Walker, B. Yunn // Phys. Rev. Lett. – 2000. - № 84. - P. 662-665.

92. Komandin G.A. Bwo generators for terahertz dielectric measurements / G.A. Komandin, S.V. Chuchupal, S.P. Lebedev, Y.G. Goncharov, A.F. Korolev, O.E. Porodinkov, I.E. Spektor, A.A. Volkov // Terahertz Science and Technology, IEEE Transactions on. – 2013. - N_{2} 3. – 4. - P. 440-444.

93. Kohler R. Terahertz semiconductor-heterostructure laser / R. Kohler, A. Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfield, G.A. Davies, D.A. Ritchie, R.C. Iotti, F. Rossi // Nature. – 2002. - № 417. - P. 156-159.

94. Mann C.M. Terahertz Sources and Systems / C.M. Mann. Kluwer, Dordrecht, 2001.

95. Mukherjee P. Terahertz (thz) frequency sources and antennas – a brief review / P. Mukherjee, B. Gupta // Int J Infrared Milli Waves. – 2008. – 29. - P. 1091-1102.

96. Schneider A. Generation of terahertz pulses through optical rectification in organic dast crystals: theory and experiment / A. Schneider, M. Neis, M. Stillhart, B. Ruiz, R.U.A. Khan, P. Gunter // J. Opt. Soc. Am. B. -2006. - N 23. -9. - P. 1822-1835.

97. Yin X. Terahertz sources and detectors / X. Yin, B.W.-H. Ng, D. Abbott // Terahertz Imaging for Biomedical Applications. P. 9-26. Springer New York, 2012.

98. Barker R. J. High-Power Microwave Sources and Technologies / R. J. Barker, E. Schamiloglu // New York: IEEE Press, 2001.

99. Benford J. High Power Microwaves / J. Benford, J.A. Swegle, E. Schamiloglu. CRC Press, Taylor and Francis, 2007.

100. Bunkin B.V. Nanosecond radar system based on repetitive pulsed relativistic bwo / B.V. Bunkin [et al.] // 9th International Conference on High-Power Particle Beams, 25-29 May 1992. - P. 195-202.

101. Clunie D. Strong Microwaves in Plasmas / D. Clunie, G.A. Mesyats, M.I. Osipov, M.I. Petelin, P. Zagulov, S.D. Korovin, C.F. Clutterbuck, B. Wardrop // Nizhni Novgorod: IAP RAS, 1996.

102. Blank M. Demonstration of a high-power long-pulse 140-ghz gyrotron oscillator / M. Blank, K. Felch, P. Borchard, P. Cahalan, S.R. Cauffman, Tak Sum Chu, H. Jory // Plasma Science, IEEE Transactions on. $-2004. - N_{2} 32. - 3. - P. 867-876.$

103. Bykov Yu.V. The development of gyrotrons and their applications for plasma science and material processing / Yu.V. Bykov, N.S. Ginzburg, M.Yu Glyavin, S.V. Golubev, G.G. Denisov, A.G. Luchinin, V.N. Manuilov // Journal of Terahertz Science and Technology. – 2014. - № 7. – 2. - P. 70-79.

104. Barnett L.R. 140 kW W-band TE01 ultra high gain gyro-TWT amplifier / L.R. Barnett [et al.] // IEEE International Vacuum Electronics Conference, 2006 held Jointly with 2006 IEEE International Vacuum Electron Sources, 25-27 April 2006. P. 461-462.

105. Manheimer W.M. Initial cloud images with the NRL high power 94 GHz WARLOC radar / W.M. Manheimer, A.W. Fliflet, K.St. Germain, G.J. Linde, W.J. Cheung, V. Gregers-Hansen, B.G. Danly, M.T. Ngo // Geophysical Research Letters. – 2003. - № 30. - 3I. - P. 1103.

106. Beacon D. The E-Bomb: How America's New Directed Energy Weapons Will Change the Way Future Wars Will be Fought / D. Beacon. Da Capo, Cambridge, 2005.

107. Guenard P. Nouveau tubes oscillateurs a large bande d'accord tonique pour hyperfrequences / P. Guenard, O. Doehler, B. Epsztein, R. Warnecke // C.R. Acad. Sc. – 1952. - № 235. - 236.

108. Гершензон М.Б. Лампы обратной волны миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн / М.Б. Гершензон, М.Б. Голант, А.А. Негирев, В.С. Савельев. М.: Радио и связь, 1985.

109. David J.F. Design of a terahertz cascade backward wave amplifier / J.F. David, A.J. Durand, M. Mineo, C. Paoloni // IEEE Transactions on Electron Devices. – 2014. - N_{2} 61. – 6. - P. 1715-1720.

110. Галдецкий А.В. Вакуумные источники терагерцового излучения / А.В. Галдецкий // Материалы XVI Международной зимней школы-семинара по радиофизике и электронике сверхвысоких частот, Саратов, 2-7 февраля 2015. С. 4.

111. Левин Г.Я. Клинотрон / Г.Я. Левин, А.И. Бородкин, А. Я. Кириченко, А.Я. Усиков. Киев: Наукова думка, 1992.

112. Booske J.H. Vacuum electronic high power terahertz sources / J.H. Booske, R.J. Dobbs, C.D. Joye, C.L. Kory, G.R. Neil, Gun-Sik Park, Jaehun Park, R.J. Temkin // Terahertz Science and Technology, IEEE Transactions on. $-2011. - N_{\rm P}1. - 1. - P. 54-75.$

113. Han S.-T. Low-voltage operation of ka-band folded waveguide traveling-wave tube / S.-T. Han, K.-H. Jang, J.-K. So, J.-I. Kim, Y.-M. Shin, N.M. Ryskin, S.-S. Chang, G.-S. Park // IEEE Transactions on Plasma Science. -2004. - N_{2} 32. -1. - P. 60-66.

114. Saile V. LIGA and its Applications / V. Saile // Wiley-VCH, 2009.

115. Srivastava V. Thz vacuum microelectronic devices / V. Srivastava // Journal of Physics: Conference Series. – 2008. - № 114. – 1. - P. 012015.

116. Shin Y.-M. Microfabrication of millimeter wave vacuum electron devices by twostep deep-etch x-ray lithography / Y.-M. Shin, J.-K. So, S.-T. Han, K.-H. Jang, G.-S. Park, J.-H. Kim, S.-S. Chang // Applied Physics Letters. – 2006. - № 88. – 9. - P. 091916.

117. Shin Y.M. Experimental investigation of 95ghz folded waveguide backward wave oscillator fabricated by two-step liga / Y.M. Shin [et al.] // In IEEE International Vacuum Electronics Conference, 2006 held Jointly with 2006 IEEE International Vacuum Electron Sources. P. 419-420.

118. Paoloni C. Design and Fabrication of a 1 THz Backward Wave Amplifier / C. Paoloni, A. Di Carlo, F. Brunetti, M. Mineo, G. Ulisse, A. Durand, V. Krozer, M. Kotiranta, A. M. Fiorello, M. Dispenza, Secchi, Zhurbenko, Bouamrane, Bouvet, Megtert, Tamburri, Cojocaru, Gohier // Terahertz Science and Technology. – 2011. - № 4. - P. 149-163.

119. Русин Ф.С. Генерация электромагнитных колебаний в открытом резонаторе / Ф.С. Русин, Г.Д. Богомолов // Письма ЖЭТФ. – 1966. - № 4. – 6. - С. 236.

120. Вайнштейн Л.А. Электронный генератор с открытым резонатором (обзор теоретических и экспериментальных исследований) / Л.А. Вайнштейн, В.А. Исаев, Д.И. Трубецков // Радиотехника и электроника. – 1983. - № 28. – 7. - С. 1233-1249.

121. Шестопалов В.П. Генераторы дифракционного излучения / В.П. Шестопалов, А.А. Вертий, Г.П. Ермак, Б.К. Скрынник, Г.И. Хлопов, А.И. Цвык. Киев: Наукова думка, 1991.

122. Мясин Е.А. Оротрон с двухрядной периодической структурой диапазона 150 ГГц – 400 ГГц / Е.А. Мясин, В.В. Евдокимов, А.Ю. Ильин // Материалы II Всероссийской микроволновой конференции. Москва, 26-28 ноября 2014 г. - С. 322-324.

123. Ives L. Development of terahertz backward wave oscillators / L. Ives [et al.] // Fifth IEEE International Vacuum Electronics Conference, 2004. IVEC 2004. April 2004. - P. 67-68.

124. Еремка В.Д. Умножители частоты с наклонным электронным потоком / В.Д. Еремка // Радиофизика и электроника. – 2007. - № 12. - С. 81-103.

125. Roitman A. Sub-millimeter waves from a compact, low voltage extended interaction klystron / A. Roitman, D. Berry, M. Hyttinen, B. Steer // IRMMW-THz'2007 (Cardiff, U.K., September 2007), 2007. P. 892-894.

126. Steer B. Millimeter-wave extended interaction klystrons / B. Steer // Program Book IEEE MTT Int. Microw. Symp., Workshop on Millimeter-Wave Power Amplifier Technol.: Power, Linearity and Efficiency, Workshop WMD, Atlanta, GA, June 2008. - P. 81.

127. Steer B. Extended interaction klystrons for space-borne applications / B. Steer // Conf. 6th IEEE Int. Vacuum Electron., Noordwijk, Netherlands, April 2005. - P. 3.1-4.

128. Hyttinen M. Ka-band extended interaction klystrons (EIKs) for satellite communication equipment / M. Hyttinen, P. Horoyski, A. Roitman // 3rd IEEE Int. Vacuum Electron. Conf., Monterey, CA, Apr. 2002. - P. 320-321.

129. Berry D. Millimeter-wave amplifiers of medium power: Extended interaction klystrons / D. Berry [et al.] // 7th Int.Workshop on Strong Microw.: Sources Appl., Nizhny Novogorod, Russia, 27 July – 2 August 2008. - P. 214.

130. Dobbs R.J. Design and fabrication of terahertz extended interation klystrons / R.J. Dobbs [et al.] // Conf. Dig. 35th IRMMW-THz, Rome, Italy, Sep. 2010. - P. Tu–F2.1.

131. Nation J.A. Advances in cold cathode physics and technology / J.A. Nation, L. Schachter, F.M. Mako, L.K. Len, W. Peter, C.M. Tang, T. Sriniva-san Rao // Proceedings IEEE. – 2014. - № 87. – 5. - P. 865-889.

132. Siegel P.H. Nanoklystron: A monolithic tube approach to thz power generation / P.H. Siegel, A. Fung, H. Manohara, J. Xu, B. Chang // 12th International Symposium on Space Terahertz Technology, 2001. - P. 81-90.

133. Manohara H.M. Development of a micromachined THz nanoklystron: a status report / M. Manohara, P.H. Siegel, M.J. Bronikowki, B.K. Vancil, K. Hawken // In IEEE Conference Record - Abstracts. The 31st IEEE International Conference on Plasma Science, ICOPS'2004, July 2004. - P. 421.

134. Yeryomka V.D. Multibeam reflecting nanoklystron / V.D. Yeryomka, A.A. Kurayev, A.V. Aksenchyk // International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology, ICMMT'2008. P. 1202-1203, April 2008.

135. Jang K.-H. High order mode oscillation in a terahertz photonic-band-gap multibeam reflex klystron / K.-H. Jang, S.-G. Jeon, J.-I. Kim, J.-H. Won, J.-K. So, S.-H. Bak, A. Srivastava, S.-S. Jung, G.-S. Park // Applied Physics Letters. – 2008. - № 93. - P. 21.

136. Черепенин В.А. Релятивистские многоволновые генераторы и их возможные применения / В.А. Черепенин // Успехи физических наук. –2006. –№ 176. –10. – С. 1124-1130.

137. Tsimring S.E. Electron beams and microwave vacuum electronics / S.E. Tsimring // John Wiley and Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2007.

138. Schmuser P. Undulator radiation / P. Schmuser, M. Dohlus, J. Rossbach, C. Behrens // Free-Electron Lasers in the Ultraviolet and X-Ray Regime, P. 11-23. Springer International Publishing, 2014.

139. Гапонов-Грехов А.В. Мазеры на циклотронном резонансе / А.В. Гапонов-Грехов, М.И. Петелин // Наука и человечество. – М.: Знание, 1980. – С. 283-298.

140. Nusinovich G.S. The Gyrotron at 50: Historical Overview / G.S. Nusinovich, M.K.A. Thumm, M.I. Petelin // J. Infrared Milli Terahz Waves. – 2014. - № 35. - P. 325-381.

141. Thumm M. State-of-the-Art of High Power Gyro-Devices and Free Electron Masers / M. Thumm. KIT Scientific Publishing, 2013.

142. Запевалов В.Е. Эволюция гиротронов / В.Е. Запевалов // Изв. вузов. Радиофизика. – 2011. - № LIV. - 8-9. - С. 559-572.

143. Nusinovich G. Introduction to the physics of gyrotrons / G. Nusinovich. The Johns Hopkins University Press, Baltimore and London, 2004.

144. Bratman V. Review of subterahertz and terahertz gyrodevices at IAP RAS and FIR FU / V. Bratman, M. Glyavin, T. Idehara, Y. Kalynov, A. Luchinin, V. Manuilov, S. Mitsudo, I. Ogawa, T. Saito, Y. Tatematsu, V.E. Zapevalov // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2009. - N_{2} 37. – 1. - P. 36-43.

145. Братман В.Л. Освоение терагерцевого диапазона: источники и приложения / В.Л. Братман, А.Г. Литвак, Е.В. Суворов // УФН. – 2011. - № 181. - С. 867-874.

146. Кулипанов Г.Н. Использование синхротронного излучения: состояние и перспективы / Г.Н. Кулипанов, А.Н. Скринский. // Успехи физических наук. – 1977. - № 122. – 7. - С. 369-418.

147. Тернов И.М. Синхротронное излучение / И.М. Тернов // Успехи физических наук. – 1995. - № 165. – 4. - С. 429-456.

148. Винокуров Н.А. Ондуляторы и вигглеры для генерации излучения и других применений / Н.А. Винокуров, Е.Б. Левичев // Успехи физических наук. – 2015. – № 185. – 9. - С. 917-939.

149. Deacon D.A.G. First operation of a free-electron laser / D.A.G. Deacon, L.R. Elias, J.M.J. Madey, G.J. Ramian, H.A. Schwettman, T.I. Smith // Phys. Rev. Lett. – 1977. - № 38. - P. 892-894.

150. Elias L.R. Free-electron laser research at the university of California, Santa Barbara / L.R. Elias // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1987. - № 23. – 9. - P. 1470-1475.

151. van Amersfoort P.W. Status and research objectives of the dutch free electron laser for infrared experiments / P.W. van Amersfoort, R.W.B. Best, Van R. Buuren, P.F.M. Delmee, B. Faatz, Van Der C. A.J. Geer, D.A. Jaroszynski, P. Manintveld, W.J. Mastop, B.J.H. Meddens, Van Der A.F.G. Meer, D. Oepts, J. Pluygers, M.J. Van Der Wiel // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 1990. - N_{2} 296. – 1-3. - P. 217-221.

152. Akberdin R.R. High power thz applications on the novofel / R.R. Akberdin [et al.] // 34th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, Busan, Korea (South), 21-25 September 2009. P. 1-3.

153. Ciocci F. Compact FEL activity at the ENEA-Frascati research center / F. Ciocci, R. Bartolini, G. Dattoli, A. Dipace, A. Doria, G.P. Gallerano, L. Giannessi, M.F. Kimmitt, G. Messina, L. Mezi, A. Renieri, E. Sabia, J.E. Walsh // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 1992. - № 318. – 1. - P. 165-167.

154. Doria A. Enhanced coherent emission of terahertz radiation by energy-phase correlation in a bunched electron beam / A. Doria, G. P. Gallerano, E. Giovenale, G. Messina, I. Spassovsky // Phys. Rev. Lett. – 2004. - № 93. - P. 264801. 155. Shen Y. Nonlinear cross-phase modulation with intense single-cycle terahertz pulses / Y. Shen, T. Watanabe, D.A. Arena, C.-C. Kao, J.B. Murphy, T.Y. Tsang, X.J. Wang, G.L. Carr // Phys. Rev. Lett. – 2007. - № 99 - P. 043901.

156. Abo-Bakr M Steady-state far-infrared coherent synchrotron radiation detected at bessy II / M. Abo-Bakr, J. Feikes, K. Holldack, G. Wüstefeld, H.-W. Hübers // Phys. Rev. Lett. – 2002. - № 88. - 254801.

157. Byrd J.M. Observation of broadband self-amplified spontaneous coherent terahertz synchrotron radiation in a storage ring / J.M. Byrd, W.P. Leemans, A. Loftsdottir, B. Marcelis, Michael C. Martin, W.R. McKinney, F. Sannibale, T. Scarvie, C. Steier // Phys. Rev. Lett. – 2002. - N_{2} 89. - P. 224801.

158. Todd A.M.M. High-power thz source development / A.M.M. Todd, H.P. Bluem, V. Christina, R.H. Jackson, and G.P. Williams. // The Joint 30th International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 13th International Conference on Terahertz Electronics, 2005 (IRMMW-THz'2005). - P. 497-498. Vol. 2.

159. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов: в 2 кн. / С.М. Зи. М.: Мир, 1984.

160. Bulman P.J. Transferred electron devices / P.J. Bulman, G.S. Hobson, B.C. Taylor. – New York: Academic Press, 1972.

161. Левинштейн М.Е. Эффект Ганна / М.Е. Левинштейн, Ю.К. Пожела, М.С. Шур. М.: Сов. радио, 1975.

162. Pilgrim N.J. Gunn oscillations in planar heterostructure diodes / N.J. Pilgrim, A. Khalid, G.M. Dunn, D.R.S. Cumming // Semiconductor Science and Technology 2008. - № 23. - 7. - P. 075013.

163. Khalid A. In_{0.53}Ga_{0.47}As planar Gunn diodes operating at a fundamental frequency of 164 GHz / A. Khalid, C. Li, V. Papageogiou, G.M. Dunn, M.J. Steer, I.G. Thayne, M. Kuball, C.H. Oxley, M. Montes Bajo, A. Stephen, J. Glover, D.R.S. Cumming // IEEE Electron Device Letters. – 2013. - N_2 34. -1. - P. 39-41.

164. Fischetti M.V. Monte carlo simulation of transport in technologically significant semiconductors of the diamond and zinc-blende structures. II. Submicrometer MOSFET's / M.V. Fischetti, S.E. Laux // IEEE Transactions on Electron Devices. – 1991. - № 38. – 3. - P. 650-660.

165. Khalid A. Cumming. Terahertz oscillations in an In $_{0.53}$ Ga $_{0.47}$ As submicron planar Gunn diode / A. Khalid, G.M. Dunn, R.F. Macpherson, S. Thoms, D. Macintyre, C. Li, M.J. Steer, V. Papageorgiou, I.G. Thayne, M. Kuball, C.H. Oxley, M. Montes Bajo, A. Stephen, J. Glover, D.R.S. Cumming // Journal of Applied Physics. – 2014. - Nº 115. – 11. - P. 114502.

166. Yang L. A comparative investigation on sub-micrometer inn and gan gunn diodes working at terahertz frequency / L. Yang, S. Long, X. Guo, Y. Hao // Journal of Applied Physics. – 2012. - № 111. – 10. - P. 104514.

167. Лебедев. А.И. Физика полупроводниковых приборов / А.И. Лебедев. М.: Физматлит, 2008.

168. Trew R.J. High-frequency solid-state electronic devices / R.J. Trew // IEEE Transactions on Electron Devices. – 2005. - № 52. – 5. - P. 638-649.

169. Mukherjee M. Terahertz frequency performance of double drift impatt diode based on opto-sensitive semiconductor / M. Mukherjee, N. Mazumder, S. K. Roy, K. Goswami // Proceedings of Asia-Pacific Microwave Conference (APMC'2007), December 2007. - P. 1-4.

170. Acharyya A. Prospects of impatt devices based on wide bandgap semiconductors as potential terahertz sources / A. Acharyya, J.P. Banerjee // Applied Nanoscience. – 2014. - $N_{\rm P}$ 4. – 1. - P. 1-14.

171. Brown E.R. Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonantb tunneling diodes / E.R. Brown, J.R. Soderstrom, C.D. Parker, L.J. Mahoney, K.M. Molvar, T.C. McGill // Applied Physics Letters. – 1991. - № 58. – 20. - P. 2291-2293.

172. Suzuki S. Fundamental oscillations at :900 GHz with low bias voltages in rtds with spike-doped structures / S. Suzuki, K. Sawada, A. Teranishi, M. Asada, H. Sugiyama, H. Yokoyama. // Electronics Letters. $-2010. - N \ge 46. - 14. - P. 1006-1007.$

173. Ouchi T. Handbook of Terahertz Technology for Imaging / T. Ouchi // Sensing and Communications, P. 423-435. Woodhead Publishing, 2013.

174. Suzuki S. Fundamental oscillation of resonant tunneling diodes above 1 THz at room temperature / S. Suzuki, M. Asada, A. Teranishi, H. Sugiyama, H. Yokoyama // Applied Physics Letters. – 2010. - N 97. - 24.

175. Bollaert S. Hemt's capability for millimeter wave applications / S. Bollaert, Y. Cordier, M. Zaknoune, T. Parenty, H. Happy, A. Cappy // Annales Des Telecommunications. – $2001. - N_{2} 56. - 1-2. - P. 15-26.$

176. Fatimy A.El. Algan/gan high electron mobility transistors as a voltage-tunable room temperature terahertz sources / A.El. Fatimy, N. Dyakonova, Y. Meziani, T. Otsuji, W. Knap, S. Vandenbrouk, K. Madjour, D. Theron, C. Gaquiere, M. A. Poisson, S. Delage, P. Prystawko, C. Skierbiszewski // Journal of Applied Physics. - 2010. - № 107. - 2. - P. 024504.

177. Овсянников М.И. Полупроводниковые периодические структуры / М.И. Овсянников, Ю.А. Романов, В.Н. Шабанов, Р.Г. Логинова // ФТП. – 1970. - № 4. – 12. - С. 2225.

178. Esaki L. Superlattices and negative differential conductivity in semiconductors / L. Esaki, R. Tsu // IBM Journal of Research and Development. - 1970. - № 14. - 1. - P. 61-65.

179. Шик А.Я. Сверхрешетки-периодические полупроводниковые структуры / А.Я. Шик // Физика и техника полупроводников. – 1974. - № 8. - 1841.

180. Wacker A. Semiconductor superlattices: a model system for nonlinear transport / A. Wacker // Physics Reports. – 2002. - № 357. - P. 1-111.

181. Келдыш Л.В. Свойства полупроводниковых сверхрешеток / Л.В. Келдыш // Физика твердого тела. – 1962. - 4. - С. 2265.

182. Wannier G.H. Wave functions and effective hamiltonian for bloch electrons in an electric field / G.H. Wannier // Phys. Rev. – 1960. - № 117. – 2. - P. 432-439.

183. Tsu R. Tunneling in a finite superlattice / R. Tsu, L. Esaki // Appl. Phys. Lett. – 1973. - № 22. – P. 562-564.

184. Bloch F. Uber die quantenmechanik der elektronen in kristallgittern / F. Bloch // Z. Phys. A: Hadrons Nucl. – 1928. - № 52. - P. 555-600.

185. Zener C.A Theory of the Electrical Breakdown of Solid Dielectrics / C. Zener // Proceedings of the Royal Society of London. Series A. – 1934. - № 145. – 855. - P. 523-529.

186. Ignatov A.A. Nonlinear electromagnetic properties of semiconductors with a superlattice / A.A. Ignatov, Yu.A. Romanov // Physica Status Solidi B. – 1976. – \mathbb{N} 83. – 1. – P. 327-333.

187. Cannon E.H. Absolute negative conductivity and spontaneous current generation in semiconductor superlattices with hot electrons / E.H. Cannon, F.V. Kusmartsev, K.N. Alekseev, D.K. Campbell // Phys. Rev. Lett. -2000. - N_{2} 85. -6. - P. 1302-1305.

188. Ктиторов С.А. Брэгговское отражение и высокочастотная проводимость в твердотельной плазме / С.А. Ктиторов, Г.С. Симин, В.Я. Синдаловский // Физика твердого тела. – 2012. - № 13. – 8. - С. 2230-2233.

189. Willenberg H. Bloch gain in a quantum cascade laser / H. Willenberg, G. Scalari, G.H. Dohler, J. Faist // THZ 2002: IEEE TENTH INTERNATIONAL CONFERENCE ON TERAHERTZ ELECTRONICS PROCEEDINGS, 2002. - P. 7-8.

190. Shimada Y. Terahertz conductivity and possible bloch gain in semiconductor superlattices / Y. Shimada, K. Hirakawa, M. Odnoblioudov, K. A. Chao // Phys. Rev. Lett. – 2003. - № 90. - P. 046806.

191. Terazzi R. Bloch gain in quantum cascade lasers / R. Terazzi, T. Gresch, M. Giovannini, N. Hoyler, N. Sekine, J. Faist // Nature Physics. – 2007. - № 3. - P. 329-333.

192. Санкин В.И. Терагерцовое излучение, вызванное ванье-штарковской локализацией электронов в естественной сверхрешетке карбида кремния / В.И. Санкин, А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, А.Г. Петров // Письма в ЖЭТФ. – 2011. - № 94. – 5. - С. 393-396.

193. Sankin V.I. Terahertz electroluminescence from 6H-SiC structures with natural superlattice / V.I. Sankin, A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in, A.G. Petrov // Appl. Phys. Lett. – 2012. - № 100. - P. 111109.

194. Санкин В.И. Терагерцовая генерация, обусловленная новыми эффектами в естественной сверхрешетке 6H-SiC / В.И. Санкин, А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, А.Г. Петров // Физика и техника полупроводников. – 2015. - № 49. – 2. - С. 249-253.

195. Savvidis P.G. Resonant crossover of terahertz loss to the gain of a bloch oscillating *inas/alsb* superlattice / P.G. Savvidis, B. Kolasa, G. Lee, S. J. Allen // Phys. Rev. Lett. – 2004. - N_{2} 92. – 19. - P. 196802.

196. Hyart T. Bloch gain in dc-ac-driven semiconductor superlattices in the absence of electric domains / T. Hyart, K.N. Alekseev, E.V. Thuneberg // Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics). – 2008. - № 77. – 16. - P. 165330.

197. Schomburg E. Millimeter wave oscillator based on a quasiplanar superlattice electronic device / E. Schomburg, K. Hofbeck, J. Grenzer, T. Blomeier, A.A. Ignatov, K.F. Renk, D.G. Pavelev, Yu. Koschurinov, V. Ustinov, A. Zhukov, S. Ivanov, and P.S. Kopev // Applied Physics Letters. – 1997. - № 71. - P. 401-403.

198. Eisele H. Superlattice electronic devices as high-performance oscillators between 60-220 ghz / H. Eisele, S.P. Khanna, E.H. Linfield // Appl. Phys. Lett. – 2010. - № 96. - 7 - P. 072101.

199. Makarov V.V. Sub-terahertz amplification in a semiconductor superlattice with moving charge domains / V.V. Makarov, A.E. Hramov, A.A. Koronovskii, K.N. Alekseev, V.A. Maksimenko, M.T. Greenaway, T.M. Fromhold, O.I. Moskalenko, A.G. Balanov // Applied physics letters. – 2015. - № 106. - P. 043503–1–043503–4.

200. Endres C.P. Application of superlattice multipliers for high-resolution terahertz spectroscopy / C.P. Endres, F. Lewen, T.F. Giesen, S. Schlemmer, D.G. Paveliev, Y.I. Koschurinov, V.M. Ustinov, A.E. Zhucov // Review of Scientific Instruments. – 2007. - N_{2} 78. – 4. - P. 043106.

201. Казаринов Р.Ф. О возможности усиления электромагнитных волн в полупроводнике со сверхрешетками / Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис // ФТП. – 1971. - № 5. - С. 797.

202. Williams B.S. Wave engineering with THz quantum cascade lasers / B.S. Williams // Terahertz quantum-cascade lasers. – 2007. - № 1. - P. 517-525.

203. Vitiello M.S. THz QCL-Based Cryogen-Free Spectrometer for in Situ Trace Gas Sensing / M.S. Vitiello, L. Consolino, S. Bartalini, A. Taschin, A. Tredicucci, M. Inguscio, P. De Natale // Quantum-limited frequency fluctuations in a terahertz laser. – 2012. - № 6. - P. 525-528.

204. Scalari G. Electrically switchable, two-color quantum cascade laser emitting at 1.39 and 2.3 THz / G. Scalari, C. Walther, J. Faist, H. Beere, D. Ritchie // Applied Physics Letters. $-2006. - N_{2} 88. - 14.$

205. Dunbar A.L. Small optical volume terahertz emitting microdisk quantum cascade lasers / A.L. Dunbar, R. Houdre, G. Scalari, L. Sirigu, M. Giovannini, J. Faist // Applied Physics Letters. $-2007. - N_{2} 90. - 14. - P. 141114.$

206. Lu Q.Y. High performance terahertz quantum cascade laser sources based on intracavity difference frequency generation / Q.Y. Lu, N. Bandyopadhyay, S. Slivken, Y. Bai, M. Razeghi // Opt. Express. -2013. - N 21. -1. - P. 968-973.

207. Faist J. Quantum-cascade lasers based on a bound-to-continuum transition / J. Faist, M. Beck, T. Aellen, E. Gini // Applied Physics Letters. – 2001. - № 78. – 2. - P. 147-149.

208. Hubers H-W. Terahertz lasers based on germanium and silicon / H-W. Hubers, S.G. Pavlov, V.N. Shastin // Semiconductor Science and Technology. – 2005. - № 20. – 7. - P. 211.

209. Welp U. Superconducting emitters of THz radiation / U. Welp, K. Kadowaki, R. Kleiner // Nature Photonics. – 2013. - № 7. - P. 702-710.

210. Кураев А.А. Перспективы применения сверхпроводящих электродинамических структур в электронных приборах в целях продвижения их в терагерцовый диапазон / А.А. Кураев, С.А. Куркин, А.А. Короновский, А.О. Рак, А.К. Синицын, А.Е. Храмов // ЖТФ. – 2015. - № 85. – 4. - С. 105-109.

211. Shen Y.C. Generation and detection of ultrabroadband terahertz radiation using photoconductive emitters and receivers / Y.C. Shen, P.C. Upadhya, H.E. Beere, E.H. Linfield, A.G. Davies, I.S. Gregory, C. Baker, W.R. Tribe, M.J. Evans // Applied Physics Letters. – 2004. - № 85. – 2. - P. 164-166.

212. Hale P.J. 20 THz broadband generation using semi-insulating GaAs interdigitated photoconductive antennas / P.J. Hale, J. Madeo, C. Chin, S.S. Dhillon, J. Mangeney, J. Ti-gnon, K.M. Dani // Opt. Express. – 2014. - № 22. – 21. - P. 26358-26364.

213. Kubler C. Ultrabroadband terahertz pulses: generation and field-resolved detection / C. Kubler, R. Huber, A. Leitenstorfer. // Semiconductor Science and Technology. – 2005. - N_{2} 20. – 7. - P. 128.

214. Miller A.J. Micromachined antenna-coupled uncooled microbolometers for terahertz imaging arrays / A.J. Miller, A. Luukanen, E.N. Grossman // Proc. SPIE. – 2004. - № 5411. - P. 8-24.

215. Yasui T. Detection system operating at up to 7 THz using quasioptics and Schottky barrier diodes / T. Yasui, A. Nishimura, T. Suzuki, K. Nakayama, S. Okajima // Review of Scientific Instruments. -2006. $- N_{2}$ 77. - 6. - P. 066102.

216. Ariyoshi S. Terahertz imaging with a direct detector based on superconducting tunnel junctions / S. Ariyoshi, C. Otani, A. Dobroiu, H. Sato, K. Kawase, H. M. Shimizu, T. Taino, H. Matsuo // Applied Physics Letters. – 2006. - № 88. – 20. - P. 203503.

217. Komiyama S. A single-photon detector in the far-infrared range / S. Komiyama, O. Astafiev, V. Antonov, T. Kutsuwa, H. Hirai // Nature. – 2000. - № 403. - P. 405-407.

218. Winnerl S. GaAs/AlAs superlattices for detection of terahertz radiation / S. Winnerl // Microelectronics Journal. – 2000. - № 31. - P. 389.

219. Klappenberger F. Broadband semiconductor superlattice detector for THz radiation / F. Klappenberger, A.A. Ignatov, S. Winnerl, E. Schomburg, W. Wegscheider, K.F. Renk, M. Bichler // Applied Physics Letters. – 2001. - № 78. - P. 1673.

220. Terahertz radiation systems: Technologies and global markets. Technical Report Report Code IAS029D, BCC Research, 2015.

Глава 2. ТЕРАГЕРЦОВЫЕ ГИРОТРОНЫ

В.Е. Запевалов, М.Ю. Глявин

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

Выполнен обзор современного состояния разработок терагерцовых гиротронов и основных приложений. Проанализированы основные тенденции их дальнейшего развития и проблемы на этом пути. Сформулированы основные проблемы, препятствующие повышению мощности, эффективности и частоты гиротронов и перспективные подходы к их решению. Проведен анализ физических процессов в терагерцовых гиротронах, отмечены особенности и преимущества той или иной конструкции приборов. Отмечены особенности некоторых оригинальных конструкций. Показано, что возможности дальнейшего развития гироприборов в терагерцовом диапазоне частот как в непрерывном, так и в импульсном режиме далеко не исчерпаны (0.1-3 ТГц).

2.1. Особенности гиротронов в терагерцовом диапазоне частот

Одними из наиболее перспективных приборов в терагерцовом (и субтерагерцовом) диапазоне являются мазеры на циклотронном резонансе – устройства, основанные на индуцированном магнитотормозном излучении электронов, вращающихся в статическом магнитном поле [1]. Наиболее известным и широко распространенным вариантом МЦР является гиротрон [2], основными особенностями которого является использование адиабатической магнетронно-инжекторной пушки (МИП) с сильной компрессией электронного потока и открытого высокоселективного резонатора с дифракционным выводом энергии. Гиротроны намного более компактны, чем лазеры на свободных электронах (ЛСЭ), а принцип их работы основан на взаимодействии между электронами, вращающимися во внешнем магнитном поле, и электромагнитной волной в условиях циклотронного резонанса.

Механизм излучения, на котором основаны МЦР, описан во многих работах (см. например [1-7]).Общая схема гиротрона приведена на рис. 2.1. Основными подсистемами гиротрона являются: электронно-оптическая система, формирующая винтовой электронный пучок с высокой долей вращательной энергии и малым разбросом скоростей; электродинамическая система, в которой происходит взаимодействие пучка с одной из собственных мод; коллектор электронного пучка; система вывода, включающая согласованное выходное окно и во многих случаях квазиоптический преобразователь рабочей моды в узконаправленный волновой пучок [8] (рис. 2.1 б). Для работы гиротрона необходима магнитная система (обычно в субтерагерцовом и терагерцовом диапазоне используются криомагниты или импульсные магниты), создающая магнитное поле для формирования электронного потока и обеспечения резонансного взаимодействия электронов с высокочастотным полем.



Рисунок 2.1. Общая схема гиротрона: *a* - с прямым (осевым) выводом мощности, *б* – со встроенным квазиоптическим преобразователем и радиальным выводом мощности

В гиротроне энергия вращения электронов в сильном магнитном поле переходит в ВЧ излучения в условиях гирорезонанса

$$\omega \approx n\omega_h + hv_{//} , \qquad (2.1)$$

где ω_H и $v_{//}$ – циклотронная частота (гирочастота) и дрейфовая скорость электронов, n – номер циклотронной гармоники. Взаимодействие электронного пучка с одной из собственных мод круглого волновода $\text{TE}_{m,p}$ происходит около частоты отсечки [2-9] ($h \approx 0$), т. е. фактически здесь име-

ется резонатор гиротрона, образованный слабонерегулярным отрезком цилиндрического волновода с рабочими модами $TE_{m,p,q}$, причем для рабочей моды, как правило, q = 1, и поэтому в дальнейшем при равенстве единице опускается. Поскольку взаимодействие электронного пучка происходит с быстрой волной, распространяющейся практически поперек поступательного движения электронов, отсутствует необходимость в мелкомасштабных элементах замедляющих систем, принципиально необходимых для классических приборов вакуумной электроники, обеспечивается слабая чувствительность к скоростному разбросу электронов. Для реализации условия циклотронного резонанса в ТГц диапазоне частот гиротроны должны работать либо при наличии очень сильных магнитных полей, либо на гармониках циклотронной частоты электронов.

Мощность и КПД гиротрона определяются следующими выражениями:

$$P = \eta I U, \qquad (2.2a)$$

$$\eta = t_{\perp} \eta_{\perp} \eta_{C} \eta_{W} Q_{ohm} / (Q_{ohm} + Q_{d})$$
(2.26)

где *I* и *U* - ток и ускоряющее напряжение, η_{\perp} и η_{c} – поперечный КПД [3-9] и коэффициент преобразования встроенного преобразователя, t_{\perp} – отношение осцилляторной энергии электронов к полной, Qohm и Qd – дифракционная и омическая добротности, η_w - коэффициент пропускания выходного окна. Величины I и t₁ определяются системами формирования и транспортировки винтового электронного пучка (ВЭП). Отметим, что с повышением рабочей частоты практически все величины, определяющие мощность и эффективность гиротрона (см. (2.2)), в той или иной мере снижаются, и требуются серьезные усилия для поддержания характеристик гиротрона на приемлемом уровне. В результате многолетних исследований, конструкторских и технологических разработок в гиротронах были реализованы высокие уровни КПД (до 70% в системах с одноступенчатой рекуперацией остаточной энергии электронов [8, 9]) и мощность (2 МВт на частоте 0,17 ТГц [9, 10] и 0,2 МВт на частоте 0,67 ТГц [11, 12]). Таким образом, мощность и эффективность излучения гиротронов на несколько порядков превосходят мощности твердотельных генераторов [13-16] и классических приборов вакуумной электроники (ЛОВ, оротроны и клинотроны [13-15]), а размеры, рабочие напряжения и стоимость значительно ниже, чем в ЛСЭ [9]. На рис. 2.2, подготовленном на основании доклада профессора Р.Темкина [17], представлены достигнутые уровни мощности разных электронных приборов.

В настоящее время все больше внимание уделяется освоению гиротронами терагерцового диапазона частот (0,1-10 ТГц) [14-20]. В зависимости от уровня выходной мощности можно условно разделить гироприборы на три группы: малой мощности – 10-1000 Вт, средней мощности –

1-100 кВт, большой мощности – выше 100 кВт. Для этих групп, отличающихся кругом своих приложений, основные проблемы имеют собственную специфику и свой набор технических решений. Мощное терагерцовое излучение может быть использовано для создания плотной плазмы и управпараметрами (управляемый термоядерный ления eë синтез [7-10, 14, 20, 21], реализации «точечных» плазменных источников рентгеновского излучения [19], дистанционного обнаружения источников ионизирующего излучения) [11]. Для гироприборов средней мощности основным являются технологические приложения, создание и обработка новых полупроводниковых керамических и композитных материалов [5-7, 9, 20, 21]. Терагерцовые гиротроны малой мощности перспективны для диагностики и спектроскопии различных сред, включая развитие методов электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) и ядерного магнитного резонанса (ЯМР) высокого разрешения, а также медико-биологических приложений [17-24].



Рисунок 2.2. Достигнутые уровни мощности электронных приборов

Для дальнейшего продвижения гиротронов в терагерцовую область частот имеются только две возможности: повышение магнитного поля (как мы указывали выше, возможности тут довольно ограничены) и работа гиротронов на гармониках гирочастоты (см. (2.1)). Последние разработки высокочастотных гиротронов, связанные одновременно с использованием высоких гармоник и высоких значений поля сверхпроводящего магнита, стремятся к преодолению рубежа 1 ТГц при работе гиротронов как в короткоимпульсном, так и в непрерывном режиме. Выходные мощности, как правило, от 10 Вт до нескольких киловатт. Такие величины выходной мощности не столь высоки, как в гиротронах для УТС, которые, как указывалось выше, работают в диапазоне мощностей до нескольких МВт в миллиметровой области длин волн. Тем не менее указанная выходная мощность (от 10 Вт до нескольких кВт) – по-прежнему крайне высокий уровень мощности по сравнению с другими источниками терагерцового излучения и вакуумных и полупроводниковых приборов.

Долгое время основными задачами, стоявшими перед разработчиками и исследователями гиротронов, были повышение частоты, КПД, мощности и длительности импульса излучения. С развитием новых приложений к вышеперечисленным задачам добавились следующие требования: высокая стабильность частоты и мощности, расширение полосы плавной перестройки частоты, увеличение срока службы прибора, простота и удобство работы персонала при использовании гиротронных комплексов.

Наш обзор современных работ по гиротронам в ТГц-диапазоне состоит из нескольких частей. Сначала мы опишем современное состояние магнитных систем, прогресс в разработке гиротронов большой средней и малой мощности с криомагнитами, а затем гиротронов с импульсными соленоидами. Затем будут описаны некоторые новые варианты гироприборов, перспективных для освоения терагерцового диапазона, а также некоторые приложения терагерцовых гиротронов.

2.2. Магнитные системы

Сильные магнитные поля, необходимые для работы непрерывных и длинноимпульсных гиротронов (а также для импульсных гиротронов с высокойчастотой повторения) терагерцового диапазона, создаются сверхпроводящими соленоидами. Не будет преувеличением сказать, что развитие магнитных систем – ключ к развитию гиротронов и их приложений. В гиротроне взаимодействие электронного пучка с одной из собственных мод круглого волновода происходит практически на частоте отсечки [3-7]. При этом величина индукции ведущего магнитного поля B_0 , требуемого для генерации излучения с частотой f_0 , определяется условием циклотронного резонанса:

$$B_0[\mathrm{T}\pi] \approx 35.7 \frac{\gamma}{n} f[\mathrm{T}\Gamma\mathrm{I}\mathrm{I}], \qquad (2.3)$$

где $\gamma = 1 + \frac{U[\kappa B]}{511}$ – релятивистский фактор, *n* – номер циклотронной гармоники, на которой происходит взаимодействие.

Долгое время практически единственными типами магнитных систем для гироприборов были криомагниты на основе катушек, изготовленных из ниобий-титанового кабеля (реже с добавлениями ниобийоловянного кабеля) и погруженных в жидкий гелий для обеспечения тре-
буемой рабочей температуры. К недостаткам указанных систем следует отнести необходимость затратной по времени и стоимости процедуры регулярного подлива в криостат дорогостоящих криогенных жидкостей (гелия и азота). В настоящее время все более широкое распространение получают криомагнитные системы, имеющие встроенный охладитель и не требующие использования криогенных жидкостей, - «сухие» криомагниты. Такие магнитные системы промышленно изготавливаются многими зарубежными фирмами, например Джастек (Japan Superconducting Technology (JASTEC), Япония), Сумитомо (Sumitomo, Япония), Криомагнетикс (Cryomagnetics, CША), Оксфорд инструментс (Oxford Instruments, Англия) и другими. В России промышленное производство «сухих» магнитов, отвечающих требованиям работы с гиротронами мегаваттного уровня, пока не налажено, все работы в данном направлении носят экспериментальный характер. Однако следует отметить появление в 2015 году отечественного варианта сухого криомагнита с полем до 10 Тл и проходным отверстием 80 мм. Этот магнит, успешно разработанный и изготовленный Криомагнитной лабораторией ФИАН совместно с ООО «РТИ, Криомагнитные системы», соответствует современному мировому уровню. Это позволяет надеяться на относительно успешное развитие этого научно-технического направления в России в ближайшем будущем.

На рис. 2.3 а приведены фотографии криомагнитов фирмы Джастек (Japan Superconducting Technology (JASTEC), Япония) с полем 7 Тл и диаметром проходного отверстия 240 мм и 15 Тл – 52 мм. Современные гиротроны большой мощности вставляются в проходное («теплое») отверстие криомагнита катодной частью, и таким образом диаметр этого отверстия ограничивает максимальный размер катода и, вообще, электроннооптической системы. Таким образом, максимальные магнитные поля и диаметр проходного отверстия определяют предельные значения частоты и мощности гиротронов. В настоящее время для криомагнитов с полем 7 Тл для отечественных гиротронов с частотой 170 ГГц и мощностью 1 МВт типичные значения проходного отверстия 160 мм. Типичные значения потребляемой мощности криомагнитов 7-10 кВт не оказывает существенного влияния на эффективность гиротронных комплексов большой мощности, однако для комплексов средней и малой мощности это может оказаться существенным. Для «сухих» криомагнитов с максимальным реализованным полем 13-15 Тл проходное отверстие не превышает 110 мм, что ограничивает частоту на уровне 350-420 ГГц при работе гиротрона на первой гармонике, и мощность, оценочно, на уровне около 300 кВт. Для широкого круга приложений представляет большой интерес развитие сухих криомагнитов на основе высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). На рис. 2.3 б приведена фотография ВТСП магнита фирмы «Криомагнетикс», (США) с рабочим полем 3.35 Тл при рабочей температуре 35 К. Максимальнодостижимые значения поля в ближайшие годы выходит за рамки этой статьи, но стоит отметить возможности, предоставляемые быстрым прогрессом в высокотемпературных сверхпроводниках. Эти материалы, например YBCO (иттрий-бария оксид меди), продемонстрировали значительное повышение критических токов в полях выше 20 Тл [25].



Рисунок 2.3. «Сухие» криомагнитные системы

Поля в диапазоне 35-40 Тл в настоящее время реализованы в «гибридных» магнитных системах, состоящих из комбинации соленоида с водяным охлаждением и криомагнита. Такие магниты успешно реализованы, например, в лабораториях сильных магнитных полей Европы и США (Гренобль и Талахасси, соответственно), но эти системы имеют относительно небольшой (порядка 50 мм) размер проходного отверстия, большую длину магнита (около 3 метров) и колоссальное энергопотребление – 20 МВт при полях около 35 Тл [26]. В силу перечисленных причин такие системы не могут рассматриваться в качестве перспективных для разработки гироприборов, за исключением совсем экзотических вариантов демонстрационного характера.

Определенный оптимизм существует в отношении использования импульсных соленоидов для тех задач, в которых допустим импульсный режим генерации. В конце первого десятилетия XXI века практически одновременно лабораториями Дрездена и Лос-Аламоса были достигнуты рекордные значения импульсного магнитного поля – 97 Тл [27]. Относитель-

но компактные соленоиды с азотным охлаждением, позволяющие достигать полей до 50 Тл в объеме, достаточном для размещения электродинамической системы высокочастотных гиротроновпри частоте следования импульсов 1 раз в несколько минут, созданы в ИПФ РАН.

2.3. Гиротроны с криомагнитами

2.3.1. Гиротроны большой мощности

Наиболее яркие представители гироприборов большой мощности – **гиротроны** для **УТС** работают в условиях основного гирорезонанса (n = 1). Типичные образцы таких гиротронов представлены на фотографиях на рис. 2.4. Главные проблемы, которые необходимо решить при разработке гиротронов для УТС [5-10, 20, 21, 28-37], таковы:

• формирование интенсивных винтовых электронных пучков (ВЭП) с достаточно большой осцилляторной энергией и приемлемым скоростным разбросом;

• обеспечение стабильной и высокоэффективной генерации рабочей моды в сверхразмерных резонаторах с приемлемым уровнем тепловой нагрузки;

• обеспечение эффективного вывода излучения из гиротрона, как правило, с преобразованием сложной рабочей моды в волновой пучок, с оптимизацией его пространственного распределения;

• разработка надежного коллектора электронного пучка;

• создание выходного окна, способного передать высокочастотное излучение из гиротрона.

Достижение в гиротронах мегаваттного уровня мощности подразумевает работу основных подсистем гиротрона – электронной пушки, резонатора, узла вывода излучения, коллектора – в режиме экстремальных тепловых нагрузок. Полный КПД гиротрона и его предельная мощность определяются эффективностью и предельными возможностями его подсистем: электронно-оптической системы, резонатора, системы преобразования и вывода излучения, коллектора (в.т.ч. и с рекуперацией). На рис. 2.4 показаны фотографии современных образцов гиротронов мегаваттного уровня мощности для УТС. Все эти гиротроны работают на высоких пространственно-развитых модах $TE_{m,p}$ (m >> 1, p>> 1).

В мощных гиротронах для плазменных приложений на частотах до 0.17 ТГц реализованы непрерывные (порядка 1000 с) высокоэффективные (КПД более 50%) режимы мегаватного уровня мощности, в том числе и со ступенчатой перестройкой частоты в широких пределах, а также модуляцией выходной мощности. Конструкция мощного гиротрона обычно включает встроенный квазиоптический преобразователь и коллектор электронов с рекуперацией остаточной энергии электронного пучка (так называемый CPD-коллектор), окно вывода излучения выполнено, как правило, из синтетического алмаза [8-10]. Продолжаются разработки гиротронов с мощностью до 2 МВт и более.



Рисунок 2.4. Гиротроны для УТС мегаваттного уровня мощности

Потребности УТС установок следующего поколения диктуют необходимость повышения рабочей частоты гиротронов при повышении или хотя ба сохранении выходной мощности. Прогресс в разработке магнитных систем создает предпосылки для таких разработок. Чтобы оценить основные возможности повышения рабочей частоты и мощности, можно воспользоваться приближенной формулой [36], связывающей достижимый КПД, питч фактор *g*, длину волны, плотность омических потерь, выходную мощность, ускоряющее напряжение и соответствующие рабочей моде азимутальный индекс и корень производной функции Бесселя:

$$\eta \approx \frac{0.26 \cdot g^{3/2} \cdot v_s^{5/4} \cdot (\lambda^{5/2} P_{ohm})^{3/4}}{(1+g^2)^{1/2} \cdot m^{1/4} \cdot U_0^{1/2} \cdot P^{1/2}}.$$
(1.4)

Из рассмотрения этой зависимости следует, что повышение рабочей частоты при прочих равных условиях требует использовать все более высокие рабочие моды в сверхразмерных резонаторах. Для уточненного исследования характеристик гиротронов используется развитый метод численного моделирования. Например, для 0.3 ТГц гиротрона с рабочей модой $TE_{44,33}$ на рис. 2.5 приведены расчетные зависимости выходной мощности и омических нагрузок от тока пучка и выходной мощности и КПД от скоростного разброса. Численное моделирование системы проводилось для разных протяженностей регулярной части резонатора (8-10 мм) в рам-

ках самосогласованной модели гиротрона и реалистичных предположений о свойсвах электронного пучка [37]. Согласно расчетам, КПД этого гиротрона на уровне мощности 1 МВт составляет около 30% без рекуперации и 60% с одноступенчатой рекуперацией.



Рисунок 2.5. Зависимости выходной мощности и омических нагрузок (*a*) от тока пучка и выходной мощности и (*б*) КПД от скоростного разброса

Мощные терагерцовые гиротроны интенсивно разрабатываются в Японии, ЕС, и США. Так, в ЈАЕА (Япония) недавно был разработан гиротрон с частотой 0,3 ТГц [39], имеющий аксиальный вывод мощности на рабочей моде $TE_{32,18}$ (т.е. типа рис. 2.5 *a*), с использованием 13 Т сухого криомагнита с проходным отверстием 110 мм. В экспериментах, недавно проведенных с этим гиротроном, достигнута выходная мощность 520 кВт с КПД около 20% при ускоряющем напряжении 80 кВ и токе пучка 33,8 А, при длительности импульса 1 мс. Подобный гиротрон на рабочей моде $TE_{22,2}$ (с более скромным комплексом параметров) с использованием 12 Т сухого криомагнита с проходным отверстием 100 мм разрабатывается в университете г. Фукуи для диагностики плазмы в стеллараторе LHD (NIFS, Япония) [40]. На частоте 303 ГГц при токе пучка 15 А и ускоряющем напряжении 60 кВ была достигнута выходная мощность более 200 кВт. Аналогичные проекты развиваются в КІТ(Германия) и в нашей стране [38, 41].

Программы работ, заявленные ведущими разработчиками и заказчиками гиротронов, демонстрируют устойчивую тенденцию к дальнейшему наращиванию рабочих частот и мощности гиротронов [9, 10, 20].

2.3.2. Гиротроны средней мощности

Основным назначением гиротронов средней мощности является **микроволновая обработка материалов** в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых волн (до появления гиротронов такого понятия практически не было) и создание пучков многозарядных ионов. С помощью излучения гиротронов происходит стимулирование высокотемпературных процессов – достигаются температуры, достаточно большие для термически активированного диффузионного массопереноса. Отличительными особенностями обработки этого диапазона являются: сильное поглощение электромагнитных волн в большинстве неметаллических материалов, представляющих интерес для высокопроизводительных приложений; даже материалы обычно рассматривается как «прозрачные»; для микроволновых печей (чистый Al_2O_3 , BN, Si_3N_4) могут быть успешно нагреваемы, гораздо выше равномерность распределения электромагнитного поля достигается в аппликаторах с $L >> \lambda$, проблема разбегания тепла становится менее острой, высокая интенсивность поля волновых пучков может быть легко реализована фокусировкой миллиметрового излучения на площади порядка λ^2 . Это делает возможным использование таких пучков волн для местного «лечения» поверхностных дефектов материалов. Аналогичные методы уже используются сегодня (инфракрасный лазер, применение электронных пучков, плазменных потоков и т.д.).

Обычно для технологических приложений используются частоты 24-80 ГГц с использованием теплых магнитных систем или криомагнитов [42-47], однако существовала потребность исследовать специфику использования более высоких частот. С этой целью в 2007 г. ИПФ РАН и НПП «Гиком» для Центра Исследований Дальнего Инфракрасного Диапазона, университета г. Фукуи, Япония [48] был создан непрерывный гиротрон, работающий на частоте 0.3 ТГц на первой циклотронной гармонике. Этот гиротрон с триодной магнетронно-инжекторной пушкой и встроенным квазиоптическим преобразователем работал в «сухом» криомагните японской фирмы Сумитомо Хеви Индастриз (SHI) с максимальным полем 12 Тл и проходным отверстием 100 мм. В составе технологического комплекса гиротрон был активно использован для исследования новых материалов, биологических и медицинских приложений. На рис. 2.6 приведены фотография гиротронного комплекса и выходные характеристики гиротрона. Максимальная мощность 2,7 кВт на частоте 300 ГГц была получена при напряжении пучка 15 кВ и токе 1 А. Подробные измерения с помощью инфракрасной камеры показали два операционных режима с различным распределением мощности СВЧ в окне вывода: в одномодовых режимах с гауссовым волновым пучком при оптимальном магнитном поле в резонаторе и многомодового режима с двумя максимумами интенсивности в неоптимальных областях [49]. Вероятной причиной последнего режима может являться небольшой перекос осей гиротрона и соленоида.

Многолетний опыт работы в разных диапазонах показал, что для широкого распространения гиротронов средней мощности ориентированных на технологические приложения, необходимы автоматизация работы (системы управления, блокировок и защит) и повышение эффективности гиротронного комплекса, снижение их стоимости и возможность перестройки частоты.



Рисунок 2.6. Фотография гиротронного комплекса и выходные характеристики гиротрона

2.3.3. Гиротроны малой мощности

Первые эксперименты по генерации ТГц излучения были проведены сотрудниками НИРФИ (через некоторое время данные исследования перешли во вновь созданный Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород) в 70-80-х годах прошлого века – были созданы разборные непрерывный гиротрон с частотой 0,31 ТГц и рекордной для того времени мощностью 1,6 кВт [50] и непрерывный гиротрон с рабочими частотами 0,25 ТГц и 0,28 ТГц [51]. После первых успехов интенсивность работ по данному направлению снизилась, поскольку на первый план выдвинулась задача создания мегаваттных гиротронов для электронно-циклотронного нагрева плазмы и управления током в установках УТС. В начале 2000-х работы по освоению ТГц диапазона получили новый импульс, инициированный ростом числа перспективных приложений, в частности спектроскопии высокого разрешения. В настоящее время работы по созданию терагерцовых гиротронов ведутся в ряде мировых ведущих научных центров, занимающихся вакуумной электроникой. В ИПФ РАН также в последние годы были достигнуты рекордные значения частоты и мощности (частота 1 ТГц при мощности 1,5 кВт) в импульсном режиме генерации [52], а также созданы непрерывные высокостабильные гиротроны на частотах около 0,26 ТГц [53].

В зарубежных странах данные работы ведутся в основном: в исследовательском центре по изучению дальнего инфракрасного диапазона (FIR FU, г. Фукуи, Япония) [54, 55]; Массачусетском технологическом институте (МІТ, США) [56, 57], Университете Мэриленда (UMD) [58], научноисследовательской компании ССК (*Calabasas* Creek Research, Inc., США) [41], Терагерцовом научном центре (THz RC, Ченду, Китай) [59]. Созданы коммерческие фирмы (например, Bridge 12 [http://www.bridge12.com/], подразделение компании Bruker-Biospin (совместно с CPI) [60] и др.), основной деятельностью которых является создание гиротронов и гиротронных комплексов для спектроскопии высокого разрешения.

В ходе освоения терагерцового диапазона приходится решать ряд новых физических и технических задач, связанных, прежде всего, с обеспечением эффективного селективного возбуждения рабочего типа колебаний при обеспечении на заданном потребителем уровне мощности и приемлемых тепловых нагрузок на конструктивных элементах прибора.

Повышение выходной частоты излучения требует соответствующего увеличения магнитного поля в пространстве взаимодействия, что приводит к существенному усложнению и удорожанию магнитной системы. Одним из возможных решений указанной проблемы представляется переход к работе на гармониках гирочастоты. При этом возникает сильная конкуренция со стороны мод резонатора, синхронных с низшими гармониками гирочастоты, так как их стартовые токи на порядок меньше, чем стартовые токи рабочих мод на высших гармониках. Таким образом, приходится использовать в качестве рабочих моды сравнительно низкого порядка. С уменьшением характерных поперечных размеров резонатора, определяемых длиной волны излучения, радиус электронного пучка в резонаторе существенно уменьшается. Сочетание указанных факторов приводит к тому, что эффективная площадь поперечного сечения пучка и, соответственно, максимальная величина электронного тока, заметно снижаются. Уменьшение объема используемого резонатора, а также увеличение частоты приводят и к существенному росту омических потерь в резонаторе вплоть до уровня 80-90% от генерируемой мощности.

Таким образом, оптимизация высокочастотных гиротронов заключается, главным образом, в выборе параметров электродинамической системы и электронного пучка, при которой достигается высокий КПД и осуществляется селекция паразитных мод, особенно в гиротронах, работающих на гармониках гирочастоты. При этом селекция может осуществляться как применением различных типов резонаторов (электродинамическая селекция), так и подбором параметров электронного пучка (электронная селекция), в частности, использованием приосевого электронного потока в так называемых гиротронах с большой орбитой [61]. Разработка гиротронов для спектроскопических приложений ведется в большинстве мировых научных центров, занимающихся гиротронными исследованиями. Это уже упоминавшиеся Maccaчусетский технологический институт (MIT, США), фирма «Бридж-12» (BRIDGE 12), совместные разработки компаний «Брукер-Биоспин» и «Си Пи Ай» (часть бывшей фирмы «Вариан») (BRUKER-CPI), Исследовательский центр дальнего инфракрасного диапазона университета Фукуи (FIRFU, Fukui University), Политехнический институт Лозанны (EPFL LAUSANNE), Институт прикладной физики РАН совместно с НПП «ГИКОМ»(IAP/GYCOM).

Так, в Массачусетском технологическом институте создан целый ряд относительно маломощных (десятки ватт) субтерагерцовых гиротронов, в том числе на гармониках гирочастоты. В гиротроне с частотой генерации 0.46 ТГц удалось получить сравнительно плавную перестройку частоты с шириной полосы 1 ГГц [61].Продемонстрирована возможность стабильной работы в течение 21 дня [62] а также генерация при низких рабочих напряжениях (вплоть по 3.5 кВ) на частоте 0.233 ТГц [63].

Фирмой CPI совместно с компанией BrukerBiospin в США ведутся уже мелкосерийные разработки субтерагерцовых гиротронов. На базе гиротрона с частотой генерации 0.26 ТГц впервые в мире реализован коммерчески доступный вариант ЯМР (NMR) спектрометра высокого разрешения с динамической поляризацией ядер ДПЯ (DNP). [60] Затем аналогичные спектрометры разработаны с ДПЯ системами на 395 и 527 ГГц. Для этих спектрометров компанией BRUKER-CPI разработаны и промышленно выпускаются гиротроны с мощностью около 50 Вт с частотами 263 ГГц, 395 ГГц, и 527 ГГц для соответственно 400, 600 и 800 МГц ЯМР/ДПЯ (NMR/DNP) систем фирмы BRUKER (рис. 2.7). К середине 2014 года были установлены 18 ЯМР спектрометров фирмы BRUKER, оснащенных системами ДПЯ на основе гиротронов: 9 систем для комплексов 400 МГц с гиротронами на 1й гармонике, работающими на частоте 263 ГГц в криомагните с охлаждением жидким гелием; 2 – 400 MHz на 2-й гармонике с той же частотой 263 ГГц, но в «сухом» криомагните без заливки криогенных жидкостей; 2 комплекса – 800 MHz, 2я гармоника, 527 ГГц.

В центре разработки приборов дальнего инфракрасного диапазона (FIR FU, г. Фукуи, Япония) создан ряд непрерывных гиротронов с осевым выводом мощности на рабочей моде, в том числе гиротрон, работающий на частоте 0.89 ТГц в условиях синхронизма с третьей гармоникой циклотронной частоты, и гиротроны на первой и второй гармониках в диапазоне 0.2-0.4 ТГц со встроенным квазиоптическим преобразователем [64]. Эти впечатляющие результаты были получены во многом благодаря применению уникальных криомагнитов с величиной индукции магнитного поля до 20 Тл (см. рис. 2.8). На рис. 2.9 показаны схема и фото $395\Gamma\Gamma\mu/0,1$ кВт/ СW гиротрона (n = 2) в составе комплекса для

спектроскопии (FIR FU, Japan) на базе магнитной системы, не требующей заливки жидким гелием (LHe-free 8T Criomagnet, JASTEC).





Рисунок 2.7. Фотография гиротрона и гиротронных комплексов BRUKER-CPI



Рисунок 2.8. Гиротрон в 20 Тл магните и зависимости частоты генерации от магнитного поля на 1-й и2-й гармониках гирочастоты (FIR FU, Japan)



Рисунок 2.9. Схема и фото 395ГГц/0,1 кВт/СW гиротрона (n=2) в составе комплекса для спектроскопии (FIR FU, Japan)

В Центре изучения физики плазмы (Лозанна, Швейцария) недавно был реализован непрерывный гиротрон с частотой 0.26 ТГц на первой гармонике гирочастоты с «сухим» криомагнитом, максимальная мощность которого составила 200 Вт. Экспериментальные исследования для этого гиротрона были сопоставлены с расчетными данными, включая сложные нестационарные режимы генерации [65], и между ними было обнаружено хорошее соответствие.



Рисунок 2.10. Фото 0.26ТГц/0,2 кВт/СW гиротрона и вспомогательного оборудования

В нашей стране первые успешные эксперименты по генерации субмиллиметрового излучения гиротронами были выполнены в 70-80-х гг. прошлого века [50, 51]. После этих пионерных работ основное внимание исследователей было сосредоточено на создании мощных гиротронов для УТС. Также необходимо отметить отсутствие современных отечественных криомагнитов с высоким уровнем поля, достаточным диаметром теплого проходного отверстия и приемлемым уровнем потребительских характеристик.

В 2009 г. в ИПФ РАН совместно с НПП «Гиком» впервые в России был разработан гиротрон для ДПЯ/ЯМР спектроскопии (рис. 2. 11) на второй гармонике гирочастоты с частотой генерации 0.258 ТГц и мощностью до 200 Вт при стабильности частоты и мощности генерации за 12 часов работы не хуже 3×10^{-6} и 10^{-2} , соответственно [53]. Генерация наблюдалась на модах TE₂₃ с частотой 0.258 ТГц и TE₀₃ с частотой 0.264 ТГц. Частота генерации может в небольших пределах подстраиваться изменением температуры резонатора (около $4M\Gamma \mu/^{0}C$), что было успешно использовано для применения комплекса к задачам ЯМР спектроскопии. Эксперименты с использованием этого генератора в Институте биофизической химии Университета им. И.В. Гете (Франкфурт-на-Майне, Германия) позволили в 80 раз повысить чувствительность и разрешающую способность ЯМР спектрометра [66]. К недостаткам указанного комплекса следует отнести использование заливного криомагнита с периодичностью подливки жидкого гелия раз в несколько дней, недостаточную эффективность квазиоптического внешнего преобразователя и отсутствие автоматизированной системы управления, что снижало его потребительскую привлекательность.



Рисунок 2.11. Фото 0.26 ТГц/0,2 кВт/СW гиротрона (n=2) в составе комплекса для спектроскопии (а) и зависимость выходной мощности от тока пучка (б)

С целью устранения отмеченных недостатков и дальнейшего усовершенствования подобного рода систем была выполнена разработка но-

вого гиротронного комплекса, ориентированного на не требующий заливки жидким гелием («сухой») криомагнит JMTD 10T100 фирмы JASTEC (Япония), с максимально уровнем индукции поля 10 Тл и проходным отверстием 100 мм [67-69]. Была выполнена оптимизация узлов, проектирование и изготовление гиротронас частотой 0.263 ТГц, работающего на первой гармонике гирочастоты для автоматизированного комплекса. Ниже на рис. 2.12 приведен общий вид этого гиротронного комплекса, фото системы управления, и зависимость выходной мощности от магнитного поля. Выходная мощность на рабочей моде ТЕ₅₃, преобразованной внутри лампы в гауссов пучок, достигала уровня 1 кВт (при КПД=17%), что более чем достаточно для всех планируемых приложений этого комплекса. Содержание гауссовой компоненты в выходном излучении гиротрона составило 93% [69]. Частота генерации может в небольших пределах подстраиваться изменением магнитного поля, ускоряющего напряжения и температуры резонатора, что было успешно использовано для применения комплекса к задачам спектроскопии [56]. В этом же гиротроне при другом значении магнитного поля была зарегистрирована генерация с частотой 502 ГГц с выходной мощностью 10 Вт, соответствующая рабочей моде ТЕ_{10.5}, синхронной второй гармонике гирочастоты (см. рис. 2.12 в) [67].





Рисунок 2.12. Фото 0.26 ТГц/1 кВт/СW гиротрона (n=1) в составе комплекса для спектроскопии (ИПФ РАН-НПП «ГИКОМ») (*a*), диалоговое окно автоматизированной системы управления комплексом (б) и зависимость выходной мощности от магнитного поля (*в*)

Оригинальная идея по радикальному упрощению гиротронного комплекса была независимо предложена российскими и американскими разработчиками [70, 71].

Суть ее состоит в использовании магнитной системы ЯМР спектрометра одновременно в качестве магнита для гиротрона (см. рис. 2.13).



Рисунок 2.13. Профиль магнитного поля ЯМР спектрометра, принципиальная схема «гиротрино» (источник микроволнового излучения линия передачи и образец в составе комплекса для спектроскопии)

Эта разновидность гиротрона названа «гиротрино». При таком конструктивном решении весь комплекс становится очень компактным, упрощается линия передачи и соответствующие потери. Разумеется, оптимизация таких совмещенных систем сложнее, чем раздельных, поскольку существенно ограничивается число степеней свободы. Эти системы находятся только в самом начале своего развития, и проблемы, с которыми встретятся их разработчики, еще не до конца выяснены.

2.4. Гиротроны с импульсными магнитными полями

В настоящее время диапазон терагерцовых частот может быть достигнут гиротронами на основной гармонике (что позволяет радикально упростить проблему селекции рабочего типа колебаний) только с помощью импульсных магнитов.

Опыт экспериментов с гиротронами, работающими в импульсных магнитных полях [52, 72], показал, что при разработке гиротронов с импульсными соленоидами должен учитываться целый рад специфических требований:

а) форма импульсного соленоида, как и соленоидов постоянного тока, должна обеспечивать осевую однородность магнитного поля в области резонатора (т.е. на участке в 5-7 длин волн) с точностью до 0,5%. При этом поля рассеяния должны убывать достаточно плавно, чтобы не ухудшить качество формируемого электронного пучка;

б) для того, чтобы расстройка циклотронного резонанса сохранялась близкой к оптимальной по КПД как в течение одного импульса, так и от импульса к импульсу, временной уход магнитного поля (т.е. неоднородность вершины импульса) в течение высоковольтного импульса должен быть в пределах +0,1% и повторяемость амплитуды магнитного поля от импульса к импульсу также должна быть в пределах +0,1%. Последнее обстоятельство следует учитывать при стабилизации как зарядного устройства накопителя энергии, используемого для создания импульсного магнитного поля, так и параметров импульсного соленоида (главным образом, его активного сопротивления, изменение которого меняет ток через соленоид и, следовательно, амплитуду магнитного поля);

в) корпус гиротрона должен быть достаточно прочным, чтобы выдерживать большие механические нагрузки, обусловленные импульсным характером магнитного поля, и в то же время достаточно тонким, чтобы по возможности ослабить нагрев лампы индукционными токами, а также уменьшить затухание в корпусе лампы импульсного магнитного поля, приводящее к искажению его силовых линий, следствием чего могут быть прожиг электронным пучком входного сужения резонатора, смещение зоны токооседания в области коллектора и т.п.;

г) проводимость резонатора, с одной стороны, должна быть достаточно низкой, чтобы уменьшить *экранирование* переменного магнитного поля [73], т.е. ослабление напряженности магнитного поля по мере его проникновения в глубь проводящей среды за счет возникновения вихревых токов. По этой же причине резонатор, разумеется, должен быть тонкостенным. С другой стороны, во избежание падения КПД гиротрона эта проводимость должна быть достаточно высока, чтобы омическая добротность резонатора существенно превосходила его дифракционную добротность. Удовлетворить этим противоречивым требованиям удается, например, путем создания резонатора из нержавеющей стали с омедненной внутренней поверхностью или из сплавов на основе бронзы;

д) для стабильной работы гиротрона в режиме периодического следования импульсов как сам соленоид, так и корпус гиротрона должны достаточно интенсивно охлаждаться.

Основным отличием импульсных гиротронов от гиротронов, работающих в постоянном магнитном поле, является экранирование переменного магнитного поля металлическими элементами лампы. В принципе этот же эффект также может иметь место на металлической поверхности катода (что уменьшает угол наклона силовых линий магнитного поля к катодной поверхности), однако при обычных для термоэмиссионных катодов гиротронов температурах проводимость материала катода настолько низка, что магнитное поле с длительностью импульса свыше 1 мс проникает в эмиттирующий слой катода на глубину порядка 1 мм практически без изменений.

По мере укорочения рабочей длины волны гиротрона уменьшается плотность электронного тока пучка, приходящаяся на элементарную ячейку взаимодействия и одновременно растет доля омических потерь в стенках резонатора. Величины омической и дифракционной добротностей приближаются друг к другу, при этом выходной КПД может оказаться существенно меньше электронного. В связи с этим значения оптимальных по КПД безразмерных параметров – длины резонатора и расстройки циклотронного резонанса – оказываются заметно отличными от принятых для гиротронов миллиметрового и более длинноволновых диапазонов. Данное обстоятельство приходится учитывать при разработке гиротронов субмиллиметрового диапазона.

Первые успешные эксперименты с гиротронами на базе импульсных соленоидов были выполнены в ИПФ ран под руководством Г.С. Нусиновича, А.Г. Лучинина и М.М. Офицерова в 80-х годах прошлого века. На основном циклотронном резонансе в этих экспериментах были достигнуты частоты до 0.65 ТГц при мощности генерации до 40 кВт и эффективности в несколько процентов. В 2006-2007 годах во многом благодаря сотрудничеству между ИПФ РАН и FIR FU гиротронами был преодолен рубеж в 1 ТГц. Японский вариант соленоида использовал оригинальную систему охлаждения жидким азотом, в которой дополнительная прочность конструкции обеспечивалась замерзанием влажного порошка, заполняющего корпус соленоида. Сам соленоид реализовывался по классической схеме с проходным отверстием, что в итоге привело к значительной энергетике (300 кДж) и крайне низкой частоте следования импульсов 1 импульс в 20 минут. Тем не менее в этих экспериментах на второй гармонике гирочастоты (n=2) была продемонстрирована мощность в десятки ватт при длительности импульса излучения до 1 мс. Практически одновременно в ИПФ РАН был создан гиротрон на базе импульсного магнита (рис. 2.14), обладающий рядом конструктивных особенностей:

 – с целью достижения максимальной энергетической эффективности (уменьшения объема магнитного поля) токопроводящая жила соленоида намотывалась непосредственно на корпус гиротрона;

 – с целью повышения механической прочности конструкции намотка осуществлялась композитным кабелем; центральная жила из сплава Nb-60% Ті механически армирует наружную медную оболочку кабеля;

– для уменьшения омических потерь, увеличения механической прочности и термостабилизации в качестве пассивного хладогента используется жидкий азот. Использование жидкого азота позволило снизить омическое сопротивление соленоида в 7 раз по сравнению со значением, измеренным при комнатной температуре; – размеры соленоида, имеющего прямоугольное сечение, подбирались таким образом, чтобы реализовать оптимизированное продольное распределение магнитного поля, рассчитанное численными методами.

Соленоид запитывался от специально разработанного источника питания, накопителем энергии в котором являлась батарея конденсаторов с энергией до 5.6 кДж (максимальное напряжение до 3.5 кВ, максимальный ток до 6 кА). Схема стабилизации обеспечивала повторяемость амплитуды магнитного поля с точностью 0.05%, что позволяло поддерживать гиротрон, работающий в режиме разовых импульсов, в оптимальных по КПД условиях на протяжении многих импульсов. В процессе испытаний соленоид выдержал несколько тысяч импульсов, что не отразилось на его характеристиках. Частота импульсов излучения ограничивалась временем, необходимым для охлаждения соленоида до азотной температуры и составляла 1 «выстрел» в минуту. Терагерцовое излучение регистрировалось с помощью точечного диода и калориметрической нагрузки, имеющей чувствительность около 10 мДж в одном импульсе. При изменении магнитного поля (тока соленоида), наблюдалось возбуждение последовательности мод с частотами, близкими к 1 ТГц и уровнем мощности до 5 кВт. Для магнитного поля, 38,5 Тл и электронного пучка, имеющего параметры 24 кВ и 3 А, мода ТЕ₁₇₄ возбуждалась на частоте 1,022 ТГц с энергией излучения 100 мДж, при длительности импульса 20 мкс (рис. 2.14) [52].



Рисунок 2.14. Гиротрон для работы в импульсном магнитном поле и осциллограммы тока соленоида и высоковольтного импульса (вверху справа); тока (CH3) и напряжения (CH1) электронного пучка, тока соленоида (CH2) и сигнала с CBЧ детектора мощности (внизу справа)

Относительно низкая эффективность генерации (2-3%) обусловлена, в основном, большой длинойрезонатора, которая была выбрана два раза

больше, чем оптимальная, для надежного возбуждения рабочеймоды. Для измерения частоты в одиночных импульсах была использована гетеродинная схема со смешиванием сигналов от гиротрона и опорного генератора. Измеренная частота (1.022 ТГц) была близка к частоте циклотронного резонанса(1.024 ТГц), рассчитанной по величине магнитного поля. В дальнейшем, при повышении тока соленоида, в этом же приборе удалось достичь рекордного на сегодняшний день значения частоты генерации гиротрона 1.3 ТГц при мощности 1.5 кВт [74].



Рисунок 2.15. Мощный гиротрон с импульсным соленоидом, экспериментальный стенд в университете Мэриленда, осциллограммы тока (СН2) и напряжения (СН1) электронного пучка, и сигнала с СВЧ детектора мощности (СН3)

Продолжением работ с импульсным соленоидом явилось создание мощного гиротрона, предназначенного для инициации точечного газового разряда (рис. 2.15). Реализованный на известной и хорошо себя зарекомендовавшей в экспериментах с гиротронами для термоядерных приложений рабочей моде $TE_{31.8}$ гиротрон позволил получить до 200 кВт мощности в разовом импульсе длительностью 20-30 мкс на частоте 0.7 ТГц [12, 75].

Вопрос о возможности повышения частоты следования импульсов в подобных системах остается открытым. Теоретический анализ, представленный в работе [76], показывает принципиальную возможность достижения частоты следования импульсов до 2 Гц при полях около 40 Тл, для чего предлагается конструкция с улучшенным теплоотводом от соленоида за счет пространственно развитых ребер и намотки соленоида фольгированным проводником (рис. 2.16). К сожалению, приходится констатировать, что первые эксперименты по реализации этой конструкции завершились разрушением соленоида при полях, составлявших примерно половину от номинального значения. Тем не менее продолжаются работы по созданию соленоидов с прокачкой хладагента между обмотками, что в перспективе сохраняет надежду на повышение частоты следования импульсов.



Рисунок 2.16. Проект компактного гиротрона с импульсным соленоидом и теоретический расчет температуры соленоида от импульса к импульсу (на основании данных работы [76])

В заключение отметим интересную особенность гиротронов с импульсными соленоидами, представляющую несомненный практический интерес. Как отмечено выше, при изменении магнитного поля происходит возбуждение последовательности близких по собственным числам мод в достаточно широкой (10-15 процентов) полосе частот. За счет этого можно достаточно просто изменять частоту генерации от импульса к импульсу, изменяя напряжение накопителя энергии либо время задержки высоковольтного импульса на катоде гиротрона относительно импульса тока соленоида (и, соответственно, ток соленоида в момент подачи импульса высокого напряжения). Кроме того, можно подавать высоковольтный импульс не на вершине, а на фронте импульса тока соленоида, получая в результате генерацию серии коротких импульсов с различными частотами.

2.5. Гиротроны на высоких гармониках

Для реализации условия циклотронного резонанса в ТГц диапазоне частот гиротроны должны работать либо при наличии очень сильных магнитных полей, либо на гармониках циклотронной частоты электронов. Однако работа на высших гармониках в канонических гиротронах практически невозможна по причине конкуренции с низшими гармониками, если не применять эффективных методов модовой селекции. Электродинамические методы селекции, основанные на использовании резонаторов сложного профиля, в частности связанных резонаторов с трансформацией мод (СРТМ) [77, 78], в которых селекция основана на возбуждении связки мод на одной частоте, с одинаковым азимутальным и близкими радиальными индексами, представляются труднореализуемыми в силу требования микронных точностей при изготовлении цилиндрических резонаторов радиусом 1.5-2 мм и длиной в несколько (в отдельных случаях до десятка) миллиметров. Еще одним обсуждаемым методом является использование секционированныхэлектронных потоков в одном гироприборе (многолучевые гиротроны) [79, 80]. При этом дополнительный электронный пучок может использоваться как для того чтобы способствовать более эффективному возбуждению рабочей моды – активный дополнительный пучок (тогда доля вращательной энергии электронов в этом пучке достаточно велика и составляет примерно 0.6-0.7 от полной энергии), либо дополнительный пучок поглощает энергию паразитных колебаний (в этом случае на входе в пространство взаимодействия доля вращательной энергии мала). Теоретические оценки, демонстрирующие перспективность указанного подхода в ТГц диапазоне представлены, на рис. 2.17 [81].

Одним из наиболее эффективных методов электронной селекции является использование приосевых винтовых электронных пучков. Основанные на этом принципе приборы получили название гиротронов с большой орбитой (ГБО). Принцип селекции рабочего типа колебаний в этих приборах основан на том, что приосевой (вращающийся по ларморовской орбите вокруг оси аксиальной симметрии прибора) электронный пучок эффективно взаимодействует только с модами, у которых азимутальный индекс равен номеру циклотронной гармоники [82, 83].

Группой В.Л. Братмана в гиротроне с большой орбитой – ГБО (LOG) в ИПФ РАН была получена генерация в ТГц диапазоне частот на второй и третьей гармониках гирочастоты (рис. 2.18). При магнитных полях около 15 Тл и напряжении электронного пучка 80 кВ на второй гармонике получена генерация на частоте 0.6 ТГц при мощности до 2 кВт, а на третьей на частоте 1 ТГц при мощности 0.3 кВт и длительности импульса 10 мкс [83]. В этих экспериментах использовался биттеровский магнит с эффективным водяным охлаждением, что позволило довести частоту следования импульсов до 0.1 Гц.



Рисунок 2.17. Расчетные сценарии установления режима генерации в двухпучковом гиротроне на второй гармонике гирочастоты с рабочей модой TE_{8,5} в присутствии конкуренции с модами TE_{1,4} TE_{6,2} на основном циклотронном резонансе. (Справа – гиротрон с одним электронным пучком, в центре – гиротрон с дополнительным поглощающим пучком и слева – гиротрон с двумя активными пучками)



Рисунок 2.18. Гиротрон с большими орбитами для работы в импульсном магнитном поле и и криомагнит для непрерывного ГБО

Успешная реализация гиротрона с большой орбитой на базе импульсного соленоида и относительно низкое значение магнитного поля послужили основой для старта проекта по созданию ГБО в кроиомагните, что позволяет в перспективе перейти к непрерывному режиму генерации [84]. Основной проблемой на пути широкого распространения ГБО была и остается сложность реализации электронно-оптических систем (ЭОС), формирующих приосевые электронные пучки. Как правило, такие ЭОС требуют магнитной системы с реверсом магнитного поля, что обусловливает необходимость разработки специфических соленоидов, с одной стороны, и требует высокой точности продольной юстировки лампы в магнитном поле – с другой.

Тем не менее имеются все основания для оптимизма поскольку известен ряд успешных реализаций подобных систем, из которых, кроме уже упомянутого ГБО терагерцового диапазона, хотелось бы выделить ГБО в постоянном магните (рис. 2.19), продемонстрировавший возможность селективного возбуждения серии мод вплоть до 5 гармоники включительно [85]. На 5-й циклотронной гармонике получена частота *около* 0.15 ТГц, и хотя эксперимент проводился в импульсном режиме, конструкция гиротрона (при наличии соответствующих источников питания) позволяла реализовать непрерывный режим работы.



Рисунок 2.19. Гиротрон с большими орбитами в постоянном магните, осциллограммы сигнала с диода (мощности генерации), тока и напряжения электронного пучка, экспериментальное распределение мощности на выходе гиротрона при работе на 5-й гармонике гирочастоты

Прежде чем перейти к краткому рассмотрению приложений, для которых требуются описанные выше источники излучения, необходимо отметить, что наряду с разработкой генераторов ведутся работы по созданию гироусилителей терагерцового диапазона. В силу большей сложности таких систем пока исследования сосредоточены в области частот, не превышающих 0.26 ТГц. Тем не менее на сегодня известны, по крайней мере, два проекта усилителей – проект группы Г.Г. Денисова и С.В. Самсонова в ИПФ РАН, основанный на использовании электродинамической системы с винтовой многозаходной гофрировкой поверхности [87, 88], и проект, реализуемый в МІТ группой профессора Р. Темкина, основанный на использовании сложной электродинамической системы, состоящей из набора стержней (так называемая «photonic band gap structure» – рис. 2.20). В последнем случае экспериментально достигнуто усиление 38 Дб на частоте 0.25 ТГц при пиковой мощности 45 Вт [89].



Рисунок 2.20. Схематичное изображение электродинамической системы, испытательный стенд и первые экспериментальные результаты, полученные в экспериментах с гироусилителями [89]

2.6. Некоторые приложения ТГц гиротронов

Оставляя за рамками хорошо известные «классические» области применения гиротронов, такие как нагрев плазмы и управление током в установках УТС и применение гиротронов для микроволновых технологий, попробуем дать краткий анализ новых приложений, возникших благодаря появлению гиротронов ТГц диапазона и, соответственно, простимулировавших их развитие.

Наиболее интенсивно в настоящее время развиваются спектроскопические приложения, особенно ЯМР/ДПЯ спектроскопия высокого разрешения (см., например, обзор [14]). Наличие достаточно интенсивного микроволнового излучения позволяет на один два порядка увеличить соотношение сигнал-шум и, соответственно, существенно снизить время, необходимое для накопления информации. Так, в докладе профессора Р. Гриффина [90] представлена впечатляющая оценка такого снижения – с 4,25 лет до 1 дня. В настоящее время существует стандартный набор опорных спектроскопических частот, кратный ЯМР частотам (200 МГц, 400 МГц ... 1200 МГц), соответствующих им магнитных полей (от 9.4 Тл до 23.5 Тл) и требуемых частот генерации источников излучения (от 0.26 ТГц до 0.79 ТГц). Указанное обстоятельство и обусловливает выбор частот разработчиками непрерывных гиротронов ТГц диапазона.

Следующим интересным приложением является использование ТГц излучения для медико-биологических задач. В ряде публикаций описано отличие в поглощающей способности здоровых и больных (раковых) клеток [91], обусловленное, скорее всего, различием в содержании жидкости, достигающее 3-5 раз в диапазоне частот 0.3-0.5 ТГц. Тем самым открывается возможность селективного воздействия на раковые клетки. Даже если отвергнуть возможность такого селективного воздействия, остается возможность локального (в силу малости длины волны излучения и итоговой апертуры засветки) воздействия на пораженные области. Примеры такой терагерцовой терапии приведены, например, в работах [92]. На рис. 2.21 представлена временная эволюция размера раковой опухоли у облученных излучением гиротрона с частотой 0.2 ТГц крыс по сравнению с контрольной группой.



Рисунок 2.21. Различие в размере раковой опухоли у контрольной и облученной групп [91]

Легко видеть, что по прошествии двух недель размер опухоли у контрольной группы неуклонно увеличивался, тогда как у облученных крыс по истечении того же времени размер опухоли стремился к нулю. Еще одной биологической задачей представляется локализованное воздействие на биологические ткани, расположенные относительно неглубоко (на размерах, сопоставимых с глубиной скин-слоя) под кожей человека. В работе [92] описано воздействие маломощного излучения с частотами 0.2-0.4 ТГц, стимулирующее регенерацию волосяного покрова человека. Естественно, указанная гипотеза требует тщательной проверки, но представляется, безусловно, интересной.

Наконец, говоря о длинноимпульсных или непрерывных гиротронах, необходимо упомянуть о диагностике различных сред, в частности получении контрастного изображения в ТГц излучении, ориентированного на обнаружение различного рода веществ и разработку систем досмотра, визуализации скрытых объектов и примесей (рис. 2.22, [93-94]) и т.п. За редким исключением [94], все указанные приложения требуют относительно невысоких уровней мощности – на уровне десятков или максимально сотен ватт.



 200 – 400 GHz gyrotron radiation images material on a conveyor belt

- Application to the food industry
- Metal or other foreign objects are identified





S-T Han, J. Phys. Soc. Korea 2012 S-T Han, IRMMW-THz Conf. 2011, 2012



б

Рисунок 2.22. Примеры использования гиротронов для распознавания объектов и визуализации процессов в режиме реального времени

Существенно более высокие мощности нужны для диагностики плотной плазмы или инициации локализованных газовых разрядов. На рис. 2.23 приведены оценки соотношения сигнал шум и требуемые (те, которые на сегодняшний день представляются более или менее достижимыми исходя из уже имеющихся результатов) мощности излучения гиротронов для диагностики плазмы в стеллараторе LHD (NIFS, Япония). Легко видеть, что в интересующем плазменное сообщество интервале температур электронов наилучшие результаты могут быть получены при использовании мощных гиротронов с частотами 0.6-0.7 ТГц, которые сегодня реализованы на базе импульсных магнитов.

К сожалению, приходится констатировать, что импульсные магниты пока не обеспечивают достаточной для задач спектроскопии и диагностики стабильности частоты излучения, в связи с чем ведется разработка гиротронов близкого (сотни киловатт) уровня мощности на частотах около 0.3 ТГц в криомагнитах [39, 40].

Мощное импульсное ТГц излучение позволяет создавать высокие напряженности электрического поля в локализованных объемах, что может быть использовано для инициации точечного газового разряда. При естественном ионизационном фоне вероятность нахождения свободного электрона в таком объеме достаточно мала и возникновение разряда маловероятно. Тем самым, развитие разряда при серии импульсов служит индикатором превышения естественного ионизационного фона и может быть использовано для выявления скрытых радиоактивных источников с расстояния в десятки метров. Подобный подход был предложен в работе [95] Г.С. Нусиновичем и В. Гранадштейном и исследован в совместном проекте ИПФ РАН и UMD (США) [96] с использованием мощного импульсного гиротрона на частоте 0.7 ТГц, описанного в этой главе.



Рисунок 2.23. Оценка соотношения сигнал-шум от уровня при различных значениях температуры электронов в плазме для различных гиротронов [96]

Этот же гиротрон успешно использовался в ИПФ РАН для инициации точечного газового разряда в газовой струе в широком диапазоне давлений (рис. 2.24). Впервые реализован интенсивный точечный источник излучения в ультрафиолетовом диапазоне на основе разряда в неоднородсоздаваемого мощным ном потоке газа. излучением гиротрона (100 кВт/0.67 ТГц). При размере излучающей области менее 1 мм мощность излучения в диапазоне 10-100 нм в полный телесный угол составляет до 10 кВт [97]. Подобный разряд, в перспективе, может быть использован для создания точечного источника экстремального ультрафиолетового излучения (ЭУФ) в задачах нанолитографии.

Завершая этот краткий обзор, хочется привести еще две иллюстрации, намечающие направление дальнейших исследований, а именно работы по синхронизации большого числа гиротронов и создание относительно мощных, но компактных и надежных усилителей.

На рис. 2.25 представлен проект ракетного двигателя, основанного на расширении нагреваемого микроволновым излучением газа, приведенный в работе [98]. Согласно оценкам, реализация такого проекта требует синхронизации примерно 1000 гиротронов каждый мощностью 1 МВт (т.е. каждый из гиротронов сопоставим с гиротронами разрабатываемыми для ITER).



Рисунок 2.24. Фото разряда в среде аргона при различных давлениях и фото экспериментальной установки на базе импульсного гиротрона [83]

Последний рисунок (рис. 2.26) заимствован из презентации докладов агентства DARPA (США) и демонстрирует интерес к созданию усилителей мощностью 50-100 Вт на частотах близких к 0.23 ТГц для радаров, рабо-

тающих в условиях значительных естественных помех (пыль, смог, туман и т.д.) [100, 101].



Beamed Energy Propulsion Concept L

Lab test of rocket at JAEA by Univ. Tokyo team

J. Oda, JAEA, 2012

Rocket Launch - Artist's Concept, NASA A. Murakami, AIAA, 2012

Рисунок 2.25. Проект, представленный в NASA, по перспективным ракетным двигателям [98] и пример демонстрации работоспособности указанного принципа, выполненный в Японии [99]

DARPA Video Synthetic Aperture Radar (ViSAR)



http://www.darpa.mil/Our_Work/STO/Programs/Video_Synthetic_Aperture_ Radar_%28ViSAR%29.aspx

Рисунок 2.26. Программные цели задачи по созданию усилителя для радара высокого разрешения, работающего в условиях значительных естественных помех [100, 101]

Как было показано в этой главе, подобные мощности на подобных частотах вполне могут быть достигнуты гироусилителями в ближайшем будущем.

Заключение

Для гиротронов малой мощности для спектроскопии крайне востребованы долговременная стабильность работы и перестройка частоты, повышение КПД, но сложность задачи обостряется проблемой конкуренции мод и высоким уровнем омических потерь, особенно в гиротронах, работающих на гармониках циклотронной частоты в субмиллиметровом диапазоне. Несмотря на необходимость сильных магнитных полей для освоения субтерагерцового и терагерцового диапазонов частот, режимы генерации уже достигнуты в созданных импульсных и CW гироприборах, работающих на первой и второй гармониках циклотронного излучения. В настоящий момент исследуются важные и перспективные направления по созданию приборов на более высоких гармониках циклотронной частоты в ГБО и гироумножителях, а также вопросы реализации плавной перестройки частоты. Исходя из тепловых нагрузок на элементы конструкции в существующих гиротронах мегаваттного уровня мощности на частотах 0.17 ТГц, можно предположить, что близкие тепловые нагрузки (при сохранении существующей сверхразмерности резонаторов, т.е. при использовании похожих рабочих типов колебаний) соответствуют уровням мощности порядка 250-1000 кВт на частотах 0.3 ТГц и 10 кВт на частотах порядка 1 ТГц в непрерывном режиме генерации. Это позволяет утверждать, что возможности совершенствования гироприборов далеко не исчерпаны и относительно компактные гироприборы с выходной мощностью 1-10³ Ватт и частотой 0,3-1,5 ТГц будут доступны в ближайшее время для многочисленных приложений.

Работы по созданию гиротронов ТГц диапазона в ИПФ РАН с 2014 года ведутся при поддержке проектов РНФ 14-12-00887 и 14-29-00192.

Литература

1. Гапонов-Грехов А.В. Мазеры на циклотронном резонансе / А. В. Гапонов-Грехов, М. И. Петелин // Наука и человечество. М: Знание, 1980. С. 283-298.

2. Гапонов А. В., Гольденберг А. Л., Петелин М. И., Юлпатов В. К. Прибор для генерации электромагнитных колебаний в сантиметровом, миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн: А.с. 223931 (СССР). Заявл. 24.03.67, опубл. 25.03.76

3. Трубецков Д. И. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков / Д. И. Трубецков, А. Е. Храмов. М.: Физматлит, 2003.

4. Edgcombe C. J. Gyrotron Oscillators – Their Principles and Practice / C. J. Edgcombe // Taylor & Francis, London, 1993.

5. Nusinovich G. S. Introduction to the Physics of Gyrotrons / G. S. Nusinovich // The Johns Hopkins University Press, Baltimore-London, 2004.

6. Tsimring Sh. E. Electron Beams and Microwave Vacuum Electronics / Sh. E. Tsimring // Published by John Wiley & Sons. Inc., Hoboken, New Jersey, 2007.

7. Kartikeyan M. V. Gyrotrons – High Power Microwave and Millimeter Wave Technology / M. V. Kartikeyan, E. Borie, M. K. A. Thumm. Springer: Berlin, 2004.

8. Денисов Г. Г. Гиротроны мегаваттного уровня мощности для систем электронно-циклотронного нагрева и генерации тока в установках УТС. / Г. Г. Денисов, В. Е. Запевалов, А. Г. Литвак, В. Е. Мясников // Изв. вузов. Радиофизика. – 2003. – № 46. – С. 845-858.

9. Thumm M. State-of-the-Art of High Power Gyro-Devices and Free Electron Masers / M. Thumm. KIT, Karlsruhe, 2012.

10. Litvak A. G. Trends in High-Power Gyrotron. / A. G. Litvak, G. G. Denisov, V. E. Zapevalov [et al.] // Proc. of 8th Int. Workshop "Strong Microwaves and Terahertz waves: Sources and Applications. Nizhny Novgorod, 2011 - P. 13-14.

11. Глявин М. Ю. Разработка мощного импульсного субтерагерцового гиротрона для дистанционного обнаружения источников ионизирующего излучения / М. Ю. Глявин, А. Г. Лучинин, В. Н. Мануилов, М. В. Морозкин [и др.] // Изв. вузов. Радиофизика - 2011 - №54 - 8-9 - С. 666-675.

12. Glyavin M. Yu. A 670 GHz gyrotron with record power and efficiency / M. Yu. Glyavin, A. G. Luchinin, G. S. Nusinovich, J. Rodgers [et al.] // Applied Physics Letters - 2012 - №101 - 15 - P. 153503.

13. Lewis R. A. A review of terahertz sources / R. A. Lewis // Journal of Physics D: Applied Physics - 2014 - №47 - 37 - P. 374001.

14. Booske J. H. Vacuum electronic high power terahertz sources / J. H. Booske, R. J. Dobbs, C. D. Joye, C. L. Kory [et al.] // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol - 2011 - №1 - 1 - P. 54-75.

15. Siegel P. H. Thz technology, IEEE trans. / P. H. Siegel // Microwave Theory Techniques - 2009 - №50 - 3 - P. 910–928.

16. Галдецкий А. В. Вакуумные источники терагерцового излучения / А. В. Галдецкий // Материалы XVI международной зимней школы-семинара по радио-физике и электронике сверхвысоких частот. Саратов: ООО «Издательский центр "Наука"», 2015. - С. 4.

17. Nanni E. A. THz Dynamic Nuclear Polarization NMR / E. A. Nanni, A. B. Barnes, R. G. Griffin, R. J. Temkin // IEEE Trans. on Terahertz Science and Technology - 2011 - №1 - 1 - P. 145-163.

18. Bratman V. Review Of Subterahertz And Terahertz Gyrodevices At IAP RAS and FIR FU. / V. Bratman, M. Glyavin, Y. Kalynov, A. Luchinin [et al.] // IEEE Transactions on Plasma Science - 2009 - №37 - 1 -P. 36-43.

19. Bratman V. L. Gyrotron development for high power THz technologies at IAP RAS. / V. L. Bratman, A. A. Bogdashov, G. G. Denisov, M. Y. Glyavin [et al.] // Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves - 2012 - №33 - 7 - P. 715-723.

20. Запевалов В. Е. Эволюция гиротронов / В. Е. Запевалов // Изв. вузов. Радиофизика. - 2011 - №54 - 8-9 - С. 559-572.

21. Thumm M. High power gyro-devices for plasma heating and other applications. / M. Thumm // Int. J. Infrared. Millim. Waves - 2005 - №26 - P. 483–503.

22. Gaponov-Grekhov A. V. Applications of High-Power Microwaves / A. V. Gaponov-Grekhov, V. L. Granatstein. Artech House, Norwood, MA., 1994.

23. Bajaj V. Dynamic nuclear polarization at 9 Tesla using a novel 250 GHz gyrotron microwave source / V. Bajaj, C. Farrar, M. Hornstein [et al.] // J. Magnetic. Res. - 2002 - №160 - P. 85-90.

24. Idehara T. Development of 394.6 GHz CW Gyrotron (Gyrotron FU CW II) for DNP Proton-NMR at 600 MHz / T. Idehara, I. Ogawa, La Agusu [et al.] // Int. J. Infrared and MM Waves - 2007 - №28 - P. 433.

25. Bromberg L. Status of High Temperature Superconducting Fusion Magnet Development / L. Bromberg, H. Hashizume, S. Ito, J. V. Minervini, N. Yanagi // Fusion Sci. Technol - 2011 - N60 - P. 635.

26. http://lncmi-g.grenoble.cnrs.fr/spip.php?rubrique105&lang=en

27. http://www.gizmag.com/100-tesla-pulsed-magnet/21946/

28. Fix A. Sh. The problems of increase in power, efficiency and frequency of gyrotrons for plasma investigations / A. Sh. Fix, V. A. Flyagin, A. L. Goldenberg [et al.] // Int. J. Electronics - 1984 - $N_{0}57$ - 6 - P. 821-826.

29. Zapevalov V. E. Development of 1 MW output power level gyrotron for ITER / V. E. Zapevalov, V. A. Flyagin, G. G. Denisov [et al.] // Plasma Devices and Operation. - 1998 - №6 - P. 111-117.

30. Zapevalov V. E. Development of 170 GHz/1 MW Russian gyrotron for ITER / V. E. Zapevalov, G. G. Denisov, V. A. Flyagin [et al.] // Plasma Engineering and Design. - 2001 - №53 - P. 377-385.

31. Denisov G. G. Development in Russia of high-power gyrotrons for fusion / G. G. Denisov, A. G. Litvak, V. E. Myasnikov [et al.] // Nuclear Fusion - 2008 - №48 - 5 - P. 5.

32. Sakamoto K. Progress of gyrotron development in JAEA / K. Sakamoto, K. Kajiwara, Y. Oda [et. al.] // Proc. of 8th Int, Workshop Strong Microwaves and Terahertz waves: Sources and Applications, Nizhny .Novgorod, 2011 - P. 35-36.

33. Blank M. Megawatt class gyrotron development at CPI / M. Blank, P. Borchard, P. Cahalan [et al.] // Proc. of 8th Int. Workshop Strong Microwaves and Terahertz waves: Sources and Applications, Nizhny Novgorod, 2011 - P. 9.

34. Thumm M. Recent progress on 1 MW, 140 GHz SW series gyrotrons for W-7X / M. Thumm, H. Braune, G. Dammertz [et al.] // Proc. of 8th Int, Workshop Strong Microwaves and Terahertz waves: Sources and Applications, Nizhny Novgorod, 2011 - P. 45-46.

35. Henderson M. Present Status of the 24 MW 170 GHz ITER EC H&CD System / M. Henderson, G. Denisov, A. Litvak [et al.] // Proc. of 8th Int, Workshop Strong Microwaves and Terahertz waves: Sources and Applications, Nizhny .Novgorod, 2011 - P. 21-22.

36. Запевалов В. Е. Гиротрон: пределы роста выходной мощности и КПД / В. Е. Запевалов // Изв. вузов. Радиофизика - 2006 № XLIX - 10 - С. 864-871.

37. Агапов Л. Н. Гиротроны для нагрева плазмы в больших токамаках / Л. Н. Агапов, С. Д. Богданов, С. Н. Власов [и др.] // Гиротроны. Горький: ИПФ АН СССР, 1980. 221-225.

38. Zapevalov V. Numerical Simulation Of Processes At The Cavities Of High-power 300 GHz Gyrotrons / V. Zapevalov, M. Moiseev, N. Zavolsky // The 38th Int. Conf. on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves IRMMW-THz 2013 Mainz on the Rhine, September 1st -6^{th} , 2015 - P. 1-5.

39. Oda Y. Progress Of 300 GHz High Order Mode Gyrotron Development / Y. Oda, T. Kariya, R. Minami, R. Ikeda [et al.] // Conf-XXI\IRMMWTHz-2015\IRMMW, 2015, Proceedings 4 EH1E2, 2015 – P. 3139000.

40. Saito T. Development of a High Power 300 GHz Band Gyrotron for Practical Use in Collective Thomson Scattering Diagnostics in LHDD / T. Saito, J. Kasa, Y. Yamaguchi, Y. Tatematsu [et al.] // Conf-XXI\IRMMWTHz-2015\IRMMW, 2015, Proceedings 4 EH1E2 - P. 3133777.

41. Zapevalov V. E. Preliminary design of 300GHz/200kW/CW gyrotrons for fusion research. / V. E. Zapevalov, A. V. Chirkov, G. G. Denisov, A. N. Kuftin [et al.] // Proc. of 8th

Int, Workshop Strong Microwaves and Terahertz waves: Sources and Applications, Nizhny Novgorod, 2011 - P.143-144.

42. Малыгин О. В. Гиротрон непрерывной мощности 3-5 кВт на фиксированные частоты в диапазоне 33-47 ГГц / О. В. Малыгин, В. Б. Орлов, Л. Ш. Рубинштейн, В. И. Щупак // Гиротроны. Горький: ИПФ АН СССР, 1980. 226-232.

43. Bykov Yu. The gyrotron system for ceramics sintering. Microwaves: Theory and Applications / Yu. Bykov, A. Eremeev, V. Flyagin [et al.] // in Materials Processing III, ed. D. E. Clark, D. C. Folz, S. J. Oda, R. Silberglitt. - Ceramic Transaction, 59 - 1995 - Westerville, Ohio - P.133-140.

44. Kuftin A. N. 5.8-62 GHz CW Gyrotrons With Warm And Permanent Magnets For Technological Applications. / A. N. Kuftin, V. A. Flyagin, V. K. Lygin [et al.] // Proc. of Int. workshop Strong Microwaves in Plasmas, August 2-9. - 1999 - N. Novgorod, 2000. - P. 671-676.

45. Soluyanova E. A. Gyrotron complexes for technological applications / E. A. Soluyanova, Yu. V. Bykov, G. G. Denisov [et al.] // Proc. of 8th Int. Workshop "Strong Microwaves and Terahertz waves: Sources and Applications, Nizhny .Novgorod, 2011 - P. 133.

46. Kikunaga T. A 28 GHz gyrotron with a permanent magnet system / T. Kikunaga, H. Asano, A. Yasojim [et al.] // Int. J. Electronics - 1995 - №79 - P. 655-663.

47. Bykov Yu. Microwave Source Based on the 24 GHz 3kW Gyrotron With Permanent Magnet / Yu. Bykov, G. Denisov, A. Eremeev [et al.] // The 29th Int. Conference on Infrared and Millimeter Waves and 12-th Int. Conference on Terahertz Electronics, 2004, University of Karlsruhe, Germany, Conference Digest - P. M12.3-191.

48. Запевалов В. Е. Мощный генератор непрерывного электромагнитного излучения частотой 300 ГГц / В. Е. Запевалов, О. В. Малыгин, М. А. Моисеев [и др.] // Изв. вузов. Радиофизика - 2007 - №50 - 6 - С. 461-470.

49. Saito T. Performance Test Of Cw 300 GHz Gyrotron FU CW I / T. Saito, T. Nakano, H. Hoshizuki, K. Sakai [et al.] // International Journal of Infrared and Millimeter Waves - 2007 - №28 - 12 - P. 1063-1078.

50. Zaytsev N. I. Millimeter- and Submillimeter-Wave Gyrotrons / N. I. Zaytsev, T. B. Pankratova, M. I. Petelin, V. A. Flyagin // Radio Eng. Electron Phys. - 1974 - №19 - P. 103-107.

51. Глявин М. Ю. Возбуждение высших мод в гиротронах, работающих на гармониках циклотронной частоты / М. Ю. Глявин, А. А. Гуртовник, Г. С. Нусинович, Т. Б. Панкратова // Гиротроны. Горький: ИПФ АН СССР, 1989. 73-83.

52. Glyavin M. Yu. Generation of 1.5-kW, 1-THz Coherent Radiation from a Gyrotron with a Pulsed Magnetic Field / M. Yu. Glyavin, A. G. Luchinin, G. Yu. Golubiatnikov // Phys. Rev. Lett. - 2008 - №100 - P. 015101.

53. Венедиктов Н. П. Экспериментальное исследование непрерывного высокостабильного гиротрона на второй гармонике для спектроскопии динамической поляризации ядер / Н. П. Венедиктов, В. В. Дубров, В. Е. Запевалов [и др.] // Изв. вузов. Радиофизика - 2009 - №53 - 4 - С. 260-268.

54. Idehara T. Development and Applications of High–Frequency Gyrotrons in FIR FU Covering the sub-THz to THz Range / T. Idehara, S. P. Sabchevski // J. Infrared, Millimeter and Terahertz Waves - 2012 - №33 - 7 - P. 667.

55. Idehara T. The potential of the gyrotrons for development of the sub-terahertz and the terahertz frequency range–A review of novel and prospective applications / T. Idehara, T. Saito, I. Ogawa [et al.] // Thin Solid Films - 2008 - №517 - 4 - P. 1503.

56. Torrezan A. C. Continuous-Wave Operation of a Frequency-Tunable 460-GHz Second-Harmonic Gyrotron for Enhanced Nuclear Magnetic Resonance / A. C. Torrezan, S.-T. Han, I. Mastovsky [et al.] // IEEE Trans - 2010 - №PS-38 - 6 - P. 1150.

57. Jawla S. Polarizing Agents and Mechanisms for High-Field Dynamic Nuclear Polarization of Frozen Dielectric Solids / S. Jawla, E. Nanni, M. Shapiro [et al.] // IEEE 2011

36th Int. Conf. on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz). Houston. 2-7 Oct. 2011. N.Y., 2011.

58. Dumbrajs O. An optimization of sub-THz gyrotron parameters / O. Dumbrajs, G. S. Nusinovich // Phys. Plasma - 2012 - №19 - P. 103112.

59. Yan Y. A 0.423THz Second Harmonic GyrotronOscillator / Y. Yan, X. Li, X. Yuan, W. Fu, D. Liu // Chinese Journal of Electronics - 2013 - №22 - 2 - P. 416-418.

60. Blank M. High-frequency gyrotrons for DNP-enhanced NMR applications / M. Blank, P. Borchard, S. Cauffman, K. Felch, M. Rosay, L. Tometich // InternationalVacuum Electronics Conference, IEEE 22-24 April 2014 Monterey, Ca. P. 7-8.

61. Hornstein M. K. Second Harmonic Operation at 460 GHz and Broad band Continuous Frequency Tuning of a Gyrotron Oscillator / M. K. Hornstein, V. S. Bajaj, R. G. Griffin, K. E. Kreischer, I. Mastovsky, M. A. Shapiro, J. R. Sirigiri, R. J. Temkin // IEEE Trans. Electron Devices - 2005 - №52 - P. 798-807.

62. Bajaj V. S. Dynamic Nuclear Polarization at 9 Tesla Using a Novel 250 GHz Gyrotron Microwave Source / V. S. Bajaj, C. T. Farrar, M. K. Hornstein, I. Mastovsky, J. Bryant, K. E. Kreischer, R. J. Temkin, R. G. Griffin // J. Magn. Resonance - 2003 - №160 - P. 85-90.

63. Hornstein M. K. Efficient Low-Voltage Operation of a CW Gyrotron Oscillator at 233 GHz / M. K. Hornstein, V. S. Bajaj, R. G. Griffin, R. J. Temkin // IEEE Trans. Plasma Sci. - 2007 - №35 - 1 - P. 27–30.

64. Idehara T. Gyrotron FU series – current status of development and applications / T. Idehara, S. Mitsudo, S. Sabchevski, M. Glyavin, I. Ogawa // Int. J. Vacuum - 2001 - №62 - 2-3 - P.123-132.

65. Alberti S. Experimental study from linear to chaotic regimes on a terahertz-frequency gyrotron oscillator / S. Alberti, J.-Ph. Ansermet, K. A. Avramides [et al.] // Phys. Plasmas - $2012 - N_{2}19 - 12 - P$. 123102.

66. Denysenkov V. Liquid state DNP using a 260 GHz high power gyrotron. / V. Denysenkov, M. J. Prandolini, M. Gafurov [et al.] // Phys. Chem. Chem. Phys. - 2010 - №12 - 22 - P. 5786-5790.

67. Цветков А. И. Автоматизированный микроволновый комплекс на основе работающего в непрерывном режиме гиротрона с рабочей частотой 263 ГГц и выходной мощностью 1 кВт / А. И. Цветков, М. В. Морозкин, М. Ю. Глявин, В. И. Малыгин, Л. В. Лубяко, Г. Ю. Голубятников, А. Н. Куфтин, В. Е. Запевалов, А. С. Седов, А. В. Чирков, А. П. Фокин, В. В. Холопцев, А. Г. Еремеев, Е. В. Соколов, Г. Г. Денисов // Изв. вузов. Радиофизика. - 2015 - №58 - 9 - С. 709-719.

68. Глявин М. Ю. Особенности оптимизации подсистем непрерывного гиротрона с частотой генерации 0,26 ТГц на основном циклотронном резонансе / М. Ю. Глявин, Г. Г. Денисов, В. Е. Запевалов, А. Н. Куфтин, В. Н. Мануилов, А. С. Седов, В. В. Холопцев, А. В. Чирков // Изв. вузов. Радиофизика. - 2015 - №58 - 9 - С. 720-731.

69. Glyavin M. Yu. Experimental tests of 263 GHz gyrotron for spectroscopy applications and diagnostic of various media / M. Yu. Glyavin, A. V. Chirkov, G. G. Denisov, A. P. Fokin [et al.] // Rev. Sci. Instr. - 2015 - N286 - 5 - P. 054705.

70. Bratman V. L. New versions of terahertz radiation sources for dynamic nuclear polarization in nuclear magnetic resonance spectroscopy / V. L. Bratman, Yu. K. Kalynov, P. B. Makhalov, A. E. Fedotov // Radiophysics and Quantum Electronics - 2014 - №56 - 8–9 - P. 532-541.

71. http://grantome.com/grant/NIH/R44-GM108179-03

72. Glyavin M. Yu. Powerful terahertz gyrotrons based on pulsed magnets / M. Yu. Glyavin, A. G. Luchinin // Terahertz Sci. Technol. - 2009 - №2 - 4 - P. 150-155.

73. Васильев В. В. Проводящие оболочки в импульсном электромагнитном поле / В. В. Васильев, Л. Л. Коленский, Ю. А. Медведев, Б. М. Степанов. М.: Энергоатомиздат, 1982.

74. Glyavin M. Yu. Powerful terahertz gyrotrons based on pulsed magnets / M. Yu. Glyavin, A. G. Luchinin // International journal of Terahertz Science and Technology - 2009 - №2 - 4 - P. 150-155.

75. Glyavin M. Yu. Experimental Study of the Pulsed Terahertz Gyrotron with Record-Breaking Power and Efficiency Parameters / M. Yu. Glyavin, A. G. Luchinin, A. A. Bogdashov, V. N. Manuilov, [et al.] // Radiophysics and Quantum Electronics - 2014 - №56 - 8-9 - P. 497-507.

76. Read M. THz Pulse Gyrotron / M. Read, J. Neilson, G. Nusinovich, P. Borchard, R. L. Ives // The 7 Int. Workshop Strong Microwaves: Sources and Applications. N. Novgorod, Russia, July 27 – August 2, 2008.

77. Запевалов В. Е. Гиротроны на связанных резонаторах с трансформацией мод. / В. Е. Запевалов, С. А. Малыгин, В. Г. Павельев, Ш. Е. Цимринг // Изв. вузов. Радиофизика. - 1984 - №27 - 9 - С. 1194-1201.

78. Pavelyev V. G. Coupled cavities with mode conversion in gyrotrons / V. G. Pavelyev, Sh. E. Tsimring, V. E. Zapevalov // Int. J. Electronics - 1987 - №63 - 3 - P. 379-391.

79. Запевалов В. Е. Многолучевые гиротроны / В. Е. Запевалов, Ш. Е. Цимринг // Изв. вузов. Радиофизика. - 1990 - №33 - 11 - С. 1288-1295.

80. Запевалов В. Е. Электронно-оптические системы двухлучевых гиротронов / В. Е. Запевалов, В. Н. Мануилов, Ш. Е. Цимринг // Изв. вузов. Радиофизика - 1991 - №34 - 2 - С. 205-211.

81. Manuilov V. N. Development of CW second harmonic double-beam gyrotron with operating frequency 0.79 THz / V. N. Manuilov, M. Yu. Glyavin, A. S. Sedov, V. Yu. Zaslavsky, T. Idehara // Journal IRMM&THz Waves - 2015 - №36 - 12 - P. 164-175.

82. Bratman V. L. Submillimeter-wave large-orbit gyrotron / V. L. Bratman, Yu. K. Kalynov, V. N. Manuilov, S. V. Samsonov // Radiophysics and Quantum Electronics - 2005 - №48 - 10-11 - P. 731-736.

83. Bratman V. L. Large-Orbit Gyrotron Operation in the Terahertz Frequency Range / V. L. Bratman, Yu. K. Kalynov, V. N. Manuilov // Phys. Rev. Lett. - 2009 - №102 - P. 245101.

84. Bratman V. L. Gyrotron development for high power THz technologies in IAP RAS / V. L. Bratman, A. A. Bogdashov, G. G. Denisov, M. Yu. Glyavin [et al.] // Int. J. IRMM&THz Waves - 2012 - №33 - 7 - P. 715-723.

85. Idehara T. A High Harmonic Gyrotron and with an Axis-Encircling Electron Beam and a Permanent Magnet. / T. Idehara, I. Ogawa, S. Mitsudo, Y. Iwata [et al.] // IEEE Transaction on Plasma Science - 2004 - №32 - 3 - P. 903-910.

86. Idehara T. Development of a high harmonic gyrotron with an axis-encircling electron beam and a permanent magnet / T. Idehara, I. Ogawa, S. Mitsudo, Y. Iwata [et al.] // Elsevier Vacuum - $2005 - N_{2}77 - P. 539-546$.

87. Samsonov S. V. Development of helical-waveguide gyro-TWT at IAP / S. V. Samsonov, A. A. Bogdashov, G. G. Denisov, A. G. Eremeev [et al.] // Proc. 8th Int. Workshop Strong Microwaves and Terahertz Waves–Sources and Applicatons, N.Novgorod, 2011 - P.9-16.

88. Denisov G. G. Microwave System for Feeding and Extracting Power To and From a Gyrotron Traveling-Wave Tube Through One Window / G. G. Denisov, S. V. Samsonov, S. V. Mishakin, A. A. Bogdashov // Electron Device Lett. 2015

89. https://dspace.mit.edu/handle/1721.1/82364

90. Griffin R. G. High Frequency Dynamic Nuclear Polarization. International Symposium on Development of Terahertz Gyrotrons and Applications / R. G. Griffin // University of Fukui (FIR-FU) 14-15 March 2013 - 7A-2.

91. Wallace V. P. Terahertz pulsed spectroscopy of human Basal cell carcinoma / V. P. Wallace, A. J. Fitzgerald, E. Pickwell, R. J. Pye, P. F. Taday, N. Flanagan, T. Ha // Appl Spectrosc. - 2006 - №60 - 10 - P. 1127-1133.

92. Miyoshi N. Application for hyperthermia treatment of an experimental tumor using a gyrotron (107, 203 GHz) / N. Miyoshi, Y. Fukunaga, I. Ogawa, T. Idehara // Proceeding of 34th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves - 2009, Busan, South Korea.

93. Han S. T. Application of T-Ray Gyrotron Developed for Real-Time Non-Destructive Inspection to Enhanced Regeneration of Cells Proceedings of the 40th International Conference on Infrared / S. T. Han, W. J. Lee, K. S.Park, S. W.Choi, J. H.Yoon, J. S.Yoo // Terahertz and Millimeter Waves, 23-28 August 2015, Hong Kong, China.

94. Nusinovich G. S. Range, resolution and power of THz systems for remote detection of concealed radioactive materials / G. S. Nusinovich, P. Sprangle, C. A. Romero-Talamas, V. L. Granatstein // Journal of Applied Physics - 2011 - №109 - P. 083303.

95. Granatstein V. L. Detecting Excess Ionizing Radiation by Electromagnetic Breakdown of Air / V. L. Granatstein, G. S. Nusinovich // Journal of Applied ics - 2010 - №108 - P. 063304.

96. Nusinovich G. S. On the sensitivity of THz gyrotron based systems for remote detection of concealed radioactive materials / G. S. Nusinovich, P. Sprangle, V. E. Semenov, D. S. Dorozhkina, M. Yu. Glyavin // Journal of Applied Physics - 2012 - №111 - P. 124912.

97. Glyavin M. Yu. A point-like source of extreme ultraviolet radiation based on a discharge in a non-uniform gas flow, sustained by powerful gyrotron radiation of terahertz frequency band / M. Yu. Glyavin, S. V. Golubev, I. V. Izotov, A. G. Litvak, A. G. Luchinin, S. V. Razin, A. V. Sidorov, V. A. Skalyga, A. V. Vodopyanov // Applied Physics Letters - 2014 - №105 - P. 174101.

98. Murakami D. D. An Overview of the NASA Ames Millimeter-Wave Thermal Launch System 48th AIAA/ASME/SAE/ASEE / D. D. Murakami, K. L. Parkin. // Joint Propulsion Conference and Exhibition 48th AIAA/ASME/SAE/ASEE, 2012; Atlanta, GA; USA.

99. Saitoh S. Microwave Rocket with 30N thrust and further thrust augmentation with reed-valve air intake / S. Saitoh, R. Komatsu, T. Yamaguchi, K. Komurasaki, Y. Oda, K. Kajiwara, K. Takahashi, K. Sakamoto // 2012 IEEE Vehicle Power and Propulsion Conference, 2012, Seoul, Korea.

100.http://www.darpa.mil/program/video-synthetic-aperture-radar

101.http://spie.org/Publications/Proceedings/Paper/10.1117/12.2181420?origin_id=x4323

Глава 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОЛУЧЕВЫХ ЛБВ И ЛОВ НА ВОЛНООБРАЗНО ИЗОГНУТЫХ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДАХ В ТЕРАГЕРЦОВОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

А.В. Аксенчик¹, А.А. Кураев¹, И.Ф. Киринович², В.Е. Запевалов³

¹ Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь ² Минский государственный высший радиотехнический колледж, Минск, Беларусь ³ Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород, Россия

Сформулированы математические модели многолучевых ЛБВ на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах с использованием волн H_{m0} для электронных лучей цилиндрической и ленточной формы. Отмечены особенности конструкций и взаимодействия электронных лучей с волнами H_{m0} . Приведены результаты расчетов многолучевых ЛБВ. Приведены результаты расчетов двух- и трехсекционных ЛБВ на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах с последовательным и параллельным расположением секций относительно электронных лучей. Проведен анализ физических процессов в ЛБВ, отмечены особенности и преимущества той или иной конструкции усилителей. Показано, что коэффициент усиления многосекционных ЛБВ может достигать 25-60 дБ в диапазоне частот 0.14-3 ТГц.

3.1. Моделирование многолучевых ЛБВ и ЛОВ на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах в терагерцовом диапазоне частот

Одними из перспективных приборов для работы в терагерцовом диапазоне частот являются ЛБВ и ЛОВ на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах [1-19].

В работах [1, 2] рассчитаны частотные характеристики для ЛБВ субмиллиметрового диапазона и проведен подробный анализ влияния различных параметров ЛБВ на вид частотных характеристик. В этом диапазоне длин волн частотные характеристики ЛБВ будут иметь свои особенности, вызванные следующими причинами: 1) для получения приемлемого усиления необходимо применение многозвенных (одно звено – это изогнутый отрезок волновода) приборов (число звеньев >20), это вызвано тем, что углы пролета электронов в зазорах взаимодействия – большие (несколько радиан); 2) для уменьшения углов пролета электронов в зазорах необходимо повышенное ускоряющее напряжение; 3) на усиление прибора большое
влияние оказывает проводимость стенок волновода. В работах [1, 2] отмечается, что даже односекционные ЛБВ с коэффициентом усиления по мощности 10-20 дБ склонны к самовозбуждению на определенных частотах. Для подавления самовозбуждения таких ЛБВ используются методы, предложенные в работе [2].

В опубликованных ранее работах [1-4] сформулирована математическая модель ЛБВ, ЛОВ на волнообразно изогнутом прямоугольном волноводе и приведены результаты расчетов ЛБВ, ЛОВ в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн. В математической модели учитывается взаимодействие электронного луча цилиндрической формы с поперечным электрическим полем волны H_{10} . Эта модель позволяет рассчитывать и многолучевые приборы, когда лучи сконцентрированы в центре широкой стенки волновода в пучности электрического поля волны H_{10} . В этом случае для электронных лучей, которые находятся на периферии от центра пучности электрического поля, ухудшаются условия взаимодействия (они находятся в поле меньшей амплитуды) и КПД прибора падает.

В данной работе предлагается использовать для взаимодействия сэлектронными лучами волну H_{m0} , где каждый луч находится в соответствующем максимуме электрического поля волны H_{m0} [5, 4, 7]. Использование волны H_{m0} приводит к увеличению размера широкой стенки волновода в *m* раз по сравнению с волной H_{10} для заданной частоты сигнала ω и одинаковой критической длины волны. При переходе от однолучевой конструкции на волне волной H_{10} к многолучевой на волне H_{m0} уменьшается удельное (на один луч) затухание электромагнитной волны, что является положительным эффектом.

На рис. 3.1 изображен общий вид области взаимодействия четырех лучевой ЛОВ на волнообразно изогнутом прямоугольном волноводе [7].



Рисунок 3.1. Общий вид области взаимодействия четырехлучевой ЛОВ

В данной работе для нового типа генераторов и усилителей сформулирована математическая модель многолучевых ЛБВ, ЛОВ (электронные лучи цилиндрической формы) с волнами *H*_{m0} с учетом потерь и диэлектрического заполнения волновода [5, 7]. Проведен расчет оптимальных вариантов ЛОВ и ЛБВ. Применение многолучевой конструкции позволяет значительно увеличить выходную мощность и КПД приборов.

3.1.1. Математическая модель многолучевых нерегулярных ЛБВ и ЛОВ на волнообразно изогнутом прямоугольном волноводе с волнами H_{m0}

На рис. 3.2 представлен горизонтальный срез пакетированного высокочастотного (ВЧ) блока многолучевой ЛБВ на волнообразно изогнутом волноводе.



Рисунок 3.2. Схема прибора: 1 - изогнутый волновод на волне H_{m0} ; 2 – области пучностей электрического поля волны H_{m0} ; 3 – пролетные каналы электронных лучей цилиндрической (цилиндрические лучи) или щелевой (ленточные лучи) конфигураций; 4 – плоскости спаев пластин составляющих анодный блок, проходящие через области максимумов поперечной электрической напряженности E_y волны H_{m0} (неизлучающие щели)

На пластинах, составляющих «сэндвич» ВЧ-блока, разрезы под волновод и профили каналов для приборов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов производятся на основе технологий фотолитографии или лазерной обработки, как и в приборах однолучевой конструкции [8, 9].

Рассматриваемая ЛБВ (рис. 3.1) моделируется цепочкой эквивалентных четырехполюсников (рис. 3.3).

Каждый четырехполюсник (рис. 3.3) моделирует одно звено волнообразно изогнутого прямоугольного волновода. На входе цепочки четырехполюсников (слева) подключен генератор входного сигнала \dot{E}_0 с внутренним сопротивлением Z_0 , равным эквивалентному сопротивлению волновода Z_W . Затем следует согласующий четырехполюсник M_0 , описывающий отрезок волновода до первого зазора. После последнего зазора (справа) подключен согласующий M_{n+1} четырехполюсник для согласования волновода с нагрузкой Z_n . Ввиду того, что четырехполюсники моделируют отрезки одного и того же волновода, они оказываются согласованными при изменении частоты. Будем считать, что нагрузка с сопротивлением Z_m на опорной частоте.



Рис. 3.3. Схема цепочки эквивалентных четырехполюсников

Описанная ниже математическая модель сформулирована с учетом того, что в волноводе распространяются волны H_{m0} и волновод может быть заполнен средой с параметрами: $\varepsilon \varepsilon_0$, $\mu \mu_0$. Здесь: ε , μ – соответственно относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды; ε_0 , μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума.

Матрица передачи *A* четырехполюсника, моделирующего отрезок волновода длиной ℓ , имеет следующий вид [20, 21]:

$$\dot{A} = \begin{vmatrix} ch(j\dot{\Gamma}\ell) & Z_{w} \cdot sh(j\dot{\Gamma}\ell) \\ \frac{1}{Z_{w}} sh(j\dot{\Gamma}\ell) & ch(j\dot{\Gamma}\ell) \end{vmatrix}, \qquad (3.1)$$

где $\dot{\Gamma} = \Gamma' - j\Gamma''$ – постоянная распространения волны; $\Gamma' = K\sqrt{1 - \chi_{m0}^2/K^2}$ – продольное волновое число; $K = \omega\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}$; $\chi^2 = \chi_{m0}^2 = (m\pi/a)^2$ – попереч-

ное волновое число; $\Gamma'' = \frac{R_s \left[1 + \frac{2b}{a} (\lambda/\lambda_{cr})^2\right]}{Z_0 \cdot b \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{cr})^2}} -$ коэффициент затухания для

волны H_{m0} в прямоугольном волноводе; $\lambda = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon \mu} - длина$ волны в среде с параметрами ϵ , μ ; $\lambda_0 - длина$ волны входного сигнала, f – его частота, λ_{cr} – критическая длина волны в волноводе, для волны H_{m0} $\lambda_{cr} = 2a/m$;

 $v = 1/\sqrt{\epsilon\epsilon_0 \mu\mu_0} = c/\sqrt{\epsilon\mu}$ – скорость электромагнитного поля в среде, с параметрами ϵ , μ ; $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ – скорость света в вакууме; $Z_w = \frac{\pi m}{2} \cdot \frac{b}{a} \cdot \frac{Z_0}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{cr})^2}}$ – эквивалентное сопротивление волновода для

волны H_{m0} ; a – размер широкой стенки волновода; b – размер узкой стенки волновода; $R_s = \sqrt{\frac{\pi f \mu}{g}}, \sigma = 57 \cdot 10^6 \text{ сим/м}$ – проводимость меди; $Z_0 = 120\pi \sqrt{\mu/\epsilon}; \lambda_w = \lambda / \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{cr})^2}$ – длина волны в волноводе.

Изменение фазы напряженности электромагнитного (ЭМ) поля в смежных зазорах на π за счет поворота волновода при изгибе, учитывается в уравнениях движения и возбуждения.

Уравнения связи (с использованием коэффициентов матрицы передачи $\|\dot{A}\|$) между напряжениями и токами \dot{U}_k , \dot{I}_k на входе и \dot{U}_{k+1} , \dot{I}_{k+1} выходе пассивного четырехполюсника при передаче энергии слева направо и справа налево имеют вид [20]:

$$\begin{cases} \dot{U}_{k+1} = \dot{U}_{k} (\dot{A}_{22}^{k} - \dot{A}_{12}^{k} / \dot{Z}_{e\tilde{t}^{1}}^{k}) & \begin{cases} \dot{U}_{k} = \dot{U}_{k+1} (\dot{A}_{11}^{k} - \dot{A}_{12}^{k} / \dot{Z}_{e\tilde{t}^{2}}^{k}) \\ \dot{I}_{k+1} = \dot{I}_{k} (-\dot{A}_{21}^{k} \cdot \dot{Z}_{e\tilde{t}^{1}}^{k} + \dot{A}_{11}^{k}) & \end{cases} & \begin{cases} \dot{U}_{k} = \dot{U}_{k+1} (\dot{A}_{11}^{k} - \dot{A}_{12}^{k} / \dot{Z}_{e\tilde{t}^{2}}^{k}) \\ \dot{I}_{k} = \dot{I}_{k+1} (-\dot{A}_{21}^{k} \cdot \dot{Z}_{e\tilde{t}^{2}}^{k} + \dot{A}_{22}^{k}). \end{cases}$$
(3.2)

Здесь входные слева и справа сопротивления *k*-го четырехполюсника \dot{Z}_{sil}^{k} и \dot{Z}_{si2}^{k} рассчитываются по рекуррентным формулам:

$$\dot{Z}_{a\tilde{s}l}^{k} = (\dot{A}_{11}^{k} \dot{Z}_{a\tilde{s}l}^{k+1} + \dot{A}_{12}^{k}) / (\dot{A}_{21}^{k} \dot{Z}_{a\tilde{s}l}^{k+1} + \dot{A}_{22}^{k}), k = n+1, n, n-1, ..., 0$$

$$\dot{Z}_{a\tilde{s}l}^{k} = (\dot{A}_{11}^{k} \dot{Z}_{a\tilde{s}l}^{k-1} + \dot{A}_{12}^{k} / (\dot{A}_{21}^{k} \dot{Z}_{a\tilde{s}l}^{k-1} + \dot{A}_{11}^{k}), k = 0, 1, ..., n$$
(3.3)

Если сопротивление нагрузки \dot{Z}_n , то $\dot{Z}_{csl}^{n+2} = \dot{Z}_n$ и если сопротивление генератора \dot{Z}_0 , то $\dot{Z}_{cs2}^{-1} = \dot{Z}_0$. Условие согласования: $\dot{Z}_{cs2}^k = \dot{Z}_{cs2}^{k-1} = \dot{Z}_k$, \dot{Z}_k – характеристическое сопротивление *k*-го четырехполюсника. Коэффициенты матрицы передачи $\|\dot{A}\|$ рассчитываются на заданной частоте ω .

Для возбуждения цепочки четырехполюсников необходимо знать наведенные (конвекционные) токи J_k , которые определим совместным решением уравнений движения электронов и уравнения возбуждения волновода.

3.1.2. Уравнение возбуждения волновода

Уравнения возбуждения волновода записываются в обычной для волноводов прямоугольной системе координат: ось Z направлена вдоль волновода, ось Y – перпендикулярна широкой стенке волновода и совпадает с направлением движения электронов, ось *X* – перпендикулярна узкой стенке волновода.

Возбужденное поле представим в виде суперпозиции полей свободных волн:

$$\dot{\overline{E}} = \sum_{p} C_{\pm p} \dot{\overline{E}}_{\pm p}, \quad \dot{\overline{H}} = \sum_{p} C_{\pm p} \dot{\overline{H}}_{\pm p}.$$
(3.4)

Здесь под индексом *p* понимаем два индекса, которые определяют тип поля в волноводе. Используя уравнения Максвелла, применяя лемму Лоренца, можно получить уравнение возбуждения волновода [21]. Будем рассматривать возбуждение и распространение в прямоугольном волноводе волны H_{m0} , уравнение возбуждения конвекционным током \overline{J} (здесь \overline{J} - суммарный ток всех электронных лучей) принимает вид

$$C_{\pm p} = N_{p}^{-1} \int_{V} \dot{\bar{J}} \cdot \dot{\bar{E}}_{\mp p} dV , \qquad (3.5)$$

где знак (+) соответствует волнам, движущимся в положительном направлении оси Z, знак (–) – в противоположном направлении;

$$N_{p} = \int_{s} \left\{ \left[\dot{\bar{E}}_{p}, \dot{\bar{H}}_{-p} \right] - \left[\dot{\bar{E}}_{-p}, \dot{\bar{H}}_{p} \right] \right\} \overline{i}_{Z} dS$$
(3.6)

– обобщенная норма волны, пропорциональна мощности волны; $\dot{J} = N_b \dot{J}_{\omega} \bar{i}_y$, N_b - количество электронных лучей; $\dot{J}_{\omega} = \frac{1}{\pi} \int_{0}^{2\pi} \dot{J}_m(t, y,)e^{-jq\omega t} d\omega t$ – амплитуда гармоники конвекционного тока одного луча на частоте $q\omega$; q – номер гармоники.

Интеграл $\int_{V} \dot{\overline{J}} \cdot \dot{\overline{E}}_{\mp_p} dV$ – пропорционален мощности, отдаваемой мо-

дулированным электронным потоком ЭМ волне на частоте ω , и используется при расчете волнового КПД. Поля волны H_{m0} в волноводе представляем в виде (множитель $e^{j\omega t}$ временно опустим):

$$\dot{\overline{E}}_{\pm m0} = -jH_0 \frac{\omega \mu \mu_0 \chi_x}{\chi^2} \sin \frac{m\pi x}{a} \cdot e^{\mp j\Gamma Z} \cdot \overline{i_y}, \qquad (3.7)$$

$$\dot{\bar{H}}_{\pm m0} = \pm jH_0 \cdot \frac{\Gamma \cdot \chi_x}{\chi^2} \sin \frac{m\pi x}{a} \cdot e^{\mp j\Gamma Z} \cdot \overline{i_x} + H_0 \cos \frac{m\pi x}{a} \cdot e^{\mp j\Gamma Z} \cdot \overline{i_z}, \qquad (3.8)$$

где $\chi_x = \frac{m\pi}{a}$; H_0 – амплитудный множитель, равен C_p .

Обобщенную норму волны найдем, подставляя в (3.6) соответствующие компоненты векторов \dot{E} и \dot{H} из (3.7), (3.8):

$$N_p = \frac{\omega \mu \mu_0 \Gamma \cdot a}{\chi_x^2} \,. \tag{3.9}$$

Подставляем (3.9) и компоненту поля \dot{E}_{y} из (3.7) в (3.5):

$$C_{\pm m0} = -j \cdot \chi_x A \cdot N_b \int_V \dot{J}_{\omega} \cdot \sin \frac{m\pi x}{a} e^{\pm j\Gamma \cdot Z} dV, \quad A = 1/(\Gamma a). \quad (3.10)$$

В уравнении (3.10) интеграл вычисляется по объему, который занимает электронный луч, пересекающий волновод в месте расположения пучности электрического поля E_{m0} на широкой стенке ($x_1 = a(2i-1)/(2m)$, $z_1 -$ координаты центра *i*-й пучности электрического поля; всего пучностей *m*, расположенных вдоль широкой стенки волновода по координате *x*). Пусть радиус луча $r, r^2 = (x - x_1)^2 + (z - z_1)^2$; $x_1, z_1 -$ координаты центра электронного луча. Координата *y* меняется от $y_1 = 0$, до $y_2 = b$. Тогда

$$C_{\pm m0} = -j\chi_x A \cdot N_b \int_{y_1}^{y_2} \dot{J}_{\omega} dy \cdot \int_{x_1-r}^{x_1+r} \sin \frac{m\pi x}{a} dx \cdot \int_{\left(z_1 - \sqrt{r^2 - (x-x_1)}\right)}^{\left(z_1 + \sqrt{r^2 - (x-x_1)}\right)} e^{\pm j\Gamma \cdot Z} \cdot dZ$$

После интегрирования по координате Z получаем

$$C_{\pm m0} = -j\chi_{x}A \frac{e^{\pm j\Gamma \cdot Z_{1}}}{\pm j\Gamma} \int_{y_{1}}^{y_{2}} \dot{J}_{\omega} dy \cdot N_{b} \int_{x_{1}-r}^{x_{1}+r} \sin \frac{m\pi x}{a} sh\left(\pm j \cdot \Gamma \sqrt{r^{2} - (x - x_{1})^{2}}\right) dx \quad (3.11)$$

Последний интеграл рассчитаем численно, используя формулу Симпсона. Учитывая, что радиус луча много меньше λ_w и размера *a*, и поле E_y в пучности электрического поля на расстоянии *r* относительно центра луча ($x_1 = a/(2m)$, z_1), меняется незначительно, получим

$$C_{\pm m0} = -j\chi_x A \cdot e^{\pm j\Gamma \cdot Z_1} \cdot \frac{4}{3} r \sin(\frac{m\pi x_1}{a}) \cdot sh(\pm j\Gamma \cdot r) \cdot N_b \int_{y_1}^{y_2} \dot{J}_{\omega} dy . \qquad (3.12)$$

В (3.12) входит \dot{J}_{ω} – амплитуда первой гармоники плотности конвекционного тока, которая определяется так:

$$\dot{J}_{\omega} = \frac{1}{\pi} \int_{0}^{2\pi} \dot{J}_{k} \cdot e^{-j\omega t} d\omega t.$$
(3.13)

С учетом закона сохранения заряда и предполагая, что плотность тока по сечению одинакова, получим

$$J_k(y)d\omega t = J_k(0)d\omega t_0,$$

где $\dot{J}_k(y)$ – плотность тока в сечении y; $\dot{J}_k(0)$ – плотность тока в сечении y =0.

Задачу возбуждения волновода решаем в одномерном приближении, т.е. поперечное движение электронов учитывать не будем. Для моделирования электронного потока используем метод крупных частиц. Электронный поток представляем состоящим из N_e колец (или дисков), распределенных при z = 0, равномерно на периоде $0 \div 2\pi$. Рассчитываем интеграл (3.13) численно, используя метод средних, и допуская, что по сечению плотность тока постоянна – $I_1 = J_k(0) \cdot \pi \cdot r^2$, получим

$$\dot{J}_{\omega} = \frac{2I_1}{N_e} \sum_{i=1}^{N_e} e^{-j\omega t_i} .$$
(3.14)

В данной модели волновод возбуждается поперечным током \dot{J}_{ω} , занимающим небольшой объем V (тонкий луч), коэффициенты $C_{\pm m0}$ вне этого объема от координаты *z* не зависят, постоянны. Обозначим амплитуду возбужденного поля: $\bar{E} = -jC_{\pm m0}\omega\mu\mu_0\chi_x/\chi^2$. Подставляя (3.14) в (3.12), запишем \bar{E} в виде

$$\overline{E} = B \cdot e^{\pm j \Gamma \cdot Z_1} \cdot \frac{8}{3\pi \Gamma' r} \sin(\Gamma' r) \sin(\frac{m\pi x_1}{a}) N_b \frac{I_1}{N_e} \int_{y_1}^{y_2} \sum_{i=1}^{N_e} e^{-j\omega t_i} \varepsilon^0(y) dy , \quad (3.15)$$

где $B = \omega \mu \mu_0 A$; $\varepsilon^0(y)$ весовая функция пространственного распределения поля зазора в волноводе учитывает провисание электрического поля внутрь трубки дрейфа, рассчитывается методом сеток.

Учитывая, что электроны движутся перпендикулярно широкой стенке волновода вдоль координаты у, интеграл в (3.15) вычисляем численно, совместно с интегрированием уравнений движения электронов.

После интегрирования уравнение возбуждения (3.15) поле \overline{E}_{y} ЭМ волны H_{m0} в волноводе запишется в следующем виде:

$$\dot{\overline{E}}_{y\pm m0} = \overline{E} \cdot \sin \frac{m\pi x}{a} e^{\mp j\Gamma \cdot Z} \cdot e^{j\omega t} \,\overline{i_y}.$$
(3.16)

Для расчета возбуждения четырехполюсников (эквивалентных звеньям изогнутого волновода) электронным потоком потребуется знание наведенного тока и напряжения в заданном сечении волновода ($x = x_1, z = z_k$). Как отмечалось ранее, электронный луч проходит через отверстия в волноводе в центре пучностей электрического поля (рис. 3.2). Взаимодействие электронного луча происходит с поперечной компонентой \dot{E}_y волны H_{m0} . В качестве длины d зазора будем считать размер узкой стенки волновода.

Используя (3.16), введем напряжение \tilde{U}_k на *k*-м зазоре:

$$\dot{\tilde{U}}_{k} = \bar{E} \cdot \sin \frac{m\pi x_{1}}{a} \cdot e^{\mp j\Gamma \cdot Z_{k} + j\omega t} \cdot d .$$
(3.17)

Следует отметить, что задача возбуждения четырехполюсников, сформулированная выше, решается для волны в волноводе H_{m0} в одномодовом приближении. Как показано в [10], при больших КПД учет высших мод (H₃₀, H₅₀, ...) приводит к уточнению КПД в полосе частот в пределах 0,1-4%, что несущественно для качественных оценок потенциальных возможностей рассматриваемых приборов. Однако при малых КПД [11] высшие моды существенно влияют на процессы взаимодействия электронного луча и ЭМ волны.

Наведенный ток в *k*-м зазоре с учетом безразмерных параметров вычисляется так:

$$\dot{J}_{k}^{*} = \frac{2I_{0}U_{0}}{\dot{\tilde{U}}_{k}} \frac{\gamma_{0}+1}{\gamma_{0}^{2}} \frac{\vartheta_{0}}{N_{e}} \sum_{i=1}^{N_{e}} \int_{T_{0K}}^{T_{1K}} \varepsilon^{0} (T-T_{0k}) \cdot e^{j(u_{i}+\vartheta_{0}T+\vartheta_{k})} dT .$$
(3.18)

Безразмерные параметры, входящие в (3.18), описаны в следующем разделе.

3.1.3 Уравнения движения

Электронный поток моделируем с применением метода крупных частиц. Используем релятивистские уравнения движения крупных частиц. Тогда уравнение движения *i*-й крупной частицы во внешнем электромагнитном поле без учета торможения излучением (т.е. до $v_0/c < 0,99$) в одномерном приближении имеет вид (учтем, что движение электронов в данной математической модели происходит по координате Y):

$$\frac{dv}{dt} = -\eta_0 \left(1 - (\frac{v}{c})^2 \right)^{3/2} \cdot \dot{E}_y, \qquad (3.19)$$

где $\eta_0 = e/m_0$, e, m_0 – соответственно заряд и масса покоя электрона, v – продольная скорость электрона, v_0 – начальная скорость электронного потока.

Представим напряженность поля $\dot{E}_{y} = \dot{E}^{0} + \dot{E}^{p}$, где $\dot{E}^{0} = \operatorname{Re}(E_{m}e^{j(\omega t + \vartheta_{k})})$

) – напряженность ВЧ поля в зазоре волновода (3.16), \dot{E}^{p} – напряженность продольного поля пространственного заряда. Поле пространственного заряда \dot{E}^{p} рассчитываем исходя из моделирования электронного потока N_e крупными частицами. Введем следующие безразмерные переменные:

$$T = y/L, \qquad \vartheta = \omega t, \qquad \gamma_0 = \left(1 - \left(\frac{v_0}{c}\right)^2\right)^{-1/2}, \\ V_i = \frac{v_i}{v_0}, \ u_i = \omega t_i - \omega y/v_0, \ \vartheta_0 = \frac{L\omega}{v_0}, \ \gamma_i = \left(1 - \left(\frac{v_i}{c}\right)^2\right)^{-1/2}, \ \vartheta_k = \Gamma \ell_k, \ (3.20) \\ \sigma_a = \frac{(\gamma_0 - 1)}{2\pi\beta_0} \frac{\lambda}{d}; \quad \xi_k = \sum_m \frac{\dot{U}_m^{\pm}}{U_0}, \ \dot{U}_m^{\pm} = \dot{E}_{\pm mn} d, \qquad \sigma_p = \frac{eI_0}{\omega^2 v_0 m_0 \varepsilon_0 N_b r^2};$$

116

$$T_{ok} = y_1 / L, \ T_{1k} = y_2 / L,$$

где *у* – продольная координата электрона, *L* – длина ЛБВ, ℓ_k – длина отрезка волновода, *r* – радиус электронного луча, $d=y_2 - y_1$ –длина зазора, ω – опорная частота, ξ_k – относительное напряжение на зазоре, полученное с учетом прямых и обратных волн, возбуждаемых электронным потоком в других зазорах, и рассчитывается по специальным алгоритмам, приведенным ниже.

После нормировки уравнения (3.19) получим релятивистское уравнение движения электрона:

$$\frac{dV_i}{dT} = \frac{\vartheta_0}{\gamma_i^3 V_i} \left[-\sigma_a \operatorname{Re}(\xi_k e^{j(u_i + \vartheta_0 T + \vartheta_k)}) \varepsilon^0 (T - T_{ok}) + \sigma_p F_p \right], \quad (3.21)$$

$$\frac{du_i}{dT} = \vartheta_0(\frac{1}{v_i} - 1), \qquad (3.22)$$

где $F_p = \frac{1}{N_e} \sum_{j=1}^{N_e} \varepsilon_p(\frac{|u_i - u_j|}{\pi}) sign(u_j - u_i), \ \varepsilon^0(T - T_0)$ – весовая функция про-

странственного распределения поля зазора рассчитывалась методом сеток, $\varepsilon_p(y)$ – весовая функция распределения напряженности поля пространственного заряда, определяется с использованием периодизированных полей крупных частиц (дисков, колец) и подробно описана в [12].

Уравнения (3.18), (3.21), (3.22) образуют самосогласованную нелинейную систему уравнений ЛБВ, ЛОВ на волнообразно изогнутом прямоугольном волноводе.

Для решения уравнений движения необходимо знание напряженностей полей, действующих на электроны. Очевидно, что на каждый электрон действуют поля рядом расположенных электронов (поля пространственного заряда) и поля в зазорах волноводов. Анализ сравнения результатов расчетов параметров ЛБВ с экспериментальными данными свидетельствует о том, что точность расчета параметров и режима работы ЛБВ определяет точный расчет сил пространственного заряда в электронном пучке и расчет полей для реальной конфигурации зазора. Определим эти поля.

3.1.4. Поля пространственного заряда

Как отмечено выше, в данном приборе для моделирования электронного потока применяется метод крупных частиц. Электронный поток цилиндрической формы может быть сплошной или полый. Соответственно и форма крупных частиц выбирается в виде дисков или колец конечной толщины по *Y* (рис. 3.4).



Рисунок 3.4. Периодизация полей заряженных частиц

Для такой частицы закон деформации по радиусу задается в следующем виде:

$$\frac{r_{\max}}{r_{\min}} = \frac{r_2}{r_1} = K = const .$$
(3.23)

Принимаем равномерное распределение плотности заряда кольца по объему кольца, тогда радиус ведущего центра кольца *r*₀ определяется так:

$$r_{_{0}} = \sqrt{\frac{r_{1}^{2} + r_{2}^{2}}{2}} \,. \tag{3.24}$$

Поля пространственного заряда, электрические поля крупных частиц можно получить, если выбрать в качестве модели бесконечно тонкое кольцо и применить методику усреднения полей частицы по радиусам точки наблюдения и точки источника, изложенную в [12, 22]. После соответствующих преобразований продольную составляющую электрического поля E_y крупной частицы можно вычислить так:

$$E_{y} = \frac{\Delta Q}{2\pi\varepsilon_{0}a^{2}} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\overline{J}_{0}^{2}(v_{s}\frac{r_{0}}{a})}{J_{1}^{2}(v_{s})} e^{-v_{s}\frac{|y-y'|}{aL}}; \qquad (3.25)$$

где $\overline{J}_0(v_{0s}\frac{r_0}{a}) = \frac{2}{v_s(r_0/a)^2} \left[\frac{r_2}{a} J_1(v_s\frac{r_2}{a}) - \frac{r_1}{a} J_1(v_s\frac{r_1}{a}) \right]; y', r_0$ - координаты точ-

ки наблюдения; *y*, r_0 – координаты центра масс источника; *a* – радиус трубки дрейфа, ΔQ - заряд частицы; $L = \sqrt{1 - \beta_0^2}$ – релятивистская поправка, учитывающая изменение поля E_y при переходе от движущейся системы координат к неподвижной.

Для ускорения времени счета по одномерной модели (исключается экстраполяция электронов вперед и назад) вводятся периодизированные поля пространственного заряда. Учитывая то, что сгустки электронов формируются в трубке дрейфа на расстоянии электронной длины волны $\lambda = \lambda_0 \beta_0$, то периодизация позволяет учесть влияние источников поля пространственного заряда, отстоящих друг от друга на расстояние λ .

В данной модели периодизация проводится численно. Процесс проведения периодизации поясняет рис. 3.4. Поле в точках от λ до 2λ (рис. 3.4) определяется суммированием полей от 4 источников, расположенных на расстоянии λ друг от друга. Штриховой линией показано периодизированное поле, рассчитанное с учетом других, периодически расположенных колец справа и слева от конкретного кольца, например расположенного на расстоянии λ. Ограничение четырьмя источниками при расчете периодизированного поля вызвано тем, что полями от источников, расположенных на расстояниях больших 2 λ от точки наблюдения, можно пренебречь. Для сокращения времени расчета полей во время интегрирования уравнений движения (чтобы не рассчитывать каждый раз поле по формуле (3.25) при изменении координаты у) составляются таблицы полей пространственного заряда E^p . Таблицы полей E^p составляются для заданного r_0, r_1, r_2 и ряда фиксированных значений |y - y'| с применением формулы (3.25). Для использования их при численном решении уравнений движения применяется линейная интерполяция.

3.1.5. Квазистатические электрические поля зазора в волноводе

Определение поля зазора в волноводе сводится к решению электростатической задачи: отыскание распределения потенциала для некоторого объема сложной формы с заданными граничными условиями. В данном случае объем сложной формы представляет собой отрезок волновода с трубками дрейфа, расположенными посредине широкой стенки и образующими между собой внутри волновода некоторый зазор. Учтем, что трубки дрейфа и небольшую часть окружающего их объема волновода можно рассматривать как аксиально-симметричную систему, уравнение Лапласа в цилиндрической системе координат запишется следующим образом:

$$\nabla^2 \varphi = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial^2 z} = 0.$$
 (3.26)

Для решения этого уравнения в области сложной формы воспользуемся численными методами и получим решение в узлах некоторой сетки, построенной в этой области, рис. 3.5. Применяя метод сеток, уравнение Лапласа заменяют приближенно уравнением в конечных разностях [23, 24], которое для осесимметричной задачи в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\frac{2\frac{r_{j-1/2}}{r_{j}}}{h_{r_{j-1}}(h_{r_{j-1}}+h_{r_{j}})}U_{j-1,i}-\frac{2}{h_{r_{j-1}}h_{r_{j}}}U_{j,i}+\frac{2\frac{r_{j+1/2}}{r_{j}}}{h_{r_{j}}(h_{r_{j-1}}+h_{r_{j}})}U_{j+1,i}+$$

$$+\frac{2}{h_{y_{i-1}}(h_{y_{i-1}}+h_{y_i})}U_{j,i-1}+\frac{2}{h_{y_i}(h_{y_{i-1}}+h_{y_i})}U_{j,i+1}-\frac{2}{h_{y_{i-1}}h_{y_i}}U_{j,i}=0; \quad (3.27)$$

где $h_{r_j} = r_{j-1} - r_j;$ $h_{y_i} = y_{i+1} - y_i;$ $r_{j\pm 1/2} = \frac{1}{2}(r_j + r_{j\pm 1}).$

При $r_i = 0$ вместо (3.27) получаем

$$\frac{2}{h_{r_{j-1}}(h_{r_{j-1}}+h_{r_{j}})}U_{j-1,i} - \frac{2}{h_{r_{j-1}}h_{r_{j}}}U_{j,i} + \frac{2}{h_{r_{j}}(h_{r_{j-1}}+h_{r_{j}})}U_{j+1,i} + \frac{1}{h_{y_{i-1}}(h_{y_{i-1}}+h_{y_{i}})}U_{j,i-1} + \frac{1}{h_{y_{i}}(h_{y_{i-1}}+h_{y_{i}})}U_{j,i+1} - \frac{1}{h_{y_{i-1}}h_{y_{i}}}U_{j,i} = 0; \quad (3.28)$$

Таким образом, задача сводится к двумерной задаче расчета распределения потенциала в области, ограниченной контуром сложной формы с заданными граничными условиями (рис. 3.5).

Учитывая, что трубки дрейфа могут выступать внутрь волновода, на рис. 3.5 изображена область зазора (шириной d) в волноводе с такими трубками дрейфа. Так как система симметрична относительно оси Y, достаточно найти решение уравнения Лапласа для положительных значений r.



Рисунок 3.5. Область зазора в волноводе: a – радиус трубки дрейфа, b – ширина узкой стенки волновода, d – длина зазора в волноводе (может совпадать с b), c = 5a

Граничные условия задаются следующим образом (рис. 3.5): на металлической поверхности левой трубки дрейфа 4 и стенке 2 потенциал полагаем равным $+\phi_0 = const$, на металлической поверхности правой трубки дрейфа 5 и стенке 3 потенциал полагаем равным $-\phi_0$. Учитывая тот факт, что на достаточном расстоянии (2*a*) от края зазора потенциал внутри трубок дрейфа постоянен, можно ограничить длину трубок дрейфа, как бы поста-120 вив металлические поверхности 6 и 7, принимая потенциал на них равным потенциалу соответствующей трубки. Граничные условия на поверхности 1 задаются следующим образом: принимается линейное изменение потенциала вдоль поверхности 1 от $+\phi_0$ до $-\phi_0$, пропорционально шагу сетки вдоль оси Y. Расположение поверхности 1 выбирается из условия малого влияния изменения объема волновода на поле в зазоре и трубках дрейфа.

Наиболее распространенными методами решения разностных уравнений являются итерационные. Используемый в данной работе метод последовательной верхней релаксации [23] кратко состоит в следующем. На каждой итерации вычисление потенциалов $U_{i,j}$ в узлах сетки рассчитывалось по формулам:

$$U_{i,j}^{n+1} = \frac{1}{2} (b_1 U_{i-1,j}^{n+1} + b_2 U_{i,j-1}^{n+1} + b_3 U_{i+1,j}^n + b_4 U_{i,j+1}^n) ,$$

$$U_{i,j}^{n+1} = \omega U_{i,j}^{n+1} + (1 - \omega) U_{i,j}^n ,$$

$$i = 1, 2, ..., \ell , \qquad j = 1, 2, ..., m.$$
(3.29)

Скорость сходимости этого метода зависит от параметра ω . Для данной конфигурации области зазора оптимальное значение ω в расчетах находится в интервале 1,6...1,8. Согласно описанному алгоритму была составлена программа решения уравнения Лапласа (3.26), аппроксимированного пятиточечными разностными уравнениями (3.27, 3.28). Задаваемая точность решения порядка 10⁻⁵ достигалась за 30-60 итераций в зависимости от формы задаваемой области (рис. 3.5), при оптимально выбранном параметре ω .

Для данной одномерной модели необходима только продольная составляющая электрического поля E_{y} , которая рассчитывается путем численного дифференцирования полученного распределения потенциала на известной сетке по следующей формуле:

$$E_{y_{i,j}} = -\frac{\partial U}{\partial y} = \left(U_{i,j+1} - U_{i+2,j+1} \right) / \left[(h_{y_i} + h_{y_{i+1}}) / d \right].$$
(3.30)

С использованием формулы (3.30) составляется одномерная таблица распределения поля E_v в зазоре и для ее использования при численном интегрировании уравнений движения применяется линейная интерполяция.

После того, как все ЭМ поля, действующие на электроны, определены, решая уравнения движения (3.21), (3.22) совместно с уравнениями возбуждения (3.18) и определив наведенные в зазорах волновода токи J_k , используется алгоритм возбуждения цепочки четырехполюсников, описанный ниже.

3.1.6. Возбуждение цепочки четырехполюсников

Задачу возбуждения цепочки четырехполюсников решаем методом наложения, последовательно находя напряжения на зазорах, вызванные

входным сигналом E и наведенными токами J_k [12, 25]. Расчет проводится в такой последовательности.

1. Задавая напряжение сигнала генератора $\dot{E} = E_0 \cdot e^{j(\omega t + \phi_0)}$, рассчитываем ток I_0^{0+} на входном четырехполюснике:

$$\dot{I}_0^{0+} = \dot{E} / (Z_0 + \dot{Z}_{ex1}^0).$$
(3.31)

Используя формулы передачи энергии слева направо (3.2), находим значения \dot{U}_{k}^{0+} , \dot{I}_{k}^{0+} на зазорах, возбужденные входным сигналом, k=1...N.

2. Рассчитываем возбуждение попутной волны наведенными токами. Для полученного напряжения в *m*-м зазоре (m=1,2,...,N), используя расчетную процедуру, описанную ниже, определяем наведенный ток j_m (3.18) и находим

$$U_{m}^{m+} = j_{m} \frac{Z_{\text{exi}1}^{m} Z_{\text{exi}2}^{m-1}}{Z_{\text{exi}1}^{m} + Z_{\text{ex2}}^{m-1}}; \quad I_{m}^{m+} = j_{m} \frac{Z_{\text{exi}2}^{m-1}}{Z_{\text{exi}1}^{m} + Z_{\text{ex2}}^{m-1}}.$$
(3.32)

3. После этого по формулам (3.2) передачи энергии слева направо находим $\dot{U}_{k}^{m+}\dot{I}_{k}^{m+}, k = m+1,...,N$. Результирующие напряжения на зазорах, возбужденные попутной волной, получаются суммированием:

$$\dot{U}_{k}^{+} = \sum_{m=0}^{k} U_{k}^{m+}; \quad \dot{I}_{k}^{+} = \sum_{m=0}^{k} \dot{I}_{k}^{m+}; \quad k = 1, \dots, N.$$
 (3.33)

Таким образом, продвигаясь от зазора к зазору с попутной волной, находим все необходимые характеристики ЛБВ.

4. При учете встречной волны находим возбужденные наведенным током напряжения и токи слева от *m*-го зазора $U_k^{m-}\dot{I}_k^{m-}, k = m-1,...0$ по формулам (3.2) передачи энергии справа налево. Результирующие напряжения на зазорах, созданные встречной волной, получаются суммированием:

$$\dot{U}_{k}^{-} = \sum_{m=k+1}^{N} \dot{U}_{k}^{m-}, \qquad \dot{I}_{k}^{-} = \sum_{m=k+1}^{N} \dot{I}_{k}^{m-}.$$
 (3.34)

Далее следует для определения наведенного тока j_m найти суммарное напряжение на *m*-м зазоре $\dot{U}_m^+ + \dot{U}_m^-$. При этом необходимо учесть, что численный процесс установления суммарных напряжений на зазорах резонаторов очень неустойчив и следует использовать алгоритм, описанный ниже в пунктах 4, 5.

5. По формуле последовательной нижней релаксации пересчитывается распределение встречной волны:

$$\dot{U}_{k,s+1}^{-} = \omega_r \dot{U}_{k,s+1}^{-} + (1 - \omega_r) \dot{U}_{k,s}^{-}, \qquad (3.35)$$

где ω_r – параметр релаксации, s – номер итерации.

6. Следующие итерации следует повторять с пункта 2, но при расчетах \dot{U}_k учитывать амплитуду встречной волны: $\dot{U}_k = \dot{U}_{k,s+1}^+ + \dot{U}_{k,s+1}^-$. Итерации повторяются до установления напряжений на зазорах \dot{U}_k с заданной точностью:

$$\varepsilon_{s+1} = \sum_{k=1}^{n} |\dot{U}_{k,s+1} - \dot{U}_{k,s}| / U_0 < \varepsilon_T, \qquad (3.36)$$

где ε_T – заданная точность согласования.

Для оценки качества процессов группировки в электронном пучке используется функция группировки F_1 . Онапропорциональна амплитуде 1-й гармоники тока:

$$F_1 = \frac{1}{N_e} \left[\left(\sum_{i=1}^{N_e} \cos(\omega t_i) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^{N_e} \sin(\omega t_i) \right)^2 \right]^{1/2}.$$
(3.37)

Здесь ωt_i - фаза влета *i*-го электрона в *к*-й зазор.

Коэффициент фазы *i*-го четырехполюсника $K_{\phi i}$ обычно задается и он определяет длину изогнутого отрезка волновода, соответствующего одному звену волнообразно изогнутого прямоугольного волновода (рис. 3.1). Связь между $K_{\phi i}$ и длиной изогнутого отрезка волновода определяет следующая формула:

$$K_{\varphi i} = \frac{2\pi s_i}{\lambda_w},\tag{3.38}$$

где s_i - длина *i*-го изогнутого отрезка волновода по средней линии; $\lambda_w = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{cr})^2}}$ - длина волны в волноводе; λ - длина волны входного

сигнала с частотой ω ; λ_{cr} =2а; a – размер широкой стенки волновода.

Определим набег фазы электрона K_{ei} при движении его на расстояние l_{di} - от центра *i*-го зазора до центра *i*+1-го:

$$K_{ei} = \frac{2\pi l_{di}}{\beta_0 \lambda}, \qquad (3.39)$$

где l_{di} - длина трубки дрейфа между центрами *i*-го и *i*+1-го зазоров; $\beta_0 = v_0 / c$, λ - длина волны входного сигнала.

Запишем набег фазы волны для п-й пространственной гармоники:

$$K_{\varphi n} = K_{\varphi i} - \pi + 2\pi n$$

Условие фазового синхронизма для режима ЛБВ на первой пространственной гармонике имеет вид

$$K_{\rm ori} + \pi \approx K_{ei} \,. \tag{3.40}$$

Здесь *п* соответствует изменению фазы волны за счет изгиба волновода.

Следует отметить, что для выполнения условия синхронизма в нерегулярных ЛБВ, т.е. постоянства фазы СВЧ поля при прохождении электронным сгустком зазоров в волноводе (рис. 3.1, 3.2), использовалась оптимизация распределения коэффициентов фаз четырехполюсников (эквивалентных отрезкам волновода). В четырех-шести точках вдоль длины ЛБВ задавалось первое приближение распределения коэффициента фазы на всех четырехполюсниках, а затем для аппроксимации использовался аппарат атомарных функций [26]. Описанная математическая модель является общей для ЛБВ и ЛОВ на волнообразно изогнутом волноводе. Реализация того или иного режима работы прибора осуществляется при оптимизации параметров конструкции – соответствующим выбором вида целевой функции, а также выбором начальных условий.

По описанной математической модели составлена программа оптимизации параметров регулярных и нерегулярных ЛБВ на волнообразно изогнутом прямоугольном волноводе и проведены расчеты оптимальных по КПД вариантов приборов и их частотных характеристик.

3.1.7. Результаты расчетов ЛБВ

Рассчитан вариант регулярной ЛБВ (вариант С1) для работы на длине волны $\lambda_0 = 0.05356$ см ($f_0 = 559.73$ ГГц). В работе [13] приведены некоторые параметры электронного луча и размеров волновода прибора терагерцового диапазона, которые будем учитывать при расчетах. Ускоряющее напряжение $U_0 = 9,1$ кВ, ток электронного луча $I_0 = 0,0043$ А, число лучей $N_b = 1$. Размеры волновода a = 0,0293 см, b = 0,0036 см, эквивалентное сопротивление волновода $Z_w = 228,3$ Ом, радиус трубки дрейфа R=0,001 см, радиус электронного луча r = 0,0008 см, длина зазора d = b. В этом варианте прибора для взаимодействия с электронным лучом используется волна Н₁₀. Примем, что волновод изготовлен из материала с повышенной проводимостью $g = 4000 \cdot 10^6$ Сим/м. Постоянная распространения волны H_{10} $\Gamma = 0.05145 + j 47.5966$. Коэффициент фазы эквивалентного четырехполюсника $K_{\phi} = 2,496$ радиан. Число зазоров N = 80 (число звеньев - изогнутых отрезков волновода равно N-1). Большое число зазоров объясняется тем, что углы пролета электронов в зазорах взаимодействия, за счет провисания высокочастотного поля в трубках дрейфа, достаточно велики: ≈4,15 радиана. Поэтому коэффициент взаимодействия электронов с ВЧ полем зазора мал, и увеличить усиление прибора можно только увеличением *N*. В результате оптимизации параметров ЛБВ получен коэффициент усиления по мощности $K_p = 101g(P_{out}/P_{in}) = 13,8$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,0063$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 0,237$ Вт, входная мощность $P_{in} = 0,0098$ Вт.

Для проверки эффективности прибора на волне H_{m0} (выбираем волну H_{100} и десятилучевую конструкцию $N_b = 10$), за основу конструкции принимаем оптимальные параметры варианта С1. Чтобы длина волны в волноводе и его параметры (эквивалентное сопротивление, постоянная распространения) не изменились, критическая длина волны H_{100} должна остаться прежней, поэтому пересчитываем размер волновода $a: a' = a \cdot m$. Размеры волновода для десятилучевой конструкции с волной H_{100} : a = 0,293 см, b = 0,0036 см. Постоянная распространения волны H_{100} : $\Gamma = 0,04356 + j$ 47,5966. Отметим, что для этой волны коэффициент затухания (0,04356) меньше, чем для волны H_{10} (0,05145).

Расчет десятилучевой конструкции ЛБВ (вариант C2, суммарный ток десяти лучей $I_0 = 0,043$ A) на волне H_{100} дает следующие результаты: коэффициент усиления по мощности $K_p = 39$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,021$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 8$ Вт, входная мощность $P_{in} = 0,00098$ Вт. Столь значительный рост коэффициента усиления объясняется тем, что полный ток электронного потока увеличен в 10 раз. Соответственно увеличились и наведенные токи в зазорах волновода. Это приводит к увеличению напряжений на зазорах волновода и возрастанию модуляции электронного потока по скорости и плотности. Эффективность прибора значительно возросла – увеличились коэффициент усиления и выходная мощность.

На рис. 3.6 приведена частотная характеристика ЛБВ варианта С2: зависимость коэффициента по мощности K_p от относительной частоты $w = f / f_0$ - кривая 1.



Рисунок 3.6. Зависимость коэффициента усиления по мощности K_p от относительной частоты $w = f / f_0$: кривая 1 - вариант C2, кривая 2 - вариант C3

Проверим влияние проводимости стенок волновода на эффективность приборов. Принимаем, что волновод изготовлен из материала с проводимостью $g = 40 \cdot 10^6$ Сим/м (проводимость материала близка к проводимости меди). Все остальные параметры выбираем как у варианта C2. Расчет дает следующие результаты (вариант C3): коэффициент усиления по мощности $K_p = 36$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,014$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 3,95$ Вт, входная мощность $P_{in} = 0,00098$ Вт. Видим, что в этом варианте с учетом реальной проводимости стенок волновода выходная мощность прибора уменьшилась в два раза по сравнению с вариантом C2.

На рис. 3.6 приведена для варианта C3 зависимость коэффициента усиления по мощности K_p от относительной частоты $w = f/f_0$ - кривая 2.

Проведем расчет варианта прибора с током одного электронного луча $I_0 = 0,002$ А. Принимаем радиус трубки дрейфа R = 0,0012 см, радиус электронного луча r = 0,001 см, проводимость стенок волновода $g = 40 \cdot 10^6$ Сим/м. Тогда расчет десятилучевой конструкции с волной H_{100} с суммарным током электронных лучей $I_0 = 0,02$ А дает следующие результаты (вариант C4): коэффициент усиления по мощности $K_p = 34$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,02$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 2,3$ Вт, входная мощность $P_{in} = 0,00098$ Вт. Видим, что с уменьшением тока электронного луча эффективность взаимодействия электронного потока с ЭМ волной падает, так как уменьшаются напряжения на зазорах волновода.

С такими же параметрами луча и размерами трубок дрейфа проведен расчет трехлучевой конструкции ЛБВ на волне H_{30} с суммарным током электронных лучей $I_0 = 0,006$ А (вариант С5). Получены следующие результаты: коэффициент усиления по мощности $K_p = 12,7$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,0097$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 0,254$ Вт, входная мощность $P_{in} = 0,0136$ Вт.

Сравнивая варианты C3 и C4, отметим, что с увеличением радиусов луча и трубок дрейфа выходная мощность и усиление падают. Это объясняется тем, что с увеличением радиуса трубки дрейфа увеличивается угол пролета электронов в зазоре (за счет провисания электрического поля в зазоре) и эффективность взаимодействия электронов с полем зазора уменьшается.

Проведем расчет генератора СВЧ колебаний. За основу конструкции выбран вариант С4. Заданы следующие параметры: радиус трубки дрейфа R = 0,0012 см, радиус электронного луча r = 0,001 см, проводимость стенок волновода $g = 40 \cdot 10^6$ Сим/м. Рассчитана десятилучевая конструкция генератора с волной H_{100} с суммарным током электронных лучей $I_0 = 0,02$ А, ускоряющее напряжение $U_0 = 9,1$ кВ. Число зазоров N = 50. Коэффициент фазы эквивалентного четырехполюсника $K_{\phi} = 2,7$ радиан. Проведена оптимизация варианта прибора и при определенной длине трубок дрейфа в приборе возникает генерация – реализуется режим ЛОВ-ЛБВ: напряжения на зазорах от начала к концу прибора уменьшаются. В приборе возбужда-

ется обратная волна с максимальной амплитудой на входе прибора. Получены следующие данные (вариант C6 - генератор): частота генерации 559,73 ГГц, электронный КПД $\eta_e = 0,01$, выходная мощность генератора $P_{out} = 0,74$ Вт. На рис. 3.7 для варианта C6 приведен график изменения функции группировки по 1-й гармонике тока F_1 по длине прибора T.



Рисунок 3.7. Функция группировки по 1-й гармонике тока *F*₁ по длине приборе *T*, вариант C6

Для генераторов ЛОВ характерно (рис. 3.7) распределение функции группировки F_1 по длине прибора. Т.к. перенос энергии волны в ЛОВ осуществляется на встречной волне, максимальная группировка электронного потока происходит примерно на середине прибора (T = 0,5). Далее электроны отдают свою энергию встречной волне, происходит разгруппировка электронного потока (T = 0,72). Затем опять в поле встречной волны группировка увеличивается (T = 0,9), и, учитывая, что электроны все время (в зазорах) находятся в поле встречной волны, ее амплитуда нарастает при приближении к началу прибора (T = 0).

Заметим, что в этих вариантах приборов ввиду малого КПД разброс электронов скоростям небольшой ($\approx 0,01 v_0$), и здесь можно эффективно применить рекуператор и повысить технический КПД прибора.

Следует также отметить [5, 7], что в рассматриваемой конструкции ЛБВ с широким волноводом на рабочей волне H_{m0} в волноводе могут распространяться и возбуждаться низшие типы волн H_{n0} , $n = \overline{1, m-1}$. Эти волны могут приводить к самовозбуждению прибора на низших по отношению к рабочей частотах. Отстроиться от них можно двумя способами:

а) подбором соответствующих коэффициентов фаз K_{ϕ} четырехполюсников и длин трубок дрейфа, чтобы H_{n0} волны не имели синхронных гармоник (их фазовые скорости отличаются от скорости рабочей волны).

б) введением разделительных продольных стенок, образующих парциальные каналы для m волн H_{10} , что полностью решает проблему подавления H_{n0} волн. В результате конструкция многолучевой ЛОВ (ЛБВ) принимает вид [7], изображенный на рис. 3.8, где представлено горизонтальное продольное сечение области взаимодействия четырехлучевой ЛОВ.



Рисунок 3.8. Горизонтальное продольное сечение области взаимодействия четырехлучевой ЛОВ

Здесь 1 – изогнутый волновод с рабочей волной H_{40} - замедляющая система; 3 – металлические перегородки волновода для селекции волны H_{40} (их расположение в волноводе иллюстрирует сечение A-A); 4 – вывод энергии. Размер l от пролетного канала до короткого замыкания волновода определяется как $l = \Lambda_{40}/4$, Λ_{40} - длина волны в волноводе на моде H_{40} (для средней частоты ω_0). Размеры L и p связаны с напряжением лучей V_0 условием синхронизма электронов и встречной (распространяющейся по волноводу навстречу электронам) волны на центральной частоте ω_0 (3.40).

3.2. Математическая модель многолучевых нерегулярных ЛБВ и ЛОВ на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах с волнами H_{m0} с ленточными электронными лучами

В разделе 3.1 сформулирована математическая модель многолучевой ЛБВ на волнообразно изогнутом прямоугольном волноводе с электронными лучами цилиндрической формы. Для эффективного взаимодействия электронных лучей с электромагнитным полем (ЭМ) волновода предложено использовать для взаимодействия с электронными лучами волну H_{m0} , где каждый луч находится в соответствующем максимуме электрического поля волны H_{m0} . Приведенные в [5] расчеты показали эффективность такой конструкции. Однако в субмиллиметровом, терагерцовом диапазонах для эффективной работы приборов требуются электронные лучи малого диа-

метра, что не всегда позволяет обеспечить требуемую мощность выходного сигнала. В данной работе предлагается для увеличения эффективности приборов использовать плоские электронные лучи прямоугольной формы (ленточные лучи), которые имеют заведомо большую плотность тока, что приведет к увеличению выходной мощности приборов.

В работе [14] сформулирована математическая модель многолучевой ЛБВ (плоские электронные лучи с сечением прямоугольной формы - ленточные лучи) с волнами H_{m0} с учетом потерь и диэлектрического заполнения волновода, проведен расчет оптимальных вариантов ЛБВ. Применение многолучевой конструкции позволяет значительно увеличить выходную мощность и КПД приборов.

На рис. 3.9 представлен горизонтальный срез пакетированного ВЧблока многолучевой ЛБВ на волнообразно изогнутом волноводе.



Рисунок 3.9. Конструкция прибора

Здесь 1 - изогнутый волновод на волне H_{m0} ; 2, 3, 4, 5 – спаянные вместе пластины, составляющие анодный блок; 6 – пролетные каналы плоских электронных лучей прямоугольной формы (ленточные лучи), проходящие через области максимумов поперечной электрической напряженности E_{y} волны H_{m0} ; 7 – области пучностей электрического поля волны H_{m0} . На пластинах, составляющих «пакет» ВЧ-блока, разрезы под волновод и профили каналов для приборов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов производятся на основе технологий фотолитографии или лазерной обработки, как и в приборах однолучевой конструкции [1, 5]. Рассматриваемая ЛБВ моделируется цепочкой эквивалентных четырехполюсников (раздел 3.1, рис. 3.3). Каждый четырехполюсник моделирует одно звено волнообразно изогнутого прямоугольного волновода. На входе цепочки четырехполюсников (слева) подключается генератор входного сигнала \dot{E}_0 с внутренним сопротивлением Z_0 , равным эквивалентному сопротивлению волновода Z_W . Затем следует согласующий четырехполюсник M_0 , описывающий отрезок волновода до первого зазора. После последнего зазора (справа) подключен согласующий M_{n+1} четырехполюсник для согласования волновода с нагрузкой Z_n . Будем считать, что нагрузка с сопротивлением Z_m согласована с волноводом, имеющим эквивалентное сопротивление Z_W на опорной частоте.

Описанная ниже математическая модель сформулирована с учетом того, что в волноводе распространяются волны H_{m0} , и волновод может быть заполнен средой с параметрами: $\varepsilon \varepsilon_0$, $\mu \mu_0$. Здесь: ε , μ - соответственно относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды; ε_0 , μ_0 - диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума.

Матрица передачи \dot{A} четырехполюсника, моделирующего отрезок волновода длиной ℓ , записывается с учетом потерь в стенках волновода [1, 2]. Обозначим параметры: $\dot{\Gamma} = \Gamma' - j\Gamma''$ – постоянная распространения волны; $\Gamma' = K\sqrt{1-\chi_{m0}^2/K^2}$ – продольное волновое число; $K = \omega\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}$; $\chi^2 = \chi_{m0}^2 = (m\pi/a)^2$ – поперечное волновое число; $\Gamma'' = \frac{R_s \left[1 + \frac{2b}{a} (\lambda/\lambda_{cr})^2\right]}{Z_0 \cdot b \sqrt{1-(\lambda/\lambda_{cr})^2}}$ – коэффициент затухания для волны H_{m0} в прямоугольном волноводе; $\lambda = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon\mu}$ – длина волны в среде с параметрами ϵ , μ ; λ_0 – длина волны в ходного сигнала, f – его частота, λ_{cr} – критическая длина волны в волно-

воде, для волны $H_{m0} \lambda_{cr} = 2a/m$; a – размер широкой стенки волновода; b – размер узкой стенки волновода; $R_S = \sqrt{\frac{\pi f \mu}{g}}$, $\sigma = 57 \cdot 10^6 \text{ сим/м}$ – проводимость меди; $Z_0 = 120\pi \sqrt{\mu/\epsilon}$; $\lambda_W = \lambda/\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{cr})^2}$ – длина волны в волноводе.

Для возбуждения цепочки четырехполюсников необходимо знать наведенные (конвекционные) токи J_k . Конвекционный ток сгруппированного электронного потока определим совместным решением уравнений движения электронов и уравнения возбуждения волновода. В разделе 3.1.2 получено уравнение возбуждения волновода электронными лучами цилиндрической формы, ниже приведем вывод уравнения возбуждения волновода плоскими электронными лучами прямоугольной формы.

3.2.1. Уравнение возбуждения волновода

Уравнение возбуждения волновода записываются в обычной для волноводов прямоугольной системе координат, рис. 3.10: ось Z направлена вдоль волновода, ось Y – перпендикулярна широкой стенке волновода и совпадает с направлением движения электронов, ось X – перпендикулярна узкой стенке волновода.

Возбужденное поле представим в виде суперпозиции полей свободных волн:

$$\dot{\bar{E}} = \sum_{p} C_{\pm p} \dot{\bar{E}}_{\pm p}, \quad \dot{\bar{H}} = \sum_{p} C_{\pm p} \dot{\bar{H}}_{\pm p}.$$
(3.41)

Здесь под индексом *p* понимаем два индекса, которые определяют тип поля в волноводе. Используя уравнения Максвелла, применяя лемму Лоренца, можно получить уравнение возбуждения волновода. Будем рассматривать возбуждение и распространение в прямоугольном волноводе волны H_{m0} , уравнение возбуждения конвекционным током \dot{J} (здесь \dot{J} - суммарный ток всех электронных пучков) принимает вид

$$C_{\pm p} = N_p^{-1} \int_{V} \dot{\bar{J}} \cdot \dot{\bar{E}}_{\mp p} dV , \qquad (3.42)$$

где знак (+) соответствует волнам, движущимся в положительном направлении оси Z, знак (-) в противоположном направлении;

$$N_{p} = \int_{S} \left\{ [\dot{\bar{E}}_{p}, \dot{\bar{H}}_{-p}] - [\dot{\bar{E}}_{-p}, \dot{\bar{H}}_{p}] \right\} \bar{i}_{Z} dS$$
(3.43)

– обобщенная норма волны, пропорциональная мощности волны; $\dot{J} = N_b \dot{J}_{\omega} \bar{i}_y$, N_b - количество электронных лучей; $\dot{J}_{\omega} = \frac{1}{\pi} \int_{0}^{2\pi} \dot{J}_m(t, y,)e^{-jq\omega t} d\omega t$ – амплитуда гармоники конвекционного тока одного луча на частоте $q\omega$; q – номер

гармоники; интеграл $\int_{V} \dot{\bar{J}} \cdot \dot{\bar{E}}_{\mp p} dV$ – пропорционален мощности, отдаваемой модулированным электронным потоком ЭМ волне на частоте ω , и использу-

ется при расчете волнового КПД. Поля волны H_{m0} в волноводе представляем в виде (множитель $e^{j\omega t}$ временно опустим):

$$\dot{\bar{E}}_{\pm m0} = -jH_0 \frac{\omega\mu\mu_0\chi_x}{\chi^2} \sin\frac{m\pi x}{a} \cdot e^{\mp j\Gamma Z} \cdot \bar{i}_y, \qquad (3.44)$$

$$\dot{H}_{\pm m0} = \pm jH_0 \cdot \frac{\Gamma \cdot \chi_x}{\chi^2} \sin \frac{m\pi x}{a} \cdot e^{\pm j\Gamma Z} \cdot \overline{i_x} + H_0 \cos \frac{m\pi x}{a} \cdot e^{\pm j\Gamma Z} \cdot \overline{i_z}, \quad (3.45)$$

131

где $\chi_x = \frac{m\pi}{a}$; H_0 – амплитудный множитель, равен C_p .

Обобщенную норму волны найдем, подставляя в (3.43) соответствующие компоненты векторов \dot{E} и \dot{H} из (3.44), (3.45):

$$N_p = \frac{\omega \mu \mu_0 \Gamma \cdot a}{\chi_x^2} \,. \tag{3.46}$$

Подставляем (3.36) и компоненту поля \dot{E}_y из (3.44) в (3.42):

$$C_{\pm m0} = -j \cdot \chi_x A \cdot N_b \int_V \dot{J}_{\omega} \cdot \sin \frac{m\pi x}{a} e^{\pm j\Gamma \cdot Z} dV, \qquad (3.47)$$

где $A = 1/(\Gamma a)$.

В уравнении (3.47) интеграл вычисляется по объему, который занимает электронный луч, пересекающий волновод в месте расположения пучности электрического поля E_{m0} на широкой стенке ($x_1 = a(2i-1)/(2m)$, z_1 – координаты центра *i*-й пучности электрического поля; всего пучностей *m*, расположенных вдоль широкой стенки волновода по координате *x*). Обозначим размеры пучка: h – ширина луча по координате X, r – толщина луча по координате Y. Размеры трубы дрейфа прямоугольного сечения a', b' соответственно по координатам X и Y, x_1, z_1 – координаты центра электронного луча, $x_1 = a/2$. Координата *y* меняется от $y_1 = 0$, до $y_2 = b$. Тогда

$$C_{\pm m0} = -j\chi_x A \cdot N_b \int_{y_1}^{y_2} \dot{J}_{\omega} dy \int_{x_1-r}^{x_1+r} \sin \frac{m\pi x}{a} dx \int_{z_1-h/2}^{z_1+h/2} e^{\pm j\Gamma \cdot Z} dZ .$$

После интегрирования по координатам Х и Z получаем

$$C_{\pm m0} = -j\chi_x A \cdot e^{\pm j\Gamma \cdot Z_1} \cdot \frac{4}{\pi} a \sin(\frac{m\pi r}{2a}) \cdot sh(\pm j\Gamma h/2) N_b \int_{y_1}^{y_2} \dot{J}_{\omega} dy . \quad (3.48)$$

В (3.48) входит \dot{J}_{ω} – амплитуда первой гармоники плотности конвекционного тока, которая определяется так:

$$\dot{J}_{\omega} = \frac{1}{\pi} \int_{0}^{2\pi} \dot{J}_{k} \cdot e^{-j\omega t} d\omega t \,. \tag{3.49}$$

С учетом закона сохранения заряда и предполагая, что плотность тока по сечению луча одинакова, получим

$$\dot{J}_k(y)d\omega t = \dot{J}_k(0)d\omega t_0,$$

где $\dot{J}_k(y)$ – плотность тока в сечении y; $\dot{J}_k(0)$ – плотность тока в сечении y =0.

Задачу возбуждения волновода решаем в одномерном приближении, т.е. поперечное движение электронов учитывать не будем. Для моделирования электронного потока используем метод крупных частиц. Электронный поток представляем состоящим из N частиц прямоугольной формы, распределенных при z = 0, равномерно на периоде $0 \div 2\pi$. Рассчитываем интеграл (3.49) численно, используя метод средних и допуская, что по сечению плотность тока постоянна – $I_1 = J_k(0)hr$, получим

$$\dot{J}_{\omega} = \frac{2I_1}{N_e} \sum_{i=1}^{N_e} e^{-j\omega t_i} .$$
(3.50)

В данной модели волновод возбуждается поперечным током \dot{J}_{ω} , занимающим небольшой объем V (тонкий пучок), коэффициенты $C_{\pm m0}$ вне этого объема от координаты *z* не зависят, постоянны. Обозначим амплитуду возбужденного поля: $\bar{E} = -jC_{\pm m0}\omega\mu\mu_0\chi_x/\chi^2$. Подставляя (3.50) в (3.48), запишем \bar{E} в виде

$$\overline{E} = B \cdot e^{\pm j\Gamma \cdot Z_1} \cdot \frac{4a}{\pi\Gamma' hr} sh(\pm j\Gamma' h/2) \sin(\frac{m\pi r}{2a}) \frac{I_1}{N_e} \int_{y_1}^{y_2} \sum_{i=1}^{N_e} e^{-j\omega t_i} \varepsilon^0(y) dy , (3.51)$$

где $B = \omega \mu \mu_0 A$; $\varepsilon^0(y)$ – весовая функция пространственного распределения поля зазора в волноводе учитывает провисание электрического поля внутрь трубки дрейфа, рассчитывается методом сеток.

Учитывая, что электроны движутся перпендикулярно широкой стенке волновода вдоль координаты *y*, интеграл в (3.51) вычисляем численно, совместно с интегрированием уравнений движения электронов.

После интегрирования уравнение возбуждения (3.51) поле \overline{E}_y ЭМ волны H_{m0} в волноводе запишется в следующем виде:

$$\dot{\overline{E}}_{y\pm m0} = \overline{E} \cdot \sin \frac{m\pi x}{a} e^{\mp j\Gamma \cdot Z} \cdot e^{j\omega t} \,\overline{i}_y. \tag{3.52}$$

Для расчета возбуждения четырехполюсников (эквивалентных звеньям изогнутого волновода) электронным потоком потребуется знание наведенного тока и напряжения в заданном сечении волновода ($x = x_1, z = z_k$). Как отмечалось ранее, электронный луч проходит через отверстия в волноводе в центре пучностей электрического поля (рис. 3.10). Взаимодействие электронного луча происходит с поперечной компонентой \dot{E}_y волны H_{m0} . В качестве длины d зазора будем считать размер узкой стенки волновода.

Используя (3.52), введем напряжение \hat{U}_k на *k*-м зазоре:

$$\dot{\tilde{U}}_{k} = \overline{E} \cdot \sin \frac{m\pi x_{1}}{a} \cdot e^{\mp j\Gamma \cdot Z_{k} + j\omega t} \cdot d .$$
(3.53)

Следует отметить, что задача возбуждения четырехполюсников, сформулированная выше, решается для волны в волноводе H_{m0} в одномодовом приближении. Наведенный ток в *k*-м зазоре с учетом безразмерных параметров вычисляется так:

$$\dot{J}_{k}^{*} = \frac{2I_{0}U_{0}}{\dot{\tilde{U}}_{k}} \frac{\gamma_{0}+1}{\gamma_{0}^{2}} \frac{\vartheta_{0}}{N_{e}} \sum_{i=1}^{N_{e}} \int_{T_{0K}}^{T_{1K}} \varepsilon^{0} (T-T_{0k}) \cdot e^{j(u_{i}+\vartheta_{0}T+\vartheta_{k})} dT , \qquad (3.54)$$

где T = y/L, $\vartheta = \omega t$, $\gamma_0 = \left(1 - \left(\frac{v_0}{c}\right)^2\right)^{-1/2}$,

$$V_{i} = \frac{v_{i}}{v_{0}}, \ u_{i} = \omega t_{i} - \omega y / v_{0}, \ \vartheta_{0} = \frac{L\omega}{v_{0}}, \ \gamma_{i} = \left(1 - \left(\frac{v_{i}}{c}\right)^{2}\right)^{-1/2}, \ \vartheta_{k} = \Gamma \ell_{k},$$

у – продольная координата электрона, L – длина ЛБВ, ℓ_k – длина отрезка волновода; $d=y_2 - y_1$ –длина зазора, ω – опорная частота, ξ_k – относительное напряжение на зазоре, полученное с учетом прямых и обратных волн, возбуждаемых электронным потоком в других зазорах, и рассчитывается по специальным алгоритмам, приведенным в разделе 3.1.6.

Уравнения движения в нормированных переменных, алгоритм возбуждения цепочки четырехполюсников аналогичны описанным в разделах 3.1.3, 3.1.6. Для расчета полей пространственного заряда плоских электронных лучей использовались формулы, полученные в работах [4, 6].

3.2.2. Поля пространственного заряда ленточного пучка

Как отмечено выше, для моделирования электронного потока применяется метод «крупных частиц». Электронный поток с непрерывным распределением заряда разбиваем на N_e дискретных частиц вдоль направления движения электронов. При этом возникает проблема наилучшего приближения поля пространственного заряда с использованием «крупных частиц» к действительному полю с квазинепрерывным распределением зарядов. Принимаем для моделирования ленточного луча в качестве модели «крупную частицу» прямоугольной формы с заданной протяженностью ΔZ , как показано на рис. 3.10.

Такая частица может деформироваться вдоль поперечных координат при движении, и для ускорения расчетов могут быть составлены таблицы полей пространственного заряда. С помощью таких частиц сравнительно легко учитывать эффект расслоения в двумерных и трехмерных моделях электронных пучков. В одномерной модели такая частица позволяет учитывать поля пространственного заряда полых лучей.



Рисунок 3.10. Луч прямоугольной формы (сечение заштриховано) в области дрейфа размером *а*×*b*

В Приложении А работы [4] получены формулы для расчета продольной и поперечных составляющих напряженностей полей таких частиц [6]. Для одномерной модели используем выражение расчета продольной составляющей напряженности электрического поля. Запишем продольную составляющую напряженности поля частицы из Приложения А работы [4] в следующем виде:

$$E^{p} = \frac{-dq}{2\pi\varepsilon_{0}ab}\varepsilon_{i}^{p}.$$
(3.55)

Здесь:

$$\varepsilon_{i}^{p} = \frac{1}{S_{i}S_{i'}} \frac{4(ab)^{2}}{\pi^{3}} \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(pn)^{2}} \exp(B) \left[C_{1}C_{2} - C_{3}C_{4}\right] \cdot \left[C_{1}'C_{2}' - C_{3}'C_{4}'\right], \quad (3.56)$$

где
$$S_{i'} = h'r' - h'_0 r'_0$$
; $S_i = hr - h_0 r_0$; $B = -\frac{\pi}{ab} \sqrt{(pb)^2 + (na)^2} |z - z'|$;
 $C_1 = \cos \frac{\pi p}{a} (x_0 + 0.5h) - \cos \frac{\pi p}{a} (x_0 - 0.5h)$;
 $C_2 = \cos \frac{\pi n}{b} (y_0 + 0.5r) - \cos \frac{\pi n}{b} (y_0 - 0.5r)$;
 $C_3 = \cos \frac{\pi p}{a} (x_0 + 0.5h_0) - \cos \frac{\pi p}{a} (x_0 - 0.5h_0)$;
 $C_4 = \cos \frac{\pi n}{b} (y_0 + 0.5r_0) - \cos \frac{\pi n}{b} (y_0 - 0.5r_0)$;
 $C'_1 = \cos \frac{\pi p}{a} (x_{0n} + 0.5h') - \cos \frac{\pi p}{a} (x_{0n} - 0.5h')$;

135

$$C'_{2} = \cos \frac{\pi n}{b} (y_{0n} + 0.5r') - \cos \frac{\pi n}{b} (y_{0n} - 0.5r');$$

$$C'_{3} = \cos \frac{\pi p}{a} (x_{0n} + 0.5h'_{0}) - \cos \frac{\pi p}{a} (x_{0n} - 0.5h'_{0});$$

$$C'_{4} = \cos \frac{\pi n}{b} (y_{0n} + 0.5r'_{0}) - \cos \frac{\pi n}{b} (y_{0n} - 0.5r'_{0}).$$

 x_0, y_0, z - координаты центра частицы в точках источника, x_{0n}, y_{0n}, z' - координаты центра частицы в точках наблюдения, h, r, h_0, r_0 - размеры частиц в точках источника, h', r', h'_0, r'_0 - размеры частиц в точках наблюдения, dq – заряд частицы. В одномерной модели размеры частиц источника и наблюдения совпадают.

В одномерной модели поле пространственного заряда «крупной частицы» \dot{E}^p рассчитывалось с учетом периодичности расположения частиц с периодом равным электронной длине волны λ_e . Это позволяет исключить экстраполяцию траекторий движения электронов вперед и назад и ускорить время расчета прибора. Периодизация проводилась численно, раздел 3.1.4, рис. 3.4. Таблицы полей E^p составляются для заданных размеров частиц h, r, h_0, r_0 и ряда фиксированных значений |z - z'| с применением формулы (3.56). Для использования таблиц при численном решении уравнений движения применяется линейная интерполяция.

3.2.3. Квазистатические электрические поля зазора в волноводе

Расчет поля зазора в волноводе сводится к решению электростатической задачи о распределении потенциала в некотором объеме сложной формы с заданными граничными условиями. В данном случае объем сложной формы представляет отрезок волновода прямоугольной формы с трубками дрейфа (также прямоугольной формы), расположенными посредине широкой стенки волновода и образующими между собой внутри волновода некоторый зазор длиной *d*. Принимаем, что d = b, где b – размер узкой стенки волновода (рис. 3.12). Уравнение Лапласа в декартовой системе координат имеет следующий вид [27]:

$$\nabla^2 U = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0.$$
(3.57)

Для решения этого уравнения в области сложной формы воспользуемся методом сеток и получим решение в узлах некоторой сетки, построенной в заданной области (рис. 3.11).

Граничные условия задаются следующим образом (рис. 3.11): на металлической поверхности левой трубки дрейфа 4 и стенке 2 потенциал по-136 лагаем равным $+\phi_0 = const$, на металлической поверхности правой трубки дрейфа 5 и стенке 3 потенциал полагаем равным $-\phi_0$.



Рисунок 3.11. Область зазора в волноводе: *b* ''=*b* '/2 – поперечный размер трубки дрейфа, *d* – длина зазора, *c* = 5*b*

Учитывая тот факт, что на достаточном расстоянии ($\geq b$) от края зазора, потенциал внутри трубок дрейфа постоянен, можно ограничить длину трубок дрейфа, как бы поставив металлические поверхности 6 и 7, принимая потенциал на них равным потенциалу соответствующей трубки. Граничные условия на поверхности 1 задаются следующим образом: принимается линейное изменение потенциала вдоль поверхности 1 от $+\phi_0$ до $-\phi_0$, пропорционально шагу сетки вдоль оси *Z*. Расположение поверхности 1 выбирается из условия малого влияния изменения объема отрезка волновода на поле в зазоре и трубках дрейфа.

Рассмотрим двумерное приближение уравнения Лапласа в координатах (Y, Z). Применяя метод сеток, уравнение Лапласа заменим приближенно уравнением в конечных разностях [23, 27], которое в прямоугольной системе координат (Y, Z) имеет вид

$$\frac{U_{m+1,n} + U_{m-1,n}}{h_1} - 2\frac{U_{m,n}}{h_1} + \frac{U_{m,n+1} + U_{m,n-1}}{h_2} - 2\frac{U_{m,n}}{h_2} = 0; \qquad (3.58)$$

где $h_1 = z_{m+1} - z_m$; $h_2 = y_{n+1} - y_n$.

Таким образом, задача сводится к двумерной задаче расчета распределения потенциала в области, ограниченной контуром сложной формы (рис. 3.11), с заданными граничными условиями.

Так как нас интересует область распределения электрического поля внутри зазора волновода в трубе дрейфа вблизи зазора, очевидно, что эта

область симметрична относительно осей Y, Z, и нам достаточно найти решение уравнения Лапласа для положительных значений *Y*.

Для решения разностных уравнений используем итерационный метод - последовательной верхней релаксации [23, 27], кратко состоит в следующем. На каждой итерации вычисление потенциалов $U_{m,n}$ в узлах сетки рассчитывалось по формулам:

$$U_{m,n}^{k+1} = \frac{\omega}{2(1/h_1^2 + 1/h_2^2)} \left(\frac{U_{m+1,n}^k + U_{m-1,n}^k}{h_1^2} + \frac{U_{m,n+1}^k + U_{m,n-1}^k}{h_2^2} \right) = A \overline{U}_{m,n}^k,$$
$$U_{m,n}^{k+1} = A \overline{U}_{m,n}^{k+1} + (1-\omega) U_{m,n}^k , \qquad (3.59)$$

здесь $m=1,2,\ldots,\ell$, $n=1,2,\ldots,p$, $A=\frac{\omega}{2(1/h_1^2+1/h_2^2)}$.

Скорость сходимости метода последовательной верхней релаксации зависит от параметра ω. Для данной конфигурации области зазора оптимальное значение ω находится в интервале 1,6...1,8. По описанному алгоритму (3.59) составлена программа решения уравнения Лапласа (3.57), аппроксимированного пятиточечными разностными уравнениями (3.58). Точность решения порядка 10⁻⁵ достигалась за 30-60 итераций, в зависимости от формы задаваемой области рис. 3.11, при оптимально выбранном параметре ω.

Для данной одномерной модели необходима только продольная составляющая электрического поля Е₇, которая рассчитывается путем численного дифференцирования полученного распределения потенциала на известной сетке по следующей формуле:

$$E_{z_{m,n}} = -\frac{\partial U}{\partial z} = \left(U_{m,n+1} - U_{m+2,n+1} \right) / (2h_1/d).$$
(3.60)

С использованием формулы (3.60) составляется одномерная таблица распределения поля E_z в зазоре, и для ее использования при численном интегрировании уравнений движения применяется линейная интерполяция.

3.2.4. Результаты расчетов ЛБВ

Рассчитан вариант регулярной ЛБВ (вариант А1) для работы на длине волны $\lambda_0 = 0,05356$ см ($f_0 = 559,73$ ГГц). В разделе 3.1.7 приведены некоторые параметры электронного луча цилиндрической формы и размеров волновода прибора терагерцового диапазона, которые будем учитывать при расчетах. Ускоряющее напряжение $U_0 = 9,1$ кВ, ток электронного луча $I_0 = 0,01$ А, число лучей $N_b = 1$. Размеры волновода a = 0,0293 см, b = 0,0036 см, эквивалентное сопротивление волновода $Z_w = 228,3$ Ом. Размер сечения трубки дрейфа $a' \times b' = 0.01 \times 0.001$ см, размер сечение электронного луча $h \times r = 0.008 \times 0.0008$ см, длина зазора d = b. В этом варианте прибора для взаимодействия с электронным лучом используется волна H_{10} . Волновод изготовлен из меди с проводимостью $\sigma = 57 \cdot 10^6$ сим/м. Постоянная распространения волны H_{10} $\Gamma = 0,05145 + j 47,5966$. Коэффициент фазы эквивалентного четырехполюсника $K_{\phi} = 2,496$ радиан. Число зазоров N = 80. В результате оптимизации параметров ЛБВ получен коэффициент усиления по мощности $K_p = 101g(P_{out}/P_{in}) = 13,8$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,0089$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 0,457$ Вт, входная мощность $P_{in} = 0,0227$ Вт.

Отметим, что в разделе 3.1.7 для варианта ЛБВ с цилиндрическими электронными лучами с таким же ускоряющим напряжением и током луча 0,0023 А был получен КПД 0,00242 и выходная мощность 0,05 Вт только лишь при использовании материала с повышенной проводимостью $\sigma = 4000 \cdot 10^6$. При меньших значениях проводимости возбуждения замедляющей системы электронным лучом не наблюдалось, почти вся энергия волны рассеивалась в стенках волновода в виде тепла.

Для проверки эффективности прибора на волне H_{10} (выбираем волну H_{40} и четырехлучевую конструкцию - N_b =4, рис. 3.1), за основу конструкции принимаем оптимальные параметры варианта А1. Чтобы длина волны в волноводе и его параметры (эквивалентное сопротивление, постоянная распространения) не изменились, критическая длина волны H_{40} должна остаться прежней, поэтому пересчитываем размер волновода $a : a' = a \cdot m$. Размеры волновода для четырехлучевой конструкции с волной H_{40} : a = 0,1172 см, b = 0,0036 см. Постоянная распространения волны H_{40} : $\Gamma = 0,037 + j$ 47,5966. Отметим, что для этой волны коэффициент затухания (0,037) меньше, чем для волны H_{10} (0,05145).

Расчет четырехлучевой конструкции ЛБВ (вариант A2, суммарный ток четырех лучей $I_0 = 0,04$ A) на волне H_{40} дает следующие результаты: коэффициент усиления по мощности $K_p = 31$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,049$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 11,7$ Вт, входная мощность $P_{in} = 0,0091$ Вт. Значительный рост коэффициента усиления и выходной мощности объясняется тем, что полный ток электронного потока увеличен в 4 раза. Соответственно увеличились и наведенные токи в зазорах волновода. Это приводит к увеличению напряжений на зазорах волновода и возрастанию модуляции электронного потока по скорости и плотности. Эффективность прибора значительно возросла – увеличились коэффициент усиления и выходная мощность.

3.3. Моделирование многосекционных ЛБВ на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах в терагерцовом диапазоне частот

При решении практических задач [2, 17, 19, 28] для усиления сигналов терагерцового диапазона применяются многосекцонные ЛБВ с после-

довательным [2, 28] и параллельным [15] расположением секций относительно электронных лучей. Рассмотрим особенности и преимущества той или иной конструкции усилителей.

На рис. 3.12 приведена схема двухсекционной ЛБВ на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах с последовательным расположением секций относительно электронного луча. Разделение ЛБВ на две или три секции, не связанные по электромагнитной (ЭМ) волне, уменьшает склонность прибора к самовозбуждению и позволяет значительно увеличить коэффициент усиления.



Рисунок 3.12. Двухсекционная ЛБВ с последовательным расположением секций относительно электронного луча

Как видно из рис. 3.12, секции по ЭМ волне не связаны, а связаны по электронному потоку. Концы волноводов этих секций нагружены на поглощающие нагрузки. В первой секции электронный поток получает предварительную модуляцию по скорости и плотности. На вход второй секции поступает модулированный поток электронов, возбуждающий в этой секции ЭМ волну, которая получает дальнейшее усиление и одновременно увеличивается модуляция электронного потока по скорости и по плотности. В результате во второй секции модулированный электронный поток возбуждает ЭМ волну с нарастающей амплитудой и свыходного конца второй секции усиленная ЭМ волна мощностью P_{out} поступает в нагрузку (антенну, волновод и т.д.). Развязка секций по ЭМ полю позволяет значительно уменьшить возможность самовозбуждения ЛБВ.

На рис. 3.13 приведена схема трехсекционной ЛБВ на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах с параллельным расположением секций относительно электронного луча.

В данной конструкции сигнал с выхода 1-й секции поступает на вход 2-й секции и т.д., с выходного конца третьей секции усиленная ЭМ волна мощностью P_2 поступает в нагрузку (антенну, волновод и т.д.).

Преимущество этой конструкции состоит в том, что если возникают трудности в транспортировке электронного луча на большое расстояние

(из-за большой длины пространства взаимодействия, например, из-за большого числа звеньев или в конструкции с последовательным расположением секций), то конструкция с параллельным расположением секций предпочтительнее.



Рисунок 3.13. Трехсекционная ЛБВ с параллельным расположением секций относительно лучей

Недостатком этой конструкции является то, что самовозбужденный сигнал в 1-й или во 2-й секциях усиливается в последующих секциях и появляется на выходе прибора в нагрузке. Вторым недостатком является наличие отрезков волновода, соединяющих выход первой секции с входом второй, выход второй секции со входом третьей. В субмиллиметровом, терагерцовом диапазонах потери в стенках волноводах значительно уменьшают сигнал (на несколько децибелл), что ведет к уменьшению коэффициента усиления прибора в целом.

Для расчетов процессов взаимодействия в этих конструкциях усилителей используется одна и та же математическая модель, в которой особенности конструкций учитываются заданием начальных условий при интегрировании уравнений движения электронов.

3.4. Математическая модель нерегулярной ЛБВ на волнообразно изогнутом волноводе

Одна секция описанных приборов, рис. 3.12 или 3.13, моделируется цепочкой эквивалентных четырехполюсников, где один четырехполюсник моделирует один изогнутый отрезок волновода.

В работах [1, 3] (или раздел 3.1 для волны H_{10}) сформулирована самосогласованная нелинейная математическая модель ЛБВ и ЛОВ на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах: описаны уравнения возбуждения волновода, уравнения возбуждения цепочки эквивалентных четырехполюсников, описаны уравнения движения электронов. Отметим, что адекватность математической модели физическим процессам в ЛБВ зависит от многих факторов, в том числе от точности решения дифференциальных уравнений движения электронов. Анализ сравнения результатов расчетов параметров ЛБВ с экспериментальными данными свидетельствует о том, что точность расчета параметров и режима работы ЛБВ определяет точный расчет сил пространственного заряда в электронном пучке и расчет полей для реальной конфигурации зазора. Данная модель используется для расчетов процессов взаимодействия электронных потоков с ЭМ полями в описанных выше конструкциях усилителей.

При численном моделировании процессов взаимодействия электронных потоков с ЭМ полями для проверки правильности решения задачи необходимо контролировать равенство электронного и волнового КПД в конце области взаимодействия, после последнего зазора.

Электронный КПД характеризует, какая часть начальной энергии электронов преобразовалась в энергию ЭМ волны при торможении электронов в зазорах. Волновой КПД – это отношение мощности возбужденной ЭМ волны к мощности источника ускоряющего напряжения. В односекционной ЛБВ, если нет потерь ЭМ волны в стенках волновода и нет перегруппировки электронов, электронный и волновой КПД должны совпадать. Если будут учтены потери в стенках волновода, то значения волнового КПД будут меньше электронного.

Учитывая, что по данной модели будут рассчитываться частотные характеристики (ЧХ), т.е. зависимости электронного, волнового КПД и коэффициента усиления по мощности К от относительной частоты, приведем формулы для расчета электронного и волнового КПД.

Электронный КПД рассчитывается через суммарную потерю мощности электронов пучка:

$$\eta_{e} = \frac{1}{N_{e}} \sum_{i=1}^{N_{e}} \frac{\gamma_{0} - \gamma_{i}}{\gamma_{0} - 1} \,. \tag{3.61}$$

Волновой КПД рассчитывается через приращение мощности ЭМ волны в *k*-м зазоре:

$$\eta_{wk} = \frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0} \frac{\vartheta_0}{N_e} \int_{T_{0k}}^{T_{1k}} \varepsilon^0 (T - T_{0k}) \exp(j(u_i - \vartheta_0 T + \vartheta_k)) dT$$
(3.62)

где

$$T = y/L, \qquad \vartheta = \omega t, \qquad \gamma_0 = \left(1 - \left(\frac{v_0}{c}\right)^2\right)^{-1/2},$$
$$V_i = \frac{v_i}{v_0}, \ u_i = \omega t_i - \omega y/v_0, \ \vartheta_0 = \frac{L\omega}{v_0}, \ \gamma_i = \left(1 - \left(\frac{v_i}{c}\right)^2\right)^{-1/2}, \ \vartheta_k = \Gamma \ell_k,$$
$$T_{ok} = y_1/L, \ T_{1k} = y_2/L$$

где у – продольная координата движения электрона, v_i – скорость электрона в сечении у, v_0 – начальная скорость электрона, c – скорость света в вакууме, Γ – постоянная распространения волны, L – длина ЛБВ, ℓ_k – длина отрезка волновода, $d = y_2 - y_1$ – длина зазора, ω – опорная частота, $\varepsilon^0(T - T_{0k})$ – весовая функция пространственного распределения поля зазора (рассчитывалась методом сеток).

По описанной в [1, 3] (или раздел 3.1) математической модели составлена программа для анализа режимов и оптимизации параметров ЛБВ и ЛОВ на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах.

3.5. Результаты расчетов

3.5.1. Варианты ЛБВ для работы на частоте 140 ГГц

Для работы на частоте $f_0 = 140,024$ ГГц (длина волны $\lambda_0 = 2,1410$ мм) рассчитан вариант двухсекционной ЛБВ с последовательным расположесекций (рис. 3.12) (вариант А1): ускоряющее напряжение нием $U_0 = 11,7 \text{ кB}$, ток электронного луча $I_0 = 0,12$ А. Размеры волновода a = 1,2 мм, b = 0,12 мм, эквивалентное сопротивление волновода $Z_w = 166.8$ Ом, радиус трубки дрейфа R = 0.095 мм, радиус электронного луча r = 0,066 мм, длина зазора d=b. Волновод изготовлен из меди с проводимостью $\sigma = 57 \cdot 10^6$ Сим/м. В результате оптимизации параметров ЛБВ получен коэффициент усиления по мощности $K_p = 34,5$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,056$, волновой КПД $\eta_w = 0,042$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 59$ Вт, входная мощность $P_{in} = 0,021$ Вт. Коэффициент фазы эквивалентного четырехполюсника 1,5 радиан. Коэффициент фазы четырехполюсника К₀ определяет длину изогнутого отрезка волновода, соответствующего одномузвену волнообразно изогнутого прямоугольного волновода, рис. 3.12:

$$K_{\varphi i} = \frac{2\pi s_i}{\lambda_w},\tag{3.63}$$

где s_i - длина *i*-го изогнутого отрезка волновода (звена) по средней линии; λ_w - длина волны в волноводе.

Число зазоров взаимодействия N = 61 (число звеньев - изогнутых отрезков волновода равно N-1) в каждой секции. Будем обозначать двухсекционную ЛБВ с последовательным расположением секций как (N = 61+61), где числа обозначают число зазоров в каждой секции.

Частотные характеристики данного варианта – зависимости электронного, волнового КПД и коэффициента усиления по мощности K_p от относительной частоты $w = f/f_0$ приведены на рис. 3.14, полоса частот усиления по уровню 3 дБ примерно равна 8%.



Рисунок 3.14. Зависимости электронного, волнового КПД и коэффициента усиления по мощности K_p от относительной частоты $w = f / f_0$ (вариант A1, N = 61+61): кривая 1 - электронный КПД, кривая 2 - волновой КПД, кривая 3 - коэффициент усиления по мощности K_p

Как видно из рис. 3.14, заметна разность между электронным и волновым КПД. Дополнительная проверка режима работы ЛБВ показала, что эта разность обусловлена потерями в стенках волновода. Расчет режима этого варианта при повышенной проводимости стенок ($\sigma = 57000 \cdot 10^6$ Сим/м) показывает, что электронный и волновой КПД практически совпадают (рис. 3.15).

При этом получен на относительной частоте w = 1 коэффициент усиления по мощности $K_p = 36,4$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,0695$, волновой КПД $\eta_w = 0,0662$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 92,9$ Вт.

Небольшая разность между электронным и волновым КПД всё же присутствует, но она обусловлена тем, что на выходе первой секции (волновой КПД $\eta_w = 0,00292$) мощность ЭМ волны рассеивается в поглощающей нагрузке. Отсюда видно практически полное совпадение электронного
и волнового КПД: 0,0695 \approx 0,0662+0,00292. Рассчитан вариант двухсекционной ЛБВ с параллельным расположением секций (рис. 3.13) (вариант А2, N = 61+61): ускоряющее напряжение $U_0 = 11,7$ кВ, ток электронного луча $I_0 = 0,12$ А. Размеры трубок дрейфа, луча, волновода, число зазоров в секциях как у варианта А1.



Рисунок 3.15. Зависимости электронного, волнового КПД и коэффициента усиления по мощности *K_p* от относительной частоты *w* (вариант A1, *N* = 61+61, σ = 57000·10⁶ Сим/м): кривая 1 - электронный КПД, кривая 2 - волновой КПД, кривая 3- коэффициент усиления по мощности *K_p*

В результате оптимизации параметров ЛБВ получен коэффициент усиления по мощности $K_p = 35,5$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,065$, волновой КПД $\eta_w = 0,054$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 75$ Вт, входная мощность $P_{in} = 0,021$ Вт.

Частотные характеристики данного варианта – зависимости электронного, волнового КПД и коэффициента усиления по мощности K_p от относительной частоты *w* приведены на рис. 3.16, полоса частот усиления составляет примерно 8%.

На рис. 3.16 заметна разность между электронным и волновым КПД. Дополнительная проверка режима работы ЛБВ показала, что эта разность обусловлены потерями в стенках волновода. Расчет режима этого варианта при повышенной проводимости стенок ($\sigma = 57000 \cdot 10^6$ Сим/м) показывает, что электронный и волновой КПД практически совпадают. При этом получен на относительной частоте w = 1 коэффициент усиления по мощности $K_p = 37,7$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,0857$, волновой КПД $\eta_w = 0,0849$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 123,8$ Вт.



Рисунок 3.16. Зависимости электронного, волнового КПД и коэффициента усиления по мощности K_p от относительной частоты w (вариант A2, N = 61+61): кривая 1 - электронный КПД, кривая 2 - волновой КПД, кривая 3 - коэффициент усиления по мощности K_p

Для работы на частоте $f_0 = 140,024$ ГГц (длина волны $\lambda_0 = 2,1410$ мм) рассчитан вариант трехсекционной ЛБВ с последовательным расположением секций (рис. 3.12) (вариант АЗ, N = 47+47+47): ускоряющее напряжение $U_0 = 11,7$ кВ, ток электронного луча $I_0 = 0,12$ А. Размеры волновода a = 1,2 мм, b = 0,12 мм, эквивалентное сопротивление волновода $Z_w = 166,8$ Ом, радиус трубки дрейфа R = 0,095 мм, радиус электронного луча r = 0,066 мм, длина зазора d = b. Волновод изготовлен из меди с проводимостью $\sigma = 57 \cdot 10^6$ Сим/м. В результате оптимизации параметров ЛБВ на частоте w=1 получен коэффициент усиления по мощности $K_p = 33,9$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,060$, волновой КПД $\eta_w = 0,036$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 50,5$ Вт, входная мощность $P_{in} = 0,021$ Вт. Третья секция работает в режиме большого сигнала. Коэффициент фазы эквивалентного четырехполюсника 1,5 радиан. Число зазоров N = 47 (изогнутых отрезков волновода N-1) в каждой секции.

Для параметров луча, размеров трубок дрейфа, волновода как у ватрехсекционная A4 рассчитана ЛБВ (вариант риантов A3. A5. *N* = 47+47+47) с *параллельным* расположением секций (рис. 3.13), $\sigma = 57 \cdot 10^6$ Сим/м. Коэффициент фазы эквивалентного четырехполюсника равен 1,5 радиан. Получен коэффициент усиления ПО мощности $K_p = 36,8$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,083$, волновой КПД $\eta_w = 0,073$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 102$ Вт, входная мощность $P_{in} = 0,021$ Вт.

На рис. 3.17 приведены зависимости электронного, волнового КПД и коэффициента усиления по мощности K_p от относительной частоты *w* варианта A5, с параллельным расположением секций, рис. 3.2, полоса частот усиления составляет 6-8%.

Разность между электронным и волновым КПД обусловлена потерями в стенках волновода. Расчет режима этого варианта при повышенной проводимости стенок ($\sigma = 57000 \cdot 10^6$ Сим/м) дает следующие результаты: на относительной частоте w = 1 получен коэффициент усиления по мощности $K_p =$ 38,9 дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,0957$, волновой КПД $\eta_w = 0,0945$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 163$ Вт. Третья секция работает в режиме большого сигнала: входная мощность $P_{in} = 30,9$ Вт. ЭМ волна с этой мощностью по волнообразно изогнутому волноводу без потерь ($\sigma = 57000 \cdot 10^6$ Сим/м) поступает и в согласованную нагрузку на выходе 3-й секции.





Вторая составляющая выходной мощности – это результат усиления ЛБВ входного сигнала и равна: 163 - 30,9 = 132,1 Вт. Она как раз и определяет волновой КПД.

Для выявления влияния изменения ускоряющего напряжения на интегральные характеристики ЛБВ проведены расчеты многосекционных **ЛБВ с ускоряющим напряжением** $U_0 = 20$ кВ, током электронного луча $I_0 = 0,1$ А. Частота $f_0 = 140,024$ ГГц (длина волны $\lambda_0 = 2,1410$ мм). Рассчитан вариант В1 односекционной ЛБВ. Размеры волновода a = 1,2 мм, b = 0,12 мм, эквивалентное сопротивление волновода $Z_w = 166,8$ Ом, радиус трубки дрейфа R = 0,09 мм, радиус электронного луча r = 0,07 мм, длина зазора d = b. Волновод изготовлен из меди с проводимостью $\sigma = 57 \cdot 10^6$ Сим/м. Коэффициент фазы эквивалентного четырехполюсника 1,5 радиана. Число зазоров N = 81. В результате оптимизации параметров ЛБВ получен коэффициент усиления по мощности $K_p = 28,9$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,045$, волновой КПД $\eta_w = 0,039$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 78$ Вт, входная мощность $P_{in} = 0,1$ Вт.

Для сравнения рассчитан вариант односекционной ЛБВ с ускоряющим напряжением $U_0 = 11,7$ кВ, ток электронного луча $I_0 = 0,12$ А. Размеры волновода a = 1,2 мм, b = 0,12 мм, эквивалентное сопротивление волновода $Z_w = 166,8$ Ом, радиус трубки дрейфа R = 0,095 мм, радиус электронного луча r = 0,066 мм, длина зазора d = b. Волновод изготовлен из меди с проводимостью $\sigma = 57 \cdot 10^6$ Сим/м. Коэффициент фазы эквивалентного четырехполюсника 1,5 радиана. Число зазоров N = 81. В результате оптимизации параметров ЛБВ получен коэффициент усиления по мощности $K_p = 25,6$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,044$, волновой КПД $\eta_w = 0,037$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 52$ Вт, входная мощность $P_{in} = 0,14$ Вт.

Как видно из приведенных данных, выходная мощность и коэффициент усиления выше у прибора с более высоким ускоряющим напряжением - $U_0 = 20$ кВ. Это объясняется тем, что при более высоком ускоряющем напряжении углы пролета электронов в зазорах волновода меньше, а также меньше силы пространственного заряда между частицами, что позволяет улучшить группировку электронов в сгустки. Это приводит к увеличению наведенных токов в зазорах и повышению выходной мощности и усиления.

Проверим зависимость выходных характеристик от коэффициента фазы эквивалентного четырехполюсника. Для этого проведен расчет двухсекционной ЛБВ с параллельным расположением секций (рис. 3.13), коэффициент фазы эквивалентного четырехполюсника $K_{\phi} = 2$ радиана, число зазоров N = 61 (изогнутых отрезков волновода N-1) в каждой секции, (вариант B2, N = 61+61, $K_{\phi} = 2$). Ускоряющее напряжение $U_0 = 20$ кВ, ток электронного луча $I_0 = 0,1$ А. Остальные параметры трубок дрейфа, луча, волновода как у варианта B1. В результате оптимизации параметров ЛБВ получен коэффициент усиления по мощности $K_p = 36$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,0544$, волновой КПД $\eta_w = 0,0427$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 85$ Вт, входная мощность $P_{in} = 0,02$ Вт. Полоса частот усиления равна 3-4%.

Следует отметить, что при увеличении коэффициента фазы от 1,5 до 2 радиан, полоса частот усиления уменьшается в 1,5-2 раза.

3.5.2. Варианты ЛБВ для работы на частоте 220 ГГц

Для работы на частоте $f_0 = 219,84$ ГГц (длина волны $\lambda_0 = 1,36340$ мм) рассчитан вариант регулярной односекционной ЛБВ, число зазоров N = 81(вариант C1, N = 81). Ускоряющее напряжение $U_0 = 11,7$ кB, ток электронного луча $I_0 = 0,12$ А. Размеры волновода a = 0,77 мм, b = 0,1 мм, эквивалентное сопротивление волновода $Z_w = 210$ Ом, радиус трубки дрейфа R = 0,095 мм, радиус электронного луча r = 0,066 мм, длина зазора d = b. Волновод изготовлен из меди с проводимостью $\sigma = 57 \cdot 10^6$ Сим/м. В результате оптимизации коэффициент получен усиления параметров ЛБВ по мощности $K_p = 10 \lg (P_{out} / P_{in}) = 22,8$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,0566$, волн = 0,0473 выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 66,4$ Вт, входная мощность $P_{in} = 0,35$ Вт.

Для увеличения выходной мощности и коэффициента усиления рассчитан вариант двухсекционной ЛБВ с последовательным расположением секций (рис. 3.12) (вариант C2, N = 60+60, посл.): ускоряющее напряжение $U_0 = 20$ кВ, ток электронного луча $I_0 = 0,1$ А, $f_0 = 220,11$ ГГц (длина волны $\lambda_0 = 1,3620$ мм).

Размеры волновода a = 0,80 мм, b = 0,12 мм, эквивалентное сопротивление волновода $Z_w = 210$ Ом, радиус трубки дрейфа R = 0,09 мм, радиус электронного луча r = 0,07 мм, длина зазора d = b. Волновод изготовлен из меди с проводимостью $\sigma = 57 \cdot 10^6$ Сим/м.



Рисунок 3.18. Зависимости электронного, волнового КПД и коэффициента усиления по мощности *K_p* от относительной частоты *w* двухсекционной ЛБВ (вариант C2, *N* = 60+60): кривые 1 и 2 - электронный и волновой КПД, кривая 3 - коэффициент усиления по мощности *K_p*

В результате оптимизации параметров ЛБВ получен коэффициент усиления по мощности $K_p = 31,6$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,0718$, волновой КПД $\eta_w = 0,0579$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 115$ Вт, входная мощность $P_{in} = 0,08$ Вт.

Частотные характеристики варианта C2 (с последовательным расположением секций) – зависимости электронного, волнового КПД икоэффициента усиления по мощности K_p от относительной частоты*w*приведены на рис. 3.18, полоса частот усиления равна 6-7%.

Разность между электронным и волновым КПД объсняется потерями в стенках волновода и часть мощности ЭМ волны (~5Вт) рассеивается в поглощающей нагрузке на выходе первой секции. Дополнительный расчет этого варианта при $\sigma = 57000 \cdot 10^6$ Сим/м дал следующие результаты: коэффициент усиления по мощности $K_p = 32,36$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,0735$, волновой КПД $\eta_w = 0,0690$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 138$ Вт, входная мощность $P_{in} = 0,08$ Вт. Вторая секция работает в режиме перегруппировки. Волновой КПД на выходе первой секции 0,00413, выходная мощность на выходе первой секции 8 Вт. Как видим, электронный КПД $\eta_e = 0,0735$ примерно равен сумме волновых КПД 1-й и 2-й секций: 0,0690+0,00413 = 0,0732

Рассчитана двухсекционная ЛБВ с параллельным расположением секций (двухлучевая ЛБВ), рис. 3.13, (вариант C3, *N* = 60+60).

Ускоряющее напряжение $U_0 = 20$ кВ, ток электронного луча $I_0 = 0,1$ А. Коэффициент фазы $K_{\phi} = 2$ рад. Размеры волновода a = 0,8 мм, b = 0,12 мм, эквивалентное сопротивление волновода $Z_w = 348$ Ом, радиус трубки дрейфа R = 0,09 мм, радиус электронного луча r = 0,07 мм, длина зазора d = b. Волновод изготовлен из меди с проводимостью $g = 57 \cdot 10^6$ Сим/м. В результате оптимизации параметров ЛБВ получен коэффициент усиления по мощности $K_p = 31,2$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,07$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 106,7$ Вт, входная мощность $P_{in} = 0,08$ Вт.

Частотные характеристики варианта C3 (с параллельным расположением секций) несимметричны относительно w = 1. Для сдвига частотных характеристик вправо, согласно проведенным ранее исследованиям [1, 2], необходимо уменьшить ускоряющее напряжение до $U_0 = 19,6$ кВ и частотные характеристики становятся симметричными относительно w = 1. Полоса частот усиления равна 6-7%.

Рассчитана трехсекционная ЛБВ с параллельным расположением секций (трехлучевая, рис. 3.13) (вариант C4, *N* = 45+45+45).

Ускоряющее напряжение $U_0 = 20$ кВ, ток электронного луча $I_0 = 0,1$ А. Коэффициент фазы эквивалентного четырехполюсника 2 радиана. Размеры волновода a = 0,8 мм, b = 0,12 мм, эквивалентное сопротивление волновода $Z_w = 348$ Ом, радиус трубки дрейфа R = 0,09 мм, радиус электронного луча r = 0,07 мм, длина зазора d = b. Волновод изготовлен из меди с проводимостью $\sigma = 57 \cdot 10^6$ Сим/м. В результате оптимизации параметров ЛБВ получен коэффициент усиления по мощности $K_p = 28,5$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,074$, волновой КПД $\eta_w = 0,0713$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 142$ Вт, входная мощность $P_{in} = 0,2$ Вт, полоса частот усиления около 7%.

Рассчитана трехсекционная ЛБВ с последовательным расположением секций (рис. 3.12), вариант C5, N = 45+45+45.

Ускоряющее напряжение $U_0 = 20$ кВ, ток электронного луча $I_0 = 0,1$ А. Коэффициент фазы эквивалентного четырехполюсника 2 радиана. Размеры волновода, трубки дрейфа, электронного луча как у варианта С4. В результате оптимизации параметров ЛБВ получен коэффициент усиления по мощности $K_p = 29$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,0528$, волновой КПД $\eta_w = 0,036$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 72$ Вт, входная мощность $P_{in} = 0,09$ Вт, полоса частот усиления около 8%.

Частотные характеристики варианта C5 (с последовательным расположением секций) приведены на рис. 3.19.



Рисунок 3.19. Зависимости электронного, волнового КПД и коэффициента усиления по мощности *K_p* от относительной частоты *w* двухсекционной ЛБВ (вариант C5, N=45+45+45):кривые 1 и 2- электронный и волновой КПД, кривая 3 - коэффициент усиления по мощности *K_p*

Разность между электронным и волновым КПД объсняется потерями в стенках волновода и часть мощности ЭМ волны (≈1,4 и 16 Вт) рассеивается в поглощающих нагрузках на выходах первой и второй секций соответственно.

В представленных далее вариантах приборов (варианты: D1, E1, E2) задана повышенная плотность тока электронного пучка, заметно превыша-

ющая максимально достижимую плотность тока в современных электроннооптических системах (ЭОС). Это сделано из двух соображений: во-первых, показать перспективность приборов терагерцового диапазона с улучшенными ЭОС; во-вторых, стимулировать работы по совершенствованию ЭОС с комрессией электронного пучка для терагерцовых приборов. Следует указать, что в некоторых современных проектах по созданию ЛБВ на волнообразно изогнутом прямоугольном волноводе уже просматривается прогресс в разработке улучшенных ЭОС с плотностью тока пучка до 600 А/см² [19]. Проверялось влияние отражений ЭМ волн от изгибов волновода. Расчеты показали, что амплитуда отраженной волны составляет -35...40 дБ, поэтому ее можно не учитывать в расчетах, особенно если длины звеньев изогнутого волновода подобраны так, что отражения от соседних изгибов трансформируются в противофазе относительно друг друга.

3.5.3. Варианты ЛБВ для работы на частоте 600ГГц

Проведены расчеты двухсекционной ЛБВ с большим коэффициентом усиления на длине волны $\lambda_0 = 0,05$ см ($f_0 = 599,5856$ ГГц), в каждой секции по 41 звену (42 зазора) (вариант D1, N = 42+42, с последовательным расположением секций). Секции по ЭМ волне не связаны, а связаны только по электронному лучу (рис. 3.12). Развязка секций по ЭМ полю позволяет уменьшить склонность ЛБВ к самовозбуждению.

Ускоряющее напряжение $U_0 = 12$ кВ, ток электронного луча $I_0 = 0,1$ А. Размеры волновода a = 0,03 см, b = 0,003 см, эквивалентное сопротивление волновода $Z_w = 136,4$ Ом, радиус трубки дрейфа R = 0,001 см, радиус электронного луча r = 0,0008 см, длина зазора d = b. Волновод изготовлен из меди (без диэлектрического наполнения, $\varepsilon = 1$) с проводимостью $\sigma g = 57 \cdot 10^6$ Сим/м. В результате оптимизации параметров односекционной ЛБВ получен коэффициент усиления по мощности $K_p = 19,2$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,0005$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 0,5$ Вт, входная мощность $P_{in} = 0,006$ Вт.

Коэффициент фазы эквивалентных четырехполюсников для первой и второй секций одинаков, $K_0 = 1,92$ рад. Это вариант ЛБВ с длинными трубками дрейфа (в трубке дрейфа угол пролета электронов 11,2 рад.). После оптимизации длин труб дрейфа двухсекционной ЛБВ получен коэффициент усиления по мощности $K_p = 39,6$ дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,00535$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 5,45$ Вт, входная мощность $P_{in} = 0,0006$ Вт.

На рис. 3.20 *а* для данного варианта приведена зависимость коэффициента усиления по мощности K_p от относительной частоты $w = f / f_0$. На частоте 1,145 (рис. 3.20 *а*) наблюдается самовозбуждение прибора: это регенеративное усиление, т.к. уменьшение входной мощности до $P_{in} = 0,0006 \cdot 10-4$ Вт устраняет сигнал на этой частоте (рис. 3.20 *б*).

Проведены расчеты частотной характеристики двухсекционной ЛБВ с последовательным расположением секций в режиме большого сигнала при входной мощности $P_{in} = 0,006$ Вт. На рис. 3.20 в для данного варианта приведена зависимость коэффициента усиления по мощности K_p от отно-сительной частоты $w = f / f_0$.



Рисунок 3.20. Зависимость коэффициента усиления по мощности K_p от относительной частоты $w = f/f_0$, двухсекционная ЛБВ (вариант D1, N = 42+42), длина волны $\lambda_0 = 0,05$ см: а – входная мощность $P_{in} = 0,0006$ Вт; б – входная мощность $P_{in} = 0,0006$ Вт

По секциям усиление и выходная мощность в этом варианте прибора перераспределились так. На относительной частоте w = 1 коэффициент усиления по мощности K_p первой секции составляет 19,2 Дб, электронный КПД $\eta_e = 0,00048$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 0,5$ Вт, при входной мощности $P_{in} = 0,006$ Вт. На этой же частоте на выходе второй секции электронный КПД $\eta_e = 0,0193$, коэффициент усиления второй секции равен 15,6 Дб.

Выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 18,3$ Вт, коэффициент усиления по мощности всего прибора составляет $K_p = 34,8$ дБ.

Сравнивая частотные характеристики, приведенные на рис. 3.20 *а*, *в*, можно отметить заметное уменьшение усиления на относительной частоте w = 1 при большом входном сигнале (при $P_{in} = 0,006$ Вт $-K_p = 34,8$ дБ, при $P_{in} = 0,006$ Вт $-K_p = 39,6$ дБ). Это свидетельствует о том, что при этом сигнале ЛБВ начинает работать в насыщении, т.е. режим работы ЛБВ становится нелинейным, но и выходная мощность возрасла почти в 3 раза.

3.5.4. Варианты ЛБВ для работы на частоте 3 ТГц

Двухсекционные ЛБВс последовательным расположением секций (рис. 3.12). Разделение ЛБВ на две или три секции, не связанные по ЭМ волне, уменьшает склонность прибора к самовозбуждению и позволяет значительно увеличить коэффициент усиления.

Проведены расчеты двухсекционной ЛБВ с большим коэффициентом усиления на длине волны $\lambda_0 = 0,01$ см ($f_0 = 3$ ТГц), в каждой секции по 41 звену (число зазоров N = 42) (вариант E1, N = 42+42). Для первой секции выбран коэффициент фазы четырехполюсника $K_{\phi} = 2,6165$, для второй коэффициента фазы $K_{\phi} = 1,3$ радиана. Это позволяет разнести по частоте «полосы генераций» в каждой секции и повысить устойчивость прибора к самовозбуждению.

Ускоряющее напряжение $U_0 = 12$ кВ, ток электронного луча $I_0 = 0,15$ А. Размеры волновода a = 0,006 см, b = 0,0005 см, эквивалентное сопротивление волновода $Z_w = 113,67$ Ом, радиус трубки дрейфа R = 0,0002 см, радиус электронного луча r = 0,00016 см, длина зазора d = b. Критическая длина волны в волноводе $\lambda_{cr} = 0,012$ см, длина волны в волноводе $\lambda_w = 0,0181$ см. Волновод изготовлен из меди с проводимостью $\sigma = 57 \cdot 10^6$ сим/м. Угол пролета электронов в трубке дрейфа составляет 5,6 радиан.

На рис. 3.2, кривая 1 для данного варианта приведены зависимости коэффициента усиления по мощности K_p от относительной частоты $w = f / f_0$.

На относительной частоте w = 0,934 коэффициент усиления по мощности K_p этого варианта двухсекционной ЛБВ равен 38,2 дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,0134$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 17,6$ Вт при входной мощности $P_{in} = 0,0027$ Вт.

В полосе относительных частот 1,08...1,1 наблюдается возбуждение прибора. Однако при уменьшении входной мощности до $0,0027 \cdot 10^{-5}$ Вт амплитуда сигнала на этих частотах отсутствует, следовательно, прибор работал в режиме регенеративного усиления. На рис. 3.21, кривая 2, приведена частотная характеристика этого варианта.





Рисунок 3.21. Зависимости коэффициента усиления по мощности K_p от относительной частоты $w = f / f_0$, (вариант E1, N = 42+42), длина волны $\lambda_0 = 0,01$ см: входная мощность $P_{in} = 0,0027$ Вт – кривая 1, входная мощность $P_{in} = 0,0027 \cdot 10^{-5}$ Вт – кривая 2

Полоса частот усиления этого варианта составляет примерно 5-10% (150-300 ГГц) и прибор будет устойчиво без возбуждения работать в режиме усиления, если частота входного сигнала не выходит за пределы полосы относительных частот 0,84-1,06.

Трехсекционные ЛБВ с последовательным расположением секций (рис. 3.12). Проведены расчеты трехсекционных ЛБВ с большим коэффициентом усиления на длине волны $\lambda_0 = 0,01$ см ($f_0 = 3$ ТГц), вариант Е2. Параметры луча и размеры трубок дрейфа и волновода такие же, как и в варианте E1: ускоряющее напряжение $U_0 = 12$ кВ, ток электронного луча $I_0 = 0,15$ А, число зазоров в секциях одинаково, по N = 42 (вариант E2, N = 42+42+42). Для первой секции выбраны коэффициенты фаз четырехполюсников $K_{\phi} = 2,615$ рад, для второй и третьей секций коэффициенты фаз $K_{\phi} = 1,3$ рад. Это позволяет разнести по частоте «полосы генераций» в каждой секции и уменьшает склонность прибора к самовозбуждению. Угол пролета электронов в трубке дрейфа составляет 5,7 радиан.

На рис. 3.22 приведены частотные характеристики трехсекционной ЛБВ варианта Е2.



Рисунок 3.22. Зависимости K_p от относительной частоты w: кривая 1 – (вариант E2, N = 42+42+42), длина волны $\lambda_0 = 0,01$ см, $U_0 = 12$ кВ: кривая 2 - входная мощность $P_{in} = 0,27 \cdot 10^{-5}$ Вт

На относительной частоте w = 0,934 коэффициент усиления по мощности K_p трехсекционной ЛБВ (вариант Е2) равен 62 дБ, электронный КПД $\eta_e = 0,0071$, выходная мощность ЛБВ $P_{out} = 4,1$ Вт при входной мощности $P_{in} = 0,0000027$ Вт.

В полосе относительных частот 1,08...1,11 наблюдается самовозбуждение прибора. Анализ режима работы ЛБВ на этих частотах показал, что самовозбуждение возникает в 1-й секции. При уменьшении входной мощности до 0,27·10⁻⁷ Вт амплитуда сигнала на этих частотах отсутствует (рис. 3.22 кривая 2), следовательно, прибор работает в режиме регенеративного усиления. Полоса частот усиления составляет ≈5-10% (150-300 ГГц).

Проведенные исследования многосекционных ЛБВ показали, что ЛБВ с длинными трубками дрейфа (в трубке дрейфа угол пролета электронов более 10 радиан) имеют более узкую полосу усиления, чем с короткими (угол пролета электронов менее 6 радиан).

Заключение

Подводя итог результатам расчетов, отметим, что при увеличении ускоряющего напряжения от 11,7 до 20 кВ увеличиваются выходная мощность в 1,5 раза, коэффициент усиления на 3-5 дБ (если сравнить варианты A1, A2 и B2, B3).

Следует отметить, что при использовании двухсекционных ЛБВ их характеристики (выходная мощность, коэффициент усиления, КПД, полоса

частот усиления: сравнить варианты В2 и В3, С2 и С3) почти не зависят от схемы конструкции рис. 3.12 или 3.13.

При выборе той или иной схемы необходимо исходить из технологических возможностей. Схема с последовательным расположением секций рис. 3.12 является однолучевой и поэтому проще в изготовлении, чем многолучевые приборы с параллельным расположением секций рис. 3.13.

Однако если выполнить транспортировку пучка электронов на большое расстояние затруднительно (так может оказаться при использовании ЛБВ с последовательным расположением секций, рис. 3.12, с большим числом зазоров N), то следует выбрать конструкцию с параллельным расположением секций рис. 3.13.

Использование трехсекционных ЛБВ с последовательным расположением секций не всегда оправданно, так как часть мощности усиленной ЭМ волны рассеивается в поглощающих нагрузках (рис. 3.12).

Третья секция в трехсекционных ЛБВ той или другой конструкции работает в режиме большого сигнала, это необходимо учитывать при оптимизации параметров ЛБВ на максимум КПД.

Проведенные исследования показали, что при увеличении коэффициентов фаз эквивалентных четырехполюсников от 1,5 до 2 радиан, полоса частот усиления уменьшается в 1,5-2 раза.

Двухсекционные ЛБВ на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах имеют расчетный коэффициент усиления 35-38 дБ, расчетную выходную мощностью 15-18 Вт на частоте 3 ТГц. Полоса частот усиления составляет примерно 5-10% (150-300 ГГц).

Трехсекционные ЛБВ на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах имеют расчетный коэффициент усиления 60-65 дБ, расчетную выходную мощность 3-4 Вт на частоте 3 ТГц. Полоса частот усиления составляет примерно 5-10% (150-300 ГГц).

Исследования многосекционных ЛБВ [3] показали, что для получения максимальной полосы частот усиления необходимо выбирать варианты ЛБВ с короткими трубками дрейфа (угол пролета электронов менее 6 радиан) и для уменьшения склонности к самовозбуждению в секциях должны быть разные коэффициенты фаз.

Литература

1. Аксенчик А. В. Частотные характеристики ЛБВ на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах в субмиллиметровом диапазоне длин волн / А. В. Аксенчик, А. А. Кураев, И. Ф. Киринович // Весці Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. - 2009.-№3. - С.113-124.

2. Аксенчик А. В. Подавление самовозбуждения в ЛБВ на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах в субмиллиметровом диапазоне длин волн / А. В. Аксенчик, А. А. Кураев, И. Ф. Киринович // Весці Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.тэхн. навук. -2009. -№ 4. - С.102-110. 3. Аксенчик А. В. Многосекционные ЛБВ на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах субмиллиметрового диапазона длин волн / А. В. Аксенчик, И. Ф. Киринович // Доклады БГУИР. - №6 (52).– 2010.- С.47-54.

4. Аксенчик А. Усилители и генераторы О-типа миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн (теория и оптимизация) / А. Аксенчик, А. Кураев, И. Киринович. – Germany: Palmarium Academic Publishing, 2014. -154 с.

5. Аксенчик А. В. Субмиллиметровые многолучевые ЛБВ на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах / А. В. Аксенчик, А. А. Кураев, И. Ф. Киринович // Вестн. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. - 2011. - № 1. - С. 97-106.

6. Аксенчик А. В. Поля пространственного заряда плоских пучков / А. В. Аксенчик, И. Ф. Киринович // Весці Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. - 2011. - № 2. - С. 97-107.

7. Аксенчик А. В. Многолучевая лампа обратной волны: пат. 16356 Респ. Беларусь, МПК Н 01J 25/00/ А. В. Аксенчик, И. Ф. Киринович, А. А. Кураев, А. С. Рудницкий; заявитель Белорус. гос. гос. ун-т. – № а 20110288; заявл. 04.03.11; опубл. 30.08.11 // Афіцыйны бюл. / Нац. цэнтр інтэлектуал. уласнасці. – 2011. – № 4. – С. 174

8. Lyon D. B. Folded-wave guide high-power millimeter-wave TWTs / D. B. Lyon, A. J. Theiss // IEDM. – 1994. – P. 918-920.

9. Han S.-T. Synthesis of Folded Waveguide TWT. / Seong-Tae Han [et al.] // Third IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC 2002), Monterey, USA, 23 – 25 April 2002. - P. 94-95.

10. Аксенчик А. В. Электродинамический расчет нерегулярной ЛБВ на волнообразно изогнутом прямоугольном волноводе / А. В. Аксенчик, А. А. Кураев // Радиотехника. - 2005. - № 3. - С. 19-24.

11. Аксенчик А. В. Электродинамический расчет нерегулярных ЛБВ на волнообразно изогнутом прямоугольном волноводе миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн / А. В. Аксенчик, И. Ф. Киринович // Доклады БГУИР.- 2012. – № 1 (63). –С. 99-105.

12. Аксенчик А. В. Мощные приборы СВЧ с дискретным взаимодействием (теория и оптимизация) / А. В. Аксенчик, А. А. Кураев. – Минск: Бестпринт, 2003. – 376 с.

13. Cai J. Investigation of THz regenerative oscillator / Jun Cai [et al.] // 11-th IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC 2010), Monterey, USA, May 18-20, 2010. - P. 323-324.

14. Аксенчик А. В. Многопучковые лампы бегущей волны О-типа субмиллиметрового диапазона длин волн / А. В. Аксенчик // Доклады БГУИР. – 2013. – № 5 (75). С. 48-54.

15. Tucek J. C. 220 GHz Power Amplifier Development at Northon Grumman / J. C. Tucek [et al.] // 12th IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC 2012), Monterey, USA, April 24-26, 2012. - P. 553-554.

16. Tucek J. C. A 100 mW, 0.670 THz power module / J. C. Tucek [et al.] // 13-th IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC 2012), Monterey, USA, April 24-26, 2012. - P. 31-32.

17. Tucek J. C. A compact, high power, 0.65 THg source / J. C. Tucek [et al.] // 9-th IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC 2008), Monterey, USA, April 22-24, 2008. - P. 16-17.

18. Tucek J. Submillimeter and THz power amplifier development at Northgrup Grumman / J. Tucek [et al.] // 11th IEEE International Vacuum Electronics Conference (IVEC 2010), Monterey, USA, May 18-20, 2010. - P. 19-20.

19. Cook A. M. Serpentine waveguide 220 GHz millimeter wave amplifier cold test / A. M. Cook [et al] // 13th IEEE International Vacuum Electronics Conference 2012, Monterey, California April 24-26, 2012, USA. P. 547-548.

20. Атабеков Г. И. Теоретические основы электротехники. Ч. 1. Линейные электрические цепи / Г. И. Атабеков. – М.: Энергия, 1978.

21. Никольский В. В. Электродинамика и распространение радиоволн / В. В. Никольский, Т. И. Никольская. – М.: Наука, 1989. – 544 с.

22.Солнцев В. А. Основы единой нелинейной теории электроннолучевых приборов СВЧ. Кн. 1 / В. А. Солнцев // Лекции по электронике СВЧ. – Саратов, 1972. – С. 46-89.

23. Ильин В. П. Численные методы решения задач электрооптики / В. П. Ильин. – М.: Наука, 1974. – 202 с.

24. Марчук Г. И. Методы вычислительной математики / Г. И. Марчук. – М.: Наука, 1974. – 202 с.

25. Гаврилов М. В. Теория цепочек активных многополюсников с электронным возбуждением (модель взаимодействия электронного пучка с полями резонаторов) / М. В. Гаврилов, Д. И. Трубецков, В. А. Фишер. – Саратов: Изд-во СГУ, 1981. - 173 с.

26. Аксенчик А. В. Оптимизация нерегулярных ЛБВ на цепочке связанных резонаторов мм-диапазона с использованием атомарных функций / А. В. Аксенчик [и др.] // Электромагнитные волны и электронные системы. - 2001. - Т.6. – № 1. - С. 43-47.

27. Бахвалов Н. С. Численные методы: учеб. пособие / Н. С. Бахвалов, Н. П. Жидков, Г. М. Кобельков. – М.: Наука, 1987. – 600 с.

28. Аксенчик А. В. Широкополосные усилители О-типа терагерцового диапазона частот / А. В. Аксенчик // Весці Нац. акадэміі навук Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. – 2013. – № 3. – С. 108-116.

Глава 4. ОРОТРОН И ЕГО МОДИФИКАЦИИ

Е.А. Мясин

Фрязинский филиал института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Россия

В 2015 году исполнилось 50 лет с момента изобретения оротрона. Несмотря на это, интерес исследователей к этому прибору и его модификациям не ослабевает. В этой связ, в данной главе дан обзор теоретических и экспериментальных исследований работы оротрона с двухзеркальным открытым резонатором, как завершившихся созданием приборов в субмиллиметровом диапазоне длин волн (в субтерагерцовом диапазоне частот (до 1 ТГц) в новой терминологии), так и исследований, в которых показана возможность создания таких приборов.

Введение

Оротрон – «электронный прибор для генерирования и усиления колебаний миллиметрового и субмиллиметрового диапазона волн» – изобрели Ф.С. Русин и Г.Д. Богомолов в 1965 году, а точнее 16.11.1965 г. по заявке № 943533/26-25, и в 2015 году исполнится 50 лет этому событию.

Вот как был сформулирован предмет изобретения:

«Предложенный электронный прибор для генерирования и усиления СВЧ-колебаний миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн (оротрон) содержит открытый резонатор любого типа, образованный зеркалами, поверхность одного из зеркал, над которой проходит пучок электронов, выполнена в виде периодической структуры (например, типа «гребёнки») с периодом, меньшим длины волны генерируемого колебания».

Поэтому все приборы, в которых имеет место этот признак, есть не что иное как **оротрон**. Таким образом, генератор этого типа ГДИ [1-3] – это **оротрон** с узкой периодической структурой на плоском зеркале открытого резонатора (OP). Прибор с OP и двухрядной периодической структурой (ДРПС) на плоском зеркале – **оротрон** с ДРПС [4]. Прибор с коаксиальным OP, на одном из зеркал которого выполнена периодическая структура, – коаксиальный оротрон [5]. Прибор с OP, имеющим два конфокальных фокусирующих зеркала, расположенных на входе электронного потока в пространство взаимодействия и выходе из него, и плоское зеркало, на котором выполнена периодическая структура и которое вместе с расположенным над ним плоским экраном образует резонатор типа Фабри – Перо [6], – тоже **оротрон**. Все эти приборы – с продольным взаимодействием, т. е. приборы О-типа, но с таким же успехом этому признаку могут удовлетворять и приборы М-типа [7].



Рисунок 4.1. Схема оротрона. 1 – электронная пушка, 2 – электронный поток, 3 – коллектор, 4 – периодическая структура, 5 – фокусирующее зеркало, 6 – вывод ВЧ энергии [26]

Первая конструкция оротрона схематически представлена на рис. 4.1.

Как видно на рис. 4.1, это электровакуумный прибор, в котором формируемый электронной пушкой (1) плоский электронный поток (2), двигаясь над периодической структурой (4) (четвертьволновой **«гребёнкой») с периодом, меньшим длины волны генерируемого колебания**, взаимодействует с одной из пространственных гармоник ВЧ поля ОР и осаждается затем на коллектор (3). Фокусировка электронного потока осуществляется внешним магнитным полем (на рис. 4.1 не показано).

Главное отличие оротрона от классических приборов О-типа (ЛОВ, ЛБВ) заключается в его электродинамической системе, представляющей собой полусферический открытый резонатор (ОР), на плоском зеркале которого расположена «гребёнка», занимающая всю его поверхность, а фокусирующее зеркало выполнено в виде части сферической поверхности (5). Свойства ОР детально исследованы в монографии [8]. При возбуждении колебаний в ОР оротрона в нём между зеркалами распространяются быстрые волны, в результате чего формируется высокочастотное (ВЧ) поле стоячей волны типа ТЕМ_{оод} (т.е. основной тип этого колебания), обладающее каустической поверхностью. Вывод ВЧ энергии (6) осуществляется через отверстие в фокусирующем зеркале. Особенность электродинамической системы оротрона обусловливает и специфику механизма электронно-волнового взаимодействия. Если в классических приборах О-типа это взаимодействие обеспечивается реализацией эффекта Черенкова за счёт взаимодействия электронного потока с медленной гармоникой замедляющей структуры, то в оротроне это взаимодействие реализуется с одной из пространственных гармоник ВЧ поля ОР в результате дифракции его быстрого ВЧ поля на периодической структуре. При этом угол излучения θ от периодической структуры (ПС) связан со скоростью электронного потока V_e , длиной волны λ , периодом 1 ПС, и рабочей гармоникой п соотношением [9]:

$$\cos \theta = c / V_e + n \lambda / l \tag{4.1}$$

очевидно, что n = -1, -2, -3, ...

Из (4.1) сразу следует простое соотношение для n = -1:

$$\cos\theta = -n_e b, \tag{4.2}$$

где $n_e = c/V_e$ – замедление электронного потока, $b = n_d/n_e - 1$ – параметр несинхронности ($n_{\phi} = \lambda/l = c/V_{\phi}$ – замедление пространственной гармоники).

Из выражения (4.2) сразу следует однозначный вывод о том, что эффективность взаимодействия в оротроне, работающем на первой пространственной гармонике, тем выше, чем выше скорость электронного потока (т.е. чем меньше n_e). В этом случае может быть больше параметр b (т.е. электронный поток при торможении может отдать ВЧ полю больше кинетической энергии).

Действительно, максимальный электронный КПД можно найти из выражения

$$\eta_e = (mV_e^2 - mV_{\phi}^2) / mV_e^2 \approx 2b / (1+2b), \qquad (4.3)$$

и, если параметр b < 0.05, то $\eta_{\rm e} \approx 2b$.

Следовательно, увеличение энергии частиц-электронов потока должно приводить не только к увеличению генерируемой мощности, но и к увеличению КПД прибора.

Для нерелятивистского оротрона:

$$n_e = (eU_e / mc^2)^{-1/2} \cong 505 / U_e^{1/2}.$$
(4.4)

Так как $n_e = n_{\phi} / (1+b) = \lambda/l / (1+b) \cong 505/U_e^{1/2}$, то при b = 0, $\lambda/l \cong 505/U_c^{1/2}$ и синхронное напряжение U_c :

$$U_c \cong 505^2 \, l^2 \, / \, \lambda^2. \tag{4.5}$$

Таким образом, рабочее напряжение растёт пропорционально квадрату периода и обратно пропорционально квадрату длины волны. Поэтому, если выбрать отношение, например, $\lambda / l = 7$, то синхронное напряжение U_c будет одним и тем же как для коротких, так и для длинных волн и равно 5.2 кВ.

4.1. Исследования работы оротрона в СССР

Авторское свидетельство № 195557 было опубликовано только 04.05.1967 в Бюллетене № 10, с.49, но первая публикация Ф.С. Русина появилась в 1966 г. [10]. И с этого момента оротрон стал объектом внимания многих исследователей, как в СССР, так и за рубежом. В результате к 1983 году авторы первого обзора [11] теоретических и экспериментальных исследований насчитали «более 100 статей и ещё больше докладов» по оротрону и его модификациям. Через 10 лет в работе [12] был сделан обзор исследований эффективных режимов их работы. Следует отметить, что предваряли этот обзор не только теоретические работы [13-16] сотрудников ИРЭ АН СССР, упоминавшиеся уже в обзоре [11], но и полученные впервые экспериментальные результаты исследования оротрона с двухрядной периодической структурой (ДРПС), приведенные в первой строке табл. 4.1. К сожалению, эти результаты были опубликованы только в 1990 году [17]*¹. В 1992 году по этому поводу был сделан Доклад на Международной конференции [18].

Год	<i>f</i> , ГГц	<i>Р</i> _{<i>u</i>} , кВт	КПД, %	$Q_{\scriptscriptstyle H}$	<i>U</i> ₀ , кВ	<i>I</i> ₀ , A	<i>j</i> , А/см ²
1984	10	53	35	800	13	11.6	50
1986	37.5	40	17	2000	19	12	90
1987	90	1.2	6	5000	20	1	100

Таблица 4.1

Здесь f – частота, P_u – мощность в импульсе, $K\Pi \mathcal{I}_{H}$ – коэффициент полезного действия прибора (в нагрузке), Q_{μ} – нагруженная добротность OP, U_o – ускоряющее напряжение и I_o – ток пучка в импульсе, j – плотность тока с катода. Во второй строке таблицы приведены параметры прибора с тремя электронными пучками.

Эти экспериментальные результаты были получены в оротронах с полусферическим OP, имеющим расстояние между зеркалами не более $10\lambda/2$ (это наибольшее для 3 мм оротрона) с гауссовым распределением BЧ поля основного вида колебаний TEM_{00q} . Эти приборы не имели возможности перестройки по частоте, и их электродинамическая система настраивалась на оптимальную связь с нагрузкой на стенде холодных измерений только для одной выбранной частоты.*¹

В Харькове в Институте радиофизики и электроники АН УССР к концу 80-х годов впервые были созданы серии приборов – низковольтных ГДИ, пакетированных в магнитную фокусирующую систему из редкоземельных металлов, коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазона, субтерагерцового (100-1000 ГГц) в современной терминологии, работающие в непрерывном режиме [3]. Эти результаты из монографии [3] приведены в табл. 4.2, и они не менее впечатляющие.

В настоящее время повторение этих результатов остаётся желанной целью, к которой нужно стремиться.

Кроме этого, после ознакомления с результатами ИРЭ АН СССР (см. Приложение*¹) в ХИРЭ до 1991 года были проведены исследования работы ГДИ в импульсном режиме при напряжении до 15 кВ, но с «высоковольтной» ПС [3]. Результаты таковы. При комбинированной перестройке прибора диапазон частот 52-80 ГГц, максимальная мощность ~ 600 Вт на частоте ~71 ГГц при длительности импульса 0.5-5 мкс и напряжении 11 кВ при КПД до 8%. В 2010 году в работе [19] была описана конструкция «вы-

соковольтной» ПС, а ГДИ с такой ПС назван ГДИ (ЦСР). В «классическом» ГДИ вместо одной плоской дифракционной решётки были использованы две вертикальные, расположенные в канавке в теле одного из зеркал с зазором между ними для прохождения электронного потока.

Таблица 4.2

Тић прибора	Рабочий диала зон λ, мм	Выходная мощность Р _{вых} , Вт	Элект- ронная пере- стройка частоты, МГц	Крутизна перес тройки		Масса МФС		Опти-	
				по напря- жению. МГц/В	по току, МГц/мА	нз ма- тери- ала Аль- нико, кг	из редко- земель- вых, кг	малыные МФС из редко- земель- ных, кг	Маг- н нтное поле, Тл
ГДИ-1 ГДИ-1,5	0,8—1,1	0,1-0,5	25 25	0,5-0,7	0-0,7	96 96	12	8,0 8.0	0,7
Б	1,11,4 1,41,8	0,1—0,7 0,2—1,0	20	04.06	01.05	26	7.0	2.0	0.5
АБ	1,7—2,1 2,1—2,6	0,3—1,5 0,4—2,0	50	0,40,6	0,1-0,5	30	7,0	3,2	0,5
ТДИ-З А Б	2,5-3,2	0,6-3,0	35	0,3—0,5	0,1—0,3	36	7,0	3,2	0,5
ГДИ-4 А	3,8-4,8	1,5-7,0	40	0,2—0,4	0,2-0,4	18	4,5	2,0	0,4
Б ГДИ-6 А	4,7-6,0	2,0-1,0	60	0,1-0,3	0,1—0,3	18	4,5	2,0	0,4
Б	6,8-8,0	5,0-30		₹L:s					

Пакетированные ГДИ, перекрывающие миллиметровый диапазон длин волн ($\Im_p = 0, 10 \div 0, 15$ A, $U_0 = 2, 4 \div 3, 9$ кВ, L = 41 мм)

Таким образом, в Советском Союзе в конце 60-х годов возникли и развивались два конкурирующих центра по исследованию работы оротрона (ГДИ). Это – Институт радиофизики и электроники АН УССР в г. Харькове (ХИРЭ) и Институт физических проблем АН СССР в г. Москве. В Украине под руководством директора ХИРЭ В.П. Шестопалова к этому направлению был подключён почти весь Институт, да в придачу СКБ. В Москве, в ИФП, работали только Ф.С. Русин и Г.Д Богомолов (к тому же Ф.С. Русин в 1970 г. вынужден был изменить место работы и начать создавать экспериментальный стенд с нуля [20]), поэтому результат конкурентного соревнования в части создания промышленного варианта прибора был предопределён. В Украине в этой деятельности участвовали и теоретики из Харьковского государственного университета.

В этой связи, думается, оказалось продуктивным появление и дальнейшее существование «бренда» ГДИ, так как исследовать, развивать и внедрять в народное хозяйство своё изобретение (хотя и не признанное официально^{*2}), конечно, гораздо комфортнее, чем чужое, тем более большому количеству сотрудников целого Института. О продуктивности этого говорят результаты исследований, приведенные в табл. 4.2. Тем не менее Ф.С. Русин, продолжая исследовать различные режимы работы оротрона, предложил целый ряд новых конструкций прибора, в том числе со штыревой ПС, два варианта оротрона – умножителя частоты, оротрон со сложной ПС для работы на высших гармониках, оротрон М-типа, оротронный усилитель и т. д. Все эти исследования нашли отражение в его докторской диссертации [21]. Кроме того, одновременно в своей дальнейшей деятельности он занимался внедрением оротрона в народное хозяйство [22] и в различные области науки [23, 24].

В 1975 г. к исследованию возможности использования оротрона, как мощного генератора 3-сантиметрового диапазона 1 МВт уровня мощности (по предложению 3.С. Чернова) подключился ИРЭ АН СССР. Был проведен цикл исследований по разработке нелинейной теории оротрона [13-16], который должен был выяснить возможность получения высоких величин КПД такого прибора, что в случае успеха обеспечивало целесообразность его разработки и внедрения. Результат теоретического исследования дал положительный результат и, как говорилось ранее, был подтверждён в эксперименте (см. табл. 4.1).

После развала Советского Союза 90-е годы были отмечены полным развалом экспериментальных работ в ХИРЭ. Ничего из результатов, полученных на разборных макетах и приведенных в табл. 4.1, не удалось внедрить в производство, потому что договоры с предприятиями заканчивались на стадии расчётов из-за прекращения финансирования. Все потихоньку загибалось или топталось на месте.

4.2. Перспективы освоения субтерагерцового диапазона низковольтными оротронами в России

Единственным прибором в России, перекрывающим коротковолновую часть миллиметрового и половину субмиллиметрового диапазона (до 1400 ГГц) являются ЛОВ О-типа [25]. Но они имеют на высокочастотной границе перестройки (ВЧГП) в этих диапазонах небольшую мощность.

В этой связи в 2002 году интерес к низковольтным оротронам в России возник вновь. Исследования возможности создания низковольтных оротронов в этом диапазоне явились лишь небольшой частью Программы № 29 фундаментальных исследований Президиума РАН «Электромагнитные волны терагерцового диапазона», охватывающей чрезвычайно широкий круг областей радиофизики и электроники. «Локомотивом» постановки этой части Программы в России стал Институт прикладной физики РАН.

Но следует сказать, что постановке Программы в России предшествовал «терагерцовый бум» за рубежом. Причём к 2004 году были проведены уже 12 международных конференций по терагерцовой электронике. Следя за публикациями по этой тематике, к ней подключились учёные Украины и Белоруссии.

Какова же ситуация сегодня?

4.2.1. Низковольтные оротроны в России (0.5-5 кВ)

К 2002 году теоретическая база для понимания физических процессов в низковольтных оротронах была хорошо разработана [11, 21], к тому же её выводы были подтверждены в эксперименте. Поэтому на первый взгляд кажется, что нет проблем повторить экспериментальные результаты, полученные ранее, например, работы [21].

Конечно, построение новых теоретических моделей для исследования различных режимов работы оротрона на основе различных подходов важно. Но не всегда результаты теоретических исследований могут быть реализованы, особенно это касается ТГц-диапазона. Так как экспериментальные исследования низковольтных оротронов имеют давнюю историю, о чём уже было сказано, необходимо было разработать и создать промышленный образец прибора ТГц-диапазона, пакетированный в твердотельную магнитную систему по аналогии с ЛОВ и ГДИ. Для этого в ИПФ РАН был поставлен проект «Разработка оротрона субмиллиметрового диапазона» [26], который в 2005 г. был успешно завершён. По материалам Отчёта в работе [27], опубликованной в 2006 году, «описаны результаты разработки и исследований оротронов коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, предпринятых в последние годы сотрудниками ФГУП «ВНИИФТРИ», Института прикладной физики РАН, Института спектроскопии РАН и ЗАО «Гиком»».

Следует отметить, что в состав исполнителей проекта входил Ф.С. Русин. Именно этот факт, по моему мнению, обеспечил, во-первых, возможность постановки проекта и, во-вторых, его успешное выполнение. По сути дела, успешная реализация проекта обязана использованию теоретических и экспериментальных результатов, различных технических решений, представленных в фундаментальной работе Ф.С. Русина [21], на основе чего был создан промышленный вариант оротрона, пакетированного в магнитную фокусирующую систему [26].

Конечно, не последнюю роль сыграло и достойное финансирование проектов, в рамках которых выполнялась работа, и кооперация нескольких учреждений.

Как уже указывалось ранее, действие оротрона связано с излучением Смита – Парселла плоского электронного потока, движущегося либо над ПС, либо внутри неё в открытом резонаторе, обеспечивающем обратную связь излучения с этим потоком.

Поскольку рабочее напряжение не превышает U = 5 кВ, то из выражения (4.4) следует, что отношение $n_e \approx 7.14$ для U = 5 кВ и $n_e \approx 22.58$ для U = 0.5 кВ. Так как $n_{\phi} = n_e (1+b) = \lambda/l$, то $\lambda/l > 7$ для U = 5 кВ и $\lambda/l > 22.58$ для U = 0.5 кВ.

Поэтому для высокочастотной границы перестройки (ВЧГП) прибора если $\lambda = 1$ мм, то период должен быть l < 0.14 мм; для $\lambda = 0.8$ мм – l < 0.114 мм; для $\lambda = 0.7$ мм – l < 0.1 мм.

Поскольку амплитуда ВЧ поля 1-й пространственной гармоники в направлении, перпендикулярном плоскости гребенчатой ПС, спадает как $exp -(2\pi l / \lambda)$, то эффективно взаимодействует с ВЧ полем только тонкий слой электронов (см. (4.8)). Поэтому для возбуждения генерации в субтерагерцовом диапазоне (300...450 ГГц) необходимо либо увеличивать длину взаимодействия в приборе с «гребёнкой», либо использовать многорядную или многоштыревую ПС, чтобы снизить пусковой ток. Но в любом случае для возбуждения колебаний в этом диапазоне приходится использовать ПС с числом периодов более 100. Создание периодической структуры, особенно многорядной и многоштыревой, с таким периодом, даже для $\lambda = 1$ мм, является весьма непростым делом.

Поскольку даже на ВЧГП излучение от ПС происходит под углом близким к 90°, то согласно (4.2):

$$\cos\theta \approx 0 = -n_e b = -7b , \qquad (4.6)$$

то и параметр несинхронности $b \approx 0$ и КПД (в кинематическом приближении) $\eta_e = 2b \approx 0$. Так, если $\theta = 95^\circ$, то соз $\theta \approx -0.087$, $b \approx 0.0125$, то $\eta_e \approx 0.025$, а если учесть КПД ОР, то ещё меньше.

Поэтому для описания процесса электронно-волнового взаимодействия в низковольтном оротроне может быть использована линейная теория [11, 21, 28].

Наиболее полно применительно к оротрону она впервые была изложена в работе [28]. В частности, в ней получены выражения для пускового тока I_n при малом и большом пространственном заряде. Согласно [28], при малом пространственном заряде (ток в амперах, напряжение в вольтах):

$$I_n = 8 \cdot 10^{-5} \left(S_0 U^{3/2} / L^2 \psi Q_0 \right), \tag{4.7}$$

где S_0 – поперечное сечение потока, U – напряжение, L – длина ПС, $\psi = W_1/W = (S/8\pi S_0)(B_0^2 S_0 L) / W$ – коэффициент использования электрического поля в резонаторе, W_1 – энергия первой пространственной гармоники, заключённой в объёме потока, W – энергия высокочастотного поля, запасённая в резонаторе, S – эффективное сечение пучка. Отношение (S/S_0) учитывает распределение высокочастотного поля по поперечному сечению пучка и соответствующее распределение плотности конвекционного тока. Для плоского электронного потока, занимающего слой $0 < z < z_0$, отношение это имеет вид

$$(S/S_0) = 2th (hz_0/2) / hz_0.$$
(4.8)

Так как $hz_0 = 2\pi/lz_0$, то при $hz_0 >> 1$ (*S*/*S*₀) $\approx l/\pi z_0$, т.е. из всего слоя эффективно используется только слой l/π . Так как период $l \sim 1/\omega$, то $\psi Q_0 \sim \omega^{1/2}$, и пусковой ток растёт с частотой как $\omega^{1/2}$.

В работе [29] при определённых предположениях относительно параметров ПС и ОР для собственной добротности ОР с «гребёнкой» на плоском зеркале получено выражение для Q_0 :

$$Q_0 = H_{op} / \delta \left(3 + \lambda/l\right), \qquad (4.9)$$

где *H*_{op} – расстояние между зеркалами, δ – толщина скин-слоя.

По мере увеличения частоты в рассматриваемом диапазоне при фиксированной величине $\lambda/l > 7$, казалось бы, из (4.9) можно получить очень большое значение добротности. Но, во-первых, нельзя увеличивать H_{op} сколько угодно из-за конструктивных ограничений, а во-вторых, хотя δ уменьшается как $1/\omega^{1/2}$ (при нормальном скин-эффекте) и, следовательно, $Q_0 \sim 1/\omega^{1/2}$, реально не всегда можно обеспечить соответствующее качество обработки поверхности при изготовлении ПС, и с увеличением частоты омические потери в ПС растут быстрее, чем $\omega^{1/2}$, и добротность Q_0 ОР при этом уменьшается по сравнению с расчётом.

Поэтому для возбуждения колебаний в оротроне с ростом частоты необходимо, согласно (4.7), компенсировать увеличение пускового тока из-за уменьшения Q_0 за счёт увеличения длины взаимодействия. При фиксированной плотности тока с катода этого можно достичь либо увеличением длины ПС в приборе с «гребёнкой», либо за счёт использования многорядной или многоштыревой ПС, увеличивая энергию излучения в ОР за счёт суммирования её от многих электронных потоков.

В работе [27] приведены результаты исследования импульсных широкодиапазонных коротковолновых оротронов, выполненных по единой технологии и имеющих единую конструкцию. В этих генераторах использованы многоштыревые ПС (рис. 4.2) с периодом 100-170 мкм и высотой штырей 600-700 мкм. Полная длина ПС составляет 16.5 мм. В качестве фокусирующего зеркала используется сфероцилиндрическое зеркало с двумя сферическими и цилиндрическим участком.



Рисунок 4.2. Схема многоштыревой периодической структуры оротрона [26]

Рабочее напряжение изменялось от 500 до 5000 В при длительности импульса от 100 нс до 10 мс. Электронный поток с поперечными размерами $0.3 \times 3 \text{ мм}^2$ и током до 400 мА создавался термокатодом. Для всех приборов использовалась одинаковая магнитная система из сплава NdFeB с зазором 32 мм и неоднородностью фокусирующего магнитного поля (на длине 20 мм) менее 1.5%. Величина магнитной индукции 1.25 Тл (рис. 4.3).

Вывод излучения из OP осуществлялся через сверхразмерный волновод (4-миллиметровый) и систему щелей в фокусирующем зеркале. В качестве вакуумного окна использовалась стеклянная плёнка толщиной около 50 мкм.

Параметры разработанных приборов [27] приведены в табл. 4.3.

Таблица 4.3

Прибор	Период струк- туры, мкм	Полоса частот, ГГц	Выходная мощ- ность, мВт	Длительность импульса, мс
OR-180	170	90÷190	$1000 \div 100$	< 30
OR-260	140	90÷300	$500 \div 100$	< 10
OR-290	120	$140 \div 300$	500÷50	< 3
OR-360	100	260÷370	70÷30	< 1

Особое внимание авторы [27] обращают на оротрон субмиллиметрового диапазона [30] с периодом 100 мкм оптимизированный на частоту 360 ГГц. Прибор перестраивался в диапазоне 260-380 ГГц и использовался в качестве источника излучения в ЭПР-спектрометре с длительностью импульса около 100 нс. Внешний вид прибора приведен на рис. 4.3.



Рисунок 4.3. Оротрон миллиметрового – субмиллиметрового диапазона длин волн [26]

Представляет интерес сравнить данные табл. 4.2 и 4.3. Прежде всего, можно заметить разницу в длинах ПС. В табл. 4.2 длина узкой «гребёнки» 41 мм во всех приборах, в то время как в табл. 4.3 длина многоштыревой ПС – только 16.5 мм. Эта разница обусловлена существенно лучшим использованием толщины электронного потока в многоштыревой ПС. Если электронный поток в том и другом случае имеет одинаковые размеры (3×0.3 мм²), то над четвертьволновой «гребёнкой» движется электронный поток шириной 3 мм и толщиной 0.3мм. «Работает» эффективно только его

тонкий слой. Пусть $\lambda = 1.7$ мм. Тогда если высота этого слоя 0.17 мм, то на внешней его границе амплитуда ВЧ поля будет составлять величину ехр –2 π 0.17/1.7) = exp –(0.628) = 0.534. Поперечное сечение «работающе-го» слоя 0.57 мм². Здесь считалось, что достаточно эффективно в оротроне с «гребёнкой», «работает» толщина электронного потока ~ периода 0.17 мм. При уменьшении толщины в π раз (см. (4.8)) сечение «работающего» слоя будет 0.162 мм².

Теперь оценим работающую часть электронного потока для многоштыревой ПС. При периоде 0.17 мм, на длине 3 мм будет иметь место ~ 17 парциальных потоков высотой 0.3 мм, движущихся между двумя металлическими периодическими поверхностями высотой 0.6-0.7 мм. Если отношение периода к щелям 0.5, то из общей ширины 3 мм работает только его половина, т.е. 1.5 мм. Но она, двигаясь в щелях шириной 0.085 мм, обеспечивает взаимодействие с амплитудой ВЧ поля >1. Действительно, рассмотрим вопрос о распределении ВЧ поля по высоте штыря. Оно определяется стоячей волной между зеркалами OP по закону A sin $(2\pi x/\lambda)$. В нашем случае для $x_1 = \lambda/4 = 1.7/4$ мм = 0.425 мм, и амплитуда ВЧ поля $A_1 = 1$. При симметричном расположении толщины электронного потока относительно x_1 будем иметь $x_2 = 0.575$ мм и $x_3 = 0.275$ мм. Для $x_2 - A_2 =$ $= \sin (2\pi 0.575/1.7) = 0.85$. Для $x_3 - A_3 = \sin (2\pi 0.275/1.7) = 0.85$. Таким образом, даже в случае движения вблизи одной «вертикальной» ПС в ОР можно использовать более толстый электронный поток, чем вблизи «плоской» ПС, но всё равно в горизонтальной плоскости эффективная толщина взаимодействия будет не более чем в случае «плоской» ПС. Но когда рядом на расстоянии 0.085 мм располагается ещё одна «вертикальная» ПС, и для пролёта электронного потока образуется пролётный канал, ситуация коренным образом меняется. К амплитудам А1, А2, А3 добавляется часть ВЧ поля от противоположной вертикальной ПС – $B = \exp -(2\pi 0.085/1.7) = \exp -(0.374) =$ = 0.6879 \cong 0.69, т.е. A_1 , A_2 , A_3 становятся равными соответственно 1,69; 1,54; 1.54. В середине пролётного канала и на его оси $A^1 = 2 \exp -(2\pi 0.0425/1.7) =$ $= 2 \times 0.8547 = 1.709 \cong 1.7$, а на краях электронного потока $A^{2,3} = 0.85 A^{1} =$ = 1.453. Таким образом, эффективно работают 17 электронных потоков общей площадью $1.5 \times 0.3 = 0.45 \text{ мм}^2$. Поэтому, хотя по сравнению с «гребёнкой» работает только половина ширины электронного потока, она работает во много раз эффективнее. Это и даёт возможность обеспечить пусковые условия генерации на более короткой длине.

В 2010 году в результате создания многоштыревой ПС с периодом 90 и 82 мкм этой группе удалось продвинуться ещё дальше вверх по частоте [31].

В обоих приборах удалось повысить мощность генерации на ВЧГП до 50 мВт. Диапазон перестройки первого 220-355 ГГц, второго – 140-410 ГГц и изменение мощности по диапазону соответственно 100-50 мВт и 200-50 мВт.

В настоящее время частота в **410 ГГц**, достигнутая в оротроне с многоштыревой ПС, **является наивысшей**, но в приборе импульсного действия.

Кроме традиционного режима работы оротрона, в Отчёте по Проекту был теоретически рассмотрен так называемый клинотронный режим с наклонным падением электронного потока на ПС. Расчёт был проведен для частоты 90 ГГц. При стартовом токе 70-100 мА и рабочем токе 250 мА электронный КПД равен 8% при выходной мощности 5-10 Вт, что существенно превосходит эти параметры для традиционного режима. Детальный анализ теоретической модели прибора дан в работе [33].

4.3. Низковольтные оротроны в Украине и Белоруссии (0.5-5 кВ)

Ранее уже говорилось, что уникальная экспериментальная база, созданная в ХИРЭ АН УССР к началу 90-х годов, в 90-е годы оказалась полностью разрушенной. Поэтому с началом ТГц-бума на Западе на Украине, как и в России, началось восстановление утраченного. Однако поскольку проведение экспериментов в коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметровом диапазоне требует изготовления мелкоразмерных ПС квалифицированными специалистами на специфическом и дорогостоящем оборудовании, основной упор делается на теоретическое исследование и моделирование проверки его результатов в миллиметровом диапазоне волн. В настоящее время можно выделить три направления этой деятельности. Во-первых, проводятся исследования электронно-волнового взаимодействия в различных новых вариантах конструкции оротрона (ГДИ) с «высоковольтной» ПС (Украина и Белоруссия) [33, 34], во-вторых, выясняется возможность улучшения параметров электродинамической системы ГДИ с «низковольтной» ПС [35] (Украина), в-третьих, исследование металлодиэлектрических ПС [36] (Украина).

Поскольку первое направление исследований детально освещено в отдельной главе, здесь будет кратко рассмотрено только второе направление, так как результаты третьего не имеют пока непосредственного отношения к прибору ТГц-диапазона.

В работе [35] в результате компьютерного моделирования была оптимизирована открытая резонансная система (ОРС) ГДИ 3-мм диапазона, состоящая из сферического и уголково-эшелеттного зеркал. Применение такой сложной ОРС позволяет существенно разредить спектр возбуждаемых колебаний в ГДИ при укорочении длины волны. Также было обнаружено стягивание резонансного поля к оси системы со сферическим и уголково-эшелеттным зеркалом, а также выявлены типы колебаний с высокой интенсивностью поля на ступеньках эшелетта, что позволяет создавать многолучевые ГДИ. На основании расчётов в ГДИ реализован резонансный способ согласования полей в ОР с ограниченной дифракционной решеткой. В такой ОРС дифракционная решетка располагалась на дне прямоугольной канавки, выполненной на цилиндрическом зеркале (рис. 4.4).



Рисунок 4.4. Открытая электродинамическая система ГДИ с резонансным согласованием дифракционной решетки [35]

Для двумерных OP с ограниченной апертурой зеркал был разработан пакет программ для анализа свойств Е-поляризованных колебаний. Установлено, что в двумерных OP при перестройке частоты путем изменения межзеркального расстояния происходит непрерывная трансформация структуры резонансного поля (см. рис. 4.5 *a*).



Рисунок 4.5. Структура поля в думерном ОР с канавкой h на зеркале: $h < \lambda/4$ (a) и резонансная $h \approx 3\lambda/4$ (δ) [35]

«Классическое» распределение поля, описываемое функциями Гаусса – Эрмита, присутствует только при определенных соотношениях параметров частота – расстояние. В результате строгого теоретического анализа был обнаружен эффект стягивания резонансного поля TEM_{00q} -типа колебаний к оси резонатора (см. рис. 4.56). Общая глубина канавки на цилиндрическом зеркале (с учетом глубины щелей решетки) составляла $h \approx 3\lambda_6/4$, где λ_6 – длина волны H_{10} , распространяющейся в прямоугольной канавке вдоль продольной оси резонатора. В такой ОРС удается существенно разредить спектр возбуждаемых колебаний, снизить дифракционные потери на основном типе колебаний TEM_{00q} , повысить концентрацию резонансного поля на дифракционной решетке. Это позволяет обеспечить возбуждение колебаний в ГДИ при сравнительно низких пусковых токах электронного потока. Утверждается, что развитые методы электромагнитного моделирования позволяют уже в настоящее время провести полный электродинамический анализ открытых резонансных систем ГДИ в ТГцдиапазоне, оптимизировать их параметры без привлечения экспериментальных методов.

Видимо, поэтому почти все экспериментальные исследования в работе [35] были проведены с «низковольтной» ПС в миллиметровом диапазоне волн. Тем не менее в работе [37] приведены результаты экспериментальных исследований макета генератора дифракционного излучения (ГДИ) 1,5-мм диапазона с инверсией фазы поля открытой резонансной системы в середине пространства взаимодействия. Показаны преимущества применения двухкаскадного пространства взаимодействия при работе ГДИ на высших пространственных гармониках в коротковолновой части миллиметрового диапазона по сравнению с однородной дифракционной решеткой. Прибор, работающий на второй пространственной гармонике, перестраивался в диапазоне 178 ... 192 ГГц при изменении напряжения от 3.2 до 3.6 кВ и изменении пускового тока от 240 до 260 мА соответственно.

4.4. Высоковольтные оротроны в России

В настоящее время исследованием возможности генерации в ТГцдиапазоне слабо релятивистскими оротронами с рабочим напряжением на ВЧГП до 20 кВ занимается единственная группа в России, в ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

Как показали теоретические и экспериментальные исследования в сантиметровом и миллиметровом диапазоне волн, высоковольтные оротроны с ДРПС являются эффективными мощными источниками излучения (см. табл. 4.1). Этот результат был достигнут, прежде всего, за счёт использования в оротроне двухрядной периодической структуры, позволившей применять в приборе «толстые» электронные потоки (см. рис. 4.6).

Как видно на рис. 4.6, в оротроне с ДРПС между двумя её рядами формируется пролётный канал. Кроме того, вывод ВЧ энергии в отличие от оротрона Ф.С. Русина осуществляется через волновод сечением 1.2×2.4 мм² из плоского зеркала ОР [38], что позволяет за счёт смещения фокусирующего зеркала вдоль продольной оси ДРПС изменять связь ОР с нагрузкой. В качестве вакуумного окна используется стеклянная плёнка толщиной около 50 мкм.

Ранее было показано, что в оротроне с «гребёнкой» (однорядной ПС) эффективно взаимодействует с ВЧ полем рабочей гармоники тонкий слой электронов потока $\Delta \sim l/\pi$, а в пролётном канале имеет место сложение ам-

плитуд ВЧ полей двух однорядных ПС. Поэтому, если пролётный канал 2*H* не слишком большой по отношению к периоду, т.е. $\Delta = l/2H \ge \pi$, то взаимодействие будет эффективным. Но оротрон с ДРПС имеет одно важное преимущество по отношению к оротрону с многоштыревой ПС, в котором половина тока с катода оседает на тонких штырях ПС. Для его работы должен быть сформирован электронный поток, проходящий через пролётный канал на коллектор без оседания электронов на ДРПС, как в классических приборах О-типа. Именно это позволяет в оротронах с ДРПС миллиметрового диапазона волн использовать мощные высоковольтные электронные потоки и получать большие величины выходной мощности и КПД. Поэтому выяснение возможности продвижения именно этого прибора в коротковолновую часть миллиметрового диапазона волн и субмиллиметровый диапазон представляет несомненный интерес. В связи с этим следует выяснить возможность реализации эффективных режимов генерации в оротроне с ДРПС этого диапазона.



Рисунок 4.6. Оротрон Ф.С. Русина с четвертьволновой «гребёнкой» (*a*) и оротрон с ДРПС (*б*)

В настоящее время нелинейная теория «классического» оротрона Ф.С. Русина разработана достаточно полно. Обзор работ с анализом эффективных режимов в оротроне был сделан в [12]. Тем не менее напомним кратко основные результаты этих исследований. В [14, 39] рассмотрена одномерная нелинейная теория с учётом пространственного заряда. В [16] проведен анализ работы оротрона на основе двумерной нелинейной теории в пренебрежении пространственным зарядом. Показано, что в режиме больших амплитуд на основные энергетические характеристики прибора оказывает влияние неоднородность ВЧ поля по толщине и ширине электронного потока. Приведена зависимость КПД от фокусирующего магнитного поля. Наиболее строгая теория, учитывающая расслоение электронного потока под действием ВЧ поля и поля пространственного заряда, приведена в [40]. Рассмотрены системы с однорядной и двухрядной структурой. Показано, что неоднородность ВЧ поля по толщине электронного потока оказывает существенное влияние на электронный КПД для систем с однорядной структурой. Поэтому для реальных систем с конечной толщиной электронного потока высокоэффективные режимы могут быть получены только для систем с двухрядной периодической структурой. Поскольку использование двумерной теории для конкретных расчётов и, особенно для оптимизации параметров прибора, достаточно громоздко, в [41] проведено сопоставление результатов расчёта высокоэффективных режимов оротрона на основе одномерной и двумерной теории. Показано, что достаточно точные результаты можно получить в рамках одномерной теории с введением коэффициентов неоднородности по толщине и ширине электронного потока.

Для получения эффективных режимов работы оротрона на 1-й пространственной гармонике, основываясь на результатах этих работ, нужно выполнить следующие условия:

1) короткая длина L ДРПС с числом периодов 20-30;

2) введение скачка фазовой скорости на определённом расстоянии от начала взаимодействия;

3) $L = 4r_{\kappa}$, где r_{κ} – радиус каустики полусферического открытого резонатора (OP), а высота OP по возможности минимальная: $H_{OP} = (3...10) \lambda/2$;

4) отношение периода к высоте пролётного канала l/2H > 3;

5) для увеличения мощности можно использовать широкие электронные потоки или несколько узких потоков.

Все эти требования относятся к оротрону с полусферическим ОР и направлены на то, чтобы обеспечить большую мощность генерируемого излучения. Они накладывают жёсткие условия, прежде всего, на пусковой ток. В соответствии с формулой (4.7) он может быть достаточно большим. Но если при выполнении условия (4.4) можно будет обеспечить рабочий ток в 3-5 раз больше пускового, то и ВЧ мощность, поступающая в нагрузку, будет большой. В этой связи первоначально во многом старались выбирать параметры прибора, исходя из этих соображений, учитывая, однако, что по мере уменьшения длины волны некоторые условия не могут быть выполнены.

Это то, что относится к исследованиям электронно-волнового взаимодействия с фиксированным распределением ВЧ поля либо только вдоль пространства взаимодействия, либо вдоль и поперёк. При этом обычно всегда предполагается, что отношение амплитуды A_1 1-й пространственной гармоники к амплитуде A_0 ВЧ поля в ОР максимально и A_1/A_0 равно $2/\pi$ [30]. На самом деле эта величина относится только к четвертьволновой «гребёнке», когда $\lambda_{pe3} = b_0/4$, где b_0 – высота гребней. В ДРПС имеет место, кроме этого, ещё и полуволновой резонанс $\lambda_{pe3} = b_0/2$, где $b_0 = b_1+2H+b_2$ и b_1 , b_2 – высота первого и второго ряда соответственно, 2H – высота пролётного канала и даже возможен $3\lambda/4$ резонанс и т.д. Отсюда следует, что, если пролётный канал $2H \ll b_1$, b_2 , то можно ДРПС рассматривать как четвертьволновую ПС и, следовательно, она является низкочастотной по сравнению с обычной «гребёнкой». Кроме того, из этого следует, что над вторым рядом ДРПС, т.е. на высоте b_0 от плоского зеркала, можно вводить дополнительный электронный поток для увеличения мощности прибора. Поэтому выводы относительно электродинамической системы оротрона [29] с определённой коррекцией относятся и к оротрону с ДРПС.

В работе [29] получена формула для любого отношения A_1/A_0 . Эта формула выведена для оротрона с плоскими зеркалами ОР и «гребёнкой»:

$$\frac{A_n}{A_0} = \frac{1}{n\pi} \frac{\sin kb \cdot \sin \frac{\pi nd}{l}}{\sqrt{\cos^2 kb + \left(\frac{d}{l}\right)^2 \cdot \sin^2 kb}},$$
(4.9)

где b – глубина канавки, $kb = 2\pi b/\lambda$, d/l – отношение щели d к периоду l. При $b = \lambda /4$ и d/l = 0.5 для n = 1, $A_1/A_0 = 2/\pi$.

Как следует из этого соотношения, амплитуды пространственных гармоник (ПГ) убывают обратно пропорционально их номеру. Поэтому на первый взгляд кажется, что только работа на первой ПГ имеет смысл. Исходя из этого, в работе [29] основное внимание уделено оптимизации ОЭДС именно на первой ПГ. При этом рассматривается вариант ПС в виде «гребёнки» с высотой гребней, равной четверти длины волны генерируемых колебаний. Однако, как показывают результаты экспериментов (в том числе и авторов работы [29]), генерация в оротроне может быть реализована в диапазоне частот порядка октавы. Поэтому представляет интерес исследовать изменение геометрии ПС по диапазону более подробно.

Исходя из этого, используя приведенное уравнение (4.9) работы [29], в работе [42] было детально исследовано влияние геометрических размеров «гребенки» на величину амплитуд ПГ.

Расчёт зависимости $A_1/A_0 = f(b/\lambda)$ при изменении (b/λ) от 0 до 1 для d/l = 0.5 представлен на рис. 4.7.

Наиболее показательные примеры такого исследования приведены на рис. 4.8 и 4.9.

На рис. 4.8 представлены зависимости амплитуд 5 первых ПГ от заполнения d/l, $b = 0.2\lambda$. В отличие от случая оптимального для работы на первой ПГ, исследованного авторами работы [29], когда 2-я пространственная гармоника вообще отсутствует (см. рис. 4.7 *a*), можно видеть, что, во-первых, при всех d/l, кроме d/l = 0.5, она присутствует, и, во-вторых, достигает максимума как при больших, так и при меньших значениях d/l, причём имеет место разница амплитуд в этих максимумах.

На рис. 4.9 представлены зависимости амплитуд тех же гармоник от безразмерной глубины канавки b/λ при d/l = 0.1 и d/l = 0.9. Сравнивая зависимости рис. 4.8 и 4.9, приходим к выводу, что оптимальной для работы

на высших пространственных гармониках является ПС с заполнением d/l = 0.1 или близким к нему.



Рисунок 4.7. Зависимость амплитуды ПГ в ОР с плоскими зеркалами и отражающей ПС от глубины канавки (высоты ламели) для d/l=0.5 (*a*) и d/l=0.25 (*b*)



Рисунок 4.8. Зависимость амплитуд пространственных гармоник (ПГ) в ОР с плоскими зеркалами и отражающей решеткой от ширины канавки ПС для глубины канавки $b = 0.2\lambda$



Рисунок 4.9. Зависимость амплитуд 5 ПГ в ОР с плоскими зеркалами и отражающей решеткой от глубины канавки ПС для d/l = 0.1 (*a*), 0.9 (*б*)

При этом амплитуды высших гармоник имеют величину, сравнимую с амплитудой первой гармоники (разница между 1-й и 5-й гармониками составляет не более 30%), и существенно увеличена ширина выступа «гребенки», следовательно, прочность (жёсткость) ПС. Оба эти качества важны при продвижении в ТГц-диапазон частот. Выбор глубины канавки $b/\lambda = 0.25$ определяется в каждом конкретном случае рабочим частотным диапазоном прибора.

4.4.1 Оротрон 2-миллиметрового диапазона с ДРПС и рабочим напряжением до 20 кВ [43, 45]

4.4.1.1. Постановка задачи и пути её решения

Задача по исследованию возможности создания эффективного оротрона, перестраиваемого в 2-миллиметровом диапазоне волн (3 мм $\leq \lambda \leq 2,14$ мм, 100-140 ГГц) с рабочим напряжением до 20 кВ, была поставлена в 2002 году и успешно решена в 2004 г. [43]. Следует отметить, что маломощные приборы (как ГДИ, так и оротрон) этого диапазона с рабочим напряжением до 5 кВ, перестраиваемые в широком диапазоне частот, были уже известны (см. табл. 4.2). Однако для ГДИ с рабочим напряжением более 5 кВ были приведены результаты перестройки частоты только для одного прибора в диапазоне 52-80 ГГц [3], а для оротрона с ДРПС таких исследований по перестройке частоты вообще проведено не было. Поэтому для решения поставленной задачи, естественно, было использовать имеющийся теоретический и экспериментальный задел по исследованию эффективных оротронов с ДРПС, работающих на первой пространственной гармонике (см. табл. 4.1), сантиметрового и миллиметрового диапазонов волн. Проведенный теоретический расчёт параметров прибора [43] на основе приближённой аналитической теории [44] показал, что для выполнения этого условия необходимо, чтобы период ДРПС был 0,5 мм $\leq l \leq 0,6$ мм. Поскольку такая ДРПС не могла быть выполнена по той же технологии, что и ДРПС 3 мм прибора из третьей строки табл. 4.1, то для решения поставленной задачи необходимо было, прежде всего, решить задачу создания новой структуры. Причём желательно было найти такое решение, которое позволило бы использовать её и для приборов СУБММДВ. Кроме того, необходимо было обеспечить возможность перестройки прибора в процессе исследования его работы в «горячем» режиме. Как уже говорилось, результаты, приведенные в табл. 4.1, относятся к работе прибора только на фиксированной частоте. Таким образом, эта работа состояла из двух самостоятельных разделов. Во-первых, необходимо было создать вакуумную камеру и обеспечить в ней возможность механического перемещения сферического зеркала открытого резонатора. Во-вторых, разработать конструкцию периодической двухрядной структуры, технологию изготовления и крепления её на

плоском зеркале OP, определения положения вывода ВЧ энергии в этом зеркале [38], а также соответствующую электронно-оптическую систему. Все эти задачи были успешно решены. Детальное описание этой работы приведено в [43, 45].

Для создания макета самого прибора была использована базовая конструкция оротрона 3мм диапазона (см. рис. 4.10).



Рисунок 4.10. Макет прибора

На рис. 4.10 показан сам прибор, расположенный на четырёх стальных штангах, которые крепятся к снимаемому фланцу вакуумной камеры. На этом фланце расположены высоковольтные металлокерамические вводы, а также волноводный вывод энергии с вакуумным уплотнением. В рабочем состоянии вся эта конструкция вставляется в вакуумную камеру, расположенную между полюсами электромагнита, и уплотняется через медную или фторопластовую прокладку на ответном фланце вакуумной камеры. Такая конструкция экспериментального макета, работающая при непрерывной откачке, позволяет быстро изменять параметры электронной пушки, изменять связь с нагрузкой и т.д.

Следует отметить, что зазор между полюсами электромагнита, в котором располагался прибор, при этом составлял 80 мм, и максимальная величина магнитной индукции не превышала 0,55 Тл.

4.4.1.2. Оротрон 2-мм диапазона с перестройкой частоты

Расчёт геометрических и электрических параметров прибора был проведен на основе приближённой аналитической теории [43]. На основе этого расчёта были разработаны и созданы экспериментальные макеты оротрона 2мм диапазона, отличающиеся только параметрами ДРПС.

Задача разработки и создания новой конструкции ДРПС была также успешно решена. Такие двухрядные структуры с периодом 0,6 мм и перио-

дом 0,55 мм были созданы, и с обеими из них проведены экспериментальные исследования работы оротрона, описанные ниже. Геометрические параметры первой из них таковы: период l = 0,6 мм, d/l = 0.5, число периодов N = 36, высота рядов ДРПС $b_1 = b_2 = 0,5$ мм, пролётный канал между рядами 2H = 0,2 мм, но может изменяться. Вторая, с l = 0,55 мм, отличается от первой только числом периодов N = 39.

На рис. 4.11 представлена фотография ДРПС с периодом l = 0,6 мм и d/l = 0.8, чтобы можно было видеть детали конструкции.



Рисунок 4.11. Периодическая структура (увеличенная фотография)

Открытая электродинамическая система прибора представляла собой полусферический резонатор, на плоском зеркале которого располагалась эта ДРПС, а сферическое зеркало имело радиус кривизны R_{cd} = 93 мм.

Результаты проведенного экспериментального исследования оротрона 2-миллиметрового диапазона представлены на рис. 4.12.



Рисунок 4.12. Зависимости выходной мощности от частоты для ДРПС с периодами 0,85 мм (1), 0,6 мм (2), 0,55 мм (3) для неоптимальной связи прибора с нагрузкой ($Q > Q_{onm}$) для ВЧГП, и (4) 0,55 мм для оптимальной связи, при одном и том же q = 10 основного типа колебаний ТЕМ $_{00q}$ ОР

Из сравнения зависимостей 2 и 3 следует, что эффективность взаимодействия выше в оротроне с ДРПС при l = 0,6 мм. Кроме того, выходная мощность в обоих случаях уменьшается с ростом частоты. Это связано с
ростом пускового тока из-за роста напряжения с увеличением частоты и удалением её от $\lambda/2$ резонанса. Кроме того, рабочий ток растёт медленнее, чем по закону $U^{3/2}$, из-за недостаточной величины фокусирующего магнитного поля. Эти причины определяют высокочастотную границу перестройку (ВЧГП) оротрона по частоте. Низкочастотная граница перестройки в этих экспериментах определяется свойствами модулятора напряжения. Следует отметить, что связь с нагрузкой при проведении измерений зависимостей (1)-(3) не изменялась, но в таком широком диапазоне перестройки не могла быть оптимальной для каждой частоты. Так, при увеличении связи с нагрузкой для прибора с ПС при l = 0,55 мм можно существенно увеличить мощность на ВЧГП. Это иллюстрирует кривая (4) на рис. 4.11.

На рис. 4.13 *а* представлены зависимости выходной мощности и напряжения от частоты для неоптимальной связи прибора с нагрузкой $(Q > Q_{onm})$, а на рис. 4.136 для оптимальной связи с нагрузкой при изменении напряжения от 12,5 до 20,5 кВ.



Рисунок 4.13. Зависимости выходной мощности и напряжения от частоты для неоптимальной (*a*) и оптимальной (*б*) связи прибора с нагрузкой (*Q* > *Q*_{onm}) при изменении напряжения от 12,5 до 20,5 кВ

Из сравнения этих зависимостей видно, что при неоптимальной связи ВЧГП для всех трёх типов колебаний одинакова и близка к 145 ГГц, но мощность при этом меньше 1 Вт, а максимальная мощность достигается при частоте порядка 130 ГГц на основном типе колебаний q = 8 и составляет 10 Вт. При оптимальной связи (на рис. 4.126) ВЧГП сдвигается в сторону низких частот, а мощность достигает 40 Вт для q = 8, 10. Максимум мощности также сдвигается в сторону низких частот и достигается на частоте 122,5 ГГц. Отметим, что резонансная длина волны $\lambda_{pe3} = 2b_0 =$ $= 2 (b_1+2H+b_2) = 2.4$ мм (f = 120 ГГц), и чем дальше частота генерации от этой частоты, тем меньше отношение A_1 / A_0 , т.е. меньше эффективность взаимодействия.

4.4.2. Оротрон 2-миллиметрового диапазона с ДРПС и рабочим напряжением до 12 кВ

После завершения этой работы было необходимо выяснить возможность создания ДРПС с меньшим периодом. Поэтому были изготовлены ДРПС с периодом $l_3 = 0.4$ мм, $l_4 = 0.3$ мм, с той же длиной 22.6 мм, и высотой рядов, как и ДРПС с периодом 0.6 мм, 0.55 мм, но с пролётным каналом 0.1 мм и с числом периодов $N_3 = 54$, $N_4 = 72$. Проведены успешные эксперименты по возбуждению генерации в оротроне с этими ДРПС в 2-мм диапазоне с напряжением до 12 кВ для разных q = 4.... 18 основного типа колебаний TEM_{00q} ОР. При q = 9 генерация возбуждалась в диапазоне от 80 ГГц до 150 ГГц [45].

4.4.2.1. Оротрон диапазона 120 261 ГГц

Следующий шаг был сделан в результате создания ДРПС с периодом l = 0.25 мм с высотой рядов $b_{1,2} = 0.25$ мм, длиной L = 23 мм пролётным каналом 2H = 0.1 мм. В приборе с этой ДРПС получена генерация в диапазоне 120 215 ГГц [46].

Одновременно для иллюстрации возможности создания оротрона с ДРПС в коротковолновом диапазоне проведен теоретический расчёт оротрона на длину волны 1 мм с рабочим напряжением 6 кВ и током 3 А для работы на 2-й пространственной гармонике ДРПС с периодом 0,3 мм. На основе теории дискретного взаимодействия [47] определены параметры прибора для генерации излучения в сотни Ватт [48].

В оротроне с новой ДРПС при периоде l = 0,25 мм, но при высоте рядов $b_{1,2} = 0,2$ мм и длине L = 25,5 мм при d/l = 0.5 получена генерация на длине волны $\lambda = 1,148$ мм (261.3 ГГц) при напряжении 13.1 кВ. При этом рабочий ток на коллектор составлял 330 мА, а пусковой – 325 мА. Использовался двухзеркальный резонатор (ОР) со сфероцилиндрическим фокусирующим зеркалом (длиной 26 мм, радиусом сферы и цилиндра 65 мм), образующая цилиндра которого была параллельна электронному потоку. Обеспечить дальнейшее продвижение вверх по частоте в этой установке было невозможно из-за недостаточной величины магнитного поля. Так как уже при l = 0.25 мм и пролётном канале 2H = 0.1 мм нарушается требование эффективной генерации (l/2H > 3), что приводит к увеличению пускового тока, то для уменьшения пускового тока необходимо было увеличивать опять длину взаимодействия.

Стало ясно, что необходимо увеличивать длину ДРПС. Поэтому для продвижения ВЧГП вверх по частоте был создан металлокерамический разборный макет оротрона, работающий при непрерывной откачке. В нём могли размещаться ДРПС длиной 32 мм. Но для этого нужно увеличивать длину распределения ВЧ поля в ОР, т.е. необходимо сферическое фокусирующее зеркало в ОР заменить зеркалом другой формы. Кроме известного

сфероцилиндрического зеркала [21], были предложены ещё два вида зеркал [49, 50]. Работа с одним из них (3- и 4-фокусным сферическим зеркалом) [49] была проведена в оротроне и с «короткой» (l = 0,25 мм, L = 25,5 мм) и «длинной» (l = 0,2 мм, L = 32 мм) ДРПС [51].

К сожалению, продольный размер разборного макета был слишком большим, и в зазоре электромагнита величина магнитного поля была только 4.6 кГс у полюсных наконечников и 4.2 кГс на середине. Тем не менее в оротроне с ДРПС с периодом l = 0.2 мм и высотой рядов $b_{1,2} = 0.2$ мм, длиной L = 32 мм при d/l = 0.5 получена генерация на длине волны $\lambda = 1.16$ мм (258.6ГГц) при напряжении 9 кВ. Было проведено сравнение работы оротрона с «короткой» (25.5 мм) при однородном магнитном поле в его пространстве взаимодействия и при неоднородном магнитном поле с «длинной» (32 мм) ДРПС. Экспериментально было показано, что неоднородность магнитного поля приводит к увеличению эффективности взаимодействия [52].

4.4.2.2. Оротрон диапазона 140-300 ГГц [55]

Дальнейшее продвижение вверх по частоте связано с созданием для проведения экспериментов новой вакуумной установки, позволившей увеличить длину ДРПС до 33 мм. И, главное, электромагнит, в зазоре которого длиной 56 мм размещался новый разборный макет оротрона, обеспечивал на оси величину фокусирующего магнитного поля в 7.5 кГс у полюсов с провисанием поля до 7 кГс в середине зазора. Это обеспечило возможность перестройки прибора с ДРПС при l = 0.2 мм и L = 33 мм во всём 1-мм диапазоне волн (140-300 ГГц) [53, 54, 55]. При этом оротрон с одной и той же ДРПС работал с разными фокусирующими зеркалами открытого резонатора. Использовалось сфероцилиндрическое зеркало с образующей, параллельной направлению движения электронного потока [21]. Использовались также 3-фокусное и 4-фокусное сферические зеркала, выполненные в виде пересекающихся сферических поверхностей с равным расстоянием между их фокусами, лежащими в одной плоскости, перпендикулярной плоскому зеркалу и проходящей через ось симметрии электронного потока [50]. Распределение продольной компоненты E_x электрического ВЧ поля ОР с трёхфокусным фокусирующим зеркалом для частот колебаний 100 ГГц (1), 200 ГГц (2), 300 ГГц (3), которое использовалось в оротроне с длинной (33 мм) ДРПС, приведено на рис. 4.14.

Как видно на рис. 4.14, для частот 200 ГГц и, тем более, 300 ГГц это распределение соответствует трём слабосвязанным ОР, для которых расстояние между фокусами d = 8.4 мм > $2r_{\kappa}$. Для частоты 100 ГГц это условие не выполняется, и имеет место распределение, близкое к распределению ВЧ поля в ОР со сфероцилиндрическим зеркалом. Поэтому в оротроне с 3-фокусным зеркалом в диапазоне 200...300 ГГц уменьшается эффектив-

ная длина взаимодействия, что должно приводить к увеличению пускового тока на высокочастотной границе перестройки и её сдвигу в сторону низких частот, но и увеличивается связь с нагрузкой. Это иллюстрирует рис. 4.15 *а*, *б*, на котором представлены экспериментальные зависимости мощности генерации от частоты для оротрона как со сфероцилиндрическим зеркалом, так и с трёхфокусным зеркалом.



Рисунок 4.14. Распределение продольной компоненты *E_x* электрического ВЧ поля ОР с трёхфокусным фокусирующим зеркалом для частот колебаний 100 ГГц (1), 200 ГГц (2), 300 ГГц (3)

Как видно на рис. 4.15 a, в оротроне с трёхфокусным фокусирующим зеркалом на частоте **195** ГГц получена генерация с выходной мощностью более **3** Вт.



Рисунок 4.15. Зависимость генерируемой мощности от частоты в оротроне со сфероцилиндрическим Р₂ и трёхфокусным Р₁ фокусирующим зеркалом в диапазоне 140...320 ГГц (*a*) и 240-320 ГГц (*б*)

Замена 3-фокусного зеркала на 4-фокусное зеркало позволила впервые в оротроне с ДРПС, имеющей период l = 0,2 мм, длину L = 33 мм, высоту рядов $b_1 = 0,2$ мм и $b_2 = 0,175$ мм, высоту пролётного канала 2H = 0.1 мм, получить генерацию на частоте 319 ГГц ($\lambda = 0,9375$ мм) при напряжении ~ 12,44 кВ, рабочем токе 320 мА и пусковом токе 250 мА [53].

Впервые проведено экспериментальное исследование работы оротрона с ДРПС и двумя электронными потоками [54, 55]. Результаты экспериментов подтвердили гипотезу о возможности увеличения эффективности электронно-волнового взаимодействия (генерируемой мощности) за счёт использования четвертьволнового резонанса в щелях ДРПС путём введения в пространство взаимодействия второго электронного потока над её прозрачным рядом во всём диапазоне перестройки прибора, что особенно важно для увеличения мощности на его высокочастотной границе.

Для создания второго электронного потока в пространстве взаимодействия катод электронной пушки $5 \times 0.1 \text{ мм}^2$ был заменён на катод размером $5 \times 0.4 \text{ мм}^2$, а в аноде были прорезаны две щели высотой 0.1 мм и шириной 12 мм на расстоянии 0.17 мм друг от друга. Напомним, что второй от плоского зеркала ряд ДПС имел высоту $b_2 = 0.175$ мм. Таким образом, при точной юстировке нижнего края катода относительно нижней щели анода, а пролётного канала ДПС относительно неё, в пространстве взаимодействия должны были двигаться два электронных потока. Увеличение генерируемой мощности оротрона с двумя электронными потоками иллюстрирует рис. 4.16 *a*, *б*.



Рисунок 4.16. Зависимость генерируемой мощности от частоты в оротроне с двумя электронными потоками и 4-фокусным фокусирующим зеркалом в диапазоне 140...306 ГГц (*a*) и 240-306 ГГц (*б*)

Интересно отметить небольшое резонансное увеличение генерируемой мощности на длине волны $\lambda \approx 2 \ b_0 = 0.98$ мм.

Увеличение мощности генерации в результате введения в пространство взаимодействия второго электронного потока усложняет конструкцию оротрона. Поэтому особое внимание было уделено другим методам увеличения мощности. Один из возможных путей её решения в оротроне с ДРПС возможен за счёт увеличения ширины плоского электронного потока.

В работе [56] теоретически было показано, что в оротроне с ДРПС с полусферическим ОР сантиметрового диапазона волн ширину электронного потока (2С) можно увеличивать до 2 радиусов каустики (r_{κ}), не уменьшая эффективности электронно-волнового взаимодействия. Объясняется это тем, что в таком ОР распределение амплитуды ВЧ поля основного типа колебания TEM_{00q} является гауссовым как вдоль, так и поперёк электронного потока. Однако пока $2C \le 2r_{\kappa}$ уменьшение амплитуды поля на краях электронного потока компенсирует увеличение рабочего тока за счёт увеличения его ширины при неизменной плотности тока в пролётном канале.

Эта возможность увеличения мощности была впервые реализована экспериментально в оротроне диапазона 140-300 ГГц со сфероцилиндрическим фокусирующим зеркалом ОР, с образующей цилиндра, параллельной электронному потоку. В связи с тем, что при использовании обеих типов зеркал распределение амплитуды ВЧ поля поперёк электронного потока имеет Гауссов вид, то согласно [56] ширину электронного потока можно увеличить до $2r_{\kappa}$, увеличив тем самым рабочий ток и генерируемую оротроном мощность. Экспериментально это показано в работах [55, 57, 58].

4.4.3. Оротрон с двухрядной периодической структурой 2-мм диапазона волн с широким электронным потоком

Дальнейшее увеличение мощности возможно за счёт использования многофокусных сфероцилиндрических зеркал с образующей цилиндра как вдоль [50], так и поперёк [49] направления движения электронного потока. За счёт их использования удаётся увеличить ширину плоского электронного потока до (4-5) r_{κ} [59]. В [59, 60] приведены результаты экспериментального исследования оротрона 2-миллиметрового диапазона с ДРПС, имеющей период 0,4 мм, длину L = 20 мм, высоту рядов $b_1 = 0,3$ мм и $b_2 = 0,2$ мм, высоту пролётного канала 2H = 0.15 мм, и ОР с двухфокусным сфероцилиндрическим зеркалом, устанавливаемым как вдоль, так и поперёк движения потока. Размеры зеркала: вдоль образующей длина L = 22 мм, поперёк – L = 20 мм, радиус кривизны цилиндра и сферы $R_u = R_{cd} = 32$ мм. Общая высота ДРПС $b_0 = b_1 + 2H + b_2 = 0.65$ мм и $\lambda_{pe3} = 2.6$ мм. На рис. 4.17 приведено распределение ВЧ поля поперёк образующей цилиндра.

Результаты исследования перестройки оротрона по частоте с установкой зеркала как с образующей цилиндра поперёк направления движения потока, так и вдоль его, приведены на рис. 4.18 и 4.19 соответственно.

Размер параметра связи $\Delta = 0$ означает симметричное расположение зеркала относительно оси ОР, $\Delta = +1 -$ сдвиг на 1 мм к коллектору, $\Delta = -1 -$ к электронной пушке.



Рисунок 4.17. Распределение амплитуды ВЧ поля: сплошные линии – для двухфокусного зеркала, пунктирные – однофокусного: $\lambda = 2 \text{ мм}(1), \lambda = 2,5 \text{ мм}(2), \lambda = 3,2 \text{ мм}(3)$



Рисунок 4.18. Зависимости выходной мощности (*P*) и тока пучка (*I*) от частоты и параметров связи (Δ) ОР с нагрузкой: *P*1, I1 – (Δ = +1), *P*2, *I*2 – (Δ = 0), *P*3, *I*3 – (Δ = -1)



Рисунок 4.19. Зависимости выходной мощности (*P*) и тока пучка (*I*) от частоты и разных параметров связи (Δ) ОР с нагрузкой: *P*1, I1 – (Δ = 0), *P*2, *I*2 – (Δ = +1), *P*3, *I*3 – (Δ = +2)

В результате впервые в оротроне с ДРПС 2-мм диапазона показана возможность увеличения мощности за счёт использования двухфокусного фокусирующего сфероцилиндрического зеркала ОР для увеличения ширины электронного потока до 4 радиусов каустики, причём с образующей цилиндра как поперёк, так и вдоль потока. Кроме того, впервые в оротроне с ДРПС 2 мм диапазона с этим зеркалом показана возможность (20...30)% перестройки по частоте с неравномерностью уровня мощности не более 5 дБ.

С этими же положениями зеркала была исследована работа оротрона с двумя электронными потоками: в пролётном канале и на высоте b_0 [59].

4.4.4. Оротрон диапазона 140...400 ГГц [61]

Моделирование способов увеличения мощности за счёт использования многофокусных зеркал в 2-миллиметровом диапазоне позволило, применив их, продвинуть ВЧГП в оротроне субмиллиметрового диапазона к 400 ГГц. Так как наше оборудование не позволяло использовать в ДРПС пролётный канал меньше 0.1 мм, то, как говорилось, эффективность взаимодействия в приборе уменьшается. Середина потока движется в слабом ВЧ поле из-за его провисания на оси. Поэтому уменьшение периода, необходимое для продвижения ВЧГП вверх по частоте, будет только усугублять эту ситуацию. Единственный выход из неё избавиться от неоднородности ВЧ поля по ширине электронного потока. Для этого должны быть использованы соответствующие многофокусные зеркала.



Рисунок 4.20. Зависимость импульсной выходной мощности (*P*), тока (*I*) и напряжения (*U*) оротрона от частоты

Поэтому была изготовлена ДРПС с периодом l = 0.182 мм, высотой рядов $b_1 = 0.154$ мм и $b_2 = 0.147$ мм, длиной L = 33 мм. В качестве фокуси-

188

рующего зеркала в ОР использовалось двухфокусное сфероцилиндрическое зеркало с радиусом кривизны цилиндра и сферы $R_u = R_{cd} = 32$ мм, длиной цилиндрической части 21 мм и расстоянием между фокусами 3 мм с образующей цилиндра вдоль оси ДРПС. Плоское зеркало имело длину 33 мм, а ширину – 13 мм. Вывод ВЧ энергии осуществлялся через отверстие сечением **0.8**×**2.4** мм² также в плоском зеркале. Результат исследования диапазона перестройки этого оротрона приведен на рис. 4.20.

Таким образом, впервые в оротроне с ДРПС получена генерация на частотах 380 ГГц ($\lambda = 0.7895$ мм) – 402 ГГц ($\lambda = 0.746$ мм), а в диапазоне 310-350 ГГц получена генерация с выходной мощностью от 50 до 100 мВт. Дальнейшие исследования будут направлены на увеличение генерируемой мощности в диапазоне 306-312 ГГц и 338-344 ГГц.

Заключение

В заключение попробуем оценить перспективу продвижения оротрона и его модификаций к частоте 1400 ГГц, уже достигнутой в ЛОВ.

От достигнутой в настоящее время частоты 402-410 ГГц до частоты 1400 ГГц дистанция гигантского размера. Однако она, по-видимому, преодолима для низковольтных оротронов с многоштыревой структурой при использовании технологии изготовления ЛОВ в этих диапазонах. Чтобы сохранить основное преимущество оротрона – большую мощность, чем в ЛОВ, необходимо увеличивать как поперечный, так и продольный размер ПС, и использовать для этого многофокусные зеркала. Однако, как и в ЛОВ, выходная мощность будет определяться отводом тепла от ПС и не может быть слишком большой.

Казалось бы, другое дело – приборы с обычной электронной оптикой, обеспечивающей, в принципе, 100% прохождение электронного потока на коллектор. Но дело в том, что для приборов ТГц-диапазона эта оптика превращается в необычную. В конечном счёте, на каком-то этапе продвижения ВЧГП вверх по частоте всё сведётся к тому, что из прямолинейного электронного потока, формируемого электронной пушкой, придётся (кроме анода) ставить дополнительную диафрагму перед ПС, чтобы вырезать для неё нужный размер потока. Для ГДИ с однорядной ПС выход может быть найден в использовании клинотронного режима с наклонным падением электронного потока на ПС. Но и в этом случае ограничением мощности будет нагрев структуры.

Для оротрона с ДРПС и ГДИ с «высоковольтной» структурой ситуации похожие, но всё-таки имеют одно существенное отличие. В ГДИ вертикальная ПС состоит из двух рядов, выполненных в теле зеркала, и поэтому имеется возможность существенно лучшего отвода от неё тепла. Мощность может быть увеличена за счёт использования нескольких таких ПС и использования соответствующего фокусирующего зеркала. Возможно, для этого можно будет использовать уголково-эшелеттное зеркало [35].

Что касается оротрона с ДРПС и одним электронным потоком, то очевидно, что основное его достоинство – возможность использования широких и толстых электронных потоков на 1-й пространственной гармонике – по мере продвижения в ТГц-диапазон нивелируется.

Определяется это, прежде всего, уменьшением жёсткости второго ряда ДРПС по мере уменьшения её периода. Экспериментально установлено, что высота второго ряда ДРПС не может быть меньше 0.14 мм при длине ДРПС 33 мм и пролётном канале 0.1 мм. Так как высота b_0 ДРПС определяет резонансную длину волны, в случае, если высота обоих рядов b_{12} будет 0.14 мм, высота пролётного канала 2H = 0.1 мм, то $\lambda_{pes} = 2b_0 = 2 \times 0.38$ мм = 0.72 мм (417 ГГц). Таким образом, для продвижения ВЧГП вверх по частоте необходима новая технология изготовления ДРПС. Это может быть переход на металлодиэлектрические ДРПС. Но здесь возникают трудности с проведением электронного потока вблизи диэлектрика.

Возможна, как кажется на первый взгляд, работа на 2-й пространственной гармонике (интересная возможность [48], которая из-за большого количества материала детально не рассматривалась). Но в этом случае продвижению ВЧГП вверх по частоте препятствует возбуждение 1-й гармоники.

Тем не менее есть определённый оптимизм по поводу достижения частоты в 450 ГГц с металлической (медной) ДРПС, так как частоты 402 ГГц удалось достичь при высоте $b_0 = 0.411$ мм, т.е. $\lambda_{pes} = 2b_0 = 0.822$ мм (365 ГГц).

Литература

1. Балаклицкий И.М. Генератор дифракционного излучения волн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов / И. М. Балаклицкий, А. А. Петрушин, О. А. Третьяков, В. П. Шестопалов // Укр. физ. журнал. – 1969. - № 14. - 4 - С. 539-550.

2. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника / В. П. Шестопалов. – Харьков: Вища шк., Изд-во при Харьков. ун-те, 1976. – 231 с.

3. Шестопалов В. П. Генераторы дифракционного излучения / В. П. Шестопалов, А. А. Вертий, Г. П. Ермак, Б. К. Скрынник, Г. И. Хлопов, А. И. Цвык; под ред. В.П. Шестопалова; АН УССР, Ин-т радиофизики и электроники. – Киев: Наук. думка, 1991. – 320 с.

4. Мороз Е. Е. Резонатор с двойной решёткой как колебательная система оротрона / Е. Е. Мороз, А. С. Сорока, О. А. Третьяков, А. А. Шматько // РЭ. – 1980. - № 25. - 11 - С. 2292-2300.

5. Нефёдов Е. И. Коаксиальный оротрон / Е. И. Нефёдов // Изв. вузов. Радиофизика. – 1977. - № 20. - 11 - С. 1740.

6. Marshall E. M. Planar Orotron Experiments in the Millimeter Wavelength Band / E. Marshall, P. Phillips, J. Walch // IEEE Trans. – 1988. - № 16. - 2 - C. 196-205.

7. Цейтлин М. В. К вопросу о генерировании колебаний в оротроне со скрещенными полями / М. В. Цейтлин, В. В. Евдокимов, Г. А. Бернашевский, Ф. С. Русин // РЭ. – 1981. - № 26. - 5 - С. 80.

8. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы / Л. А. Вайнштейн. – М.: Сов. радио, 1966. – 475 с.

9. Smith S. J. Visible Light from Localized Surface Charges Moving across a Grating / S. J. Smith, E. M. Pursell // Phys. Rev. – 1953. - № 92. - 4 - C. 1069-1073.

10. Русин Ф. С. / Генерация электромагнитных колебаний в открытом резонаторе / Ф. С. Русин, Г. Д. Богомолов // Письма в ЖЭТФ. – 1966. - № 4. - 6 - С. 236.

11. Вайнштейн Л. А. Электронный генератор с открытым резонатором (обзор теоретических и экспериментальных исследований) / Л. А. Вайнштейн, В. А. Исаев, Д. И. Трубецков // Радиотехника и электроника. – 1983. - № 28. - 7 - С. 1233-1249.

12. Цейтлин М. Б. Оротрон. Анализ эффективных режимов / М. Б. Цейтлин, Е. А. Мясин // РЭ. – 1993. - № 38. - 6 - С. 961.

13. Цейтлин М. Б. Анализ работы оротрона в нелинейном режиме / М. Б. Цейтлин, Г. А. Бернашевский, В. Д. Котов, И. Т. Цицонь // Радиотехника и ка. - 1977 - № 22. - 7 - С. 1515-1518.

14. Цейтлин М. Б. Анализ энергетических характеристик оротрона в нелинейном режиме / М. Б. Цейтлин, Г. А. Бернашевский, В. Д. Котов, Л. М. Нутович // Радиотехника и электроника. – 1979.- № 24. - 6 - С. 1164-1169.

15. Белявский Б. А. Влияние поперечных размеров пучка на энергетические характеристики оротрона./ Б. А. Белявский, М. Б. Цейтлин, Г. А. Бернашевский // Радиотехника и электроника. - 1981 - №26 - 1 - С. 155-160.

16. Белявский Б.А. Анализ работы оротрона на основе двумерной теории / Б.А. Белявский, М.Б. Цейтлин // Радиотехника и электроника. – 1980. – № 25. – 5. – С. 1108-1112.

17. Мясин Е.А. Оротрон – генератор когерентных электромагнитных колебаний большой мощности в сантиметровом и миллиметровом диапазонах: рекламный проспект / Е. А. Мясин, М. Б. Цейтлин, Б. А. Белявский, А. Н. Соловьёв [и др.]. – М.: ИРЭ АН СССР, 1990.

18. Myasin Ye. A. Study of Centimeter and Millimeter wave range powerful Orotron Efficient Regimes at the IRE of the Academy of Sciences of the USSR / Ye. A. Myasin, M. B. Tseytlyn, B. A. Belyavsky, A. N. Solovjov [et al.] // 2^{nd} Int. Conference on Millimeter Wave and Far Infrared Technology. Ed. M. Tucker. August 17-21, 1992. Beijin, China. - P. 94.

19. Демченко М. Ю. Пакетированные ГДИ (ЦСР) непрерывных колебаний повышенной мощности в диапазоне частот 30-100 ГГц / М. Ю. Демченко, В. К. Корнеенков, А. И. Цвык // СВЧ техника и телекоммуникационные технологии: тр. 20-й Междунар. Крым. конф. – Севастополь: Вебер, 2010. - С. 187-188.

20. Думеш Б. С. Институт физических проблем / Б. С. Думеш // Заметки по Еврейской истории. – 2008. - № 11. - 102-. Приложение З. Русин

21. Русин Ф. С. Оротрон: физические принципы, линейная теория, технический расчёт, экспериментальные исследования, конструкции и применения: дис. ... д-ра физ.-мат. наук / Ф. С. Русин. – М., 1984. – 259 с.

22. Русин Ф. С. Мера частоты в коротковолновой части миллиметрового диапазона / Ф. С. Русин, В. П. Костромин, В. А. Бочков [и др.] // Измерительная техника. – 1982. - № 1. - С. 38-39.

23. Surin L. A. Dopller-free two–millimeter-wave transitions in OCS end CHF_3 / L . A. Surin, B. S. Dumesh, F. S. Rusin [et al.] // Phys.Rev. Lett. – 2001. - No 86 - 10 - C. 2002-2005.

24. Surin L. A. Millimeter-wave intracavity-jet OROTRON-spectrometer for investigation of van der Waals complexes / L. A. Surin, B. S. Dumesh, F. S. Rusin [et al.] // Rev. Sci. Instr. $-2001. - N_{2} 72. - 6 - C. 2535-2005.$

25. Голант М. Б. Широкодиапазонные генераторы субмиллиметрового диапазона / М. Б. Голант, З. Т. Алексеенко, З. С. Короткова [и др.] // Приборы и техника эксперимента. – 1969. - № 3. - С. 231. 26. Федотов А. Э. Разработка оротронов субмиллиметрового диапазона / А. Э. Федотов, В. Л. Братман, В. А. Гинцбург, Ф. С. Русин. 2. Отчёты по проектам. 2.1. Источники терагерцового излучения. Проект 1.1. С.1-8.

27. Братман В. Л. Импульсные широкодиапазонные оротроны миллиметровых и субмиллиметровых волн / В. Л. Братман, В. А. Гинцбург, Ю. А. Гришин, В. С. Думеш, Ф. С. Русин, А. Э. Федотов // Изв. вузов. Радиофизика. – 2006. – № 49. - 11 – С. 958-963.

28. Русин Ф. С. Линейная теория оротрона / Ф. С. Русин // Электроника больших мощностей. – М.: Наука, 1968. – № 5. – С. 9-37.

29. Русин Ф. С. Колебательная система оротрона / Ф. С. Русин, Г. Д. Богомолов // Электроника больших мощностей. – М.: Наука, 1968. – № 5. С. 38-44.

30. Grishin Yu. A. Pulsed Orotron-A new microwave source for submillimeter pulse high-field electron paramagnetic resonance spectrometer / Yu. A. Grishin, M. R. Fuchs, A. Schnegg, A. A. Dubinskii, B. S. Dumesh, F. S. Rusin, V. L. Bratman, K. Mobiys // Review of scientific instruments. – 2004. - № 75. - 9 - C. 2926-2936.

31. Bratman V. L. Short-wave Orotrons and Oro-multypliers / V. L. Bratman, A. E. Fedotov, P. B. Makhalov, F. S. Rusin, A. N. Panin // Вестник НГУ.Сер.: Физика. – 2010. - № 5. - 4 - С. 41-43.

32. Fedotov A. E. A Theory of the Orotron with an Inclined Electron Beam / A. E. Fedotov, P. B. Makhalov // Int. j. Infrared Milli Waves (2008) 29:997-1003. Published online: 26 August 2008.

33. Ерёмка В. Д. Орботроны – многопучковые генераторы миллиметровых и субмиллиметровых волн / В. Д. Ерёмка, А. А. Кураев, А. К. Синицын // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'2004): материалы 14-й Междунар. Крым. конф. – Севастополь, 2004. - С. 199-202.

34. Кураев А. А. Моделирование радиального клинооротрона / А. А. Кураев, А. К. Синицын // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'2012): материалы 22-й Междунар. Крым. конф. – Севастополь, 2012. - С. 199-200.

35. Мирошниченко В. С. Генераторы дифракционного излучения на пути к терагерцам / В. С. Мирошниченко // Радиофизика и электроника, ИРЭ НАН ны - 2008 - № 13. - Спец. вып. - С. 290-300.

36. Воробьёв Г. С. Энергетические характеристики излучения в периодических металлодиэлектрических структурах / Г. С. Воробьёв, К. А. Пушкарёв, А. И. Рубан, А. И. Цвык // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1999. - № 42. - 10 - С. 62-66.

37. Мирошниченко В. С. Двухкаскадный ГДИ 1,5-мм диапазона на второй пространственной гармонике / В. С. Мирошниченко, Е. Б. Сенкевич, М. Ю. Демченко // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии: тр. 19-й Междунар. Крым. конф. – Севастополь: Вебер, 2009. - С. 180-181.

38. Мясин Е. А. Оротрон / Е. А. Мясин, Б. А. Белявский, А. Н. Соловьёв. Патент РФ. кл. H01J 25/00. №2274922 (с приоритетом от 12.08.2004) Б.И. 2006. №11. С. 6.

39. Ваврив Д. М. К нелинейной стационарной теории резонансных генераторов с длительным взаимодействием / Д. М. Ваврив, О. А. Третьяков, А. А. Шматько // Радиотехника и электроника. – 1978. - № 11. - 23 - С. 2354.

40. Белявский Б. А. Влияние пространственного заряда на расслоение электронного потока в оротроне / Б. А. Белявский, М. Б. Цейтлин //Радиотехника и электроника. – 1982. - № 27. - 4 - С. 787.

41. Белявский Б. А. Сопоставление результатов расчета высокоэффективных режимов оротрона на основе одномерной и двумерной теорий / Б. А. Белявский, М. Б. Цейтлин // Радиотехника и электроника. – 1984. - № 29. - 6 - С. 1171.

42. Мясин Е. А. Генерация электромагнитных колебаний в оротроне в диапазоне 110 ... 190 ГГц на второй пространственной гармонике / Е. А. Мясин, А. Ю. Ильин,

В. В. Евдокимов // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2007. - № 12. - 4 - С. 41-44.

43. Мясин Е. А. Теоретическое и экспериментальное исследование методов повышения КПД и мощности оротронов: Отчёт по НИР №168-43-2004, шифр «Шрапнель» / Е. А. Мясин, В. В. Евдокимов, А. Ю. Ильин [и др.]. – Фрязино, 2004. Гос. Регистрация № 01200316305, инв. № 02200405541.

44. Цейтлин М.Б. Оптимизация параметров оротрона на основе приближённой аналитической теории / М.Б. Цейтлин, Е.А. Мясин, Л.М. Нутович // РЭ. – 1989. – № 33. – 3. – С. 580.

45. Мясин Е.А. Проблемы создания оротронов с двухрядной периодической структурой коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазона волн / Е. А. Мясин // Радиотехника и электроника. – 2008. - № 53. - 9 - С. 1185-1200.

46. Мясин Е.А. Оротрон диапазона 120 ГГц...215 ГГц / Е. А. Мясин, В. В. Евдо-кимов, А. Ю. Ильин // Динамика сложных систем. – 2008. - № 2. - 2 - С. 43-48.

47. Белявский Б. А. Теория дискретного взаимодействия в оротроне / Б. А. Белявский // Радиотехника и электроника. – 1984. - № 29. - 5 - С. 948.

48. Мясин Е. А. Оротрон на длину волны 1 мм на второй пространственной гармонике двухрядной периодической структуры / Е. А. Мясин, А. Н. Соловьёв // Радиотехника. – 2009. - № 3. - С. 108-113.

49. Мясин Е. А. Оротрон / Е. А. Мясин, В. В. Евдокимов, А. Ю. Ильин, А. Н. Соловьев. Патент H01J 25/00. №87830. Б.И. 2009. № 29.

50.Мясин Е.А. Оротрон / Е.А. Мясин. Патент Н01Ј 25/00. №87829. Б.И. 2009. № 29.

51. Мясин Е. А. Оротроны с двухрядной периодической структурой и сфероцилиндрическим и многофокусным фокусирующим зеркалами / Е. А. Мясин, В. В. Евдокимов, А. Ю. Ильин // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии «КрыМиКо'-2009: сб. докл. 19-й Междунар. Крым. конф. Севастополь, Украина, 14-18 сентября 2009 г. – Севастополь, 2009. – Т.1. С. 184-185.

52. Мясин Е. А. Влияние неоднородности фокусирующего магнитного поля на генерацию в оротроне / Е. А. Мясин, В. В. Евдокимов, А. Ю. Ильин // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии «КрыМиКо-2008: сб. докл. 18-й Междунар. Крым. конф. Севастополь, Украина, сентябрь 2008 г. – Севастополь, 2008. – Т. 1. – С. 192-193.

53. Мясин Е. А. Оротрон диапазона 140 ГГц-300 ГГц / Е. А. Мясин, В. В. Евдокимов, А. Ю. Ильин // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии «КрыМиКо-2010»: сб. докл. 20-й Междунар. Крым. конф. Севастополь, Украина, сентябрь 2010 г. – Севастополь, 2010. – Т. 1. – С. 267-268.

54. Мясин Е. А. Оротрон диапазона 140-300 ГГц с двумя электронными потоками / Е. А. Мясин, В. В. Евдокимов, А. Ю. Ильин // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии: материалы 21-й Междунар. Крым. конф. Севастополь, Крым, Украина, 12-16 сентября 2011 г. – Севастополь, 2011. – Т. 1. – С. 302-303.

55. Мясин Е. А. Оротрон с двухрядной периодической структурой диапазона 140....300 ГГц / Е. А. Мясин, В. В. Евдокимов, А. Ю. Ильин // Радиотехника и электроника. – 2011. - № 56. - 4 - С. 454-467.

56. Цейтлин М. Б. Оптимизация параметров мощного оротрона сантиметрового диапазона длин волн с целью использования его для исследования плотной плазмы / М. Б. Цейтлин, Е. А. Мясин, Л. М. Нутович // РиЭ. – 1990. -№ 35. - 11 - С. 2364.

57. Мясин Е. А. Оротрон с двухрядной периодической структурой терагерцового диапазона частот с широким электронным потоком / Е. А. Мясин, В. В. Евдокимов, А. Ю. Ильин // Письма в ЖТФ. – 2012. - № 38. - 11 - С. 1-4.

58. Мясин Е. А. Оротрон с двухрядной периодической структурой 1-мм диапазона волн с широким электронным потоком / Е. А. Мясин, В. В. Евдокимов, А. Ю. Ильин // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии: материалы 22-й Междунар. Крым. конф. Севастополь, Крым, Украина, 12-16 сентября 2012 г. – Севастополь, 2012. – Т. 1. – С. 201-202.

59. Мясин Е. А. Методы повышения генерируемой мощности в оротроне с двухрядной периодической структурой коротковолновой части миллиметрового диапазона волн / Е. А. Мясин, В. В. Евдокимов, А. Ю. Ильин // Известия вузов. Сер. Прикладная нелинейная динамика. – 2012. - № 20. - 3 - С. 81-93.

60. Мясин Е. А. Оротрон с двухрядной периодической структурой 2-мм диапазона волн с широким электронным потоком / Е. А. Мясин, В. В. Евдокимов, А. Ю. Ильин // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии: материалы 22-й Междунар. Крым. конф. Севастополь, Крым, Украина, 12-16 сентября 2012 г. – Севастополь, 2012. – Т. 1. – С. 203-204.

61. Мясин Е. А. Оротрон с двухрядной периодической структурой диапазона 150 ГГц – 400 ГГц / Е. А. Мясин, В. В. Евдокимов, А. Ю. Ильин // II Всероссийская микроволновая конференция. Москва, 26-28 ноября 2014 г. – М., 2014. - С. 322-324.

Приложение

*¹ Конечно, экспериментальный результат, приведенный в 1-й строке таблицы 4.1, был получен гораздо раньше. Поскольку первоначально работа велась по созданию мощного оротрона именно в этом диапазоне, ВЧ мощность в несколько кВт уже в 1979 году была обычным делом, и в один прекрасный день об этом результате был сделан доклад на конференции в «альма-матер ГДИ» – Харьковском ИРЭ УССР. Это сообщение имело эффект разорвавшейся бомбы, т.к. ни такой мощности, ни такого КПД в низковольтных ГДИ получить было невозможно в принципе.

*² В середине 70-х годов прошлого века автор (молодой кандидат наук) был вынужден подрабатывать в качестве нештатного сотрудника Контрольного Совета (КС) Всесоюзной патентной технической библиотеки (ВПТБ). КС – это контрольный орган качества решений экспертизы при рассмотрении поступивших в ВПТБ заявок и рассмотрения в этой связи жалоб на её работу. И вот на одном из заседаний ему пришлось участвовать в составе 3 членов КС в выяснении правомерности выдачи Авторского свидетельства (AC) на ГДИ. В те годы он ничего не знал ни о ГДИ, ни об оротроне, но должен был чётко представлять, имеется ли новизна в этом АС, т.е. новое ли это техническое решение. На заседании присутствовали и представитель от коллектива авторов АС и Ф.С. Русин. Не останавливаясь на деталях обсуждения, сообщим, что все члены КС пришли к заключению, что новизны в этом техническом решении нет, о чём уже говорилось в начале, т.е. нет новых существенных отличительных признаков от признаков, заявленных в А. с. № 195557. По-видимому, выдача и существование достаточно долгое время аннулированного затем АС и способствовали тому, что «бренд» ГДИ получил право на существование.

Глава 5. КЛИСТРОНЫ, НАНОКЛИСТРОНЫ И НАНОВИРКАТОРЫ СУБТЕРАГЕРЦОВОГО И ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНОВ

А.В. Аксенчик¹, В.Д. Ерёмка², И.К. Кузьмичев², А.А. Кураев¹, Л.В. Огаркова², Н.С. Фролов^{3,4}, А.Е. Храмов^{3,4}

 ¹ Белорусский университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь
 ² Институт электроники и радиофизики НАН, Харьков, Украина ³ Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А., Саратов, Россия
 ⁴ Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований отражательных клистронов – вакуумных генераторов электромагнитных колебаний суб-ТГц и ТГц диапазонов. Отражательные клистроны непрерывного и импульсного действия. Схемы наноклистронов ТГц диапазона (0,1...3) ТГц с матричным полевым катодом и электроннооптической системой, формирующей ламинарный электронный поток. Эффективное суммирование мощности выходных сигналов нескольких идентичных наноклистронов ТГц диапазона в общем двухзеркальном открытом резонаторе. Нановиркатор как перспективный источник суб-ТГц излучения. Генераторные и усилительные клистроны с распределенным взаимодействием (КРВ) суб-ТГц и ТГц диапазонов непрерывного и импульсного действия

Введение

При освоении новых диапазонов частот электромагнитного спектра существует потребность в маломощных генераторах с плавной перестройкой частоты автоколебаний и мощностью выходного сигнала порядка единиц и десятков мВт, пригодных для практических применений, например, в качестве гетеродинов.

В 1946 г. Лафферти сообщил о создании первого отражательного клистрона (ОК) миллиметрового диапазона длин волн [1]. В конце 1960-х годов в научной литературе проводилась дискуссия о предельной частоте электромагнитных колебаний, которую способен генерировать отражательный клистрон, резонаторную систему которого изготавливают с помощью высокоточных токарных и фрезерных станков. Предполагалось, что существующая технология не позволит создать генераторные отражательные клистроны с рабочей частотой автоколебаний выше 0,2 ТГц [2-5].

В Украине исследования и разработки отражательных клистронов суб-ТГц и ТГц диапазонов были начаты в 1952 г. в Украинском физикотехническом институте (УФТИ-ХФТИ) под руководством А.Н. Чернеца. Интенсивность исследований и разработок упомянутых источников электромагнитного излучения существенно возросла в ИРЭ АН УССР, который был создан по инициативе академиков И.В. Курчатова и А.И. Берга 30 сентября 1955 г. на основе отделов электромагнитных колебаний УФТИ-ХФТИ [6-9].

Разработка ОК с частотой автоколебаний 0,097 ТГц ($\lambda = 3,1$ мм) осуществлена в ИРЭ АН УССР в 1956-1959 годах [6]. Эти результаты стимулировали освоение суб-ТГц и ТГц диапазонов электромагнитных колебаний с помощью ОК. Разработки и исследования, выполненные в 1959-1961 гг., завершились созданием ОК с рабочей частотой автоколебаний 0,136 ТГц ($\lambda = 2,2$ мм) в суб-ТГц диапазоне, механической перестройкой частоты и энергетическими характеристиками, удовлетворяющими требованиям потребителей [6, 7]. При разработке конструкции таких ОК необходимый диапазон механической перестройки частоты их автоколебаний задавали потребители. Диапазона с перестройкой частоты автоколебаний нашли широкое применение в качестве гетеродинов при разработке измерительной аппаратуры, а также РЛС ближней радиолокации.

В 1961-1963 гг. был создан ОК с центральной частотой автоколебаний 0,171 ТГц ($\lambda = 1,75$ мм) и механической перестройкой частоты выходного сигнала, а также ОК с фиксированными рабочими частотами автоколебаний 0,1714 ТГц ($\lambda = 1,7$ мм) и 0,1875 ТГц ($\lambda = 1,6$ мм). В период с начала 1965 г. по конец 1967 г. были созданы и испытаны ОК с фиксированными рабочими частотами 0,2307 ТГц ($\lambda = 1,3$ мм) и 0,3157 ТГц ($\lambda = 0,95$ мм) [6]. В 1968-1970 годах были созданы и прошли лабораторные испытания ОК непрерывного и импульсного действия ТГц диапазона с фиксированной частотой колебаний и повышенной мощностью выходного сигнала [9]. ОК ТГц диапазона с повышенным уровнем мощности выходного сигнала были применены в установке для измерения электронной плотности термоядерной плазмы. В конце 1970-х годов В ИРЭ АН УССР были предложены и запатентованы генераторные КРВ суб-ТГц и ТГц диапазонов с ленточным электронным потоком.

Целью данной главы является краткий обзор основных результатов исследований и разработок вакуумных источников микроволнового излучения суб-ТГц и ТГц диапазонов клистронного типа, реализованных в виде экспериментальных образцов в ИРЭ НАН Украины (ИРЭ НАНУ) в период с 1955 г. по 2015 г. [6-9, 14, 15, 17, 27, 30-32, 34, 36, 49-51, 54, 56, 58, 64-66], результатов математического моделирования и оптимизации ОК ТГц диапазона, осуществленных в Белорусском государственном университете радиоэлектроники и информатики [33-35], результатов расчетов нового 196

класса компактных приборов, основанных на идее наноклистрона – нановиркаторов, проведенные в СГТУ имени Гагарина Ю.А., а также краткая информация о достижениях лидеров северо-американского континента в разработке клистронных источников микроволнового излучения суб-ТГц и ТГц диапазонов, в частности, Канадского Отделения корпорации Varian Ass. (в настоящее время Communications & Power Industries Canada Inc.), NRL, CPI [59, 61-63]. Уделено внимание перспективам развития генераторных и усилительных наноклистронов ТГц диапазона и генераторных и усилительных КРВ суб-ТГц и ТГц диапазонов с ленточным электронным потоком.

5.1. Отражательные клистроны и наноклистроны суб-ТГц и ТГц диапазонов

5.1.1. Отражательные клистроны

Кратко напомним физику процессов в клистронах этого типа. ОК представляют собой маломощные резонансные автогенераторы, в которых для получения электромагнитных колебаний высокой частоты (ВЧ) в сантиметровом, миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн применяют принцип группировки электронов в сгустки. В вакуумной лампе ОК процессы модуляции электронов по скорости и взаимодействие сгруппированного в сгустки электронного потока с ВЧ-полем колебательного контура происходят в единственной резонансной полости [10-13]. Схема ОК приведена на рис. 5.1. Конструкция современного ОК миллиметрового диапазона волн (МДВ) (рис. 5.1 *a*) содержит электронно-оптическую систему (ЭОС) 1 с термоэлектронным катодом 2, который служит источником электронов, тороидальную полость – резонатор 3 с зазором взаимодействия и отражатель электронов 4. Для получения электронного тока на резонатор подают постоянное напряжение, положительное относительно термоэлектронного катода (термокатода). Резонатор в центральной части имеет отверстие без сеток, сквозь которое пролетают электроны, эмитированные катодом. Отражатель электронов устанавливают для того, чтобы те электроны, которые пролетели сквозь резонатор, повернуть обратно для пролета зазора взаимодействия резонатора второй раз. При этом на отражатель подают напряжение, отрицательное относительно катода. Поэтому отражатель изолирован от корпуса ОК изолятором 5. Рупорный волновод 6, вакуумплотное окно 7 и стандартный волновод 8 с фланцем способствуют выводу высокочастотной энергии из тороидального резонатора ОК в нагрузку. ОК имеет металлический корпус 9, систему охлаждения 10. Охлаждение может быть воздушным или жидкостным.

Поток электронов, вылетающий из катода ЭОС, ускоряется положительным напряжением порядка нескольких сотен вольт – единиц кВ (см. рис. 5.1 б), приложенным к резонатору. Таким образом, энергия источника постоянного напряжения превращается в кинетическую энергию электронов, летящих в вакууме.

Основная функция ОК заключается в том, чтобы кинетическую энергию электронов преобразовать в энергию высокочастотных колебаний, в энергию микроволн. В зазоре резонатора на электроны действует высокочастотное электрическое поле. В течение одного полупериода это поле ускоряет заряженные частицы, и энергия высокочастотных колебаний расходуется на увеличение кинетической энергии летящих электронов; в течение следующего полупериода высокочастотное электрическое поле тормозит электроны, при этом их кинетическая энергия превращается в энергию высокочастотных колебаний.



Рисунок 5.1. Схематическое изображение отражательного клистрона: 1 – ЭОС, 2 – термоэлектронный катод ЭОС, 3 – зазор взаимодействия тороидального резонатора, 4 – отражатель электронов, 5 – изолятор, 6 – рупорный вывод высокочастотной энергии, 7 – окно вывода энергии, 8 – стандартный волновод, 9 – система охлаждения, 10 – корпус

После прохождения через зазор резонатора поток попадает в область отражателя. В тормозящем поле между резонатором и отражателем, на который подают отрицательный относительно резонатора потенциал, осуществляется группирование электронного потока в сгустки. Если в зазоре имеется высокочастотное поле, то поток электронов при выходе из зазора в результате первого пролета получает колебание скорости. Следствием является то, что в потоке при возвращении к зазору после отражения оказывается переменная составляющая плотности заряженных частиц (образуются сгустки электронов). Степень изменения плотности заряженных частиц зависит от свойств области отражателя и от степени начального колебания скорости электронов. Во время вторичного пролета поток электро-

нов дискретно взаимодействует с ВЧ-полем зазора тороидального резонатора. При соответствующем соотношении фаз переменной составляющей потока частиц и электрической компоненты электромагнитного поля в зазоре взаимодействия, удовлетворяющем условию временного синхронизма, электроны могут отдавать часть своей кинетической энергии ВЧ-полю резонатора. Если отдаваемой электронами энергии достаточно для компенсации омических потерь в колебательном контуре и для возбуждения нагрузки, то в резонаторе могут поддерживаться устойчивые автоколебания. Частота возбужденных автоколебаний близка к собственной резонансной частоте полости резонатора. Степень отличия частоты возбужденных автоколебаний от частоты собственных колебаний резонатора зависит от свойств резонатора и от реактивной части электронной проводимости, причем последняя зависит от фазы переменной составляющей потока электронов, отраженного полем отражателя 4.

Таким образом, хорошая группировка электронов в сгустки является условием, необходимым, но недостаточным для работы отражательного клистрона. Кроме хорошей группировки, необходимо, чтобы электроны, находящиеся в группе (сгустке), при прохождении сквозь зазор взаимодействия отдали часть своей кинетической энергии ВЧ-полю, т. е. чтобы электроны были заторможены электрической составляющей электромагнитного поля высокой частоты в оптимальной фазе.

5.1.2. Отражательные клистроны суб-ТГц и ТГц диапазонов, разработанные и созданные в ИРЭ им. А.Я. Усикова НАН Украины

Лабораторные исследования, разработки и создание ОК на частотах выше 0,15 ТГц в странах с высокоразвитой вакуумной электроникой СВЧ за пределами Украины прекратились в 1970-х годах вследствие непреодолимых технологических трудностей механического изготовления микроскопических размеров элементов и узлов их резонаторных систем, а также вследствие больших надежд на успехи в развитии полупроводниковых генераторов на диодах Ганна и лавинно-пролетных диодах (ЛПД), которые, по мнению авторитетных специалистов в области электроники СВЧ, должны были прийти на смену маломощным электровакуумным источникам электромагнитного излучения в коротковолновых диапазонах. Тогда бытовало ошибочное мнение, что вакуумные генераторы электромагнитного излучения коротковолновых диапазонов в грядущее десятилетие уступят все свои позиции полупроводниковым генераторам в конкурентной борьбе.

Следует отметить, что на специальном заседании Ученого совета ИРЭ АН УССР в средине 1960-х годов, в работе которого принимал участие один из авторов данных строк (в те годы молодой специалист) предложения ряда авторитетных специалистов – расширить исследования и разработки полупроводниковых генераторов электромагнитного излучения миллиметрового диапазона, например, диодов Ганна и ЛПД, за счет сокращения исследований и разработок вакуумных генераторов миллиметровых волн, например, отражательных клистронов, клинотронов и магнетронов, не получили поддержки. Через несколько десятилетий экстренные события жизни народов мира (военная операция «Буря в пустыне» в Кувейте) подтвердили правильность дальновидного решения Ученого совета ИРЭ АН УССР.

Лабораторные исследования, разработки и создание ОК ТГц диапазона с рабочей длиной волны $\lambda_{cp} = (3,0-3,1)$ мм и выходной мощностью, достигавшей 50 мВт, впервые осуществлены в ИРЭ АН УССР в 1959 г. учеными и инженерами Лаборатории непрерывного генерирования (НГ) под руководством А.Н. Чернеца, М.И. Бабенко и Л.В. Огарковой [6-9]. Сообщение о зарубежных ОК с аналогичными параметрами опубликовано в 1961 г. [3]. Исследования и разработки с целью создания ОК в диапазоне частот 0,2-0,43 ТГц, в микроволновой вакуумной электронике СССР и микроволновой вакуумной электронике Европы проводились только в Украине (по информации, которая появилась в 2013 г. [61], в Отделении Varian Ass. Canada Inc. до 1965 г осуществлены разработки и созданы ОК на частотах до 0,320 ТГц). В зарубежной научной литературе неоднократно обсуждался вопрос о предельной частоте выходного сигнала, которую может обеспечить ОК. В работах [2-5] описаны ОК с предельной частотой сначала 0,15 ТГц, затем не более 0,1765 ТГц. Результаты исследований и разработок, полученные в ИРЭ АН УССР, позволяют утверждать, что экспериментальные образцы ОК суб-ТГц и ТГц диапазонов с уровнями мощности выходного сигнала, приемлемыми для практических применений, реализованы специалистами Лаборатории НГ в диапазоне частот (0,2-0,4285) ТГц $\lambda_{cp} = (1,5-0,7)$ мм [6-9]. В 1964-1965 годах активно осуществлялась разработка ОК ТГц диапазона непрерывного действия. Для решения ряда исследовательских задач требуются источники суб-ТГц и ТГЦ диапазонов с полосой перестройки частоты автоколебаний от единиц до десятков процентов относительно средней частоты. На рис. 5.2 показан внешний вид ОК ТГц диапазона непрерывного действия с механической перестройкой частоты, с центральной рабочей частотой 0,320 ТГц.



Рисунок 5.2. Внешний вид ОК непрерывного действия с механической перестройкой частоты (центральная частота полосы перестройки $f_0 = 0,320$ ТГц): 1 – отражатель электронов; 2 – волноводный вывод высокочастотной энергии; 3 – механизм перестройки частоты

Особенность конструкций ОК суб-ТГц и ТГц диапазонов, разработанных и исследованных в ИРЭ АН УССР, отличающая их от конструкций ОК сантиметрового диапазона и будущих наноклистронов ТГц диапазона, состоит в том, что их колебательный контур – тороидальный резонатор имеет бессеточный зазор взаимодействия электронов и электромагнитных волн (рис. 5.3). В зазоре взаимодействия таких ОК распределение интенсивности высокочастотного поля неоднородно (рис. 5.4). Расчет величины коэффициента взаимодействия электронов и электромагнитных волн в бессеточных зазорах коротковолновых ОК можно было осуществить, используя результаты работ [16, 17]. Геометрия колебательного контура ОК суб-ТГц диапазона с механической перестройкой частоты автоколебаний схематически представлена на рис. 5.3. Геометрические размеры колебательных контуров, созданных в ИРЭ АН УССР ОК - тороидальных резонаторов с бессеточными зазорами взаимодействия электронов с электромагнитными волнами имеют микронные размеры. Их изготавливали с помощью высокоточных токарных станков с алмазными резцами. Уже в 1962 г. специалистами ИРЭ АН УССР был испытан ОК с мощностью выходного сигнала 20 мВт на фиксированной частоте $f_0 = 0,190$ ТГц [9]. Внешний вид ОК, генерировавшего в непрерывном режиме электромагнитное излучение суб-ТГц диапазона с фиксированной рабочей частотой $f_0 = 0,190$ ТГц, представлен на рис. 5.5. В 1963 г. были созданы экспериментальные образцы ОК с механической перестройкой частоты выходного сигнала вокруг средней частоты $f_{cp} = 0,172$ ТГц и с мощностью выходного сигнала 10 мВт на частоте $f_{cp} = 0,2307$ ТГц [9]. В 1964 г. реализован ОК с выходной мощностью до 50 мВт на фиксированной частоте 0,1875 ТГц [8, 9]. Сообщения о создании ОК с выходной мощностью, достигающей величины 75 мВт на частотах ~0,1875 ТГц и ~0,2 ТГц, опубликованы за рубежом в 1967-1969 годах [4, 5].

Внешний вид ОК суб-ТГц диапазона с механической перестройкой частоты автоколебаний показан на рис. 5.5. В табл. 5.1 представлены параметры разработанных и созданных в ИРЭ АН УССР ОК непрерывного действия суб-ТГц и ТГц диапазонов с механической перестройкой частоты автоколебаний.

При решении ряда задач, в частности при исследовании параметров плазмы в установках УТС, в системах пассивной радиолокации и радиометрии отсутствует потребность в механической перестройке частоты автоколебаний ОК. Важно получить от них повышенную мощность выходного сигнала и необходимую полосу электронной перестройки. С этой целью осуществлены разработка и создание ОК с фиксированной частотой автоколебаний. Мощность выходного сигнала ОК с фиксированной частотой автоколебаний повысили преимущественно за счет применения цельнопаяных тороидальных резонаторов, собственную добротность которых удалось повысить примерно в 1,5 раза по сравнению с собственной добротностью перестраиваемых составных тороидальных резонаторов (рис. 5.3) ОК с механической перестройкой частоты автоколебаний. Наряду с этим конструкция ОК с фиксированной частотой автоколебаний позволила осуществлять точную юстировку узла отражателя электронов. Создан ряд ОК непрерывного действия в интервале 0,1...0,333 ТГц с фиксированнной частотой выходного сигнала. Для примера на рис. 5.7 представлены характеристики ОК, генерировавшего электромагнитные колебания на фиксированной частоте $f_0 = 0,2804$ ТГц.

С изменением рабочего напряжения на резонаторе U_0 от 3600 В до 4400 В возбуждается 6 зон автоколебаний (N = 17...22). При $U_0 = 4400$ В и рабочем токе $I_0 = 25$ мА в зоне N = 18 выходная мощность достигает $P_{6blx} = 5$ мВт. Ход приведенных кривых показывает, что при повышении рабочего напряжения мощность растет. С целью исключения тепловых проблем рабочее напряжение ограничено величиной 4400 В.



Рисунок 5.4. Распределение высокочастотного поля в зазоре взаимодействия бессеточного резонатора ОК суб-ТГц диапазона с рабочей частотой 0,136 ТГц

Рисунок 5.3. Схематическое изображение тороидального резонатора с бессеточным зазором взаимодействия ОК суб-ТГц диапазона: 1 – посадочное место для электронно-оптической системы, формирующей цилиндрический электронный поток с поперечной компрессией; 2 – колебательный контур – тороидальный резонатор; 3 – канавка дросселя; 4 – бессточный зазор взаимодействия; 5 – отражатель электронов; 6 – щель связи резонатора с нагрузкой;

7 – волноводный вывод ВЧ энергии

Частота автоколебаний f_0 , ТГц,	Рабочее напряжение <i>U_p</i> , кВ	Рабочий ток <i>I_p</i> , мА	Напряжение отражателя <i>I_{omp}</i> , кВ	Полоса перестройки частоты Δf, МГц	Выходная мощность Р _{вых} , мВт
0,1364	3,8	20	0,4	300	30
0,1714	4,2	20	0,4	600	20
0,320	4,4	30	0,5	1450	1

Таблица 5.1. Параметры ОК непрерывного действия суб-ТГц и ТГц диапазонов с механической перестройкой частоты автоколебаний



Рисунок 5.5. Внешний вид ОК с фиксированной рабочей частотой $f_0 = 0,190$ ТГц



Рисунок 5.7. Изменение выходной мощности P_{6blx} и зон колебаний N ОК непрерывного действия с рабочей частотой $f_0 = 0,2804$ ТГц при изменении величины рабочего напряжения U_0



Рисунок 5.6. Внешний вид ОК с механической перестройкой частоты $f_{cp} = 0,2307 \text{ T}\Gamma \text{u}$



Рисунок 5.8. Изменение выходной мощности P_{sblx} и зон колебаний N ОК импульсного действия с рабочей частотой $f_0 = 0,4286$ ТГц при изменении величины рабочего напряжения U_0

В табл. 5.2 приведены данные о стартовых условиях, рабочих напряжениях и токах, номерах зон генерирования, об уровне мощности выходного сигнала ОК непрерывного действия суб-ТГц и ТГЦ диапазонов, созданных в ИРЭ НАНУ. В 1968-1970 годах в ИРЭ АН УССР были созданы экспериментальные образцы импульсных ОК с фиксированными частотами автоколебаний 0,3157 ТГц и 0,4285 ТГц и с параметрами, которые представлены в табл. 5.3.

Таблица 5.2. Данные о стартовых условиях, рабочих напряжениях и токах, номерах зон генерирования, об уровне мощности выходного сигнала ОК ИРЭ непрерывного действия суб-ТГц и ТГЦ диапазонов

№ п/п	U _{0 пуск} , В	<i>I</i> _{0<i>пуск</i>, мА}	U _{0раб} , В	<i>I_{0раб},</i> мА	-U _{omp} , B	λ, ΜΜ	N	<i>Р_{вых},</i> мВт	Δf _{1/2} , МГц
1	1600	5	3800	20	200-600	3	6-12	180	200
2	1800	8	3800	20	200-500	2,2	10-18	120	300
3	2000	9	3800	20	200-500	2,0	13-18	100	300
4	2000	9	4200	30	200-500	1,8	17-23	70	450
5	2200	10	4200	25	200-500	1,5	17-26	50	600
6	2800	10	4400	25	250-450	1,36	25-30	15	_
7	3200	15	4400	26	250-500	1,28	24-30	10	_
8	3200	15	4400	25	300-450	1,07	20-25	5	_
9	3700	20	4400	32	200-350	0,95	27-30	1	_

Таблица 5.3. Параметры ОК импульсного действия суб-ТГц и ТГц диапазонов, созданных в ИРЭ им. А.Я. Усикова НАН Украины

Тип ОК	Рабочая частота, ТГц	Выходная мощность, мВт	Напряжение анода, В	Напряжение отражателя, В
ОКИФ-3	0,1	5000	7000	-2000
ОКИФ-2,5	0,12	1500	7000	-1600
ОКИФ-2,0	0,15	600	7000	-1400
ОКИФ-1,0	0,3	120	7500	-400
ОКИФ-0,95	0,3157	115	7500	-600
ОКИФ-0,7	0,4285	7,0	8000	-550

Целью исследований ОК суб-ТГц и ТГц диапазонов в импульсном режиме было выяснение возможности генерирования существенно увеличенных уровней мощности выходного сигнала путем повышения рабочего напряжения и существенного понижения усредненных тепловых нагрузок на миниатюрные элементы его колебательного контура, а также продвижения ОК в ТГц диапазон. Источник питания ОК обеспечивал уровень импульсного напряжения 5...10 кВ с длительностью импульса 1, 2 5 и 10 мкс. Среднюю мощность выходного сигнала импульсного ОК измеряли с помощью термисторной головки. Измерения в основном проводились при частоте повторения импульсов 1000/с при длительности импульса $\tau = 5$ мкс. На частоте 0,1 ТГц ОК обеспечивал импульсную мощность 5 Вт, на частоте 0,15 ТГц – 800 мВт, на частоте 0,3 ТГц – 120 мВт. На рис. 5.8 показа-

ны характеристики ОК с фиксированной рабочей частотой $f_0 = 0,4286$ ТГц, генерирующего электромагнитное излучение в импульсном режиме. Наименьшее значение рабочего импульсного напряжения, при котором ОК генерировал выходной сигнал, составляло 5,2 кВ при рабочем токе 50 мА. При изменении рабочего напряжения от 6,5 до 7,5 кВ наблюдали генерирование автоколебаний в 7 зонах N = 46...40. Большие номера зон генерирования автоколебаний обусловлены тем, что в данном ОК с целью облегчения стартовых условий применен отражатель электронов с большим диаметром отверстия и высокой нелинейностью статического электрического поля в зоне отражения частиц. Видно, что в каждой зоне автоколебаний мощность выходного сигнала, плавно изменяясь с изменением рабочего напряжения, проходит через максимум. При рабочем напряжении 7,5 кВ, рабочем токе 80 мА на частоте $f_0 = 0,4286$ ТГц зарегистрирована мощность выходного сигнала.

Практика разработки и создания ОК ТГц диапазона показала, что такие генераторы с рабочей частотой выше 0,43 ТГц и рабочим напряжением не более 8 кВ, невозможно реализовать с помощью традиционной технологии механической обработки их миниатюрных элементов и узлов колебательных контуров с помощью токарных и фрезерных станков высокой точности.

Экспериментальные образцы ОК суб-ТГц и ТГц диапазонов, созданные в ИРЭ АН УССР, изготавливались небольшими партиями экспериментальным и опытным производствами Института для поставки по предварительным заказам в ряд НИИ и КБ СССР, в том числе в Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова АН СССР, Институт космических исследований АН СССР, Ленинградский институт авиационного приборостроения, Харьковский институт метрологии, Донецкий физико-технический институт АН УССР (ДонФТИ) и др.

Несмотря на небольшую мощность выходного сигнала и низкий КПД, экспериментальные образцы ОК суб-ТГц и ТГц диапазонов полностью удовлетворяли требованиям автоматического управления частотой автоколебаний. Для применения такого гетеродина в радиоэлектронной аппаратуре очень удобным является наличие одного простого колебательного контура (тороидального резонатора). Простота конструкции элементной базы – одно из основных требований при создании сложных радиоэлектронных систем. Управление фазой колебаний с помощью изменения потенциала отражателя электронов обеспечивает нужную точность установки частоты автоколебаний ОК, и, так как управление частотой осуществляется практически без затрат мощности в цепи управления, оно удобно для применения методов автоматики. Кроме того, ОК обеспечивает возможность очень быстрой корректировки частоты, так как верхняя граница скорости изменения частоты определяется временем пролета электронов в зоне отражателя и постоянной времени резонатора, составляющих единицы наносекунд.

Успешное развитие нанотехнологии высокочастотных транзисторов и микросхем в конце XX века привело к зарождению новых направлений в вакуумной электронике крайне высоких частот, а именно вакуумной терагерцовой электроники, микроэлектроники и наноэлектроники.

5.2. Оптимизация отражательных клистронов ТГц диапазона

В литературе [10-13] подробно описана теория отражательных клистронов в кинематическом приближении, изложены приближенные методы расчета. Вследствие применения в ОК коротковолновых диапазонов рабочих напряжений (единицы кВ) и небольших рабочих токов электронного потока (0,01-0,06 А) вопрос о повышении их КПД не ставился. Реальный КПД ОК коротковолновых диапазонов достигал 0,01...3%. Теоретические оценки в кинематическом приближении в режиме малых амплитуд напряжения в зазоре тороидального резонатора давали максимальный КПД 25% для нулевой зоны генерирования, и эта величина уменьшалась с увеличением номера зоны. В настоящее время в связи с развитием нанотехнологии, предоставляющей возможность миниатюризации микроволновых электровакуумных приборов и развития вакуумных источников электромагнитного излучения суб-ТГц и ТГц диапазонов, вопросы снижения их энергопотребления имеют важное значение. Продвижение вакуумных приборов в область ТГц частот влечет за собой уменьшение размеров элементов и узлов конструкций колебательного контура ОК пропорционально длине рабочей волны настолько, что возникает проблема отвода тепла от конструктивных элементов таких генераторов при относительно небольшой мощности их выходного сигнала. Решение задач, связанных с обеспечением приемлемого для практических применений КПД ОК суб-ТГц и ТГц диапазонов, является актуальным. Комплексные исследования физических явлений в ОК миллиметрового диапазона показали реальную возможность увеличения их рабочей частоты автоколебаний [6-9, 14, 15, 17]. Результаты теоретических исследований, представленные в [14, 15], получены с помощью физической модели ОК, учитывающей специфику процессов генерирования электромагнитных колебаний такими генераторами в коротковолновых диапазонах. В частности, учитывалось влияние нелинейности пространства отражателя, влияние поля пространственного заряда, неоднородностей пространства дрейфа, на процесс оптимальной группировки заряженных частиц в сгустки.

В данном разделе кратко представлены результаты оптимизации процессов взаимодействия электронного потока с электромагнитным полем ВЧ сигнала в ОК ТГц диапазона, выявлены особенности оптимальных процессов на частоте 1 ТГц при разных ускоряющих рабочих напряжениях для сеточных и бессеточных зазоров взаимодействия тороидальных резонаторов ОК. В математической модели, описанной в [33], учтены релятивизм, пространственный заряд, реальное распределение поля в бессеточном зазоре. Проведены расчеты процессов взаимодействия для нескольких групп электронов, расположенных в нескольких периодах электронной длины волны по направлению траектории движения электронов в ОК, что позволяет выявить правомерность применения в математической модели ОК периодически изменяющихся полей пространственного заряда [33-35].

Результаты расчетов. В соответствии с разработанной математической моделью составлена программа анализа и оптимизации процессов взаимодействия в ОК. Проведены расчеты, позволяющие проверить адекватность разработанной математической модели процессов взаимодействия реальным физическим процессам в ОК.

Расчеты проведены для различных конструкций ОК, в которых с катода под действием рабочего ускоряющего напряжения U_0 поток электронов с начальной скоростью v_0 влетает в зазор тороидального резонатора. Зазор может быть сеточным/бессеточным и образован торцами внутренних трубок резонатора, составляющих канал пролета электронов. Принимаем, что внутренний радиус канала пролета резонатора равен радиусу трубки дрейфа, следующей за резонатором. По этой трубке дрейфа (она может иметь и нулевую длину) электронный поток движется к следующему зазору с тормозящим электрическим полем. Этот зазор может быть пространством отражателя электронов. По упомянутой трубке дрейфа электронный поток возвращается в ВЧ зазор резонатора после изменения знака скорости.

Вариант ОК1 – с сеточным зазором, $U_0 = 300$ В, после оптимизации получен электронный КПД $\eta_e = 0,0181$, волновой КПД $\eta_w = 0,0177$ для следующих оптимальных параметров: $I_0 = 0,05$ А, R = 0,015 см, r = 0,01 см, $d_1 = 0,008$ см, $d_2 = 0,1$ см, $\ell = 0,215$ см, $U_1 = 0,936$, $U_2 = 6,6$, $\varphi_1 = 3,47$.

Вариант ОК2 – с бессеточным зазором, $U_0 = 100$ В, получен электронный КПД $\eta_e = 0,0016$, волновой КПД $\eta_w = 0,0014$, оптимальные параметры: $I_0 = 0,03$ А, R = 0,015 см, r = 0,01 см, $d_1 = 0,005$ см, $d_2 = 0,05$ см, $\ell = 0,023$ см, $U_1 = 2,75$, $U_2 = 5,405$, $\varphi_1 = 4,4334$.

Вариант ОКЗ – с сеточным зазором, $U_0 = 1$ кВ (аналог наноклистрона), оптимизация позволяет получить электронный КПД $\eta_e = 0,0103$, волновой КПД $\eta_w = 0,0078$ и следующие оптимальные параметры: $I_0 = 0,5$ A, R = 0,25 см, r = 0,2 см, $d_1 = 0,005$ см, $d_2 = 0,1$ см, $\ell = 0,05$ см, $U_1 = 0,84$, $U_2 = 3,394$, $\varphi_1 = 4,989$.

Анализ результатов расчета свидетельствует о том, что на частоте 1,0 ТГц возможна реализация генератора электромагнитного излучения на основе ОК-наноклистрона непрерывного действия с сеточным зазором взаимодействия. Результаты численного моделирования подтверждают перспективность разработок наноклистронов непрерывного действия в интервале частот 0,5...3,0 ТГц [34].

5.3. Наноклистроны ТГц диапазона

Из числа малогабаритных генераторов электромагнитного излучения ТГц диапазона непрерывного действия с плавной перестройкой частоты ОК привлекают к себе внимание отсутствием в их конструкции магнитной системы. При микроскопических размерах их колебательных контуров и каналов для прохождения электронных потоков с высокой плотностью тока требуются эффективные электронно-оптические системы, формирующие цилиндрические электронные потоки с поперечной компрессией заряженных частиц. Для создания эффективных ОК в ТГц диапазоне электромагнитного спектра требуются новые принципы построения генераторов этого класса.

В последние десятилетия в технологии электровакуумных приборов – источников микроволнового электромагнитного излучения наиболее актуальным направлением исследований следует считать разработки и создание приборов с автоэмиссионными катодами. Автоэлектронная эмиссия (АЭЭ), открытая Робертом Вудом в 1897 г., - уникальное квантовомеханическое явление туннелирования электронов из конденсированного состояния (твердого или жидкого) в вакуум под действием сильного электрического поля напряженностью $E = 10^7 - 10^8$ В/см. В практической деятельности полевую эмиссию можно возбудить при менее высоких напряжениях, если придать автоэмиттеру форму тонкого острия с радиусом вершины в десятые или сотые доли микрона. В настоящее время реализованы условия, когда при микронных расстояниях между эмиттером и анодом-экстрактором, равных единицам микрон, и малых радиусах кривизны вершины острийного эмиттера $r = 20-50 \text{ A}^{\circ}$, полевую эмиссию удается получить при напряжениях в сотни и меньше вольт. Появились новые фундаментальные области прикладной физики – наноэлектроника и терагерцовая электроника.

По эмиссионной способности автоэлектронная эмиссия в десятки миллионов раз превосходит все известные виды эмиссии (термоэмиссию, фотоэлектронную эмиссию, вторично-электронную эмиссию). Исключительно высокая плотность тока АЭЭ, а также отсутствие необходимости затрачивать энергию на сам эмиссионный процесс предопределяют исключительные возможности практического применения этого явления. Сейчас автоэлектронная эмиссия практически переживает второе рождение в связи с появлением принципиально новой области микро- и наноэлектроники – вакуумной наноэлектроники. Термин «автоэлектронная эмиссия» характерен для русскоязычной научной литературы. В зарубежной литературе ему соответствует термин «полевая эмиссия».

Появление в конце XX века нанотехнологии, в частности MEMSтехнологии (микро-электромеханическая обработка) и технологии глубокого реактивного ионного травления (DRIE), методов микротехнологий, а также последние достижения в изготовлении холодных автоэлектронных катодов с острийными матричными эмиттерами, предложенных Спиндтом [18-20], поставили на повестку дня необходимость создания микроминиатюрных отражательных клистронов ТГц диапазона – наноклистронов [21-26, 30-36].

Для изготовления наноклистронов применяют последние достижения нанотехнологии, в частности MEMS-технологию [21-23]. В пластинах Si с помощью литографии и глубокого ионного травления изготавливают тороидальные резонаторы и устройства для вывода энергии, их рабочие поверхности покрывают пленкой металла (Au, Ag, Cu), изготавливают многоэлектродные электронно-оптические системы на основе матричных полевых эмиттеров, изготавливают и устанавливают сетки зазоров взаимодействия и отражатели электронов. Пластины с элементами узлов отражательного наноклистрона соединяют с помощью диффузионной пайки.

На рис. 5.9 схематически представлена предложенная в ИРЭ им. А.Я. Усикова НАН Украины конструкция многопучкового отражательного наноклистрона [30]. От известного наноклистрона [21-23], созданного в США, он отличается более совершенной многоэлектродной электроннооптической системой (МЭОС) с холодным катодом и матричным острийным полевым (автоэлектронным) эмиттером, которая формирует многоструйный ламинарный электронный поток с существенно скомпенсированными поперечными скоростями электронов. МЭОС была предложена в 1982 г. и запатентована в 1983 г. [27] В те годы нанотехнологии были экзотическим явлением, и характеристики предложенной МЭОС были оценены с помощью математического моделирования с применением ЭВМ того времени [27]. В процессе математического моделирования рассмотрены свойства иммерсионного объектива в электронной оптике, изучению которых посвящены работы, упомянутые в монографии [29], условия исключающие явление взрывной эмиссии. При моделировании распределения статических электрических полей в пространствах между электродами использовано уравнение Пуассона, записанное в соответствующей системе координат. Моделирование процессов автоэлектронной эмиссии (полевой эмиссии, туннельной эмиссии) осуществлено с учетом уравнения Фаулера-Нордхейма и распределения Мерфи-Гуда.

Уравнения движения электронов решены с применением метода Рунге-Кутта. Температуру точечных эмиссионных зон на вершинах острий матричного полевого эмиттера выбирали из условий, исключающих взрывную эмиссию. Проведено моделирование процессов формирования электронных микроструй в диоде с матричным острийным катодом Спиндта (рис. 5.9a, δ), а также в микротриоде с катодом Спиндта и нарастающими потенциалами на управляющей сетке и аноде. На рис. 5.9δ видно, что электростатическая линза диода Спиндта (аналогично и микротриод с нарастающими потенциалами на электродах) формирует микроструи электронов со значительными величинами поперечных составляющих скорости заряженных частиц. В сопровождающем постоянном магнитном поле такие электронные потоки являются источниками шумов. Изобретение [27] создано при решении задачи о формировании ЭОС с холодным катодом и матричным острийным эмиттером ламинарных электронных потоков в магнитном поле. Позже в НПП «Исток» группой соавторов изобретения осуществлены математическое моделирование и разработка конструкции МЭОС для миниатюрного пакетированного с магнитом многолучевого усилительного клистрона сантиметрового диапазона с мощностью выходного сигнала около 100 Вт [28]. Ламинарные многоструйные электронные потоки, формируемые МЭОС [27], хорошо согласуются с полем магнитной системы.



Рисунок 5.9. *а*) Схематическое изображение отражательного наноклистрона терагерцового диапазона: 1 – матричный автоэмиттер четырехэлектродной ЭОС; 2 – тороидальный резонатор; 3 – сеточный зазор взаимодействия резонатора 2; 4 – отражатель электронов; 5 – вывод высокочастотной энергии с вакуумплотным окном; *б*) Схематическое изображение четырехэлектродной электронно-оптической системы (ЭОС) отражательного наноклистрона: 1 – острийный матричный автоэмиссионный катод; 2 – экстрагирующий электрод; 3 – фокусирующий электрод; 4 – ускоряющий электрод; 5 – изоляторы

В настоящее время предложены и запатентованы миниатюрные генераторные и усилительные наноклистроны ТГц диапазона без магнитных систем [29-31] и с МЭОС [27]. На основе разработанной математической модели и составленных программ анализа и оптимизации процессов взаимодействия в наноклистронах и монотронах проведены расчеты, позволяющие проверить адекватность разработанной модели процессов взаимодействия физическим процессам в наноклистонах [33-36].

5.3.1. Генераторные наноклистроны

Автономный генераторный наноклистрон-умножитель частоты (рис. 5.10) [31] предназначен для применения в качестве источника электромагнитного излучения ТГц диапазона в интервале частот 1-3 ТГц с мощностью выходного сигнала единицы мВт.



Рисунок 5.10. Схематическое изображение генераторного наноклистрона – умножителя частоты ТГц диапазона: 1 – матричный автоэмиттер МЭОС; 2 – тороидальный резонатор (ТР); 3 – каскад отбора мощности от гармоник тока; 4 – отражатель электронов; 5 – вакуумплотное окно вывода энергии

Автономный генераторный пролетно-отражательный наноклистрон (рис. 5.11) [32] предназначен для применения в качестве источника электромагнитного излучения повышенной мощности ТГц диапазона в интервале частот 1-3 ТГц с мощностью выходного сигнала единицы мВт.



Рисунок 5.11. Схематическое изображение генераторного пролетно-отражательного наноклистрона – умножителя ТГц диапазона: 1 – матричный автоэмиттер МЭОС; 2 – тороидальный резонатор (ТР) с рабочей частотой *f*; 3 – дополнительный ТР группирователя электронов с рабочей частотой *2f*; 4 – каскад отбора микроволновой мощности от гармоник тока; 5 – отражатель электронов; 6 – вывод микроволновой энергии с вакуумплотным окном

5.3.2. Усилительные наноклистроны

Усилитель мощности на основе пролетного наноклистрона предназначен для обеспечения операции усиления слабых сигналов непрерывного действия в интервале частот 1-2 ТГц с коэффициентом усиления 10-20 дБ (рис. 5.12).

Нам представляется, что будущее ТГц вакуумной электроники – за развитием и применением описанных устройств, создаваемых на базе MEMS-технологии (микроэлектромеханическая обработка) и технологии глубокого реактивного ионного травления (DRIE), методов микротехнологий, а также последних достижений в изготовлении холодных катодов с автоэмиссионными матричными острийными эмиттерами.



Рисунок 5.12. Схематическое изображение пролетного усилительного наноклистрона: 1 – МЭОС с холодным катодом и матричным острийным автоэмиссионным эмиттером; 2 – тороидальный резонатор входного сигнала; 3 – подгруппирующий резонатор на частоте 2*f*; 4 – выходной тороидальный резонатор усиленного сигнала

5.4. Суммирование мощностей выходных сигналов нескольких идентичных наноклистронов терагерцового диапазона

Развитие терагерцовой радиофизики и электроники, освоение терагерцового диапазона частот с помощью нерелятивистских вакуумных источников электромагнитного излучения с плавной перестройкой стабильной частоты автоколебаний, закладывает основы уникальных технологий: терагерцовое зондирование и обнаружение опасных биологических и химических реагентов, обнаружение мин и взрывчатых веществ, обеспечение безопасности в общественных зданиях, аэропортах и других местах, обнаружение онкологических заболеваний на ранней стадии, связь между сверхбыстродействующими компьютерами, связь на небольшие расстояния, скрытая в окнах суб-ТГц и ТГц диапазонов, прикладные исследования в радиоастрономии, астрофизике и др.

Известно, что высокочастотная энергия выходного сигнала малогабаритных электровакуумных источников электромагнитного излучения суб-ТГц и ТГц диапазонов с нерелятивистскими энергиями электронов при укорочении длины рабочей волны существенно уменьшается, достигая сотен микроватт [37]. Для реализации упомянутых выше ТГц технологий необходимы уровни микроволновой мощности величиной в десятки мВт и выше, которые обеспечивают эффективное решение практических задач. В связи с этим при освоении суб-ТГц и ТГц диапазонов рационально создавать источники электромагнитного излучения средней мощности путем суммирования мощностей, например, нескольких маломощных наноклистронов.

Выходом из так называемого «коротковолнового тупика» является разработка новых принципов построения элементной базы, в частности разработка и создание модульных систем – сумматоров высокочастотной мощности на основе относительно недорогих малогабаритных массово выпускаемых вакуумных источников суб-ТГц и ТГц диапазонов с нерелятивистскими энергиями электронных потоков, например идентичных (нанотехнология обеспечивает) наноклистронов, для достижения уровня мощности, превышающего уровень, который может обеспечить единичный наноклистрон. Модульные системы (сумматоры), в которых складываются мощности нескольких автономных наноклистронов, будут иметь сравнительно небольшие габариты и большой срок службы, а следовательно, их стоимость будет меньше, чем стоимость автономного наноклистрона, при одинаковой мощности выходного сигнала.

Исследование и разработка ТГц сумматоров важны не только с позиции продвижения ТГц технологий в различные области науки и промышленности, но также представляют самостоятельный научный интерес для развития вакуумной ТГц электроники и электронной техники.

Для получения высокочастотной мощности, большей, чем та, которую способен генерировать автономный наноклистрон, необходимо создать условия для синхронной работы нескольких идентичных наноклистронов на общую нагрузку. При разработке и создании модульных систем – сумматоров ТГц высокочастотной мощности полезно применить результаты решений, основанных на оптике гауссовых пучков, т.е. подходы, применяемые при решении аналогичных задач в квазиоптике [38, 39]. К концу прошлого века были созданы и исследованы различные способы канализации электромагнитной энергии и многомодовые лучеводы, а также резонансные системы – открытые резонаторы (ОР) [40-42]

В научной литературе достаточно подробно описаны результаты исследования различных способов сложения мощностей выходных сигналов СВЧ-генераторов на основе полупроводниковых источников электромагнитного излучения невысокой мощности (например, диодов Ганна, СВЧ лавинно-пролетных диодов и др.) [43-48]. Вместе с тем отсутствует описание результатов сложения мощностей выходных сигналов генераторов электромагнитного излучения суб-ТГц и ТГц диапазонов на основе маломощных электровакуумных приборов (например, наноклистронов, миниатюрных ТГц магнетронов и др.).

Существенным недостатком описанных в научной литературе устройств модульных систем сложения мощностей СВЧ-генераторов малой и средней мощности является снабжение конструкции сумматора большим количеством элементов связи между генераторами и нагрузкой: двойных волноводных тройников и фазовращателей, которые обеспечивают развязку между источниками электромагнитного излучения и достижение требуемого результата. Дополнительные элементы увеличивают материалоемкость и массогабаритные характеристики модульных систем и, как следствие, их стоимость.

Нами предложен сумматор мощностей выходных сигналов идентичных наноклистронов ТГц диапазона непрерывного действия для получения повышенных уровней мощности микроволнового электромагнитного излучения в интервале частот 1-3 ТГц (рис. 5.13) [34].

Естественно, для решения задачи суммирования мощностей идентичных наноклистронов целесообразно применить квазиоптическую резонансную систему, а именно открытый резонатор (ОР), который, как известно, находит применение при суммировании мощностей полупроводниковых генераторов. В этом случае, на первый взгляд, простым решением проблемы суммирования в упомянутых диапазонах частот является возбуждение в ОР одного из высших типов колебаний TEM_{mna}. Если теперь в центре каждого пятна поля возбуждаемого колебания на одном из зеркал расположить щелевые элементы связи, плавно переходящие в прямоугольные волноводы стандартного сечения, к фланцам которых подсоединить наноклистроны, то мы получим сумматор мощности. Однако здесь возникает проблема, обусловленная связью рассматриваемой резонансной системы со свободным пространством. С одной стороны, поскольку ширина диаграммы направленности каждого щелевого элемента связи шире апертуры противолежащего зеркала, то часть мощности будет излучаться в окружающее пространство, так называемый нерезонансный фон. С другой стороны, поскольку амплитудные распределения возбуждающего поля и поля рабочего типа колебаний ОР не совпадают, появляются потери на несогласованное возбуждение. Кроме того, поскольку геометрические размеры каждого элемента связи сравнимы с рабочей длиной волны каждого из наноклистронов, за счет дифракции волнового пучка на щелевых элементах связи возникнут дополнительные потери мощности. Все это приведет, с одной стороны, к уменьшению коэффициента суммирования, а с другой – к невозможности закрыть ОР металлическим экраном, что, в принципе, необходимо при применении сумматора на основе наноклистронов в различных приборах и устройствах.



Рисунок 5.13. Схематическое изображение сумматора мощностей выходного сигнала наноклистронов ТГц диапазона: 1 – МЭОС с матричным острийным автоэмиттером, 2 – тороидальный резонатор, 3 – волноводный вывод высокочастотной энергии, 4 – резонансная канавка на плоском зеркале, 5 – эллиптическое зеркало открытого резонатора (ОР), 6 – механизм перестройки резонансной частоты ОР, 7 – щель связи с нагрузкой, 8 – отражатель электронов, 9 – волноводный вывод энергии, 10 – металлическая подложка матричного острийного автоэмиттера

Это связано с сильным сгущением спектра такой резонансной системы при наличии металлической оболочки [49]. Поэтому наиболее перспективным для суммирования мощностей в суб-ТГц и ТГц диапазонах является ОР, в состав которого включены предложенные в работе [50] апертурные элементы связи. Основное преимущество подобных элементов связи состоит в том, что они позволяют разделить функции согласования по полю и по связи. Поскольку геометрические размеры апертурных элементов связи превосходят длину волны рабочего колебания резонатора, это исключает потери мощности за счет дифракции на них волнового пучка. При этом также значительно снижается нерезонансный фон [51].

Для понимания процесса суммирования мощности идентичных наноклистронов в упомянутом перспективном резонаторе оценим эффективность возбуждения колебания TEM_{10q} (в функциях Эрмита-Гаусса) в полусферическом OP с помощью прямоугольного волновода сечением $a \times b$ (см. рис. 5.14). В волноводе распространяется волна TE_{20} , компонента \dot{E}_y которой в декартовой системе координат в плоскости z = 0 имеет вид [54]

$$\dot{E}_{y}(x,y) = j \frac{\omega \mu_{a}}{\kappa_{20}} H_{0z} \sin\left(\frac{2\pi x}{a}\right), \qquad (5.1)$$

где $\kappa_{20} = 2\pi/a$ – поперечное волновое число, $\omega = 2\pi f$ – круговая частота.



Рисунок 5.14. Модель рассматриваемого полусферического ОР

Считаем, что апертуры зеркал ОР бесконечны. Тогда распределение поля первого высшего типа колебаний TEM_{10q} (m = 1, n = 0) в таком резонаторе в плоскости z=0 описывается выражением [53]

$$E_1(x, y) = 2E_0 \frac{\sqrt{2} x}{w_0} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right),$$
(5.2)

где w_0 – радиус пятна поля основного колебания ОР TEM_{00q} на плоском зеркале.

Для нахождения эффективности возбуждения исследуемого типа колебаний в полусферическом ОР воспользуемся выражением, определяющем КИП зеркальных антенн, которое в случае декартовой системы координат примет вид

$$\eta = \frac{\left| \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} E_{e}(x, y) E_{p}^{*}(x, y) dx dy \right|^{2}}{\left\| E_{e}(x, y) \right\|^{2} \left\| E_{p}(x, y) \right\|^{2}},$$
(5.3)

где значок * обозначает функцию, комплексно-сопряженную данной. $\|E_{e}(x, y)\|^{2}$ и $\|E_{p}(x, y)\|^{2}$ – квадраты норм функций, определяющих возбуждающее (5.1) и рабочее (5.2) поля. В рассматриваемой системе координат они имеют вид

$$\left\|E_{e}(x,y)\right\|^{2} = \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} \dot{E}_{y}(x,y) \dot{E}_{y}^{*}(x,y) dx dy, \qquad (5.4)$$

$$\left\|E_{p}(x,y)\right\|^{2} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_{1}(x,y) E_{1}^{*}(x,y) dx dy.$$
 (5.5)

Правомерность применения соотношения (5.3) для анализа эффективности возбуждения колебаний в открытых электродинамических системах была обоснована в работе [54]. После подстановки значения $\dot{E}_y(x, y)$, определяемого выражением (5.1), в соотношение (5.4) и опуская промежуточные выкладки, запишем в окончательном виде

$$\left\|E_{e}\left(x,y\right)\right\|^{2} = \left(\frac{\omega\mu_{a}H_{0z}}{\kappa_{20}}\right)^{2}\frac{ab}{2}.$$
(5.6)

Теперь запишем выражение (5.5) с учетом (5.2)

$$\left\|E_{p}(x,y)\right\|^{2} = \frac{8E_{0}^{2}}{w_{0}^{2}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x^{2} \exp\left(-\frac{2x^{2}}{w_{0}^{2}}\right) \exp\left(-\frac{2y^{2}}{w_{0}^{2}}\right) dx dy.$$
(5.7)

Опуская промежуточные выкладки, запишем (5.7) в окончательном виде

$$\left\|E_{p}(x, y)\right\|^{2} = E_{0}^{2}\pi w_{0}^{2}.$$
(5.8)

Теперь рассмотрим интеграл, стоящий в числителе выражения (5.3)

$$|H(x,y)|^{2} = \left(\frac{\omega\mu_{a}H_{0z}}{\kappa_{20}}\right)^{2} \frac{8E_{0}^{2}}{w_{0}^{2}} \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-b/2}^{b/2} x \sin\left(\frac{2\pi x}{a}\right) \exp\left(-\frac{x^{2}+y^{2}}{w_{0}^{2}}\right) dx \, dy \Big|^{2}.(5.9)$$

216
После преобразований (5.9) примет вид

$$|H(x,y)|^{2} = \left(\frac{\omega\mu_{a}H_{0z}}{\kappa_{20}}\right)^{2} \frac{2E_{0}^{2}\pi^{4}w_{0}^{6}}{a^{2}} \Phi^{2}\left(\frac{b}{2w_{0}}\right)e^{-2\left(\frac{\pi}{a}w_{0}\right)^{2}} \times \left[2 + e^{\left(\frac{\pi}{\tilde{a}}\right)^{2} - \left(\frac{\tilde{a}}{2}\right)^{2}}\left(W(s) + W^{*}(s)\right)\right]^{2},$$
(5.10)

где $\Phi(b/2w_0)$ – интеграл вероятности, W(s) – интеграл вероятности комплексного аргумента, $s = (\pi w_0/a) + j(a/2w_0)$.

После подстановки выражений (5.6), (5.8) и (5.10) в соотношение (5.3) получим уравнение, определяющее эффективность возбуждения колебания TEM_{10q} в полусферическом OP с помощью волны прямоугольного волновода TE_{20}

$$\eta = \frac{4\pi^3}{\tilde{a}^3 \tilde{g}} \Phi^2 \left(\frac{\tilde{g}}{2}\right) e^{-2\left(\frac{\pi}{\tilde{a}}\right)^2} \left[2 + e^{\left(\frac{\pi}{\tilde{a}}\right)^2 - \left(\frac{\tilde{g}}{2}\right)^2} \left(W(g) + W^*(g)\right) \right]^2, \quad (4.11)$$

где $\widetilde{a} = a/w_0$, $\widetilde{b} = b/w_0$, $g = (\pi/\widetilde{a}) + j(\widetilde{a}/2)$.

Результаты расчета представлены на рис. 5.15. Как видно из рисунка, правильный выбор размеров элемента связи позволяет получить высокую эффективность возбуждения η колебания TEM_{10q} в OP.



Рисунок 5.15. Эффективность возбуждения колебания TEM_{10q} в ОР при изменении нормированных размеров возбуждающего элемента связи

Для получения максимальной величины $\eta = 0,866$ нормированные размеры элемента связи должны быть: $\tilde{a} = 3,336$ и $\tilde{b} = 1,980$. Таким обра-

зом, в результате проведенных расчетов можно сделать вывод, что ≈87% мощности, подводимой по волноводу к резонатору, идет на возбуждение рабочего колебания. Это фактически и есть коэффициент суммирования для такой схемы.

Здесь необходимо отметить, что если в плоскости у0z в возбуждающем волноводе (см. рис. 5.20) расположить металлическую плоскость, то мы получим два прямоугольных волновода, в каждом из которых будет распространяться волна TE₁₀. При этом суммарная эффективность возбуждения колебания TEM_{10a} в OP с помощью двух прямоугольных раскрывов с размерами $\tilde{a} \times \tilde{b} = 1,668 \times 1,98$ (см. рис. 5.22) с учетом противофазного возбуждения каждого из пятен полей рабочего колебания не изменится. Проведенные экспериментальные исследования в четырехмиллиметровом диапазоне показали, что развязка между апертурными элементами связи с геометрическими размерами 6.9×9.6 мм порядка -30 дБ [51]. Если теперь к выходу каждого излучателя, плавно переходящему в прямоугольный волновод стандартного сечения, подключить наноклистрон ТГц диапазона, то мы получим сумматор мощности на ОР, который обеспечивает фазовую синхронизацию источников [55]. Благодаря этому при использовании предложенной схемы суммирования на базе ОР, в котором возбуждаются колебания с более высокими поперечными индексами, следует ожидать, что полная мощность будет расти квадратично с ростом числа элементов.

Поскольку геометрические размеры каждого из двух раскрывов в плоскости зеркала ОР значительно превосходят рабочую длину волны, то связь наноклистронов с ОР будет очень сильной ($\Gamma < 0$, Γ – резонансный коэффициент отражения от ОР). Предложенная схема суммирования позволяет регулировать величину связи наноклистронов с резонатором. Для этого на плоском зеркале ОР располагается *E*-поляризованная проволочная дифракционная решетка (см. рис. 5.16). Изменяя период такой решетки, мы можем в широких пределах регулировать связь резонатора с генераторами.



Рисунок 5.16. а – dнешний вид зеркала сумматора мощности на OP, б – Е-поляризованная дифракционная решетка в его раскрыве

Из простых физических соображений понятно, что для получения максимальной суммарной мощности наноклистроны должны быть согласованы ($\Gamma = 0$) с ОР. Поэтому представляет практический интерес рассмотрение отражательного резонатора, в раскрывах апертурных элементов связи которого расположена проволочная *E*-поляризованная дифракционная решетка. Запишем выражение, определяющее резонансный коэффициент отражения от ОР [56]

$$\Gamma = r_1 - \frac{t_1^2 S_e S_p^2}{1 - r_1 S_p^2}, \qquad (4.12)$$

где r_1 и t_1 – модули коэффициентов отражения и передачи апертурного элемента связи на входном зеркале OP; S_e и S_p – коэффициенты передачи по полю за проход волны от одного зеркала до другого, которые определяются потерями на возбуждение $\alpha_e = P_e/P_{pes} = 1-\eta$, $S_e = \exp(-\alpha_e/2)$ и резонансными потерями $\alpha_p = \alpha_{\partial} + \alpha_{oM} = (P_{\partial} + P_{oM})/P_{pes}$, $S_p = \exp(-\alpha_p/2)$. Здесь P_e потери мощности, которые складываются в общем случае из потерь на «перелив» мощности за кромки одного из зеркал резонатора и потерь мощности на несогласованное возбуждение колебания в OP. Однако поскольку при расчете мы считаем апертуры зеркал OP бесконечными, а геометрические размеры элементов связи превосходят рабочую длину волны, P_e будет определяться потерями мощности на несогласованное возбуждение. P_{∂} и P_{oM} – мощности дифракционных и омических потерь, соответственно, а P_{pes} – мощность, поступившая в OP через элемент связи в момент резонанса.

Рассмотрим зависимость коэффициента отражения Γ , определяемого выражением (5.12), от величины резонансных потерь α_p . Эти зависимости приведены на рис. 5.17 для проволочных Е-поляризованных дифракционных решеток, располагаемых в раскрыве апертурного элемента связи, периоды $\tilde{l} = l/\lambda$ которых равны: 0,1 (кривые 1' и 1); 0,15 (кривые 2' и 2); 0,2 (кривые 3' и 3).

Здесь λ – рабочая длина волны. Все проволочные решетки намотаны вольфрамовым проводом толщиной $\tilde{d} = d/\lambda = 0,005$. Вычисления модулей коэффициентов отражения $|r_1|$ исследуемых решеток производятся по формуле [57]

$$|r_{1}| = \frac{1 - (2\pi \widetilde{d})^{2} \ln(\widetilde{l}/2\pi \widetilde{d})}{\sqrt{\left(1 + (2\widetilde{l} \ln(\widetilde{l}/2\pi \widetilde{d}))^{2}\right)\left(1 + (2\pi^{2}\widetilde{d}^{2}/\widetilde{l})^{2}\right)}}.$$
(4.13)

Для нахождения модулей коэффициентов передачи различных проволочных решеток в раскрыве апертурного элемента связи используем известное соотношение [58]

$$|r_1|^2 + |t_1|^2 = 1.$$
 (4.14)

219



Рисунок 5.17. Зависимости коэффициента отражения от OP с апертурной связью от величины резонансных потерь для различных периодов решеток и потерь на возбуждение

Кривые построены для двух значений потерь на возбуждение: $S_e = 0,753$ ($\eta = 0,433$, пунктирные кривые 1'-3'), что соответствует запитке резонатора через один апертурный элемент связи; $S_e = 0,935$ ($\eta = 0,866$, сплошные кривые 1-3), что равносильно апертурному способу возбуждения ОР с помощью двух элементов связи, в каждом из которых распространяется волна TE_{10} (см. рис. 5.16 *a*). Как было сказано выше, мы рассматриваем возбуждение в ОР первого высшего типа колебаний TEM_{10q} , амплитудное распределение поля которого в поперечном сечении резонатора описывается функциями Эрмита – Гаусса.

Как видно из приведенного рисунка, при различных периодах дифракционных решеток в раскрыве апертурного элемента связи и эффективностях возбуждения колебания TEM_{10q} в OP, имеет место режим согласования по входу. Если сравнить, например, кривые 1' и 1, которые построены для различных эффективностей возбуждения колебания резонатора, но при $\tilde{l} = 0,1$, то нетрудно заметить, что в случае более низкой эффективности возбуждения (кривая 1') для получения согласованного режима необходимы зеркала большей апертуры и лучшего качества обработки поверхности. Это в сумме приведет к уменьшению резонансных потерь в системе. В то же время высокая эффективность возбуждения колебания в резонаторе не требует такого жесткого подхода к качеству зеркал резонатора, используемого для суммирования мощностей отражательных наноклистронов.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что OP, включенный в состав волноводной или квазиоптической линий передачи, с элементами связи, обеспечивающими согласованное возбуждение высших типов колебаний, является наиболее перспективным устройством для суммирования мощностей маломощных генераторов терагерцового диапазона.

5.5. Нановиркатор как перспективный источник суб-ТГц излучения

Суммируя вышесказанное, можно заключить, что вакуумная микроэлектроника представляет неплохие перспективы для создания источников ТГц излучения с требуемыми характеристиками по частоте и мощности выходного излучения. Один из перспективных путей здесь – это увеличение рабочей частоты устройств за счет соответствующего уменьшения размеров электродинамических систем. За счет использования МЭМС технологий и развития источников пучков на основе холодных катодов с автоэмиссионными матричными острийными эмиттерами был предложен и начал развиваться класс миниатюрных электровакуумных приборов названных наноклистронами. Изготовление с использованием LIGAтехнологии (см. главу 1 монографии) миниатюрных резонаторов с характерными размерами десятки микрометров и холодными автоэмиссионными катодами позволяет создавать отражательные клистроны – источники микроволн суб-ТГц и ТГц диапазонов. Выполненные исследования показали возможность создания микроэлектронных устройств с уровнем выходной мощности порядка 300-400 мВт на частоте около 300 ГГц при токе пучка $I_0 = 0.28$ mA и ускоряющем напряжении $V_0 = 0.75$ кВ [21-24].

Вместе с тем на идее масштабирования размеров электронного устройства до микрометров существует возможность создания источника субтерагерцового излучения на базе другого класса устройств – генераторов на виртуальном катоде (виркаторов) [64-66]. Виркаторы представляют собой специфический класс электронных приборов, основанных на динамике пространственного заряда в пучке со сверхкритическим током, превышающим предельное вакуумное значение (ток Богданкевич-Рухадзе) [67], и характеризуются целым рядом преимуществ по сравнению с традиционными приборами СВЧ: простота конструкции, возможность работы без магнитного поля, низкие требования к качеству пучка и возможность управления выходными характеристиками путем варьирования основных параметров (ток пучка, геометрия, внешнее магнитное поле) [65. 66, 68-70] или подачи внешнего воздействия [71-73]. Обычно виркаторы рассматривают как релятивистские пучково-плазменные системы для генерации мощных импульсов электромагнитного излучения, однако существует возможность создания низковольтных виркаторов с дополнительным торможением электронного пучка [74,75], которые рассматриваются как перспективные источники широкополосного излучения, а также хаотических радиоимпульсов [76]. Здесь следует отметить, что создание миниатюрных электродинамических систем ставит более остро по сравнению с более низкими частотами проблемы рассеяния тепловой энергии, разброса электронов по скоростям и углам. Однако данные факторы не влияют существенно на эффективность миниатюрного виркатора (или нановиркатора).

Так, виркатор может работать без внешнего магнитного поля с использованием сверхразмерных электродинамических систем по отношению к рабочей длине волны, а также в присутствии относительно большого углового и скоростного разброса электронов (что типично для автоэмиссионного эмиттера) [77-81]. Вместе с тем виркатор имеет и фундаментальные ограничения на частоту генерации виртуального катода, которая определяется плазменной частотой пучка $f_{BC} = k f_p$, где k – коэффициент пропорциональности, лежащий в диапазоне [1.5; 4.0] [64,82]. Плазменная частота, в свою очередь, пропорциональна плотности заряда пучка, поэтому увеличение частоты виркатора предполагает увеличение плотности заряда пучка двумя возможными путями: (1) увеличение тока пучка или (2) уменьшение компрессия пучка путем уменьшения поперечного сечения при фиксированном токе. Первый путь может приводить к ряду проблем, например электрическим разрядам и пробоям, поэтому более перспективен второй путь, который базируется на масштабировании геометрических размеров. Вместе с тем величина тока пучка должна быть достаточной для формирования виртуального катода и не меньше, чем ток Богданкевич – Рухадзе [66-68]. Для микрометрового виркатора эта величина достигает нескольких кА/см². Если мы говорим, как и для наноклистрона, об автоэмиссионном катоде, то наиболее перспективными материалами здесь являются плотно упакованные массивы углеродных нанотрубок, которые широко используются в вакуумной микроэлектронике для формирования интенсивных пучков электронов с высокой плотностью [83]. При эмитировании тока 100 нА с одной нанотрубки и плотности нанотрубок около 10¹¹ см⁻² можно достичь суммарную плотность тока, эмитируемого с катода, порядка 10 кА/см² [22], что открывает возможность создания на современном уровне миниатюрного «нановиркатора».

Рассмотрим возможный дизайн миниатюрной виркаторной схемы, которая показана на рис. 5.18 *а*. В данной схеме низкоэнергетический пучок, формируемый автоэмиссионным катодом, инжектируется в пространство дрейфа, где благодаря силам пространственного заряда формируется виртуальный катод. Формирование виртуального катода вблизи анодной сетки иллюстрирует рис 5.18 δ и *в*, где показаны конфигурация и фазовый портрет электронного пучка.

Электронный пучок ускоряется напряжением 1 кВ, прикладываемым в течение 1.5 нс между анодной сеткой и катодом, находящимися на расстоянии $d_{ak} = 0.01$ мм. Диаметр катода и пространства транспортировки пучка $d_c = 0.24$ мм и $d_{eg} = 0.26$ мм, соответственно. Вывод мощности оформлен в виде коаксиального волновода, внешний диаметр которого совпадает с диаметром $d_{ds} = 0.56$ мм резонатора, нагруженного на коаксиальный вывод мощности. Диаметр коллектора $d_{coll} = 0.42$ мм был оптимизирован с точки зрения баланса между оптимальным волновым сопротивлением вывода мощности и минимизацией числа электронов, попадающих в выходной волновод. Длина

пространства дрейфа была выбрана равной $L_{ds} = 0.15$ мм. Все указанные параметры были оптимизированы с использованием среды CST Particle Studio. При исследовании рассматривался диапазон токов (2.1, 2.8) А, нижнее значение которого соответствовало току Богданкевич-Рухадзе для рассматриваемой геометрии, а верхнее – имеющемуся современному пределу эмиссионной способности углеродных нанотрубок [83].



Рисунок 5.18. Схема нановиркатора (а), структура электронного пучка в момент времени 1.2 нс (цветом показаны электроны с различной энергией), фазовый портрет пучка в координатах «продольная координата – продольная скорость», на котором хорошо видно формирование виртуального катода вблизи анодной сетки

Рассмотрим основные характеристики выходного электромагнитного излучения оптимизированного прототипа нановиркатора.

На рис. 5.19 показан типичный спектр генерируемого электромагнитного излучения. Частота генерации определяется плазменной частотой пучка, которая для выбранных параметров пучка соответствует величине $f_p = 0.07-0.1$ ТГц. Важно отметить, что резонансные свойства резонатора практически не влияют на динамику виртуального катода, так как собственная частота резонатора много больше, чем частота низшей моды резонатора. Этот факт можно использовать, настраивая собственную частоту резонатора на частоты высших гармоник колебаний виртуального катода, которыми богат спектр генерации. Высшие гармоники, амплитуда которых превышает уровень -30 дБ, наблюдаются вплоть до частоты 0.47 ТГц.



Рисунок 5.19. Амплитудный спектр генерации нановиркатора для тока пучка 2.4 А

Зависимость частоты высших гармоник с уровнем мощности не менее -30 дБ в спектре мощности от тока пучка I_0 показана на рис. 5.20 *а*.



Рисунок 5.20. а – зависимость частоты основной и высших гармоник генерируемого сигнала нановиркатора и б – зависимость мощности генерации на первой гармоники от тока пучка. Вставка на рис. б показывает мощности высших гармоник от тока пучка

Можно видеть, что количество высших гармоник зависит от тока пучка. Для токов $I_0 = 2.1-2.2$ А эффективно возбуждаются три высшие гармоники (f_2-f_4) основной частоты f_{BK} . При больших токах $I_0 = 2.2-2.4$ А наблюдается также увеличение мощности пятой (f_5) и шестой (f_6) гармоник. В этой области частота высшей возбуждаемой гармоники достигает 0.47 ТГц. При токах пучка $I_0 = 2.4-2.6$ А колебания виртуального катода сильно хаотичны и характеризуются шумоподобным спектром с высоким уровнем шума, на фоне которого наблюдаются только первая и вторая гармоники частоты колебаний виртуального катода. При токе $I_0 > 2.6$ А динамика пучка становится регулярной, и высшие гармоники в спектре резко возрастают.

На рис. 5.20б показана зависимость мощности каждой из высших гармоник выходного сигнала от тока пучка. Хорошо видно, что мощность электромагнитных колебаний на основной частоте $P_{BK} = P(f_1)$ составляет величину порядка нескольких сотен милливатт и достигает величины 0.9 Вт при большем токе пучка. В то же самое время микроволновая мощность, приходящая на высшие гармоники, существенно меньше – порядка десятков милливатт и меньше. При этом зависимость мощности как основной, так и высших гармоник существенно нелинейна, что связано с различными нелинейными процессами взаимодействия пучка с полем (см., например, [82]).

Отсюда следует, что при различных токах пучка мы можем реализовать различные режимы работы нановиркатора. Для рассматриваемых параметров оптимальный ток, при котором наблюдается максимальная выходная мощность 0.9 Вт в субтерагерцовом диапазоне (0.1 ТГц – базовая частота колебаний виртуального катода), соответствует $I_0 = 2.8$ А. На высших гармониках наблюдается следующая максимальная мощность: а) 35 мВт на второй гармонике (0.15 ТГц) при токе пучка 2.2 А, б) 10 мВт на третьей гармонике (0.27 ТГц) при $I_0 = 2.7$ А, в) 8 мВт на четвертой гармонике (0.38 ТГц) при токе $I_0 = 2.4$ А, г) 7 мВт на пятой гармонике (0.38 ТГц) при $I_0 = 2.7$ А. В данных расчетах параметры нановиркатора для достижения максимальной мощности высших гармоник не оптимизировалась. Таким образом, существуют определенные перспективы дальнейшего повышения мощности нановиркатора, работающего на высших гармониках.

Следует также отметить, что развитые подходы к суммированию мощностей наноклистронов могут найти применение и для суммирования мощностей в цепочках и решетках нановиркаторов.

5.6. Клистроны суб-ТГц и ТГц диапазонов распределенным взаимодействием и ленточным электронным потоком

В клистронах с распределенным взаимодействием (КРВ) для увеличения ширины полосы усиления вместо цепочки одиночных (например, тороидальных) резонаторов применяют отрезки периодических замедляющих структур, закороченные на концах. Полоса усиления при этом возрастает пропорционально числу резонаторов в цепочке. Основной недостаток КРВ-усилителей – склонность к самовозбуждению в режиме автоколебаний. Поэтому по схеме КРВ успешно создают как усилители мощности электромагнитных колебаний ТГц диапазона, так и генераторы [59-66]. Рабочими видами колебаний в КРВ являются 2π- и π-виды колебаний. Лидером в разработке и создании генераторных и усилительных КРВ суб-ТГц и ТГц диапазонов является Канадское отделение американской корпорации СРІ [59, 62]. Эта фирма совершенствует разработку и занимается поставкой по заказам генераторных и усилительных КРВ уже более 40 лет. Высокая надежность созданных Канадским отделением СРІ КРВ подтверждена практикой их применения. В СРІ КРВ проектируют с помощью собственных и приобретенных компьютерных программ. Особое внимание уделяют расчету условий формирования и фокусировки электронного потока, вакуумным окнам и области электродинамической системы – пространству взаимодействия электронного потока с высокочастотным электромагнитным полем, температурной стабильности характеристик. Первичные результаты расчета служат в качестве исходных параметров для программ расчета характеристик КРВ в режиме большого сигнала. Надежность и высокие параметры КРВ фирмы СРІ сделали эти приборы конкурентоспособными в таких областях как связь и радиовещание, включая систему глобального радиовещания США, космическая радиолокация, зондирование облаков атмосферы с помощью аэрокосмических носителей, исследование Земли, проводимое Европейским и Японским космическими агентствами.

Многие современные и будущие сферы применения электромагнитного излучения ТГц диапазона, такие как системы связи, зондирование атмосферы из аэрокосмических носителей, спектральный анализ близлежащих объектов, требуют когерентных источников, создающих высокочастотную мощность микроволн от нескольких Вт до нескольких кВт. После 2000 года лаборатории, лидирующие в разработке эффективных генераторных и усилительных КРВ, уделяют основное внимание созданию приборов с ленточным электронным потоком. Выбор ленточного электронного потока при проектировании мощных вакуумных источников электромагнитного излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн сделан не случайно. Дело в том, что в традиционных высокочастотных приборах О-типа формируют узкие электронные лучи карандашного типа, сечение которых намного меньше длины волны. Применение таких электронных потоков в генераторах и усилителях миллиметровых и субмиллиметровых волн не позволяет получить большой рабочий ток и, следовательно, большую мощность выходного сигнала. В ленточных электронных потоках общий ток больше, чем в карандашных, но здесь на передний план выходят задачи фокусирования и транспортировки широкого

ленточного электронного потока без скручивания, образования нитей и опасности разрушения его формы из-за диокотронной неустойчивости. Проблема подавления процесса генерирования паразитных колебаний также требует повышенного внимания.

Последние 20 лет большинство работ по формированию ленточного электронного потока было связано с периодической магнитной фокусировкой. Между тем расчеты показали, что при соответствующем согласовании формы ленточного электронного потока и пролётного тоннеля соленоид обеспечивает транспортировку электронов с плотностью тока в сотни А/см² при относительно небольшом рабочем напряжении – около 20 кВ. Почему среди других вакуумных приборов с ленточным электронным потоком при разработках предпочтение отдают КРВ? КРВ по величине усиления на единицу длины превосходит ЛБВ на связанных резонаторах и традиционные многорезонаторные пролетные клистроны. Кроме того, он превосходит ЛБВ на связанных резонаторах по максимальной выходной мощности. Для повышения КПД КРВ суб-ТГц и ТГц диапазонов можно применить коллектор с рекуперацией.

5.6.1. КРВ-усилители

Первый усилительный КРВ Х-диапазона с ленточным электронным потоком был продемонстрирован компанией СРІ (США) в 2009 г., а аналогичный КРВ W-диапазона – Исследовательской лабораторией ВМС США (NRL) в 2013 г.[61]. Доклад о впечатляющих результатах, достигнутых разработчиками КРВ Х- и W-диапазонов с ленточным электронным потоком в Институте электронной техники Китайской академии наук (IECAS) сделан на международной конференции IVEC'2014 [60]. Реализация экспериментальных образцов усилительных КРВ с ленточным электронным потоком в США осуществляется на основе результатов трехмерного компьютерного моделирования с применением программ MAGIC-3D, ICPIC и Neptune [59, 61-63]. Результаты расчетов показали, что даже небольшое рассогласование ленточного электронного потока или тоннеля для его протекания (порядка 25 мкм) может вызывать паразитные возбуждения в резонаторах. Изменение расстояния между зазорами взаимодействия в резонаторах на 10-20 мкм может нарушить однородность поля внутри резонатора. Технологические разбросы вызывают те же последствия. Разработчики подчеркивают, что установка дросселей между распределенными резонаторами, элементов настройки резонаторов и контроль технологических погрешностей, играют важную роль в обеспечении большого усиления и большой мощности сигнала КРВ.

Устройство КРВ-усилителя коротковолновых диапазонов рассмотрим на примере разработки, осуществленной в NRL [61]. Пространство взаимодействия электронов и электромагнитных волн в КРВ образуют одинаковые 5-зазорные распределенные резонаторы: входной, выходной и группирующий. Электронный тоннель соответствующего сечения проходит сквозь резонаторы. Магнитное поле, индукция которого растет от 0,76 до 0,86 Т на длине 28 мм, создает постоянный магнит, который был изготовлен в NRL, а спроектирован в компании Electron Energy Corp. (США). Входом и выходом КРВ служат стандартные волноводы типа WR-10. Центральный резонатор с внешней стороны подключен к специально разработанной керамической нагрузке с потерями.

КРВ работает на моде 2π TM₀₁. Для предупреждения паразитной связи между резонаторами, возникающей из-за их рассогласования, или из-за технологических разбросов, в область взаимодействия поместили дроссели. В стенки распределенных резонаторов включили элементы для механической подстройки резонансной частоты в полосе ±250 МГц.



Рисунок 5.21. а – частотная зависимость коэффициента усиления КРВ W-диапазона с ленточным электронным потоком, измеренная в режиме малого сигнала; б – параметры КРВ-усилителя в зависимости от входной мощности, измеренные при настройке на высокую линейность

На рис. 5.21 представлены некоторые характеристики опытного образца КРВ W-диапазона с ленточным электронным потоком. Измерение высокочастотных характеристик КРВ выполняли в импульсном режиме с коэффициентом заполнения около 0,1%, при этом водяное охлаждение применяли только для коллектора. Измерение основных параметров без дополнительных настроек показало, что коэффициент усиления в режиме малого сигнала равнялся 39 дБ, а выходная мощность в режиме насыщения – 4,7 кВт при рабочем токе 3,6 А и рабочем напряжении 19,5 кВ. Частотная зависимость коэффициента усиления имела ярко выраженную асимметричность, которая была устранена путем настройки группирующего резонатора. После оптимальной настройки электродинамической системы по максимуму выходной мощности 7,7 кВт усилителя, при входной мощности 100 мВт, проведено измерение коэффициента усиления малого сигнала и полосы рабочих частот по уровню – 3 дБ. Коэффициент усиления достиг почти 43 дБ (рис. 5.21*a*), а полоса рабочих частот – 100 МГц, что чуть меньше значения 150 МГц, полученного в результате расчета по программе Neptune.

Полученная в КРВ-усилителе с ленточным электронным потоком выходная мощность 7.7 кВт намного превышает современный уровень достижений на других типах усилителей со сравнимыми рабочими напряжениями. Электронный КПД представленного КРВ составил 8.6%, а общий КПД – 17.2% при напряжении коллектора – 11 кВ. Для повышения КПД целесообразно применить многоступенчатый коллектор. Результаты, полученные в NRL, доказывают, что усилительный КРВ с соленоидальной фокусировкой постоянным магнитным полем способен преодолеть ограничения по мощности выходного сигнала, присущие другим типам усилителей миллиметрового диапазона с тонким электронным лучом карандашного типа. Электронно-оптическая система КРВ и соленоид с постоянным магнитным полем обеспечивают реализацию весьма тонкого ленточного электронного потока.

5.6.2. КРВ-генераторы электромагнитного излучения ТГц диапазона

Разработку и создание вакуумных источников электромагнитного излучения ТГц (субмиллиметрового) диапазона средней мощности в Communications & Power Industries Canada Inc. – Канадском отделении американской корпорации СРІ – осуществили в 1965 г. До этого года в СРІ был накоплен опыт разработки и изготовления коротковолновых отражательных клистронов с рабочей частотой до 0,32 ТГц (длина волны примерно 0.94 мм). К 1970 г. в СРІ была разработана технология для производства КРВ с большой мощностью выходного сигнала.

Для исследования свойств материалов и для решения задач физической химии в Communications & Power Industries Canada Inc. в последние годы осуществлена разработка генераторного КРВ непрерывного действия с перестройкой частоты в полосе 0,258...0,270 ТГц (рис. 5.22) [61]

В генераторе применена ЭОС, которая формирует цилиндрический электронный поток карандашного типа, эмитированный диспенсерным термоэлектронным катодом М-типа со средней плотностью тока 10 А/см², срок службы которого превышает 20000 ч, многозазорный резонатор с лестничной периодической структурой и одноступенчатый коллектор с жидкостным охлаждением. Сравнительно короткая лестничная периодическая структура имеет простую геометрию и характеризуется высоким импедансом. Это обеспечивает эффективный энергообмен высокочастотного поля и электронного потока в широком мгновенном диапазоне частот. Число периодов лестничной структуры выбирают таким, чтобы оно соответствовало условию высокочастотной устойчивости и эффективной модуляции электронного потока. Амплитуда первой гармоники электронного потока, модулированного высокочастотным полем, в выходном резонаторе, превышает постоянный ток на 40%. Примерно 70% высокочастотной энергии, генерированной выходным резонатором, поступает в выходной волновод, связанный с нагрузкой. Отработавший электронный поток поступает в коллектор-рекуператор.



Рисунок 5.22: *а* – внешний вид генераторного КРВ суб-ТГц диапазона (G-диапазон); *б* – схема устройства генераторного КРВ с воздушным охлаждением: 1 – ЭОС с термоэлектронным катодом и поперечной компрессией электронного потока карандашного типа; 2 – МФС на постоянных магнитах; 3 – тоннель для электронного потока, пронизывающий лестничную цепочку резонаторов; 4 – коллектор-рекуператор электронов

Фокусирование электронного потока осуществляется с помощью постоянного магнита, а модуляция – с помощью анодного напряжения. Электродинамическую систему генератора оптимизировали под моды TE₁₀₀ и TE₁₀₁. Рабочую моду выбирают подстройкой катодного напряжения в пределах 11,3...12,5 кВ. В конструкции предусмотрена механическая настройка для обеих мод. Благодаря механической и электрической перестройке обеспечена рабочая полоса генератора 12 ГГц с граничными частотами 0,258 ТГц и 0,270 ТГц. Выходная непрерывная мощность при этом превышала 1 Вт.

Реально выходную мощность генератора ограничивала максимально допустимая пропускная мощность вакуумплотного окна вывода энергии. Но при работе в течение примерно 30 с удалось убедиться в возможности превышения уровня мощности 5 Вт выходного сигнала, генерируемого на моде более высокого порядка.

Технологии высокоэффективных термоэлектронных эмиттеров и КРВ в целом, которыми располагает СРІ, в настоящее время позволяет

разрабатывать и надежно производить КРВ непрерывного и импульсного действия с рабочей частотой 0,45 ТГц и 0,7 ТГц.

В первой главе монографии представлены характеристики генераторных КРВ ТГц диапазона непрерывного и импульсного действия, разработка и создание которых осуществляются в Канадском Отделении СРІ в настоящее время [62].

В 1976 г. в ИРЭ АН УССР были предложены технические решения – конструкции генераторных КРВ с пространственно развитым ленточным электронным потоком. В 1977-1979 годах институт стал патентовладельцем трех изобретений, посвященных новым вакуумным лампам – генераторным КРВ с ленточным электронным потоком [84-86]. В запатентованных ИРЭ АН УССР генераторных КРВ электродинамическая система имеет вид призматического резонатора, в полости которого на широких стенках закреплены отрезки периодических структур – прямоугольных гребенок со щелевыми резонаторами. Гребенки расположены зеркально симметрично относительно плоскости симметрии ленточного электронного потока в параллельных ей плоскостях.



Рисунок 5.23. Схема построения генераторного КРВ миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов с ленточным электронным потоком:
1 – ЭОС с термоэлектронным катодом, 2 – пушечный полюсный наконечник МФС, 3 – волноводный вывод ВЧ энергии, 4 – призматический резонатор,
5 – периодическая структура – сдвоенная гребенка, 6 – коллектор электронов,
7 – коллекторный полюсный наконечник МФС, 8 – ленточный электронный поток,
9 – гребенка электрически соединенная с корпусом КРВ, 10 – щелевой резонатор гребенки, 11 – гребенка-управляющий электрод, изолированная от корпуса КРВ, 12 – ввод управляющего сигнала

Ленточный электронный поток протекает в тоннеле, который образуют сдвоенные гребенки. Щелевые резонаторы сдвоенных гребенок образуют своего рода фазированную антенную решетку, которая излучает дифракционное излучение в объем призматического резонатора. Подобная конструкция генераторного КРВ миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, схема которого показана на рис. 5.23, обеспечивает перестройку и стабилизацию рабочей частоты автоколебаний без затрат мощности в цепи управления [86]. Бестоковую перестройку и стабилизацию частоты автоколебаний генераторного КРВ можно осуществить, применив схему, аналогичную схеме бестоковой перестройки и стабилизации частоты автоколебаний клинотрона непрерывного действия ТГц диапазона [87-89]. В те годы основное внимание в ИРЭ АН УССР уделялось развитию нового перспективного направления вакуумной электроники миллиметровых и субмиллиметровых волн, а именно, дифракционной электронике. В результате институт не стал пионером мировой электроники в развитии генераторных и усилительных КРВ миллиметрового и субмиллиметрового диапазона с ленточным электронным потоком.

Разработку и выпуск генераторных и усилительных КРВ с ленточным электронным потоком суб-ТГц и ТГц диапазонов с начала XXI осуществляет Communications & Power Industries Canada Inc. (см. главу 1 монографии). Вместе с тем накопленный в В ИРЭ им. А.Я. Усикова НАН Украины опыт в процессе развития нового научного направления – дифракционной электроники – был применён при разработке многолучевых генераторных и усилительных КРВ с ленточными электронными потоками и КРВ на основе клинотронного эффекта в интервале частот 1...3 ТГц. Реализация таких КРВ имеет перспективу при применении в их электронно-оптических системах современных катодов с высокоэффективными эмиттерами [90].

Заключение

В настоящее время накоплен достаточно большой опыт (в первую очередь, в ИРЭ им. А.Я. Усикова НАН Украины) разработки и создания отражательных клистронов суб-ТГц и ТГц диапазонов. В последние десятилетия особый интерес вызывают разработка и создание вакуумных источников когерентного излучения в интервале частот (0,1...3,0) ТГц, в частности генераторных и усилительных наноклистронов непрерывного действия с мощностью выходного сигнала пригодной для решения практических задач. Представляется перспективным создание по аналогичным технологиям нановиркатора, как простого и технологичного миниатюрного устройства для генерации излучения, богатого высшими гармониками. Большой интерес представляет и разработка генераторных и усилительных однолучевых и многолучевых КРВ непрерывного и импульсного действия ТГц диапазона с ленточными электронными потоками. Значительный интерес вызывает и возможность применения накопленного в ИРЭ НАНУ опыта исследования открытых квазиоптических электродинамических систем для реализации с высокой эффективностью суммирования мощностей выходных сигналов идентичных миниатюрных вакуумных источников электромагнитных колебаний суб-ТГц и ТГц диапазонов, например наноклистронов или нановиркаторов.

Литература

1. Lafferty J. M. A millimeter-wave reflex oscillator / J. M. Lafferty // J. Appl. Phys. – 1946. – V. 17. – P. 1061-1066.

2. Van Iperen B. B. Reflex klystrons for wave lengths of 4 and 2.5 mm / B. B. Van Iperen // Philips Techn. Rev. -1959/60. -V. 21, No 8. -P.221-228.

62. Now Raytheon offers 250-hour life with new klystrons for 50-101 Kmc // Microwave Journal. – 1961. - V. 4, No 1. - P.16.

63. Planting C. H. An experimental reflex klystron for 1.5 mm wave length / C. H. Planting, Nh. J. Westerhof // Philips technical Review. – 1967. – V. 28, No 9. – P. 28-285.

64. Varian of Canada millimeter reflex klystrons 50 to 229 GHz // Microwave Journal. – 1967. – V. 10, No 6. – P. 558.

65. Чернец А. Н. Отражательные клистроны миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн / А. Н. Чернец, М. И. Бабенко, Л. В. Огаркова // Труды ИРЭ Академии наук УССР. – 1970. – Т. 18. – С. 90-105.

66. Usikov A. Ya. Development and investigation of millimeter wave region klystrons in the Institute of Radiophysics and Electronics of Ukrainian Academy of Sciences / A. Ya. Usikov, V. D. Yeryomka // Proc. SPIE XVIIth International Conference on Infrared and Millimeter Waves / Ed. Richard J. Temkin. – 1992. – V. 1929. – P. 442-443.

67. Огаркова Л. В. Разработка и исследование отражательных клистронов коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов: дис. ... канд. физ.-мат. наук / Л. В. Огаркова. – Харьков, 1973. – 207 с.

68. Усиков А. Я. Электроника и радиофизика миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн / А. Я. Усиков, Э. А. Канер, И. Д. Трутень, Г. Я. Левин, М. И. Бабенко, Л. В. Огаркова и др.; под ред. А. Я. Усикова. – Киев: Наук. думка, 1986. – 368 с.

69. Отражательные клистроны / под ред. Е. Д. Науменко. – М.: Сов. радио, 1954. – 252 с.

70. Трубецков Д. И. Лекции по СВЧ электронике для физиков / Д. И. Трубецков, А. Е. Храмов. – М.: Физматлит, 2003. – Т. 1 – 320 с.

71. Лебедев И. В. Техника и приборы сверхвысоких частот. Т. 1. Электровакуумные приборы СВЧ / И. В. Лебедев; под ред. Н.Д. Девяткова. – М.: Высш. шк., 1972.

72. Бунин Г. Г. Отражательные клистроны / Г. Г. Бунин, В. А. Васенькин. – М.: Сов. радио, 1966.

73. Поспелов Л. А. К теории отражательного клистрона / Л. А. Поспелов // Радиотехника и электроника. – 1963. – Т. 8, №1. – С. 191-205.

74. Поспелов Л. А. К учету пространственного заряда в теории клистрона / Л. А. Поспелов // Радиотехника и электроника. – 1964. – Т. 9, № 9. – С. 1659-1662.

75. Яблоков Ю. А. Расчет коэффициента электронного взаимодействия для клистрона с бессеточным зазором / Ю. А. Яблоков // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. – 1967. – № 10. – С. 20-24.

76. Ерёмка В. Д. О взаимодействии электрона с полем бессеточного резонатора / В. Д. Ерёмка, Л. А. Поспелов // Радиотехника. – Харьков: ХГУ, 1971. – Вып. 19. – С. 89-96.

77. Spindt C. A. A thin-film field emission cathode / C. A. Spindt // Journal of Applied Physics. – 1968. – V. 39, No 7. – P. 3504-3505.

78. Spindt C. A. U.S. Patent 3,755,704 granted on August 28. – 1973.

79. Spindt C. A. Field-emitter-array development for microwave applications / C. A. Spindt, C. E. Holland, P. R. Schwoebei, and I. Brodie // Journal of Vacuum Science & Technology, B. – 1996. – V. 14, No 3, May/June. – P. 1986-1989.

80. Siegel P. H. The Nanoklystron: A new concept for the power generation / P. H. Siegel, T. H. Lee, and J.M. Xu // JPL , New Technology Report, NPO 21014, submitted Margh 24. -2000.

81. Siegel P. H. Nanoklystron: A Monolithic Tube Approach to THz Power Generation / P. H. Siegel, A. Fung, H. Manohara, J. Xu, B. Chang // Proc. 12th Int. Symposium on Space Terahertz Technology, San Diego, CA, Feb. 14-16. – 2001. – P. 81-90.

82. Ives R. L. Microfabrication of high-frequency vacuum electron devices / R. L. Ives // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2004. – V. 32, No 3. – P. 1277-1291.

83. Jang K.-H. High order mode oscillation in a terahertz photonic-band-gap multibeam reflex klystron / K.-H. Jang, S.-G. Jeon, J.-I. Kim, J.-H. Won, J.-K. So, S.-H. Bak, A. Srivastava, S.-S. Jung, and G.-S. Park // Applied Physics Letters. – 2008. – V. 93. – P. 211.

84. Fletcher J. R. Design Considerations for submillimeter-Wave Reflex Klystrons / J.R. Fletcher, J. R.Thorpe, E. Huq, Ch. Mann, D. P. Steenson and M. Chamberlen // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, 2004. – V. 52, No 10. – P. 2344-2351.

85. Garrcia-Garcia J. Optimization of Micromachined Reflex Klystrons for Operation at Terahertz Frequencies / J. Garrcia-Garcia, F. Martin, and R.E. Miles // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. – 2004. – V.52, No10. – P. 2366-2370.

86. Голеницкий И. И. Электронная пушка / И. И. Голеницкий, В. Д. Ерёмка, Р. В. Захарова, И. М. Олихов, В. П. Сазонов, Н. Н. Чубун. А. с. СССР №1079096. М.кл. H01J 3/02. 08.11.1983.

87. Golenitsky I. I. Electron gun with field – emission array cathode for vacuum microwave devices / I. I. Golenitsky, V. P. Sazonov, N. N. Chubun, and S. A. Rumyantsev // Journal of Vacuum Science & Technology. – 1995. – V. B 13(2), Mar/Apr. – P.589-592.

88. Зинченко Н. С. Курс лекций по электронной оптике / Н. С. Зинченко. – Харьков: Изд-во Харьков. ун-та, 1961. – 320 с.

89. Єрьомка В.Д. Патент України №92399. МПК Н01Ј 25/00. Наноклістрон / В. Д. Єрьомка // Опубл. 25.10.2010. – Бюл. № 20.

90. Єрьомка В.Д. Патент України №101503. МПК Н01Ј 25/00. Наноклістрон / В. Д. Єрьомка // Опубл. 10.04.2013. – Бюл. № 7.

91. Єрьомка В.Д. Патент України №86529 МПК Н01Ј 25/00. Наноклістрон / В. Д. Єрьомка // Опубл. 10.01.2014. – Бюл. № 1.

92. Методы нелинейной динамики и теории хаоса в задачах электроники сверхвысоких частот: в 2 т. Т. 1. Стационарные процессы / под ред. А. А. Кураева, Д. И. Трубецкова. – М.: Физматлит, 2009. – С. 105-117.

93. Ерёмка В. Д. Многопучковые наноклистроны / В. Д. Ерёмка, А. В. Аксенчик, А. А. Кураев // Т СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'2006): тр. 16-й Междунар. Крым. конф.: в 2 т. Севастополь, Крым, Украина, 11-15 сентября 2006 г. – Севастополь, 2006. – Т. 1. – С. 269-271.

94. Аксенчик А. В. Мощные приборы СВЧ с дискретным взаимодействием (теория и оптимизация) / А. В. Аксенчик, А. А. Кураев. – Минск: Бестпринт, 2003. – 375 с.

95. Ерёмка В. Д. Отражательные клистроны и наноклистроны терагерцового интервала частот / В. Д. Ерёмка, Л. В. Огаркова // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'2014): тр. 24-й Междунар. Крым. конф.: в 2 т. Севастополь, 7-13 сентября 2014 г. – Севастополь: Вебер, 2014. – Т. 1. – С. 189-192.

96. Негирев А. А. Широкодиапазонные малогабаритные ЛОВ, непрерывно перекрывающие миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны длин волн / А. А. Неги-

рев // Вакуумная СВЧ электроника: сб. обзоров / отв. ред. М. И. Петелин. – Н.Новгород: ИПФ РАН, 2002. – 161 с.

97. Kogelnik H. Laser Beams and Resonators / H. Kogelnik and N. Li. // Proc. IEEE. – 1966. – V. 54, No 10. – P. 1312-1329.

98. Martin D. H. Long wave optics / D. H. Martin and J. W. Bowen // IEEE Trans. on MTT. – 1993. – V. MTT-41, No 10. – P. 1676-1690.

99. Goubau G. On the guided propagation of electromagnetic wave beams / G. Goubau and F. Schwering // IRE Trans. on Ant. And Propag. -1961. - V. 9, No 3. - P. 248-256.

100. Handbook of Microwave and Optical Components / Ed. by Kai Chang. – 1989. – V. 1, No 5. – 907 p.

101.Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы / Л. А. Вайнштейн. – М.: Сов. радио, 1966. – 474 с.

102. Еленский В. Г. Сложение мощностей от отдельных генераторов на диодах Ганна (ГДГ) / В. Г. Еленский, А. С. Косов // Зарубежная радиоэлектроника. – 1987. – № 2. – С. 61.

103.Kurokava K. The single-cavity multiple-device oscillator / K. Kurokava // IEEE Trans. on MTT. – 1971. – V. MTT-19, No 10. – P. 793-801.

104.Бородкин А. И. Полупроводниковый генератор миллиметрового диапазона с квазиоптической резонансной системой / А. И. Бородкин, Б. М. Булгаков, В. А. Матвеева, В. В. Смородин // Письма в ЖТФ. – 1979. – Т. 5, вып. 5. – С. 285-289.

105.Кацержинский Б. А. Твердотельные генераторы с квазиоптическими резонансными системами / Б. А. Кацержинский, Е. А. Мачусский, Н. А. Першин, В. П. Тараненко // Изв. вузов. – Радиоэлектроника. – 1987. – Т. 30, № 10. – С. 13-23.

106.Mizuno K. Quasi-optical resonator for millimeter and submillimeter wave solidstate sorces / K. Mizuno, T. Ajikata, M. Hieda, M. Nokayama // Electronics Letters. – 1988. – V. 24, No 13. – P. 792-793.

107.Bae J. Millimeter and submillimeter wave quasi-optical oscillator with Gunn diodes / J. Bae, Y. Amburakawa, H Kondo and K. Mizuno // IEEE Trans. on MTT. –1993. – V. MTT-41, No 10. – P. 1851-1855.

108.Андросов В. П. Влияние на эффективность возбуждения открытого резонатора его параметров и связи с волноводом / В. П. Андросов, И. К. Кузьмичев: Ин-т радиофизики и электроники АН УССР, 1987. – 30 с. (Препринт АН УССР, Ин-т радиофизики и электроники; № 354).

109.Кузьмичев И. К. Согласованное возбуждение квазиоптических открытых резонаторов / И. К. Кузьмичев, Г. И. Хлопов // Квазиоптическая техника мм и субмм диапазонов волн: сб. науч. тр. – Харьков: ИРЭ АН УССР, 1989. – С. 149-156.

110.Кузьмичев И. К. Эффективность возбуждения колебаний в открытом резонаторе, включенном в волноводную линию передачи / И. К. Кузьмичев // Изв. вузов. – Радиофизика. – 2003. – Т. 46, № 1. – С. 41-51.

111.Вольман В. И. Техническая электродинамика / В. И. Вольман, Ю. В. Пименов / под ред. Б.З. Айзенберга. – М.: Связь, 1971. – 488 с.

112.Когельник Х. Коэффициенты связи и коэффициенты преобразования волн в оптических системах/ Х. Когельник / пер. с англ. и нем. под ред. Б.З. Каценеленбаума и В.В. Шевченко // Квазиоптика. – М.: Мир, 1966. – С. 210-225.

113.Kuzmichev I. K. Exitation efficiency of quasioptical resonance systems / I. K. Kuzmichev // Telecommunications and Radio Engineering. – 2009. – Vol. 68, No. 1. – P. 49-63.

114.DeLisio M. P. Quasi-Optical and Spatial Power Combining / M. P. DeLisio, R. A. York // IEEE Trans. Microwave Theory and Techn. – 2002. – Vol. MTT-50, No 3. – P. 929-936.

115.Кузьмичев И. К. Апертурное возбуждение открытых резонаторов миллиметрового диапазона: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.03 / И. К. Кузьмичев. – Харьков, 1991. – 173 с.

116.Вайнштейн Л. А. К электродинамической теории решеток. Ч. 1 / Л. А. Вайнштейн // Электроника больших мощностей. – 1963. – Вып. 2. – С. 26-56.

117. Резонансное рассеяние волн: в 2 т. / В. П. Шестопалов, А. А. Кириленко, С. А. Масалов, Ю.К. Сиренко. – Киев: Наукова думка, 1986. – Т. 1. – 232 с.

118.Steer B. Exstended Interaction Klystron Technology at Millimeter and Submillimeter Wavelengths / B. Steer, A. Roitman, P. Horoyski, M. Hyttinen, R. Dobbs, D. Berry // http://www.cpii.com.cmp. 2015.

119.Ruan C. at al.The development of X-band and W-band sheet beam klystron in IECAS // IEEE Conference Digest. – 2014. – P.21.

120.Pasour, J. Demonstration of a Multikilowatt, Solenoidally Focused Sheet Beam Amplifier at 94 GHz / J. Pasour, E. Wright, K. T. Nguyen, A. Balkcum, F. N. Wood, R. E. Myers, B. Levush // IEEE Trans. On Electron Devices. – 2014. – V.61, No 6. – P. 1630-1636.

121.Roitman A. High power CW 264 GHz tunable extended interasction oscillator / A. Roitman at al. // IEEE IVEC Dig. – 2013.

122.Nguyen K. Sheet-Beam 90 GHz and 220 GHz Extend-Interaction-Klystron Designs / K. Nguyen, D. Pershing, E. Wright, J. Pasour, J. Calame, L. Ludeking, J. Rodgers, J. Petillo // IEEE International Vacuum Electronics Conference, 2007. IVEC '2007. – 2007. – P. 1-2.

123.J. Benford, J. A. Swegle, and E. Schamiloglu, High Power Microwaves. – CRC Press, Taylor and Francis, 2007.

124.Dubinov A. E. and Selemir V. D. Electronic devices with virtual cathodes (review) // Journal of Communications Technology and Electronics 47, 575 (2002).

125. Трубецков Д. И. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков / Д. И. Трубецков, А. Е. Храмов. – М.: Физматлит, 2004. – Т. 2.

126. Физика сильноточных релятивистских пучков / А. А. Рухадзе, Л. С. Богданкевич, С. Е. Росинский, В. Г. Рухлин. – М.: Атомиздат, 1980.

127.Virtual cathode oscillator (vircator) theory, in: High Power Microwave Sources / D. J. Sullivan, J. E.Walsh, and E. A. Coutsias, ed. By Granatstein, V.L. and Alexeff. – Vol. 13. – Artech House, Microwave Library, 1987.

128.High-power microwave amplifier based on overcritical relativistic electron beam without external magnetic field / S. A. Kurkin, N. S. Frolov, A. O. Rak, A. A. Koronovskii, A. A. Kurayev, and A. E. Hramov // Applied Physics Letters 106, 1{5 (2015).

129.Microwave radiation power of relativistic electron beam with virtual cathode in the external magnetic field / S. A. Kurkin, A. E. Hramov, and A. A. Koronovskii // Applied Physics Letters 103 (2013).

130., Synchronization in the network of chaotic microwave oscillators / O. I. Moskalenko, N. S. Phrolov, A. A. Koronovskii, and A. E. Hramov // Eur. Phys. J. Special Topics 222, 2571-2582 (2013).

131.The effect of an external signal on output microwave power of a low-voltage vircator / N. S. Phrolov, A. A. Koronovskii, Y. Kalinin, S. A. Kurkin, and A. E. Hramov // Phys. Lett. A. 378, 2423 [2428 (2014).

132.Effect of the electron beam modulation on the sub-THz generation in the vircator with the field-emission cathode / S. A. Kurkin, A. A. Koronovskii, and A. E. Hramov // Journal of Plasma Physics 81 (2015)

133.Experimental and theoretical investigations of stochastic oscillatory phenomena in a nonrelativistic electron beam with a virtual cathode / Y. Kalinin, A. A. Koronovskii, A. E. Hramov, E. N. Egorov, and R. A. Filatov // Plasma Phys. Reports 31, 938{952 (2005).

134.Numerical study of chaotic oscillations in the electron beam with virtual cathode in the external non-uniform magnetic fields / A. E. Hramov, A. A. Koronovskii, and S. A. Kurkin // Phys. Lett. A 374, 3057-3066 (2010).

135.Influence of background gas ionization on oscillations in a virtual cathode with a retarding potential / R. A. Filatov, A. E. Hramov, Y. P. Bliokh, A. A. Koronovskii, and J. Felsteiner // Physics of Plasmas 16, 033106 (2009).

136., Investigations of a double-gap vircator at sub-microsecond pulse durations / A. S. Shlapakovski, T. Queller, Y. Bliokh, and Y. E. Krasik // IEEE Transactions on Plasma Sciences 40, 1607{1617 (2012).

137.Effect of self-magnetic fields on the nonlinear dynamics of relativistic electron beam with virtual cathode / A. E. Hramov, S. A. Kurkin, A. A. Koronovskii, and A. E. Filatova // Physics of Plasmas 19, 112101 (2012).

138.Experimental and theoretical investigation into the effect of the electron velocity distribution on chaotic oscillations in an electron beam under virtual cathode formation conditions / Y. Kalinin and A. E. Hramov // Technical Physics 51, 558-566 (2006).

139.Kurkin S. A. The influence of the noise spread of electron velocities on the dynamics of an electron flow with a virtual cathode / S. A. Kurkin // Journal of Communications Technology and Electronics 55, 572-579 (2010).

140.New configuration of a virtual cathode oscillator for microwave generation / W. Jiang, K. Masugata, and K. Yatsui // Phys.Plasmas 2, 4635 (1995).

141.Higher harmonics generation in relativistic electron beam with virtual cathode / S. A. Kurkin, A. A. Badarin, A. A. Koronovskii, and A. E. Hramov // Physics of Plasmas 21, 093105 (2014).

142.Highly-ordered carbon nanotube arrays for electronics applications / J. Li, C. Papadopoulos, J. M. Xu // Applied Physics Letters 75, 367-369 (1999).

143.Ерёмка В. Д. Клистрон / В. Д. Ерёмка. А. с. СССР. № 669969. М.кл. H01J23/10 // ОИ. – 1977. – № 25.

144.Ерёмка В. Д.. Клистрон / В. Д. Ерёмка. А. с. СССР. № № 669971. М.кл. H01J23/10 // ОИ. – 1977. – № 25.

145.Ерёмка В. Д. Клистрон / В. Д. Ерёмка. А. с. СССР. № 666401. М.кл. H01J23/10 // ОИ. – 1979. – №13.

146. Ерёмка В. Д. Исследование возможности бестокового управления частотой ЛОВО – клинотрона / В. Д. Ерёмка, А. Я. Кириченко, В. А. Солодовник // Труды Института радиофизики и электроники АН УССР. – 1977. – Т. 23. – С. 60-79.

147. Еремка В. Д. Способ бестоковой перестройки и стабилизации частоты автоколебаний клинотрона терагерцового диапазона / В. Д. Еремка, И. М. Мыценко // СВЧтехника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'2015): материалы 25-й Междунар. Крым. конф. – Севастополь, 2015. – Т. 1. – С. 171-175.

148.Способ бестоковой перестройки и стабилизации частоты автоколебаний клинотронов терагерцового диапазона / И. П. Безгина, В. Д. Еремка, Т. А. Макулина, И. М. Мыценко // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. – 2015. – Т. 23, № 4. – С. 57-63.

149. Дюбуа Б. Ч. Современные эффективные катоды / Б. Ч. Дюбуа, А. Н. Королев // Электронная техника. Сер. 1. СВЧ-техника. – 2011. Вып. № 1. – (508). – С. 5-24.

Глава 6. ИМПУЛЬСНЫЕ МАГНЕТРОНЫ СУБТЕРАГЕРЦОВОГО И ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНОВ

В.Д. Ерёмка, В.Д. Науменко

Институт электроники и радиофизики НАН, Харьков, Украина

Устройство и принцип действия нетрадиционных импульсных магнетронов субТГц и ТГц диапазонов на пространственных гармониках с термоэлектронным катодом. Устройство и принцип действия нетрадиционных импульсных магнетронов субТГц и ТГц диапазонов на пространственных гармониках с основным холодным катодом, вторичноэлектронный эмиттер которого обеспечивает рабочий ток генератора, и дополнительным катодом с эмиттером первичных электронов, стимулирующих процесс вторично-электронной эмиссии. Дрейфово-орбитальный резонанс в нетрадиционных импульсных магнетронах на пространственных гармониках. Характеристики нетрадиционных импульсных магнетронов субТГц диапазона с различными типами основных и дополнительных катодов. Результаты трехмерного математического моделирования.

Введение

С 1920-х годов магнетрон является одним из первых эффективных вакуумных источников микроволнового электромагнитного излучения [1-4]. В настоящее время магнетроны являются лидерами по применению в ракетных, радиолокационных и навигационных системах. Магнетронные источники созданы в дециметровом и сантиметровом диапазонах [5-9] и нашли широкое применение в радиоэлектронных системах указанных диапазонов. Магнетрон в отличие от ЛБВО, ЛОВО, клистронов, оротронов, ГДИ-орбиктронов представляет собой устройство, преобразующее потенциальную электрическую энергию в микроволновую электромагнитную энергию. Магнетрон остается одним из лучших вакуумных СВЧ приборов по таким параметрам, как КПД и отношение мощности выходного сигнала к массе пакетированного с магнитом прибора. Конструкция многорезонаторного магнетрона является одной из самых простых и компактных среди генераторов микроволнового излучения. В течение более восьмидесяти лет многорезонаторные магнетроны как экономичные источники электромагнитных волн по эффективности и масштабам применения на практике продолжают занимать лидирующее положение. Широкое применение многорезонаторных магнетронов в современной аппаратуре свидетельствует об их конкурентоспособности. Однако в последние годы магнетроны в силу некоторых недостатков постепенно теряют свои лидирующие позиции.

К недостаткам магнетронов можно отнести значительный уровень шумов в выходном сигнале, трудности реализации быстрой перестройки частоты автоколебаний, широкополосной частотной модуляции их выходного сигнала, невысокую надежность генераторов с термоэлектронным катодом. Средняя наработка до отказа (СНДО) лучших серийных магнетронов миллиметрового диапазона (МДВ) с термоэлектронным катодом обычно не превышает 1000 часов.

Следует выделить особенности магнетронов, которые отличают их от других электровакуумных микроволновых приборов. Одна из них – периодическая замедляющая структура резонаторов анодного блока магнетрона, геометрические размеры которой, как правило, пропорциональны длине рабочей волны, выполняет функции коллектора отработавших электронов. Другая – в магнетронах всегда имеет место бомбардировка эмиттера катода электронами и ионами, возвращающимися на его рабочую поверхность. Эти особенности являются причиной серьезных затруднений при разработке магнетронов коротковолновых диапазонов. Создание импульсных многорезонаторных магнетронов ТГц диапазона с большим сроком службы, со стабильными воспроизводимыми параметрами возможно в случае применения надежных катодов с высокоэффективными эмиттерами, сохраняющими свои свойства под действием всевозможных дестабилизирующих факторов.

Целью данной главы является краткий обзор основных результатов исследований и разработок нетрадиционных (неклассических) импульсных магнетронов – магнетронов на пространственных гармониках субТГц и ТГц диапазонов, реализованных в виде экспериментальных образцов в ИРЭ НАН Украины (ИРЭ НАНУ, Харьков) в период с момента его создания 30.09.1955 г. по 2015 г. [11-37]. Рассмотрены перспективы продвижения в ТГц диапазон частот электромагнитных колебаний неклассических генераторных магнетронов импульсного действия с холодным катодом, который содержит основной вторично-электронный эмиттер – источник рабочего тока и дополнительный полевой (автоэмиссионный) эмиттер – источнок первичных электронов, стимулирующих процесс вторично-электронной эмиссии [24, 34-37].

6.1. Традиционные и нетрадиционные импульсные магнетроны коротковолновых диапазонов

Освоение миллиметрового диапазона со средины 1950-х годов осуществлялось с помощью двух разновидностей импульсных магнетронных генераторов, а именно традиционных (классических) магнетронов с термоэлектронными катодами [9, 38] и нетрадиционных (неклассических) магнетронов с термоэлектронными или охлаждаемыми вторично-электронными катодами [11-37]. В пространстве взаимодействия электронов и электромагнитных волн колебательного контура классических магнетронов осуществляется энергообмен между заряженными частицами и электромагнитной волной основной пространственной гармоники колебаний π -вида равнорезонаторной или разнорезонаторной периодической структуры анодного блока. В пространстве взаимодействия электронов и электромагнитных волн колебательного контура неклассических магнетронов осуществляется энергообмен между заряженными частицами и электромагнитной волной первой отрицательной пространственной гармоники колебаний π -вида, равнорезонаторной периодической структуры анодного блока, в частности колебаний $\pi/2$ -вида или соседствующих с ним [11-37].

Трудности укорочения рабочей длины волны традиционных импульсных магнетронов субТГц диапазона обусловлены несоответствием представлений о физике процессов в пространстве взаимодействия электронов и электромагнитных волн таких генераторов методам решения задачи. Проект, в котором решение задачи о создании многорезонаторного импульсного магнетрона субмиллиметрового диапазона базировалось на применении современных нанотехнологий при изготовлении определяющих элементов и узлов генератора, а также на устоявшихся представлениях о физике процессов в классических многорезонаторных магнетронах, завершился созданием миниатюрного магнетрона, но генерирующего электромагнитное излучение в 3-миллиметровом диапазоне длин волн [39].

Освоение коротковолновых диапазонов электромагнитных колебаний с помощью импульсных многорезонаторных магнетронов в большинстве стран с высокоразвитой вакуумной микроволновой электроникой остановилось на частотах около 0,1 ТГц, т.е. у «входа» в ТГц диапазон [9, 38].

Реализация конструкций традиционных (классических) магнетронов, рабочие точки которых расположены в существенно закритической области (вдали от Халловской параболы), т.е. при высоких рабочих напряжениях и магнитных полях, достигла своего технологического предела при попытке обеспечить надежное возбуждение автоколебаний на частоте 0,1 ТГц. Вследствие технологических трудностей выход работоспособных магнетронов при серийном производстве заметно уменьшился, вероятно, в связи с этим стоимость одного работоспособного образца импульсного магнетрона с рабочей частотой около 0,1 ТГц в США составляет 84400 долларов.

6.2. Импульсные магнетроны на пространственных гармониках субТГц и ТГЦ диапазонов с термоэлектронным катодом

В середине 1950-х годов в ИРЭ им. А.Я. Усикова НАН Украины (ИРЭ НАНУ) предложены, исследованы и разработаны магнетроны с «харьковским режимом работы» – магнетроны на пространственных гармониках (МПГ), конструкции которых реализованы в субТГц [10-12, 15, 17] и ТГц диапазонах [19]. Рабочие точки таких магнетронных генераторов находятся вблизи параболы отсечки, т.е. в зоне сравнительно невысоких значений рабочих напряжения и магнитного поля [10-12, 15, 17, 18]. Импульсные магнетроны с «харьковским режимом работы» имеют компактную магнитную систему. Конструкция пакетированных с магнитной системой магнетронов субТГц диапазона имеет сравнительно небольшую массу.

Характеристики импульсных МПГ ТГц диапазона (0,1-0,366) ТГц описаны преимущественно в научных публикациях исследователей многорезонаторных магнетронов Украины и России [11-36]. Следствием развития вакуумной ТГц электроники и радиофизики является создание уникальных технологий, которые стимулируют проведение ревизии возможностей физических принципов построения схем традиционных вакуумных источников микроволнового излучения, их энергетических, частотных и экономических (стоимостных) характеристик с позиций требований времени. После завершения военной операции «Буря в пустыне», проведенной в Кувейте Армией США в конце XX века, интерес к применению вакуумных источников электромагнитного излучения коротковолновых диапазонов, в частности магнетронов, в электронных системах высокоточного оружия и радиолокационных системах различного назначения существенно возрос. Конкурс проектов, объявленный Армией США в 2006 г. и посвященный разработке и созданию импульсного многорезонаторного магнетрона субмиллиметрового диапазона состоялся. Целью проекта фирмы, выигравшей конкурс, были разработка конструкции миниатюрного магнетрона субмиллиметрового диапазона с выходной импульсной мощностью 50 Вт и создание конструкции пакетированного с магнитом генератора с применением нанотехнологий. Работа по проекту завершилась в 2008 г. созданием миниатюрного пакетированного с магнитом импульсного магнетрона с выходной импульсной мощностью около 50 Вт на частоте 0,095 ТГц [39]. На следующих этапах упомянутого проекта планировалось разработать и создать экспериментальные образцы импульсных магнетронов на частотах 0,22 и 0,28 ТГц. Техническое задание в полном объеме не реализовано, вероятно, вследствие принципиальных идейных и технологических трудностей.

В многорезонаторных магнетронах, как и в других генераторах микроволн, с укорочением рабочей длины волны эффективность процесса энергообмена между электронами и электромагнитными волнами уменьшается. По этой причине для генерирования с их помощью необходимого уровня мощности высокочастотного сигнала увеличивают подводимую мощность путем увеличения рабочего напряжения и анодного тока. Большая часть этой мощности (60-85%) рассеивается на мелкоструктурной резонаторной системе анодного блока магнетрона. Из-за небольшого расстояния между анодом и катодом возрастает вероятность возникновения электрических пробоев этого промежутка. На катоде рассеивается около 10% подводимой мощности. При работе в импульсном режиме с большим коэффициентом заполнения эта мощность становится сравнимой с мощностью накала катода и может даже превышать ее. Вследствие перегрева термоэлектронных катодов срок службы магнетронов коротковолновых диапазонов заметно сокращается. По указанным причинам задача генерирования микроволновых электромагнитных колебаний с высоким уровнем мощности при длительном сроке службы (несколько тысяч часов) в магнетронах сантиметрового, миллиметрового и, особенно, ТГц диапазонов до настоящего времени не решена в полном объеме.

Исследования, выполненные И.Д. Трутнем с сотрудниками в Харьковском физико-техническом институте в период с 1944 по 1955 гг., показали, что в магнетронах миллиметрового диапазона волн с равнорезонаторной анодной ЗС процесс взаимодействия электронного потока с электромагнитным полем колебаний не π -вида, в частности колебаний вида $\pi/2$ или соседнего с ним, является эффективным и устойчивым. Дисперсионная характеристика ЗС магнетрона в этой области фазовых сдвигов имеет большую крутизну. Это позволяет обеспечить разделение видов колебаний даже при работе в ТГц диапазоне, выбрав величину рабочего магнитного поля.

При этом возбуждение магнетрона на колебаниях $\pi/2$ -вида осуществляют на первой отрицательной пространственной гармонике m = -1, для которой характерно большее замедление, чем для основной пространственной гармоники колебаний π -вида. При этом автоколебания возникают при сравнительно невысоких рабочих напряжении и магнитном поле, можно существенно увеличить диаметр отверстия анодного блока при укорочении длины рабочей волны. Основная забота при укорочении длины рабочей волны таких импульсных магнетронов – создание условий для устойчивых автоколебаний в таких генераторах, т.е. надежное разделение видов колебаний без применения анодных связок.

МПГ, разработанные и созданные в ИРЭНАНУ, имеют увеличенный объем пространства взаимодействия в анодном блоке и меньшее рабочее магнитное поле при рабочих напряжениях, примерно равных рабочим напряжениям зарубежных магнетронов на той же рабочей волне. Например, импульсный магнетрон RPB5, генерирующий электромагнитное излучение на волне 2,5 мм, на основной пространственной гармонике высокочастотного (ВЧ) поля колебаний π-вида, разработанный в Лаборатории излучений Колумбийского университета, имел диаметр отверстия анода 0,96 мм и работал при магнитном поле свыше 3 Тл [38]. Магнетрон RPB9 на волну 2,8 мм, работавший в режиме «слабого поля», имел диаметр анода 1,61 мм и рабочее магнитное поле 1,5 Тл [38]. Для сравнения: импульсный МПГ, генерирующий электромагнитное излучение мощностью 8 кВт с КПД 5,5% на волне 2,2 мм на первой отрицательной пространственной гармонике ВЧ поля колебаний π/2-вида, разработанный и созданный в Лаборатории импульсного генерирования ИРЭ НАНУ в 1961 году, имел диаметр отверстия анода 2,6 мм и работал при магнитном поле 0,76 Тл [10]. На волнах короче 2,5 мм зарубежным исследователям так и не удалось создать работоспособные импульсные магнетроны. В 1969 г. в Отделе импульсного генерирования ИРЭ НАНУ удалось зарегистрировать устойчивый режим автоколебаний в импульсном МПГ субмиллиметрового диапазона (рабочая длина волны $\lambda = 0,82$ мм) [18]. Срок службы лабораторных макетов таких магнетронов с термоэлектронным катодом не превышал 2-3 часов из-за потери эмиссионной способности эмиттера термоэлектронного катода.

6.2.1. Особенности конструкции. Анодный блок

В магнетронах разработанных и созданных в ИРЭ НАНУ применяют равнорезонаторные анодные блоки с резонаторами лопаточной формы (рис. 6.1).





Рисунок 6.1. Лопаточная резонаторная система импульсного магнетрона терагерцового диапазона

Рисунок 6.2. Анодный блок с периодической структурой резонаторов, экранированных на торцах кольцевыми экранами

Применение щелевых резонаторов оказалось неприемлемым, так как магнетронные генераторы с такими анодными блоками обеспечивали КПД, примерно в 1,5 раза меньшие, чем магнетроны с резонаторами лопаточной формы.

При выбранном диаметре анодного отверстия и числе резонаторов анодной периодической структуры необходимую рабочую длину волны обеспечивают путем изменения диаметра по донышкам лопаточных резонаторов. Отношение толщины ламели к ширине щели в периодической структуре резонаторов анодного блока (рис. 6.1) приходится выбирать из компромиссных соображений. Для улучшения условий рассеяния мощности и увеличения амплитуды рабочей пространственной гармоники необходимо увеличивать толщину ламелей, однако это приводит к снижению добротности колебательного контура. Обычно величину отношения толщины ламели к ширине щели выбирают в пределах 0,3÷0,85.

Равнорезонаторные периодические структуры в анодных блоках многорезонаторных магнетронов, разрабатываемых в странах Европы и

Америки, не применяются. Рабочей пространственной гармоникой поля периодической структуры анодного блока, зарубежных магнетронов, взаимодействующей с электронным потоком, выбирают основную пространственную гармонику колебаний π-вида. В случае равнорезонаторной системы без связок вид колебаний N/2 (π-вид) имеет очень малое разделение по частоте с видом N/2-1, что вызывает нестабильность в работе магнетрона и не позволяет повысить мощность его выходного сигнала и КПД. Отсутствие интереса к другим видам колебаний объясняется, вероятно, боязнью возникновения конкуренции со стороны соседних видов колебаний. При этом не принимается во внимание, что дисперсия периодической структуры, например на виде колебаний N/4 ($\pi/2$), значительно больше, что обеспечивает вполне приемлемое разделение по частоте. Следует считать в какой-то мере случайным, что зарубежные исследователи не обнаружили возможность эффективной работы магнетронов в режимах колебаний не π-вида. Вероятно, причиной этого были результаты теоретических исследований зарубежных теоретиков, обосновавших привлекательные преимущества генерирования электромагнитного излучения в магнетронах на колебаниях π-вида. Наряду с этим результаты теоретических исследований показали, что виды колебаний с номерами $n \neq N/2$ и $n \neq 0$ являются двукратно вырожденными по частоте, что ослабляет гарантии стабильной и эффективной работы магнетрона. Достоверность этих предположений, вероятно, не проверялась экспериментальными методами.

Осевую длину лопаточных резонаторов МПГ миллиметрового диапазонов обычно выбирают примерно равной длине рабочей волны. Осевую длину лопаточных резонаторов МПГ ТГц диапазона выбирают равной нескольким длинам рабочей волны. Импульсные многорезонаторные МПГ ТГц диапазона – магнетроны с «длинным анодным блоком».

При исследовании первых конструкций лабораторных макетов МПГ с «харьковским режимом работы» возникли трудности, обусловленные отсутствием совпадения получаемых результатов в идентичных по своим параметрам магнетронах. Необходимо было установить причины расхождения получаемых данных и по возможности устранить их.

Обычно принято считать, что за неудовлетворительную воспроизводимость энергетических и частотных характеристик магнетронов, идентичных по своим параметрам, ответственны технологические дефекты при сборке их конструкций. Разработчикам удалось установить, что ухудшение воспроизводимости энергетических характеристик МПГ связано с наличием сильной электрической связи торцов периодической резонаторной системы анодного блока с торцевыми полостями в магнетронах с цельнометаллическим корпусом. Эта нежелательная связь была устранена путем применения кольцевых экранов на торцах анодной периодической структуры резонаторов без гальванической связи с их торцами (рис. 6.2) [12]. Изменением зазора между экранирующим кольцом и торцами лопаточных резонаторов периодической структуры анодного блока магнетрона можно в небольших пределах изменять рабочую частоту генератора. Испытания магнетронов с цельнометаллическим корпусом и экранированными торцами резонаторов периодической структуры анодного блока продемонстрировали возможность существенного улучшения повторяемости характеристик генераторов, идентичных по своим геометрическим параметрам, повышения эффективности их работы. Внешний вид созданных МПГ с кольцевыми экранами на торцах анодной периодической структуры лопаточных резонаторов показан на рис. 6.3. Все МПГ в те годы имели радиальное крепление катода, воздушное охлаждение и пакетировались с постоянным магнитом (магнит на рисунке не показан). Масса МПГ, пакетированного с магнитом ЮНДК, достигала 3-4 кг.



Рисунок 6.3. Внешний вид не пакетированных с магнитом импульсных МПГ субТГц диапазона с термоэлектронным катодом

6.2.1.1. Вывод энергии

Выходное согласующее устройство импульсного МПГ субТГц диапазона показано на рис. 6.4. Оно содержит стандартный волновод B, четвертьволновый трансформатор (Tp) и окно связи (O).





Рисунок 6.4. Выходное устройство импульсного МПГ ТГц диапазона с «харьковским режимом работы»

Рисунок 6.5. Конструкция термоэлетронного катода импульсного МПГ ТГц диапазона с «харьковским режимом работы»

Выходной волновод (B) вакуумируют диэлектрическим окном в виде тонкой слюдяной пластинки впаянной в медный стаканчик. Реактивность, вносимая слюдяным окном на коротких волнах компенсируется индуктивной диафрагмой. Вследствие больших импульсных высокочастотных мощностей в волноводном тракте B, как правило, создают избыточное давление около 2 атмосфер для предотвращения высокочастотного пробоя.

6.2.1.2. Катод

Во всех МПГ, характеристики которых приведены в табл. 6.1, применены прямонакальные L-катоды. Такой катод имеет вид трубки из пористого вольфрама, заполненной тройным карбонатом бария. На рис. 6.5 показана конструкция такого катода. Керамические втулки 1 уменьшают теплоотвод, что позволяют значительно уменьшить ток накала и паразитную модуляцию частоты магнитным полем, создаваемым этим током.

Как известно, L-катоды обладают высокой эмиссионной способностью. В МПГ 2-миллиметрового диапазона, например, требуется плотность тока около 150 A/см². Результаты экспериментальных исследований свидетельствуют о том, что срок службы МПГ с такими катодами достигал 200 часов, что в те годы считали вполне приемлемым. При этом на ограничение срока службы влияли не потеря катодом эмиссии, а загрязнения резонаторной структуры анодного блока продуктами испарения катода. Загрязнения приводили к изменению рабочей частоты и падению мощности из-за возрастания высокочастотных потерь.

Исследования, проведенные в ИРЭ НАНУ, показали, что при условии применения эффективных катодов [40-42] в МПГ, работающих в режиме дрейфово-орбитальных резонансов, имеет место разделение видов колебаний по магнитному полю [10, 11]. На рис. 6.6 представлены области рабочего магнитного поля, в которых имеет место автоколебательный режим видов колебаний с 1-го по 5-й в многорезонаторном МПГ с числом резонаторов N = 20 и величиной отношения радиуса катода к радиусу анода $\sigma = r_k/r_a = 0.35$ [10, 11]. Рисунок свидетельствует о том, что хотя области по магнитному полю видов колебаний частично перекрываются, вместе с тем, для каждого вида колебаний существует достаточно большая зона изменения магнитного поля, в пределах которой другие виды колебаний отсутствуют. Протяженность этих зон по магнитному полю определяется параметром $\sigma = r_k/r_a$. Его увеличение приводит к расширению зоны одновидового генерирования, а следовательно, позволяет повысить выходную мощность и КПД генератора.

Это хорошо иллюстрирует рис. 6.7, где приведены зависимости величины КПД от величины магнитного поля для различных видов колебаний в магнетроне с количеством резонаторов N = 16, при различных значениях $\sigma = r_k/r_a$.





Рисунок 6.6. Области устойчивого автоколебательного процесса на видах колебаний *n* = 1...5 при изменении магнитного поля



Видно также, что путем увеличения отношения $\sigma = r_k/r_a$ можно расширить области генерирования видов колебаний и увеличить КПД. Естественно, что при этом значения рабочих магнитного поля и (анодного) напряжения увеличиваются. Кроме того, увеличение $\sigma = d_k/d_a$ изменяет вид зависимостей электронного смещения частоты (ЭСЧ) от тока (рис. 6.8). Минимум ЭСЧ при увеличении σ смещается к большим токам. По этой причине в магнетроне с хорошим КПД часто бывает трудно обеспечить генерирование электромагнитных колебаний с хорошим спектром.



Рисунок 6.8. Зависимость электронного смещения частоты от величины отношения $\sigma = r_k / r_a$

Проблема расщепления вырожденных видов колебаний на частотные дублеты была подвергнута очень тщательному теоретическому и экспериментальному изучению [21-23]. Экспериментально было установлено, что в МПГ, работающем на колебаниях не π -вида, распределение высокочастотного поля, возникающее в пространстве взаимодействия, позволяет осуществить эффективный вывод мощности в нагрузку. Теоретические изыскания пока не дали четкого объяснения этого процесса.

В редких случаях в МПГ не π -вида наблюдается возбуждение колебаний похожих на ненагруженную составляющую дублета. Реально мощность автоколебаний в таких магнетронах поступает в нагрузку, однако уровень ее заметно снижается. Обычно процесс возбуждения автоколебаний на ненагруженной частоте дублета удается устранить путем центровки основного катода в пространстве взаимодействия или путем изменения режима работы генератора.

6.2.2. Выбор параметров конструкции и режима работы импульсных ТГц МПГ с термоэлектронным эмиттером

Число резонаторов в периодической структуре анодного блока является одним из важнейших параметров конструкции МПГ. Анодное напряжение импульсного МПГ ограничено электрической прочностью зазора анод – катод. Обычно его величину выбирают в интервале 15...20 кВ. С целью повышения электронного КПД целесообразно увеличивать число резонаторов периодической структуры анодного блока, чтобы уменьшить напряжение синхронизации. Вместе с тем чрезмерное увеличение числа резонаторов ведет к уменьшению связи с нагрузкой, т.е. к снижению контурного КПД. Приведенные в табл. 6.1 данные о числе резонаторов в периодических структурах анодных блоков МПГ с разными длинами рабочих волн получены с помощью экспериментальных методов и являются компромиссными для упомянутых выше противоречивых требований.

Диаметр отверстия в анодном блоке определяет в значительной мере электрическую прочность зазора анод – катод, величину мощности, которую можно подвести к магнетрону, а также технологические возможности при изготовлении мелкоструктурной периодической структуры лопаточных резонаторов анодного блока и ряд других важных параметров магнетронного генератора. Поэтому диаметр отверстия анодного блока увеличивают по возможности. Однако это сопряжено с необходимостью увеличивать число резонаторов в периодической структуре анодного блока, что не всегда допустимо.

Выбор рабочего вида колебаний обычно не является затруднительным, так как виды с номерами N/4-1, N/4 и N/4+1 обеспечивают примерно одинаковые КПД для данного типа магнетронов. Виды с более низкими номерами хуже возбуждаются, а виды с более высокими номера-

ми работают с пониженным КПД. Практически выбор рабочего вида колебаний осуществляют с помощью параметра σ. Его выбирают так, чтобы при заданном изменении анодного тока или напряжения автоколебания возбуждались только на одном виде колебаний и КПД при этом должен иметь приемлемую величину.

6.2.3. Выходные характеристики импульсных ТГц МПГ с термоэлектронным катодом

Наибольший интерес представляют выходные характеристики МПГ в режиме дрейфово-орбитальных резонансов в субТГц и ТГц диапазонах, поскольку именно в упомянутых диапазонах в наибольшей степени проявляются их преимущества.

К концу 1964 г. под руководством И.Д. Трутня в ИРЭ НАН Украины были созданы и прошли полный цикл лабораторных исследований импульсные многорезонаторные МПГ с термоэлектронным катодом и «харьковским режимом работы» во всем миллиметровом диапазоне. Характеристики импульсных МПГсубТГц и ТГц диапазонов с термоэлектронным катодом, представлены в табл. 6.1 [10, 11].

Длина рабочей волны, λ, мм	Число резона- торов, <i>N</i>	Диаметр отверстия анода, <i>d_a</i> , мм	Рабочее магнитное поле <i>В</i> , Тл	Рабочее напряжение, <i>U_a</i> , кВ	Мощность выходного сигнала, Р _{вых} , кВт	КПД, %
3,0	24	3,3	0,625	15,0	30	12
1,5	40	2,0	0,710	11,5	2,5	2,0
1,25	36	2,0	0,621	15,0	1,0	0,8
0,8	44	2.0	0,96	12,5	0,5	0,5

Таблица 6.1. Параметры импульсных МПГ субТГц и ТГц диапазонов с термоэлектронным катодом, созданных в ИРЭ НАН Украины

На приведенных ниже рис. 6.9 и 6.10 представлены рабочие характеристики импульсных МПГ субТГц диапазона на частотах 0,1 ТГц и 0,136 ТГц [10, 11, 15, 17]. В ИРЭ НАНУ зарегистрирована максимальная мощность 17 кВт, генерируемая МПГ с «харьковским режимом работы» на частоте 0,136 ТГц. Чтобы исключить тепловое разрушение резонаторной периодической структуры анодного блока МПГ большими рабочими токами, выбирали режим работы с очень короткими импульсами. Внешний вид импульсного МПГ субТГц диапазона с термоэлектронным катодом, пакетированного с самарий-кобальтовым магнитом показан на рис. 6.11. Импульсные МПГ субТГц и ТГц диапазонов с термоэлектронным катодом, созданные в ИРЭ НАНУ в 1960-1980-х годах, нашли широкое применение в научно-исследовательских и конструкторско-технологических организациях СССР.



Рисунок 6.9. Рабочие характеристики субТГц импульсного МПГ на частоте 0,1 ТГц



Рисунок 6.10. Рабочие характеристики субТГц импульсного МПГ на частоте 0,136 ТГц



Рисунок 6.11. Внешний вид МПГ с термоэлектронным катодом, работающего на первой отрицательной пространственной гармонике колебаний $\pi/2$ -вида, пакетированного с магнитом из *Sm Co*₅, *B* = 0,625 Тл; *f*₀ = 0,1 ТГц

6.3. Импульсные многорезонаторные МПГ субТГц и ТГц диапазонов с холодным катодом

Срок службы импульсных МПГТГц диапазона с термоэлектронным катодом, которые изготавливались в цехах Опытного производства ИРЭ НАНУ до 1975 г., не превышал 300 часов. Срок службы термоэлектронного катода, а следовательно и магнетрона, определялся устойчивостью эмиттера термоэлектронного катода к дополнительной тепловой нагрузке вследствие обратной бомбардировки заряженными частицами.

С целью устранения негативных последствий обратной бомбардировки эмиттеров термоэлектронных катодов в магнетронах И.М. Вигдорчик в период работы с 1945 по 1947 г. в УФТИ-ХФТИ предложил и экспериментально исследовал оригинальную схему построения генератора Мтипа [13].

Был создан лабораторный макет магнетрона трехсантиметрового с основным холодным катодом, покрытым диапазона вторичноэлектронным эмиттером, который обеспечивал рабочий ток генератора. На рис. 6.12 а, б показан первый лабораторный макет такого генератора Мтипа. Холодный катод, покрытый вторично-электронным эмиттером обеспечивает рабочий ток в пространстве взаимодействия магнетрона (рис. 6.12 б). Расположенный вне пространства взаимодействия на торце анодного блока дополнительный катод с термоэлектронным эмиттером является источником первичных электронов для стимулирования процесса вторично-электронной эмиссии с эмиттера основного холодного катода [13]. Основной катод избавлен от источника накала до температуры выше 1000°С – температуры термоэлектронной эмиссии.



Рисунок 6.12. (*a*) Внешний вид лабораторного макета МБК и (б) схематическое изображение элементов и узлов макета МБК: 1 – экран; 2 – дополнительный торцевой катод с термоэлектронным эмиттером; 3 – анодный блок; 4 – чехол; 5 – система жидкостного охлаждения; 6 – металлический цилиндр основного холодного катода

Основной холодный (без накала) катод в виде металлического цилиндра 6 с графитовым чехлом 4 или платиновым покрытием в упомянутом магнетроне был установлен на оси его пространства взаимодействия. Торцевой катод 2 прямого накала с термоэлектронным эмиттером (в виде спирали из вольфрама) был размещен соосно с холодным катодом 6 возле торца анодного блока 3 за пределами пространства взаимодействия. Такой генератор М-типа назван изобретателем «магнетроном с боковым катодом (МБК)».

МБК имел два режима работы. В одном режиме рабочий анодный ток генератора представлял собой потоком электронов, инжектированных термоэлектронным эмиттером дополнительного торцевого катода 2. При этом коэффициент вторично-электронной эмиссии (КВЭЭ) основного холодного катода выбирали меньшим единицы, покрывая металлический цилиндр 6 чехлом 4 из графита.

В другом режиме рабочий ток генератора обеспечивали за счет вторичной эмиссии электронов с металлической поверхности цилиндра 6. Для реализации этого режима материал эмиттера (покрытие) холодного катода в пространстве взаимодействия МБК выбирали с КВЭЭ больше 1.

Первые экспериментальные образцы МБК, исследованные в УФТИ-ХФТИ генерировали электромагнитные колебания в 3-сантиметровом диапазоне и обеспечивали в непрерывном режиме мощность выходного сигнала свыше 500 Вт. Срок службы таких генераторов М-типа достигал нескольких сотен часов. В то время срок службы выпускавшихся промышленностью магнетронов трехсантиметрового диапазона с термоэлектронными катодами не превышал 100 часов.

Исследования МПГ с основными холодными вторичноэмиссионными катодами (ВЭК), работающих в миллиметровом диапазоне длин волн были начаты И.М. Вигдорчиком в Отделе импульсного генерирования ИРЭ НАНУ в 1965 г. При этом были учтены результаты разработок и испытаний импульсных МПГ с термоэлектронным катодом. В период с 1966 по 1985 г. в ИРЭ НАНУ были осуществлены исследования, разработки и создание экспериментальных образцов импульсных МПГ с основным ВЭК и дополнительным торцевым катодом с термоэлектронным эмиттером во всем миллиметровом диапазоне длин волн [14].

Отметим выявленные в процессе исследований преимущества МПГ с основным ВЭК и дополнительным торцевым катодом с термоэлектронным эмиттером:

1) существенное увеличение средней мощности выходного сигнала, так как охлаждаемый катод может рассеивать более высокую мощность обратной бомбардировки; 2) существенное увеличение срока безотказной работы.
6.3.1. Усовершенствование конструкции

Преимущества применения охлаждаемых вторично-эмиссионных катодов в импульсных МПГ удалось реализовать в его конструкции субТГЦ диапазона с осевым креплением основного и дополнительного катодов. Преимущества такой конструкции ярко проявились при решении задач по укорочению длины рабочей волны МПГ. На рис. 6.13 показан в разрезе МПГ с осевым креплением основного и торцевого дополнительного катодов.



Рисунок 6.13. МПГ с холодным вторично-эмиссионным катодом: 1 – основной холодный вторично-эмиссионный катод, 2 – дополнительный торцевой маломощный термоэлектронный катод

6.3.2. Вторично-электронные катоды в МПГ

В многорезонаторных импульсных МПГ ТГц диапазона холодные ВЭК являются источниками рабочего тока. Эмиссионные свойства ВЭК обусловлены физическим явлением вторично-электронной эмиссии при бомбардировке их рабочей поверхности первичными электронами с запускающего эмиттера, а также электронами «обратной бомбардировки», т.е. электронами, которые возвращаются на эмиттер основного катода под воздействием переменных электрических полей в пространстве взаимодействия. Созданы и нашли широкое применение в многорезонаторных магнетронах ВЭК – металлические (Mo, Pt) [37], сплавные (Ir-Ce; Ir-La; Pd-Ba; Pt-Ba), а также импрегнированные эмиттеры на основе пористого вольфрама пропитанного алюминатом бария-кальция [40-42]. Jepsen R.L. и Muller M.W. провели обстоятельные экспериментальные исследования многорезонаторных микроволновых импульсных магнетронов с холодными ВЭК, в которых в качестве вторично-электронных эмиттеров были применены чистые металлы платина и молибден [37]. Результаты их исследований показали, что ВЭК из чистых металлов Pt и Mo обеспечивают величину рабочего тока достаточную для возбуждения и поддержания автоколебаний в импульсных многорезонаторных магнетронах.

Процесс вторичной эмиссии может быть самоподдерживающимся, если эффективный КВЭЭ материала катода больше единицы. Фундаментальные и прикладные исследования нетрадиционных импульсных многорезонаторных МПГ коротковолновых диапазонов с различными способами возбуждения процесса вторично-электронной эмиссии с эмиттеров основных холодных катодов осуществлены в ИРЭ НАН Украины [13-17, 24]. Вольтамперная характеристика одного из таких магнетронов представлена на рис. 6.14. Срыв анодного тока происходит, как правило, при величине рабочего напряжения, близкой к критической. Линию, соединяющую точки срыва тока в координатах ток-напряжение при различных напряженностях магнитного поля, обычно называют границей максимальных токов (ГМТ). Положение ГМТ для каждого отдельного магнетрона определяется величиной КВЭЭ материала эмиттера. МПГ, у которых эмиттеры холодных катоды изготовлены из одного и того же материала, но имеют различную геометрию пространства взаимодействия, также различаются положением ГМТ. Таким образом, максимальную величину анодного тока МПГ определяют величина анодного напряжения, вторично-электронные свойства эмиттера холодного катода и геометрия пространства взаимодействия.

Для осуществления рационального выбора геометрии пространства взаимодействия МПГ необходимо иметь данные о величине максимального рабочего тока прибора. Известен ряд соотношений, позволяющих рассчитать максимальный ток вторичной эмиссии. Одно из них имеет вид

$$I_{am} = \frac{1.51 \cdot 10^{-6} h_a (\delta_m - 1) U_a^{3/2}}{r_a \beta^2}, \qquad (6.1)$$

где δ_m – максимальное значение КВЭЭ для выбранного материала эмиттера холодного ВЭК; h_a – осевая длина анода; β^2 – функция отношения r_{κ}/r_a ; r_a – радиус анодного отверстия; r_{κ} – радиус ВЭК.



Рисунок 6.14. Вольтамперная характеристика многорезонаторного импульсного МПГ с холодным ВЭК

Результаты расчета максимального тока вторичной эмиссии по соотношению (6.1) соответствуют результатам измерений максимального тока в МПГ с ВЭК, которые работают вблизи критического режима. В упомянутых магнетронах протяженность пространства взаимодействия вдоль оси прибора обычно составляет около $4(r_a - r_\kappa)$.

Из соотношения (6.1) видно, что наиболее простой способ увеличения тока можно реализовать путем повышения КВЭЭ материала эмиттера ВЭК. Однако материалы с высоким КВЭЭ, работающие длительное время стабильно в пространстве взаимодействия магнетронов ТГц диапазона, пока в стадии разработки. В созданных в ИРЭ НАН Украины импульсных МПГ с холодными ВЭК в качестве вторично-электронных эмиттеров применение нашли чистые металлы, в частности платина, а также импрегнированные эмиттеры на основе пористого вольфрама пропитанного алюминатом бария-кальция. По комплексу технологических и физических свойств платина и сплавы (Ir – Ce; Ir–La; Pd – Ba; Pt – Ba) являются наиболее подходящими материалами для эмиттеров ВЭК магнетронов на пространственных гармониках ТГц диапазона. Стабильность КВЭЭ упомянутых чистых металлов и сплавов при интенсивном охлаждении электродов позволяет изменять в больших пределах режимы работы импульсных МПГ ТГц диапазона по энергетическим и временным параметрам. В частности, это обеспечивает возможность работать в импульсном режиме с переменным коэффициентом заполнения.

Экспериментальные образцы МПГ с холодным ВЭК были разработаны для генерирования электромагнитного излучения в субТГц диапазоне. В качестве эмиттера холодного ВЭК применяли платиновую фольгу толщиной 0,05 мм. В качестве боковых термоэлектронных катодов были применены как конусные *L*-катоды, так и дисковые импрегнированные катоды. Конусные *L*-катоды устанавливались вне пространства взаимодействия у торца анодного блока соосно с холодным ВЭК. Дисковые термоэлектронные катоды устанавливали вне пространства взаимодействия на месте одного из концевых экранов. Дополнительный торцевой катод с термоэлектронным эмиттером и основной холодный катод с вторично-электронным эмиттером монтировали каждый на отдельной ножке и устанавливали соосно на противоположных торцах анодного блока магнетрона.

С целью уменьшения загрязнения поверхности вторичноэлектронного эмиттера основного катода термоэлектронный эмиттер дополнительного торцевого катода перед установкой в МПГ подвергали в вакууме прогреву до температуры, превышающей его рабочую температуру. Результаты длительных лабораторных испытаний показали, что при скважности 1000 срок службы МПГ с описанной подготовкой к работе эмиттеров основного и дополнительного катодов превышает 5000 часов.

6.3.3.Способы возбуждения вторичной электронной эмиссии в импульсных МПГ с основным холодным катодом

В научной литературе процесс возбуждения первичными электронами вторичной электронной эмиссии в магнетронах с холодным катодом, содержащим вторично-электронный эмиттер, называют «запуском» или «поджигом». Предложен ряд способов запуска приборов М-типа с холодным ВЭК. При этом первичные электроны эмиттируют с помощью термоэлектронных или полевых (автоэлектронных) эмиттеров. Сравнительно простым и надежным из применяемых способов генерирования первичных электронов для запуска приборов М-типа является способ с применением дополнительного маломощного термоэлектронного катода. Существует ряд изобретений, защищенных патентами, в которых предложены различные типы дополнительных термоэлектронных катодов и их расположение относительно основного холодного ВЭК. Например, в МПГ ТГц диапазона вторичную электронную эмиссию основного холодного катода возбуждают как с помощью потока первичных электронов, эмитированных термоэлектронным эмиттером дополнительного катода, который расположен у торца анодного блока [14-17], так и с помощью потока электронов, эмитированных полевыми (автоэлектронными) эмиттерами, которые расположены ны возле торцов анодного блока [24].

Способ запуска процесса вторично-электронной эмиссии основного холодного катода магнетрона посредством первичных электронов с дополнительного катода с термоэлектронным эмиттером, расположенного у торца его анодного блока, предложен в средине 1940-х гг. независимо в США в лабораториях фирмы Белл [9] и в Украине в УФТИ-ХФТИ И.М. Вигдорчиком [13].

При работе МПГ с холодным ВЭК в импульсном режиме необходимо в начале каждого импульса анодного напряжения создать условия для возбуждения вторичной эмиссии и нарастания объемного заряда в пространстве взаимодействия МПГ. Процесс вторичной эмиссии в магнетроне, как правило, является самоподдерживающимся и, один раз возникнув, продолжается до тех пор, пока анодное напряжение не выйдет за пределы области существования тока.

Очень важным при применении импульсных МПГ с холодным ВЭК в реальных радиоэлектронных системах, является вопрос о временном запаздывании, т.е. о времени нарастания рабочего тока магнетрона от величины тока эмиссии термоэлектронного эмиттера дополнительного торцевого катода до стартовых значений. Результаты экспериментальных исследований показали, что величина тока дополнительного торцевого катода с термоэлектронным эмиттером, необходимая для возбуждения вторичной эмиссии с основного катода, зависит от многих факторов, в частности от величины рабочих напряжения и магнитного поля, крутизны фронта модулирующего импульса, конфигурации пространства взаимодействия и др. При величине тока, инжектированного с дополнительного торцевого катода, составляющей 1-2% от величины рабочего тока МПГ, обеспечивается его надежный запуск. При этом возбуждение вторичной эмиссии происходит, как правило, уже на фронте модулирующего импульса, если крутизны его составляет примерно 150 кВ/мкс. Дальнейшее увеличение крутизны может привести к необходимости значительного увеличения инжектированного тока и, в конечном счете, к сокращению срока службы дополнительного торцевого термоэлектронного катода.

В отличие от импульсных МПГ с термоэлектронным катодом в пространстве взаимодействия импульсных МПГ с холодным катодом процесс образования пространственного заряда в начальной стадии локализован возле осевых границ пространства взаимодействия. Оценки показывают, что при наличии у поверхности катода продольной составляющей электрического поля заполнение пространства взаимодействия пространственным зарядом начинается в зонах его осевых границ и осуществляется за время ~ 10^{-10} с. Наличие радиальной составляющей магнитного поля в области катода также способствует перемещению электронов вдоль оси пространства взаимодействия магнетрона.

На рис. 6.15 показаны зависимости запаздывания момента появления рабочего тока от эмиссионной способности дополнительного торцевого термоэлектронного катода.



Рисунок 6.15. Зависимость запаздывания t в нс момента появления анодного тока от величины тока $I_{\delta\kappa}$ дополнительного торцевого катода с термоэлектронным эмиттером при магнитном поле B = 500 мТл и различных величинах анодного напряжения U_a

Видно, что запуск становится возможным уже при токах дополнительного торцевого катода, меньших 10 мА, что составляет примерно 10⁻³ величины рабочего тока с вторично-электронного эмиттера основного холодного катода. Показанные на рис. 6.15 значения запаздывания отсчитывались от момента начала нарастания анодного напряжения. Длительность фронта модулирующего импульса в этом случае составляла около 40-50 нс в зависимости от амплитуды. Из рисунка видно, что при токе торцевого термоэлектронного катода 100 мА, что составляет примерно 1% рабочего тока магнетрона, вторичная эмиссия появляется уже на фронте модулирующего импульса. Дальнейшее увеличение тока первичных электронов приводит лишь к незначительному уменьшению запаздывания.

Таким образом, если необходимо генерировать не очень короткие импульсы, то МПГ с основным холодным ВЭК, ток для «запуска» которых получают с помощью дополнительного бокового термоэлектронного катода, как генераторы фактически не отличаются от МПГ с основным термоэлектронным катодом.

Мгновенный запуск процесса вторично-электронной эмиссии с холодного ВЭК с помощью тока с дополнительного катода с лезвийным полевым (автоэлектронным) эмиттером реализован специалистами ИРЭ НАН Украины в промышленных (серийных) импульсных магнетронах сантиметрового диапазона длин волн [15-17]. Запуск процесса вторичноэлектронной эмиссии с холодного ВЭК с помощью тока с дополнительного торцевого катода с острийным полевым (автоэлектронным) эмиттером описан в патенте ИРЭ НАН Украины [24]. Дополнительный торцевой катод с острийным полевым (автоэлектронным) эмиттером для запуска импульсного МПГ ТГц диапазона с холодным основным холодным катодом с вторично-электронным эмиттером схематически показан на рис. 6.16.



Рисунок 6.16. *а*) Схематическое изображение импульсного МПГТГц диапазона с основным холодным катодом с вторично-электронным эмиттером и дополнительным торцевым катодом с полевым (автоэлектронным) эмиттером: 1 – анодный блок, 2 – основной холодный катод, 3 – керн основного катода, 4 – пленка вторичноэлектронного эмиттера, 5 – фланец – экран пространства взаимодействия, 6 – концевые области основного катода, 7 – высоковольтный электрод; *б*) 8 – автоэмиссионный диод с острийными или лезвийными элементами автоэлектронного эмиттера

Полевая (автоэлектронная) эмиссия (туннелирование) первичных электронов с дополнительного торцевого катода осуществляется с эмиссионных зон вершин острий (лезвий) 8 (рис. 6.16 б) вследствие большой ((10⁷ В/м)) напряженности электрического поля после приложения разности потенциалов (импульсного напряжения) между основным холодным катодом 2 и электродом 7 с элементами 8 тела автоэлектронного эмиттера (рис. 6.16 а). Электроны туннелируют с эмиссионных зон – вершин острий (лезвий) 8 под действием высокой напряженности электрического поля, затем ускоряются и бомбардируют рабочую поверхность концевых участков 6 тела вторично-электронного эмиттера 4 основного холодного катода 2. Из концевых участков 6 вторично-электронного эмиттера 4 катода 2 первичные электроны выбивают облако вторичных электронов, которые под действием статических скрещенных электрического и магнитного полей летят по траекториям в виде эпициклоид от активированного концевого участка 6 вторично-электронного эмиттера 4 к не активированному участку 6 на противоположном конце основного катода, создавая электронную втулку, которая лавинообразно нарастает в промежутке между анодом 1 с периодической структурой лопаточных резонаторов и катодом 2.

При синхронизации МПГ с холодным ВЭК внешним сигналом вторично-электронную эмиссию можно стимулировать высокочастотным электромагнитным полем [16, 17]. Такой же способ стимуляции вторичноэлектронной эмиссии применяют в микроволновых усилителях М-типа с распределенной эмиссией с холодного ВЭК.

С помощью экспериментальных образцов импульсных МПГ миллиметрового диапазона исследован способ возбуждения вторично-электронной эмиссии с холодных ВЭК на спаде импульса анодного напряжения [16, 17].

Динамика процесса вторично-электронного размножения, образования пространственного заряда и бомбардировки основного холодного ВЭК первичными электронами в скрещенных полях недостаточно изучена. В настоящее время проводятся исследования этих процессов, в том числе и применительно к импульсным МПГ ТГц диапазона, главным образом, методами математического моделирования [28, 29, 33-37, 40-41].

6.4. Импульсный МПГ субТГц диапазона с основным холодным вторично-эмиссинным катодом и рабочей частотой 0,21 ТГц

В Радиоастрономическом институте НАН Украины в Отделе электронных СВЧ приборов под руководством Д.М. Ваврива разработан и испытан импульсный МПГсубТГц диапазона с рабочей частотой 0,210 ТГц [35]. Конструкция созданного импульсного МПГ субТГц диапазона схематически представлена на рис. 6.17. В цельнометаллическом вакуумплотном корпусе генератора расположены: анодный блок 1 с периодической структурой лопаточных резонаторов, основной холодный катод 2 с вторичноэлектронным эмиттером из *Pt*, дополнительный катод 3 с маломощным термоэлектронным эмиттером, расположенный на торце анодного блока 1.МПГ пакетирован с постоянным самарий-кобальтовым магнитом (на рис. 6.17 не показан). Рабочий ток магнетрона обеспечивает вторичноэлектронный эмиттер основного холодного катода 2, стимулированный первичными электронами, эмиттированными термоэлектронным эмиттером дополнительного торцевого катода 3. Внешний вид созданного и испытанного нетрадиционного (неклассического) импульсного МПГ с рабочей частотой 0,210 ТГц показан на рис. 6.18.

Упомянутый импульсный магнетрон создан в результате успешного выполнения комплекса работ, включающих обстоятельное всесторонне математическое моделирование с помощью модели, описанной в [34]. Предложенные математические модели [34, 35] адекватно описывают многомодовое электронно-волновое взаимодействие в импульсных МПГ. Структуру ВЧ поля в пространстве взаимодействия МПГ рассчитывают последовательно как результат взаимодействия электронов и полей лопаточных резонаторов анодной периодической структуры. Модели подтверждают, что распределение объемного заряда в пространстве взаимодействия МПГ имеет непериодическую структуру и перемещается асинхронно с волной рабочей пространственной гармоники поля. Одномодовое приближение неприемлемо при описании нестационарных процессов накопления объемного заряда в пространстве взаимодействия МПГ. Основные допущения, как правило, используемые при изучении процессов электронно-волнового взаимодействия в классических магнетронах, неправомерны при изучении процессов в МПГ.

Целью работ [34, 35] было определение оптимальных геометрических размеров элементов и узлов электродинамической системы, диаметра отверстия анодного блока, числа и геометрии периодической структуры резонаторов анодного блока, геометрии щели связи колебательного контура с нагрузкой, диаметра основного холодного катода, геометрии и места расположения дополнительного торцевого катода с термоэлектронным эмиттером. С помощью математического моделирования были определены также оптимальное рабочее магнитное поле и рабочее напряжение, а также оптимальный рабочий вид колебаний. Оказалось, что для оптимальной геометрии основного холодного катода и пространства взаимодействия электронов и волн созданного импульсного МПГ оптимальным по уровню мощности выходного сигнала является режим работы на колебании вида n = N/4 + 1. На рис. 6.19 показаны зависимости мощности выходного сигнала созданного магнетрона от величины рабочего напряжения для трех видов колебаний n = N/4 - 1, n = N/4, n = N/4 + 1, возбуждаемых в режиме автоколебаний. При оптимальном магнитном поле для работы выбран вид колебаний n = N/4 + 1. Рабочий ток МПГ обеспечивали, стимулируя вторично-электронную эмиссию с платинового эмиттера (коэффициент

вторичной эмиссии 1,8) основного холодного катода 2 током около 100 мА первичных электронов с термоэлектронного эмиттера дополнительного катода 3, расположенного у торца анодного блока 1 вне пространства взаимодействия магнетрона (рис. 6.17). Величина рабочего напряжения определялась числом *N* лопаточных резонаторов, величиной пробивного напряжения для зазора анод-катод, а также напряжением синхронизации. Результаты математического моделирования и оптимизации свидетельствуют о том, что диаметр основного холодного катода является критическим параметром для работы магнетрона. Как показано на рис. 6.20, максимальная мощность выходного сигнала МПГ имеет место при диаметре холодного катода $D_{\kappa} = 1,55$ мм (рис. 6.20). Параметры МПГ определены с помощью математического моделирования. Результаты математического моделирования и оптимизации представлены в табл. 6.2. и 6.3. Расчетные значения параметров МПГ учтены при макетировании его экспериментального образца. Результаты исследований экспериментального образца созданного импульсного многорезонаторного МПГ субТГц диапазона с холодным вторично-эмиссионным катодом, генерирующего на частоте 0,210 ТГц, представлены в табл. 6.4.

Таблица 6.2. Параметры магнетрона

Параметры	Значения
Диаметр анода (d_a), мм	2,6
Диаметр холодного катода (d_{κ}), мм	1,55
Число лопаточных резонаторов (N)	40
Осевая длина (<i>L</i> _a) анодного блока, мм	2,0
Ширина щели связи (а), мм	0,1

Таблица 6.3. Значения рабочей частоты f, выходной мощности P_{eblx} для различных значений рабочего магнитного поля и рабочего напряжения

<i>В</i> , Тл	<i>U</i> _{<i>a</i>} , кВ	I_a , A	$P_{\rm {\tiny Gbix}},{ m Bt}$	<i>f</i> , ГГц
1,00	14.0	11	1195	209,0
1,00	14,05	12	1156	209,0
1,05	15,35	11	1186	214,3
1,05	15.55	14	1603	212,8

Таблица 6.4. Результаты экспериментальных исследований

В, Тл	<i>U_a</i> , кВ	<i>Ia</i> , A	$P_{\rm {\tiny 6blx}},{ m Bt}$	<i>f</i> , ГГц
0,94	14.0	16	755	208,3
0,94	14,6	20	1099	208,8
0,95	15,0	18	1309	210,4
0,95	15.4	20	11763	209



Рисунок 6.17. Схематическое изображение импульсного МПГ субТГц диапазона на пространственной гармонике: 1 – анодный блок, 2 – основной холодный катод с вторично-электронным эмиттером, 3 – дополнительный катод с термоэлектронным эмиттером



Рисунок 6.18. Фотография внешнего вида импульсного магнетрона субТГц диапазона с рабочей частотой 0,210 ТГц



Рисунок 6.19. Зависимость выходной мощности от величины рабочего напряжения при возбуждении видов n = N/4 - 1, n = N/4, n = N/4 + 1



Рисунок 6.20. Зависимость выходной мощности от величины диаметра D_{κ} основного холодного катода

6.5. Дрейфово-орбитальные резонансы в многорезонаторных импульсных МПГ субТГц и ТГц диапазонов

В творческих коллективах разработчиков коротковолновых многорезонаторных магнетронов основным способом теоретического изучения таких генераторов в настоящее время остаётся численное моделирование. Под давлением обстоятельств, чтобы сократить затраты машинного времени и оперативной памяти, разработчики магнетронов вынуждены упрощать математические модели путем пренебрежения несущественными, по их мнению, физическими процессами. Зачастую при разработке нетрадиционных («неклассических») магнетронов они без достаточных на то оснований применяют эмпирические формулы, которые правомерно применять только при проектировании «классических» магнетронов. Естественно, такой подход приводит к ощутимым погрешностям в результатах расчета и ошибкам в конструкциях важнейших узлов генераторных магнетронов и при определении рабочей точки, т.е. режима их работы.

Накануне годовщины 50-летия ИРЭ им. А.Я. Усикова в Отделе вакуумной электроники было предложено объяснение оптимального механизма энергообмена электронов и электромагнитных волн пространственных гармоник высокочастотного поля в импульсных многорезонаторных МПГ с «харьковским режимом работы», в основе которого фундаментальное физическое явление – дрейфово-орбитальный резонанс в процессе взаимодействия электронов и электромагнитных волн в скрещенных статических электрическом и магнитном полях в пространстве между катодом и анодом генераторов. Оптимальные рабочие точки МПГ, созданных во всем миллиметровом диапазоне длин волн за период с 1950 по 1970 г. И.Д. Трутнем с коллективом сотрудников руководимого им отдела, ложатся в зоне кривых первой и второй гармоники дрейфово-орбитального резонанса. Создана аналитическая теория дрейфово-орбитального резонанса в пространстве взаимодействия коротковолновых МПГ, которая облегчает решение задач, связанных с разработкой и созданием импульсных многорезонаторных магнетронов на заданной частоте ТГц диапазона. Достоверность созданной аналитической теории подтверждена результатами трехмерного математического моделирования с применением программного продукта 3D-Magic [28] и результатами экспериментальных исследований. Её полезность обусловлена также необходимостью снижать затраты на совершенствование уже существующих типов многорезонаторных МПГ, а также при разработке и создании новых перспективных генераторов М-типа ТГц диапазона.

Практика показала, что традиционные («классические») многорезонаторные магнетроны, работающие на колебаниях π-вида, достигли технологического предела на частотах вблизи 0,1 ТГц, вследствие существенного уменьшения объёма пространства взаимодействия электронов и электромагнитных волн, возрастания рабочего магнитного поля до нескольких единиц Тл, технологически неприемлемого возрастания рабочего напряжения [9, 38]. Нетрадиционные («неклассические») многорезонаторные МПГ, в пространствах взаимодействия которых созданы условия для эффективного взаимодействия электронов с высокочастотными полями высших пространственных гармоник замкнутой анодной кольцевой периодической структуры в режиме дрейфово-орбитальных резонансов, хорошо зарекомендовали себя как при освоении миллиметрового диапазона волн с помощью магнетронов, так и при освоении низкочастотной области ТГц диапазона. Для «неклассических» импульсных многорезонаторных МПГ, работающих в режиме дрейфово-орбитальных резонансов, характерны более низкие значения рабочих напряжений и магнитных полей. Последнее свидетельствует о возможности применения в таких источниках микроволнового электромагнитного излучения более компактных магнитных системы с целью создания пакетированных с магнитом магнетронных генераторов с небольшой массой.

П.Л. Капица в своей работе [43] показал, что в скрещенных полях траектория электрона в отсутствие возмущающего поля (в статическом режиме) может быть представлена в виде

$$z = \alpha e^{-\Omega_1 t} + \beta e^{-\Omega_2 t}, \qquad (6.2)$$

где $z = re^{i\vartheta}$ – координата электрона в цилиндрической системе координат, α и β – константы (фактически соответствующие радиусам эпитрохоидального движения в комплексном виде), $\Omega_{1,2} = \frac{\Omega}{2} \left(1 \mp \sqrt{1 - 4C_{\Omega^2}} \right)$ $\Omega = eB/m$ – циклотронная частота, $C = \frac{2eU_a}{m(r_2^2 - r_1^2)}$, U_a – разность потенциалов между центральным электродом и магнетронным волноводом; 264 *г*₁ и *г*₂ – радиусы, соответственно, внутренней и внешней границ пространства взаимодействия.

В зависимости от начальных условий, в скрещенных полях реализуется либо низкоорбитный ($\frac{\beta}{\alpha} \ll 1$), либо высокоорбитный типы движения электронов ($\frac{\alpha}{\beta} \ll 1$).



Рисунок 6.21. Низкоорбитный (*a*) и высокоорбитный (б) режимы электронно-волнового взаимодействия в магнетронах

Анализ проведем при следующих допущениях: задача решается в приближении заданного поля, влиянием пространственного заряда пренебрегаем, релятивистские эффекты не учитываем, распределение полей вдоль пространства взаимодействия (перпендикулярно плоскости рис. 6.21) – однородно.

Введем следующие обозначения: p – число вариаций ВЧ-поля по периметру пространства взаимодействия ($p = |\gamma + \mu N|$, где – число резонаторов, μ – номер пространственной гармоники, γ – мода колебаний. Для π -вида колебаний: $\mu = 0$, $\gamma = N/2$, p = N/2); $\omega = 2\pi c/\lambda$ – угловая частота колебаний в резонаторе.

Чтобы получить уравнения движения электрона под действием ВЧ поля, используем метод усреднения, впервые примененный П.Л. Капицей при анализе физики процессов в приборах М-типа. Как известно, при анализе физики процессов в классических магнетронах с помощью метода усреднений получают условие резонанса $\omega = p\Omega_1$, которое описывает чисто дрейфовое электронно-волновое взаимодействие.

В нашем случае в условиях близ критического режима необходимо учитывать орбитальную компоненту движения электронов. При этом энергообмен между электронами и электромагнитными волнами осуществляет-

ся при других резонансных условиях. Для случая низкоорбитного движения электронов имеем:

$$\omega = p\Omega_1 + n(\Omega_2 - \Omega_1) \quad (n = 1, 2, ...)$$
(6.3)

Соответственно, уравнения движения под действием ВЧ поля:

$$\dot{\alpha} = \frac{1}{4} \frac{e}{m} \frac{\tilde{E_0}}{\sqrt{\Omega^2 - 4C}} \frac{r_2}{r_1^p} S_{p-1}^n \alpha^{*(p-1-n)} \beta^{*n} - i \frac{\alpha}{\sqrt{\Omega^2 - 4C}} \left(\frac{K}{|\alpha|^2} - C \right)$$
$$\dot{\beta} = -\frac{1}{4} \frac{e}{m} \frac{\tilde{E_0}}{\sqrt{\Omega^2 - 4C}} \frac{r_2}{r_1^p} S_{p-1}^{n-1} \alpha^{*(p-n)} \beta^{*(n-1)} - i \frac{\beta C}{\sqrt{\Omega^2 - 4C}}$$
$$n = 1, 2, ..., (p-1),$$
(6.4)

где $\tilde{E}_0 = \frac{4E_1}{\pi} \frac{\sin p \vartheta_h/2}{\sin(r_0/r_0)^p}$; E_1 – амплитуда ВЧ поля между ламелями магнетронного волновода; ϑ_h – угловая полуширина щели между ламелями;

 $\alpha = \rho e^{i\Theta}$, $\beta = a e^{i\phi}$ – комплексные переменные (*a* – радиус большой (циклотронного типа) орбиты, ρ – радиус окружности ведущих центров электронных орбит); $S_p^n = p!/(n!(p-n)!)$ (коэффициент разложения в ряд по биному Ньютона, то есть имеет место $(\alpha + \beta)^p = \sum_{n=0}^p S_p^n \alpha^{p-n} \beta^n$); $K = \frac{e}{m} u_a / \ln(r_2/r_1)$. Для случая высокоорбитного движения электронов,

условие резонанса приобретает вид

$$\omega = p\Omega_2 - n(\Omega_2 - \Omega_1) \qquad (n = 1, 2, ...).$$
(6.5)

Уравнения движения электрона в этом случае

$$\dot{\alpha} = \frac{1}{4} \frac{e}{m} \frac{\tilde{E_0}}{\sqrt{\Omega^2 - 4C}} \frac{r_2}{r_1^p} S_{p-1}^{n-1} \alpha^{*(n-1)} \beta^{*(p-n)} + i \frac{\alpha C}{\sqrt{\Omega^2 - 4C}} , \qquad (6.6)$$
$$\dot{\beta} = -\frac{1}{4} \frac{e}{m} \frac{\tilde{E_0}}{\sqrt{\Omega^2 - 4C}} \frac{r_2}{r_1^p} S_{p-1}^n \alpha^{*n} \beta^{*(p-1-n)} + i \frac{\beta}{\sqrt{\Omega^2 - 4C}} \left(\frac{K}{|\beta|^2} - C \right), \qquad n = 1, 2, \dots, (p-1).$$

Введём безразмерные переменные:

$$u_a = U_a / U_1; \quad b = B / B_1,$$
 (6.7)

где $B_1 = 2 \frac{m}{e} \frac{\omega}{p}; U_1 = (1 - \sigma^2) \frac{m}{e} \frac{r_2^2 \omega^2}{2 p^2}.$

266

Исходя из этого, формулу рабочего потенциала в скрещенных полях можно записать в виде

$$u_a = b^2 - \left(\frac{1-b}{1-2n/p}\right)^2$$
(6.8)

Уравнение (6.8) справедливо при описании высокоорбитного и низкоорбитного режимов электронно-волнового взаимодействия, однако на разных по магнитному полю участках с переходной точкой $B = B_1 (U_1(B_1) -$ точка, которая разделяет низкоорбитный и высокоорбитный режимы) [25-28].

Интегрируя уравнения движения электрона при наличии возмущающего поля, с учетом условия эффективного энергообмена, можно получить выражение для минимального конечного радиуса электронной орбиты в условиях высокоорбитного движения:

$$a_1 = r_2 (1 - n/p). \tag{6.9}$$

Этому конечному радиусу соответствует начальный радиус электронной орбиты:

$$a_{0\min} = r_2 \sqrt{1 - n/p} \,. \tag{6.10}$$

Аналогично для низкоорбитного режима взаимодействия

$$a_1 = r_2 n/p$$
, (6.11)

$$a_{0\min} = r_1 n/p \left(\sqrt{(p/n-1)(1/\sigma^2 - 1)} - 1 \right)$$
(6.12)

где $\sigma = r_1 / r_2$.

Физический смысл условий, накладываемых на величину радиусов циклотроноподобных орбит, проясняют следующие преобразования. Запишем выражения для фазовой скорости замедленной волны, орбитальной скорости электрона и скорости движения (дрейфа) ведущего центра орбиты в виде

$$v_{\phi} = r_2 \frac{\omega}{p}; \quad v_{orb} = a\Omega_2; \quad v_{dr} = \rho\Omega_1.$$
 (6.13)

Подставляя эти выражения в условия электронно-волнового резонанса (6.3), (6.5), с учётом формул для минимального конечного радиуса циклотроноподобной орбиты (6.9), (6.12) имеем и для высокоорбитного, и для низкоорбитного случая:

$$v_{\phi} = v_{orb} + v_{dr}. \tag{6.14}$$

Данное соотношение является формулой синхронизма для электронно-волнового взаимодействия в режиме дрейфово-орбитальных резонансов [25-28].

6.6. Разработка импульсных МПГ субмиллиметрового диапазона длин волн

В ИРЭ НАН Украины в конце 1960-х годов под руководством и при непосредственном участии заведующего Отделом импульсного генерирования И.Д. Трутня был разработан, создан и испытан лабораторный макет импульсного магнетрона субмиллиметрового диапазона с термоэлектронным катодом и «харьковским режимом работы» (табл. 6.1). Автоколебания в таком магнетроне возбуждались при взаимодействии электронов в режиме дрейфово-орбитального резонанса с электрической компонентой электромагнитной волны первой отрицательной пространственной гармоники колебаний вида $\pi/2$. Созданный магнетрон генерировал электромагнитные колебания на частоте 0,366 ТГц [18].

В настоящее время в ИРЭ им. А.Я. Усикова НАН Украины продолжаются разработки и создание импульсных магнетронов миллиметрового и субмиллиметрового диапазона с холодным катодом [24, 28]. Ниже представлены результаты аналитического и численного 3D моделирования импульсных магнетронов с холодным катодом, работающих на первой отрицательной пространственной гармонике колебаний $\pi/2$ -вида [34], а также на первой положительной пространственной гармонике колебаний π -вида [35].

6.6.1. Результаты 3D моделирования импульсного МПГ субмиллиметрового диапазона, возбуждаемого на колебаниях π/2-вида

В последние годы в Отделе вакуумной электроники ИРЭ НАНУ осуществляются разработка и исследование малогабаритных импульсных МПГ субмиллиметрового диапазона длин волн с основным холодным катодом, способных генерировать электромагнитные колебания мощностью от десятков до нескольких сотен ватт. Такие источники электромагнитных колебаний ТГц диапазона найдут применение в радиоэлектронных системах ближней радиолокации с высоким разрешением, в радиоэлектронных устройствах широкополосной связи и др. Изготовлению лабораторных макетов импульсных МПГ субмиллиметрового диапазона предшествует трехмерное математическое моделирование характеристик разрабатываемых магнетронных генераторов с заданной частотой автоколебаний. На рис. 6.22 а схематически изображен импульсный МПГ субмиллиметрового диапазона, в котором вращающийся в скрещенных статических электрическом и магнитном полях трубчатый электронный поток (рис. 6.22 б) взаимодействует с волной первой отрицательной пространственной гармоники колебаний π/2-вида высокочастотного поля, сосредоточенного у поверхности периодической структуры лопаточных резонаторов анодного блока, в режиме дрейфово-орбитального резонанса.



Рисунок 6.22. *a*) Схематическое изображение основных элементов и узлов импульсного МПГ субмиллиметрового диапазона с основным холодным катодом и дополнительным торцевым катодом с термоэлектронным эмиттером; *б*) динамика движения частиц во втулке синхронных электронов, которые взаимодействуют с минус первой пространственной гармоникой ВЧ поля

Геометрию пространства взаимодействия МПГ, число лопаточных резонаторов, число вариаций высокочастотного поля в периодической структуре лопаточных резонаторов анодного блока, рабочие напряжение и магнитное поле (рабочую точку генератора) мы определяем с помощью аналитической теории дрейфово-орбитальных резонансов кратко представленной в разделе 6.5 данной главы.

Аналитическая теория дрейфово-орбитальных резонансов в неклассических импульсных МПГ с «харьковским режимом работы» описана в статьях [25-27]. Рис. 6.23 иллюстрирует на фоне традиционной параболы (2) отсечки Халла характеристику (1) первой n = 1 гармоники дрейфовоорбитального резонанса, характеристику (3) порогового напряжения для первой гармоники дрейфово-орбитального резонанса, положение рабочей точки генератора. Все упомянутые данные, полученные с помощью аналитической модели дрейфово-орбитальных резонансов, являются исходными при осуществлении трехмерного компьютерного моделирования.

На рис. 6.24 графически представлены результаты трехмерного компьютерного моделирования энергетических характеристик импульсного МПГ субмиллиметрового диапазона с холодным основным катодом, снабженным вторично-электронным эмиттером и дополнительным торцевым катодом с термоэлектронным эмиттером, в котором электронный поток взаимодействует с волной первой отрицательной пространственной гармоники колебаний $\pi/2$ -вида высокочастотного поля в режиме дрейфовоорбитальных резонансов. После тестирования полученных результатов численного счета с помощью других авторитетных компьютерных программ, принимается (или не принимается) решение об изготовлении лабораторного макета МПГ для осуществления физического эксперимента. Такой алгоритм разработки импульсных МПГ с «харьковским» режимом работы апробирован при создании низковольтного импульсного МПГ 8-миллиметрового диапазона [28].



Рисунок 6.23. Зависимость *U_a*(*B*) для *p* = 27; *N* = 32; мелкоштриховая линия – пороговое напряжение для первой гармоники *n* = 1 дрейфово-орбитального резонанса



Рисунок 6.24. Зависимости от длительности импульса: *a*) рабочего тока; б) выходной мощности; (*в*) КПД импульсного МПГ субмиллиметрового диапазона

6.6.2. Результаты 3D моделирования импульсного МПГ субмиллиметрового диапазона, работающего на первой положительной пространственной гармонике колебаний *π*-вида

Определение рабочей точки и допустимой конфигурации пространства взаимодействия МПГ, работающего в режиме первой положительной пространственной гармоники колебаний π -вида на волне $\lambda = 0,9$ мм, осуществлено с помощью аналитической модели дрейфово-орбитальных резонансов [25-28]. Определены следующие геометрические размеры узлов импульсного МПГ с основным холодным вторично-эмиссионным катодом: радиус анода $r_a = 0.0008$ м, радиус катода $r_{\kappa} = 0.0003$ м. Для данной геометрии в режиме взаимодействия синхронных электронов с ВЧ полем первой положительной пространственной гармоники колебания π -вида (рабочая мода N/2), аналитическая модель позволяет определить оптимальное число лопаточных резонаторов N = 18 и число вариаций p = 27 ВЧ поля по периметру периодической структуры лопаточных резонаторов анодного блока, рабочее магнитное поле B = 1,06 Тл Отношения величины рабочего магнитного поля B к величине критического магнитного поля $B_{\kappa p} \approx 1$.

Зависимость *U_a*(*B*) (рис. 6.23) рассчитана по формуле (6.8) [25-28]:

$$U_a = U_1 b^2 - \left(1 - b / 1 \pm \frac{2n}{p}\right)^2, \tag{6.15}$$

где $b = \frac{B}{B_1}$; $u_a = \frac{U_a}{U_1}$; $B_1 = 2\frac{m}{e}\frac{\omega}{p}$; $U_1 = (1 - \sigma^2)\frac{m}{e}\frac{r_2^2\omega^2}{2p^2}$; n = 1 – номер гармо-

ники дрейфово-орбитального резонанса; $\sigma = r_c/r_a$.

На рис. 6.25 представлена зависимость величины анодного напряжения от магнитного поля при радиусе основного катода $r_{\kappa} = 0,3$ мм, радиусе отверстия анодного блока $r_a = 0,8$ мм, $\sigma = r_c/r_a = 0,375$, количестве резонаторов N = 18, числе вариаций ВЧ-поля p = 27 (см. рис. 6.26*a*) для первой гармоники n = 1 высокоорбитного дрейфово-орбитального резонанса в скрещенных полях (сплошная линия). Рабочая мода N/2 или π -вид (+1–пространственная гармоника). Штриховая линия на рис. 6.25 обозначает параболу 2 критического режима Халла, пунктирная линия 3 – линия минимального потенциала, необходимого для формирования высокоорбитно-го электронного потока с требуемыми параметрами [25-28].



Рисунок 6.25. Зависимость *U_a*(*B*) для *p* = 27; *N* = 18; мелкоштриховая линия – пороговое напряжение для первой гармоники *n* = 1 дрейфово-орбитального резонанса

Анализ этих параметров убеждает в том, что рабочая точка таких источников расположена вблизи кривой дрейфово-орбитального резонанса, который соответствует низкоорбитному движению электронов в пространстве взаимодействия [25-28]. На основе аналитической модели дрейфовоорбитальных резонансов определены рабочая мода, геометрические размеры основных узлов генератора, а также его рабочая точка (рабочие напряжение и магнитное поле).

Результаты математического моделирования. Предложенная модель содержит решение в трехмерной постановке самосогласованной задачи с использованием метода крупных частиц. В магнетроне с основным холодным катодом моделирование динамики вторично-электронного размножения в его пространстве взаимодействия мы осуществляли при следующих условиях:

– электростатическое поле вдоль оси основного холодного катода не изменяется;

– магнитное поле вдоль оси основного холодного катода не изменяется.

Численное моделирование на основе трехмерной модели импульсного МПГ субмиллиметрового диапазона, работающего на первой положительной пространственной гармонике колебаний π -вида, позволило определить расчетные энергетические характеристики генератора в режиме автоколебаний на частоте 0.33 ТГц. Математический эксперимент показал, что при $B/B_{\kappa p} \approx 1$ в импульсном МПГ субмиллиметрового диапазона с основным холодным вторично-эмиссионным катодом в автоколебательном режиме имеют место осцилляции возбужлаемые врашающейся вокруг ка-

режиме имеют место осцилляции, возбуждаемые вращающейся вокруг катода азимутальной неоднородностью пространственного заряда (рис. 6.26 б, в).



Рисунок 6.26. Динамика движения частиц во втулке синхронных электронов в пространстве взаимодействия импульсного МПГ субмм диапазона при взаимодействии электронов с полем первой положительной пространственной гармоникой колебаний π-вида

При этом первичные электроны, которые испускает термоэлектронный эмиттер дополнительного торцевого катода, стимулируют процесс эмиссии электронов (рабочий ток) из платинового вторично-электронного эмиттера основного холодного катода. Видно, что темный контур слоя синхронных электронов («электронная втулка») имеет несимметричное распределение заряженных частиц. Такое поведение электронной втулки имеет место, вероятно, вследствие существования вихревой электронной структуры, которая вращается вокруг катода с частотой примерно 8,5 МГц. Установившийся автоколебательный процесс мы наблюдали при $U_a = 11,2$ кВ, B = 1,06 Тл, $I_{nvc\kappa} = 200 mA$, $I_a \approx 1,5A$, $P_{6bix} \approx 50$ Вт, КПД $\approx 0,3\%$

Результаты математического моделирования подтверждают, что на основе МПГ на пространственных гармониках целесообразно создавать импульсные источники электромагнитного излучения ТГц диапазона с мощностью выходного сигнала десятки-сотни ватт.

6.6.3. Импульсный МПГ субмиллиметрового диапазона с удлиненным анодом: оптимальные параметры колебательного контура

Осевую длину анодного блока классических импульсных магнетронов разработчики выбирают, как правило, незначительно превышающей половину длины рабочей волны: $l_a \leq (0.6 \div 0.8)\lambda$ [7]. Создатели МПГ миллиметрового диапазона с «харьковским режимом работы» (специалисты из саратовских НИИ и ОКБ, творчески способствовавшие внедрению разработок ИРЭ НАНУ в серийное производство, называют их магнетронами поверхностной волны) отдали предпочтение осевой длине анодного блока не меньшей рабочей длины волны $l_a \approx \lambda$. Это обусловлено тем, что катод магнетрона с коротким эмиттером не обеспечивает получение требуемой величины рабочего тока. Описаны результаты разработки в ИРЭ НАНУ экспериментальных образцов эффективных импульсных МПГ с удлиненным анодом для создания источников миллиметровых волн с высокой импульсной и средней мощностью [10, 11, 15]. Испытанные в лабораторных условиях экспериментальные образцы магнетронных генераторов имели длину анодных блоков равную сумме длин анодных блоков трех единичных МПГ с «харьковским» режимом работы». При этом каждый из трех анодных блоков имел свою щель связи с волноводом вывода энергии, поступающей в нагрузку. Размер широкой стенки прямоугольного выходного волновода, связывающего с нагрузкой удлиненный анод магнетрона, равен сумме длин трех анодов $l_a \approx 3\lambda$. Результаты лабораторных исследований экспериментальных образцов МПГ с удлиненным анодом свидетельствуют о том, что, при прочих равных условиях, импульсная мощность их выходного сигнала была примерно в три раза больше мощности экспериментального образца МПГ с длиной анода $l_a \approx \lambda$. Зондовые измерения распределения напряженности ВЧ поля в выходном волноводе вывода энергии показали, что в нем возбуждается волна типа H_{10} , обеспечивающая канализацию в нагрузку мощности фазированных колебаний [10, 11]. Очевидно, что освоение субмиллиметрового диапазона с помощью импульсных МПГ с «харьковским» режимом работы», потребует существенно увеличенной осевой протяженности пространства взаимодействия, по сравнению с длиной рабочей волны.

Ряд данных, полученных с помощью методов математического и физического моделирования, свидетельствует о правомерности описания физики процессов электронно-волнового взаимодействия в импульсных МПГ ТГц диапазона с удлиненным анодом с помощью дрейфово-орбитальной модели [25-28]. Упомянутая модель, учитывающая нелинейную динамику электронного движения, позволяет отказаться от эмпирических соотношений, применяемых при проектировании классических магнетронов и до настоящего времени используемых при определении параметров разрабатываемых неклассических магнетронов коротковолновых диапазонов, но не обеспечивающих корректное определение исходных данных для численного моделирования. Применение аналитической модели дрейфовоорбитальных резонансов при разработке новых магнетронных источников электромагнитного излучения ТГц диапазона способствует созданию устройств с требуемыми характеристиками при существенном сокращении затрат времени и ресурсов.

Ниже кратко описан алгоритм нашего подхода к выбору оптимальных параметров колебательной системы многорезонаторного импульсного МПГ субмиллиметрового диапазона на основе аналитического учёта нелинейной динамики электронного потока в скрещенных полях в условиях дрейфово-орбитальных резонансов на рабочей частоте и тестирование его перспективности с помощью трёхмерного численного моделирования. Мы стремимся создать предпосылки для продвижения генераторов М-типа в новый, ранее недоступный для них диапазон длин волн.

6.6.3.1. Аналитическая модель

Имеем следующие требования к параметрам МПГ: генерирование электромагнитных колебаний на частоте около 0,33 ТГц при рабочем напряжении U_a до 13 кВ и рабочем магнитном поле *В* около 0.7 Тл. Данная величина магнитного поля в зазоре магнита достижима, если применить современные магнитные материалы, при этом обеспечиваются приемлемые вес и габариты генератора пакетированного с постоянным магнитом.

Задавая в качестве исходных условий при разработке импульсного МПГ субмиллиметрового диапазона уровень мощности выходного сигнала, повышенный срок службы генератора, а следовательно, холодный основной катод с вторично-электронным эмиттером, увеличенные размеры пространства взаимодействия и уменьшенное число резонаторов анодного

блока, для определения рабочей точки и параметров устройства целесообразно выбирать режим электронно-волнового взаимодействия в условиях дрейфово-орбитального резонанса [25-28]:

$$\omega = p\Omega_1 + n(\Omega_2 - \Omega_1), n = 1, 2, ...,$$
 (6.16)

где $\omega = 2\pi c/\lambda$ – угловая частота колебаний в контуре, p – число вариаций ВЧ-поля по периметру пространства взаимодействия, $\Omega_{1,2} = \frac{\Omega}{2} \left(1 \mp \sqrt{1 - 4C/\Omega^2} \right)$, где $\Omega = eB/m$ – циклотронная частота (e, m – заряд и масса электрона, B – магнитная индукция), $C = 2eU_a/m(r_2^2 - r_1^2)$, r_1 и r_2 – радиусы, соответственно, внутренней и внешней границ пространства взаимодействия.

В общем виде число вариаций ВЧ поля описывается выражением

$$p = |\gamma + \mu N|, \tag{6.17}$$

где *N* – число резонаторов, µ – номер пространственной гармоники, γ – мода колебаний.

Для импульсных магнетронов миллиметрового диапазона с «харьковским» режимом работы характерным является режим, обеспечивающий взаимодействие электронного потока с высокочастотным полем волны (-1)-й пространственной гармоники колебаний π/2-вида. В этом случае из формулы (6.17) получаем $p = \frac{3}{4}N$. В последние годы появились экспериментальные данные, подтверждающие эффективность МПГ миллиметрового диапазона, работающих в режиме взаимодействия электронов с волной (+1)-й пространственной гармоники электромагнитных колебаний π вида [32]. В пространстве взаимодействия таких МПГ число вариаций поля определяется выражением $p = \frac{3}{2}N$, то есть вариаций в два раза больше, чем при взаимодействии с колебаниями π/2-вида, при аналогичном числе резонаторов, а значит, обеспечивается возможность применения более низких рабочих напряжений. Создание условий для взаимодействия электронов с волной (+1)-й пространственной гармоники электромагнитных колебаний π -вида в режиме дрейфово-орбитальных резонансов, по нашему мнению, будет перспективным подходом при освоении магнетронами ТГц области спектра колебаний.

Предложенная аналитическая модель электронно-волнового взаимодействия в силу своей нелинейности учитывает фактор орбитального движения электронов и позволяет определить оптимальные рабочие статические электрическое и магнитное поля при прочих заданных условиях [24-28]. Зависимость $U_a(B)$ в решаемой задаче определяется выражением

$$U_{a} = U_{1} \left(\frac{B}{B_{1}}\right)^{2} - \left(\frac{1 - \frac{B}{B_{1}}}{1 - \frac{2n}{p}}\right)^{2}, \qquad (6.18)$$

где $B_1 = 2\frac{m}{e}\frac{\omega}{p}$; $U_1 = (1 - \sigma^2)\frac{m}{e}\frac{r_a^2\omega^2}{2p^2}$, $\sigma = r_k/r_a$, r_κ и r_a – радиусы катода и

анода соответственно. Зависимость $U_a(B)$ имеет вид, представленный на рис. 6.28.



Рисунок 6.28. Зависимость $U_a(B)$ при p = 54 (результаты аналитического моделирования: мелкоштриховая линия показывает пороговое напряжение для первой гармоники n = 1 дрейфово-орбитального резонанса [27])

Выражения (6.16)-(6.18) позволяют определить число лопаточных резонаторов колебательного контура и геометрические размеры пространства взаимодействия ТГц МПГ, для работы в режиме дрейфовоорбитальных резонансов.

Известные эмпирические соотношения, которые разработчики магнетронов длинноволновых диапазонов применяют для определения осевой длины их анодных блоков, неприменимы в технологии проектирования конструкций МПГ субмиллиметрового диапазона. При разработке конструкции колебательного контура импульсного МПГ субмиллиметрового диапазона для работы в режиме дрейфово-орбитальных резонансов мы воспользовались результатами экспериментальных исследований и реко-ΜΠΓ «харьковским мендациями создателя с режимом работы» -И.Д. Трутня, накопленными им при создании МПГ миллиметрового диапазона с удлиненным анодом. Мы выбрали осевую длину пространства взаимодействия магнетрона субмиллиметрового диапазона равной нескольким

длинам рабочей волны. Данный выбор обусловлен стремлением получить приемлемую для практических применений импульсную мощность выходного сигнала создаваемого магнетрона.

6.6.3.2. Численное моделирование колебательной системы

Моделирование ТГц генератора М-типа с выбранными параметрами проведено с использованием программы CST Microwave Studio – достаточно мощной программы трехмерного моделирования электромагнитных полей. На начальном этапе решения задачи рассматривалась «холодная» колебательная система. Использование стандартного для выбранного диапазона частот волновода WR-2 обусловлено, в первую очередь, удобством при анализе системы. Результаты проведенного численного моделирования колебательной системы МПГ субмиллиметрового диапазона представлены на рис. 6.29-6.31.



Рисунок 6.29. Распределение в поперечном сечении пространства взаимодействия субмиллиметрового МПГ высокочастотных электрического (*a*) и магнитного полей (*б*) при рабочей частоте 0,3259 ТГц и нагруженной добротности *Q*₀ = 782

Полученные в результате аналитического и численного моделирования параметры импульсного магнетрона субмиллиметрового диапазона, для работы в режиме дрейфово-орбитальных резонансов, представлены в табл. 6.5.

Диаметр <i>d_к</i> катода, мм	Диаметр <i>d_a</i> анода, мм	Длина <i>l_к</i> катода, мм	Рабочее напряжение <i>U_a</i> , кВ	Магнитное поле <i>В</i> , Тл
1,0	2,6	3,6	13,0	0,7
Число резона-	Число вариаций	Тип	Размеры	
торов, N	поля, <i>р</i>	волновода	трансформатора, мм	
36	54 (36+18)	WR-2	5,08×0,15	

Таблица 6.5. Основные параметры МПГсубмиллиметрового диапазона

Таким образом, результаты моделирования подтверждают возможность возбуждения электромагнитных колебаний в сконструированной системе на рабочей частоте 0,3259 ТГц ($\lambda = 0,92$ мм), однако канализация в нагрузку высокочастотной энергии из пространства взаимодействия электронов и электромагнитных волн колебательной системы МПГ с удлиненным анодом с помощью стандартного волновода WR-2 может быть недостаточно эффективной. В связи с этим для достижения оптимальных значений КПД и мощности выходного сигнала субмиллиметрового генератора М-типа целесообразно провести разработку оптимизированного волноводного вывода энергии в нагрузку на основе достижений квазиоптической радиометрики [10, 44-47].



Рисунок 6.30. Распределение высокочастотного электрического поля в периодической структуре анодного блока импульсного магнетрона субмиллиметрового диапазона (результаты численного моделирования)



Рисунок 6.31. Зависимость коэффициента отражения S₁₁ от частоты (результаты численного моделирования)

Заключение

Представленные в главе результаты позволяют сделать следующие выводы. Неклассические многорезонаторные импульсные МПГ, генерирующие в режиме дрейфово-орбитальных резонансов, являются привлекательными кандидатами для развития мощных генераторов электромагнитного излучения субТГц (30 кВт – 1 кВт) и ТГц (1 кВт – сотни Вт) диапазонов.

Применение в таких МПГ основных холодных катодов с вторичноэлектронными эмиттерами и дополнительных катодов с маломощными термоэлектронными эмиттерами или с автоэлектронными эмиттерами существенно увеличивает срок службы генераторов с такими катодами (не меньше нескольких тысяч часов) обеспечивает в них безынерционный запуск автоколебательного процесса и работу без пропуска импульсов.

Описанные в данной главе неклассические многорезонаторные импульсные магнетроны прошли многолетние лабораторные испытания в ИРЭ им. А.Я. Усикова НАН Украины и РИ НАН Украины в г. Харькове, которые подтвердили их преимущества при сравнении с классическими многорезонаторными импульсными магнетронам, генерирующими электромагнитное излучение при взаимодействии электронов с электромагнитной волной основной пространственной гармоники колебаний π -вида, продвижение которых в коротковолновые диапазоны остановилось на пороге ТГц диапазона.

Неклассические многорезонаторные импульсные магнетроны субТГц и ТГц диапазонов найдут применение в ТГц радиолокации ближнего действия, научном приборостроении, экологических исследованиях.

Литература

1. Hull A. W. The Effect of a Uniform Magnetic Field on the Motion of Electrons Between Coaxial Cylinders / A. W. Hull // Physical Review. – 1921. - № 18. - 1. – P. 31-57.

2. Hull A. W. The Magnetron / A. W. Hull // AIEE Journal. -1921 – №18 – P. 31.

3. Слуцкин А. А. Получение колебаний в катодных лампах при помощи магнитного поля / А. А. Слуцкин, Д. С. Штейнберг // Журнал русского физ.-хим. об-ва. Сер. Физическая. – 1926. – № 58. – С. 595-602.

4. Zachek A. Uber eine Methode zur erzeugung von sehr kurzer elektromagnetischen Wellen / A. Zachek // ZeitSchrieft Hochfrequenztechn. – 1928. – V.32. – P. 172.

5. Трубецков Д. И. Лекции по СВЧ электронике для физиков / Д. И. Трубецков, А. Е. Храмов. – М.: Физматлит, 2003. – Т. 1. – 320 с.

6. Стальмахов В. С. Основы электроники сверхвысокочастотных приборов со скрещенными полями / В. С. Стальмахов. – М.: Сов. радио, 1963. – 366 с.

7. Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ / И. В. Лебедев. – М.: Высш. шк., 1972. – Т. II. – 376 с.

8. Willshaw W. Magnetrons: A brief history of research and development / W. Willshaw // GEC J. Res. – 1985. –V. 3, No 2. – P.84-91.

9. Crosse-Field Microwave Devices. -V.2 / Ed. Chief E. Okress. – Academic Press. New York and London, 1961. – 470 p.

10. Электроника и радиофизика миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн / под ред. А. Я. Усикова. – Киев.: Наукова думка, 1986. – 366 с.

11. Трутень И. Д. Импульсные магнетроны миллиметрового диапазона волн в режиме пространственной гармоники / И. Д. Трутень, И. Г. Крупаткин, О. Н. Баранов [и др.] // Украинский физический журнал. – 1975. – Т. 20, № 7. – С. 1170-1176.

12. Трутень И. Д. А. с. СССР 439029. М.кл. Н 01 J 25/58. Анодный блок цилиндрического магнетрона / И. Д. Трутень, И. Г. Крупаткин // Открытия. Изобретения. – 1974. – № 29. – С.191.

13. Вигдорчик И. М. А.с. СССР 324937. М.кл. Н 01 J 25/58. Магнетрон с боковым катодом. Приоритет от 8 августа 1947 г. / И. М. Вигдорчик // Открытия. Изобретения. – 1972. – № 22. – С.155.

14. Вигдорчик И. М. Импульсные магнетроны с холодным вторичноэмиссионным катодом / И. М. Вигдорчик, В. Д. Науменко, В. П. Тимофееев // Докл. АН УССР. Сер. А. – 1975. – № 7. – С. 633-636.

15. Ерёмка В. Д. Разработка и исследование магнетронов в Институте радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова и Радиоастрономическом институте НАН Украины / В. Д. Ерёмка, О. П. Кулагин, В. Д. Науменко // Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. НАН Украины; Ин-т радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова. – 2004. – Т. 9, спец. вып. – С. 42- 67.

16. Грицаенко С. В. Многорезонаторные магнетроны с холодным вторичноэмиссионным катодом: достижения, проблемы, перспективы / С. В. Грицаенко, В. Д. Ерёмка, М. А. Копоть, О. П. Кулагин, В. Д. Науменко, А. Н. Суворов // Радиофизика и электроника: сб. науч. тр. / НАН Украины, Ин-т радиофизики и электроники им. А.Я.Усикова. – Харьков, 2005. – Т. 10, спец. вып. – С.499-529.

17. Ерёмка В. Д. Исследование и разработка магнетронов миллиметрового диапазона в Харькове / В. Д. Ерёмка, В. Д.Науменко // Успехи современной радиоэлектроники. - 2008 - №4. – С.23-58.

18. Брацлавский Ю. Х. Отдел импульсного генерирования / Ю. Х. Брацлавский; Ин-т радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины. 50 лет. – Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. – С.545-549. – 2005.

19. Булдаков Е. И. Исследование и разработка мощных импульсных 2миллиметровых магнетронов повышенной надежности / Е. И. Булдаков, А. А. Захаров, В. П. Ерёмин // Вестник Саратовского государственного технического университета. – 2011. – № 4(60) – С. 80-86.

20. Завьялов С. Х. Колаксиальный магнетрон поверхностной волны диапазона длин волн 2-миллиметра / С. Х. Завьялов, А. А. Цуканов // Материалы XVII координационного научно-технического семинара по СВЧ технике. П. Хахалы, 6-8 сентября 2011 г. – Н.Новгород, 2011. – С. 14-17.

21. Гаплевский В. В. Выбор пвпараметров конструкции магнетрона поверхностной волны / В. В. Гаплевский // Труды ИРЭ АН УССР. – 1965. – Т. 13. – С. 85-188.

22. Гаплевский В. В. Применение теории симметрии к изучению расщепления вырожденных видов колебаний в резонаторной системе магнетрона / В. В. Гаплевский, В. М. Конторович // Изв. вузов. Радиофизика. – 1971. – Т. 14, № 11. – С. 1906-1915.

23. Атласман А. В. О физических условиях устойчивой одночастотной генерации в магнетронах с поверхностной волной / А. В. Атласман, А. А. Гурко, Ф. В. Саевский [и др.] // Труды ИРЭ АН УССР. – 1970. – Т. 18. – С. 5-21.

24. Ерёмка В. Д. Патент Украина №87042. МПК Н01Ј 25/00 / Н01Ј 1/30. Магнетрон / В. Д. Ерёмка, М. А. Копоть, О. П. Кулагин, В. Д. Науменко // Бюл. № 6. – 2009. 25. Kulagin O. P. M-Type Microwave Oscillator in a Mode of Orbital Resonances / O. P. Kulagin, V. D. Yeryomka // Telecommunications and Radio Engineering. – 2001. – V.55, N 1. – P.58-71.

26. Kulagin O. P. The Large-Orbit M-type Oscillator with the Adiabatic Electron-Optical System / O. P. Kulagin, V. D. Yeryomka // IEEE Trans. on Plasma Science. – 2002. – Vol. 30. – N 6. – P. 2107-2112.

27. Кулагин О. П. Дрейфово-орбитальные режимы в магнетронных генераторах миллиметровых волн / О. П. Кулагин, В. Д. Ерёмка // Радиофизика и электроника: сб. научн. тр. / НАН Украины, Ин-т радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова. – Харьков, 2003. – Т. 8, №3.– С.81-91.

28. Kulagin O. P. Optimal Conditions for Drift-Orbital Resonance in M-type Devices / O. P. Kulagin, V. D. Yeryomka // IEEE Trans. on Plasma Science. – 2004. – V. 32, N 3. – P. 1181-1186.

29. Kim J.-I. Investigation of Millimeter-Wavelength 20-Vane Spatial-Harmonic Magnetron Using Three-Dimensional Particle-in-Cell Simulation / J.-I. Kim, S.-G. Jeon, G.-J. Kim, J. Kim, V. D. Yeryomka, O. P. Kulagin, A. S. Tishchenko, V. D. Naumenko // IEEE Trans. on Plasma Science. – 2012. – V. 40. № 8. – P. 1966-1971.

30. Yeryomka V. D. THz-Range Spatial Harmonic Magnetrons / V. D. Yeryomka, M. A. Kopot, O. P Kulagin, V. D. Naumenko // Proc. of the Int. Simposium "Physics & Engineering of Millimeter and Submillimeter Waves" (MSMW'07), June 22-25, 2007. Kharkiv, Ukraine. – V. 1. – P. 181-183.

31. Yeryomka V. D. Spatial-harmonic magnetrons - THz electromagnetic radiation oscillators / V. D. Yeryomka, M. A. Kopot, O. P Kulagin, V. D. Naumenko // International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology (ICMMT) - 2008 – V. 3. – P. 1199-1201.

32. Gurko A. A. On the Posibility of Designing and Developing a THz Range Coaxial Magnetron / A. A. Gurko, V. D. Yeryomka // Proc. of the 2010 Kharkiv Int. Simposium "Physics & Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves" (MSMW'2010), June 21-26, 2010. Kharkiv, Ukraine. – P. 168-170.

33. Гурко А. А. Магнетрон на высших пространственных гармониках *π*-вида колебаний / А. А. Гурко // Радиофизика и радиоастрономия. - 2000 - Т.5, №2. - С.148 -151.

34. Avtomonov N. I. Toward Terahertz Magnetrons: 210-GHz Spatial-Harmonic Magnetron With Cold Cathode / N. I. Avtomonov, V. D. Naumenko, D. M.Vavriv, K. Schünemann, A. N. Suvorov, V. A. Markov // IEEE Trans. on Electron Devices. – 2012. – V. 59, No. 12. – P. 3608-3611.

35. Schünemann K. Self-consistent simulation of the spatial-harmonic magnetron with cold secondary-emission cathode / K. Schünemann, S. V. Sosnytskiy, D. M. Vavriv // IEEE Trans. Electron Devices. – 2001. – V. 48, No. 5. – P. 993-998.

36. Yeryomka V. D. Submillimetric-Wave Magnetron Oscillator: Simulation of Its Specific Features / V. D. Yeryomka, M. A.Kopot, O. P. Kulagin // Proc/ of the2010 Kharkiv Int. Simposium "Physics & Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves" (MSMW'2010), June 21-26, 2010. Kharkiv, Ukraine. – V.1. – P. 181-184.

37. Yeryomka V. D. Modeling of submillimetric magnetron on the first positive space harmonic of π -mode oscillations / V. D. Yeryomka, M. A. Kopot, O. P Kulagin // 20th Int. Crimean Conf. "Microwave & Telecommunication Technology" (CriMiCo'2010). Conf. Proc. September 13-17, 2010. – Sevastopol: Weber Publishing, 2010. – V. 1. – P. 308-309.

38. Миллиметровые и субмиллиметровые волны / под ред. Р. Г. Мириманова. – М.: Изд-во иностр. лит., 1959. – 607 с.

39. Velazco J. E. Miniature Sub-Millimeter Wave Magnetron Oscillator / J. E. Velazco // Final Report No MTI 09-1-003, Microwave Technologies Incorporated. Project Number R-51449ELSB2061791.Army Contract No. W911NF-06-C-0084. – 2008. 15 p.

40. Ерёмка В. Д. Терагерцовый генератор М-типа: оптимальная геометрия колебательного контура / В. Д. Ерёмка, О. П. Кулагин, Ю.-И. Ким // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии (КрыМиКо'2014): материалы 24-й Междунар. Крым. конф.: в 2 т. – 7-13 сентября 2014 г. – Севастополь: Вебер, 2014. – Т. 1. – С. 211-212.

41. Ерёмка В. Д. Субмиллиметровый магнетрон с удлиненным анодом: оптимальные параметры колебательной системы / В. Д. Ерёмка, О. П. Кулагин, Ю.-И. Ким // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. – 2015. – Т. 23, № 1. – С. 58-65.

42. Jepsen R. L. Enhanced emission from magnetron cathodes / R. L. Jepsen, M. W. Muller // J. Appl. Phys. – 1951. – V. 22. – P. 1196-1207.

43. Капица П. Л. Электроника больших мощностей / П. Л. Капица – М.: Изд-во АН СССР. 1962, 195 с.

44. Ахиезер А. Н. Исследование приборов в квазиоптических пучках/ А. Н. Ахиезер // Труды метрологических институтов СССР. – М.: Изд-во Комитета стандартов, 1969. – Вып. 99. – С. 1-99.

45. Кулешов Е. М. Измерения в субмиллиметровом диапазоне радиоволн / Е. М. Кулешов // Электроника и радиофизика миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн / под ред. А.Я. Усикова. – Киев: Наукова думка, 1986. – С. 140 157.

46. Goldsmith P. F. Quasioptical techniques / P. F Goldsmith // Proc. IEEE. – 1992. – V. 80, No 11. – P. 1729.

47. Квазиоптические радиоизмерительные устройства ближнего миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн на основе металлодиэлектрического волновода квадратного сечения / В. И. Безбородов, В. К. Киселев, Е. М. Кулешов, М. С. Яновский // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. – 2007. – 12, № 3. – С. 589-594.

Глава 7. МОЩНЫЕ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННЫЕ СИСТЕМЫ С ВИРТУАЛЬНЫМ КАТОДОМ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ ПРОДВИЖЕНИЯ В СУБ-ТГц И ТГц ДИАПАЗОНЫ

А.А. Бадарин^{1,2}, А.А. Короновский^{2,1}, С.А. Куркин^{1,2}, Г.А. Петрик¹, Н.С. Фролов^{1,2}, А.Е. Храмов^{1,2}

 ¹ Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А., Саратов, Россия
 ² Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

В главе рассмотрены возможности и перспективы продвижения мошных пучково-плазменных систем с виртуальным катодом в суб-ТГи и ТГи диапазоны частот. Рассмотрены режимы генерации высших гармоник в мощном виркаторе с релятивистским электронным потоком с виртуальным катодом. Характеристики данных режимов, в частности характерные спектры и их трансформация с изменением параметров системы (тока пучка, индукции внешнего магнитного поля), а также физические процессы, происходящие в системе, были проанализированы с помощью трехмерного электромагнитного моделирования. Было что с увеличением тока пучка исследуемая показано. система демонстрирует тенденцию к существенному росту амплитуд высших гармоник в спектре токовых осцилляций в области виртуального катода. Показано, что данными процессами можно эффективно управлять путем взаимодействия различных типов неустойчивостей в релятивистском электронном потоке или с использованием виртодных схем (схем с модуляцией эмиссии). Также рассмотрены возможности использования сжатого состояния пучка для повышения эффективной плазменной частоты потока. Полученные результаты позволяют рассматривать генераторы на виртуальном катоде как перспективные высокомощные источники суб-ТГц и ТГц излучения.

Введение

Релятивистские пучково-плазменные системы, использующие для генерации электромагнитного излучения колебания виртуального катода, являются перспективными устройствами вакуумной и плазменной СВЧ электроники больших мощностей [1-3]. Генераторы на виртуальном катоде (такие как виркаторы, редитроны, виртоды и др.) представляют собой особый класс СВЧ генераторов на тормозном излучении, работа которых основана на формировании виртуального катода в электронном потоке со

сверхкритическим током [1, 3-5]. В настоящее время такие устройства активно исследуются и рассматриваются в качестве источников импульсного высокомощного СВЧ излучения, а также систем для ускорения ионов и нагрева плазмы [1, 3, 6-10]. Основными преимуществами виркаторов являются высокая выходная мощность, простота конструкции (в частности, виркаторы могут работать без внешнего фокусирующего магнитного поля), низкие требования к качеству электронного потока и простота перестройки частоты и режима генерации (перестраиваемость) [3, 6, 11-14]. Среди различных типичных конструкций генераторов на виртуальном катоде можно выделить два основных типа: отражательный триод с виртуальным катодом и виркатор на пролетном токе.

В отражательных триодах (или генераторе Баркгаузена – Курца) генерация осуществляется благодаря осцилляторному движению электронов вокруг сетки-анода между катодом и отражателем на частоте осцилляций или кратной ей. Этот же принцип положен в основу и релятивистских триодов с виртуальным катодом, в которых колебания электронов происходят между реальным и виртуальным катодом, выполняющим роль отражательного электрода. Однако есть существенное отличие, связанное с тем, что виртуальный катод сам совершает колебания, частота которых определяется плотностью пространственного заряда пучка (плазменной частотой пучка) [15].

На рис. 7.1 *а* схематически показано устройство отражательного триода с виртуальным катодом. Высоковольтный планарный диод помещается в резонансную систему, размеры которой значительно больше размеров катода и сетки-анода и зазора между ними. Резонансная система одновременно служит вакуумным объемом для электронного потока. Катод, представляющий собой металлический диск диаметром в несколько сантиметров, и резонансная система находятся под нулевым потенциалом. Анодом является натянутая на обод металлическая сетка с геометрической прозрачностью $0.5 \div 0.9$. Генератор работает следующим образом.

После подачи на анод положительного потенциала напряжением $10^5 \div 10^6$ В благодаря взрывной эмиссии, с катода поток электронов с величиной тока *I*, превышающей предельный вакуумный ток *I*₀, ускоряется в промежутке «катод – анод» и выходит в пространство за анодом, где тормозится собственным кулоновским полем (полем пространственного заряда) и отражается обратно к аноду, образуя виртуальный катод на расстоянии от анода, примерно равном расстоянию до реального катода.

Отраженные электроны проникают сквозь сетку обратно в область ускорительного диода и вновь тормозятся у поверхности катода. Таким образом, формируется облако электронов, осциллирующих вокруг анода в потенциальной яме между реальным и виртуальным катодами. Часть электронов из-за конечной прозрачности сетки-анода непрерывно оседает на ней, а с катода эмитируются новые электроны в количестве, необходимом для выполнения закона «3/2» или его релятивистского аналога.



Рисунок 7.1. Схемы основных типов конструкций генераторов на виртуальном катоде: *a*) отражательный триод с виртуальным катодом (1 – металлическая камера, 2 – приемная антенная, 3 – сетка-анод, 4 – катод, 5 – цилиндр Фарадея, 6 – окно для вывода излучения); б) виркатор на пролетном токе (1 – катод, 2 – анод, 3 – фокусирующая магнитная система (сверхпроводящий соленоид), 4 – электронный пучок, 5 – волновод, 6 – выходной рупор)

Эта система ангармонических электронных осцилляторов, благодаря фазовой группировке, а затем селекции «неправильнофазных» электронов на катоде и стенках вакуумной камеры образует модулированный по фазе поток, который эффективно возбуждает высокочастотное поле в резонансной системе на частоте колебаний электронов или кратной ей. «Правильнофазные» электроны, теряя энергию, уменьшают амплитуду колебаний вокруг анода и постепенно оседают на сетке, и таким путем выводятся из пространства взаимодействия с высокочастотным полем. Электромагнитное излучение выводится из резонатора через вакуумно-плотное окно и излучающую антенну в свободное пространство.

Триод с виртуальным катодом – это генератор сантиметрового и дециметрового диапазона длин волн. Эксперименты [4, 16, 17] показывают, что эффективность его достигает 1÷10% в 10-см области, а мощность – нескольких гигаватт при использовании сравнительно скромных импульсных ускоряющих систем в качестве источников напряжения. Типичные ускоряющие напряжения соответствуют величинам 0.2÷0.5β при токах пучка более 20 кА и длительности импульса тока порядка 50 нс.

Другим типом генераторов на виртуальном катоде являются виркаторы на пролетном токе, которые отличаются от отражательных триодов с виртуальным катодом тем, что отрицательный потенциал подается на катод, а анод, дрейфовая камера и коллектор находятся под одним потенциалом (заземлены). На рис. 7.1 δ показана принципиальная схема такого виркатора. Электроны ускоряются в промежутке катод – анод и через анодную фольгу или сетку, практически прозрачные для высокоэнергетических электронов, попадают в дрейфовое пространство. Если ток инжектируемых электронов выше предельного тока для данной геометрии, то часть электронов тормозится собственным полем потока и отражается в сторону анода, другая часть электронного потока продолжает свое движение, пока не достигнет коллектора или стенок камеры. Таким образом, в виркаторе на пролетном токе из области виртуального катода в стационарном состоянии испускаются электроны и в прямом, и в обратном направлениях. Отраженные электроны, как и в случае триода с виртуальным катодом, образуют поток осциллирующих электронов. Стационарное состояние потока с виртуальным катодом является неустойчивым и переходит в колебательное состояние с частотой, пропорциональной плазменной частоте потока.

В качестве экспериментального примера генерации импульсов сверхмощного СВЧ излучения с использованием колебаний виртуального катода приведем результаты, полученные на одном из первых виркаторов без внешнего магнитного поля в Лоуренсовской национальной лаборатории (Lawrence Livermore National Laboratory, USA) в середине 80-х годов XX века [11, 18]. В экспериментальном виркаторе в качестве катодов использовались стержни из нержавеющей стали радиусом 3,8 и 2,8 см с нарезкой по торцевой поверхности для более равномерной эмиссии электронов. Анодом служила прозрачная для электронов алюминиевая фольга или металлическая сетка с прозрачностями 84 и 60% соответственно. Поток электронов из диода через анод попадает в трубу дрейфа диаметром 8,5 см и длиной 8,5 м. При этом часть электронов, совершая колебания между реальным и виртуальным катодами, оседает на анод, другая часть, проникающая за виртуальный катод, попадает на стенки трубы пространства дрейфа. Генерируемое СВЧ излучение распространяется по трубе дрейфа в калориметр, установленный в конце трубы. Амплитуда и частота излучения регистрируются с помощью расположенных в трубе электрических зондов. Излучение происходило в широкой полосе частот 6,25÷7,75 ГГц с катодом радиусом 3,8 см и в полосе 7,25÷8,75 ГГц с катодом радиусом 2,8 см при мощности 150÷250 МВт в том и другом случаях, причем частота излучения увеличивается от начала к концу СВЧ импульса. Действительно, при ускоряющем напряжении 1,8 МВ на диоде с зазором 2 см в начале импульса генерация происходила на частоте 6.5 ГГц, а в конце – на частоте 8 ГГц. Максимум мощности излучения 4 ГВт был на частоте 6.5 ГГц в полосе 0.5 ГГц. Генерация происходила преимущественно на моде ТМ₀₁ круглого волновода [18].

Остановимся подробнее на частоте генерации виркатора и причинах, приводящих к сдвигу частоты в течение импульса виркатора. Хорошо известно [19], что генерация в виркаторах происходит благодаря двум основным механизмам: за счет колебаний виртуального катода как единого целого и за счет колебаний частиц вокруг анода в промежутке «катод – виртуальный катод».

Рассмотрим первый механизм генерации. Частота излучения виртуального катода определяется плазменной частотой пучка как $f_{VC} = k_0 f_p$, где k_0 – коэффициент пропорциональности, лежащий в диапазоне [0.5, 2] и зависящий от конфигурации пространства взаимодействия и режима работы прибора [3, 6, 20-23]. Плазменная частота, в свою очередь, определяется 286 приложенным к промежутку «катод – анод» напряжением V_0 и расстоянием d между катодом и анодом. В частности, в релятивистском случае плазменная частота равна

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\eta \rho}{\varepsilon_0 \gamma_0}}, \qquad (7.1)$$

или в размерных единицах:

$$f_p[GHz] = 4.1 \sqrt{\frac{J[kA/cm^2]}{\beta \gamma_0}},$$
(7.2)

где ρ – плотность заряда электронного пучка, η – удельный заряд электрона, $\beta = v_0/c = \sqrt{1 - 1/\gamma_0^2}$, v_0 – скорость электронного потока. В нерелятивистском пределе, когда $\gamma_0 \cong 1$ и $\beta \propto \sqrt{V_0}$, V_0 – ускоряющее напряжение, плотность тока определяется нерелятивистским законом Чайлда – Лэнгмюра (закон 3/2) $J \propto V_0^{3/2}/d^2$; в соответствии с выражением (2) частота колебаний виртуального катода определяется выражением

$$f_{VC} = k_0 \frac{\sqrt{V_0}}{d}.$$
 (7.3)

В ультрарелятивистском пределе, когда $\gamma_0 \propto V_0$, $\beta \cong 1$, закон Чайлда-Лэнгмюра модифицируется в следующий вид (в размерных единицах):

$$J[kA/cm^{2}] = \frac{2.71}{(d[cm])^{2}} \left(\sqrt{1 + \frac{V_{0}[MV]}{0.511}} - 0.847 \right)^{2},$$
(7.4)

откуда следует, что плотность тока $J \propto V_0/d^2$ [24]. Поэтому частота частота колебаний виртуального катода в релятивистском случае

$$f_{VC} = \frac{k_0}{d}.\tag{7.5}$$

Из формул (7.3) и (7.5) следует, что для слаборелятивистского виркатора с изменением ускоряющего напряжения генерируемая длина волны может перестраиваться в широких пределах без изменения геометрии сильноточного диода и резонансной системы. В то же время для сильнорелятивистских пучков, которые наиболее часто используются в приборах электроники больших мощностей, частота излучения практически перестает меняться с изменением ускоряющего напряжения при $V_0 > 0,5$ MB.

Второй механизм генерации излучения, отличный от колебаний виртуального катода как единого целого, связан с колебаниями электронов, захваченных в потенциальную яму в промежутке «реальный катод – виртуальный катод», которые формируют плотный сгусток, излучающий на частоте

$$f_r = \frac{1}{4T} = \left(\int_0^d \frac{dz}{v_z(z)} \right)^{-1},$$
 (7.6)

где T – время пролета электронами промежутка d «катод – анод», и предполагается, что виртуальный катод формируется на расстоянии d от анодной сетки [19, 25, 26]. Используя нерелятивистскую оценку для v_z , в размерных единицах выражение (7.6) запишется как

$$f_r[GHz] = 2.5 \frac{\beta}{d[cm]}.$$
(7.7)

Для ультрарелятивистских напряжений, так как скорости электронов быстрее достигают предельного значения βc , определяемого ускоряющим напряжением V_0 , множитель в формуле (7.7) стремится к величине 7.5, который получается из предположения, что электроны проходят весь промежуток d со скоростью $v_0 = \beta c$. Обе характерные частоты f_{VC} и f_r попадают в СВЧ-диапазон и одинаково зависят от длины ускоряющего промежутка d, в общем случае $f_{VC} > f_r$, при этом типично, что $f_V C = 2f_r$.

Отметим, что обе обнаруженные тенденции – слабая зависимость частоты от ускоряющего напряжения V_0 и обратная зависимость от длины dпромежутка «катод – анод» – хорошо подтверждаются экспериментально. В частности, в специально проведенных экспериментах [27] была подтверждена зависимость частоты $f_{VC} \propto 1/d$ в широком диапазоне частот и ускоряющих напряжений, при этом использовались катоды с различным диаметром.

Соотношение (7.5) хорошо объясняет вышеописанные экспериментальные результаты по изменению частоты от начала к концу импульса виркатора. Это связано с тем, что плазма, формируемая взрывоэмиссионным катодом, заполняет в течение импульса СВЧ генерации промежуток «катод – анод», что эквивалентно уменьшению длины d промежутка ускорения. Как следствие, частота генерации с уменьшением d должна возрастать, что и наблюдается в эксперименте. Данный эффект изменения частоты генерируемого излучения в течение импульса тока за счет плазменных эффектов в диоде носит название «чирп» частоты¹.

В работе В. Ву [28] на основе 2D модели, учитывающей двухмерное движения пучка в виркаторе без магнитного поля, было получено уточненное выражение для плазменной частоты, которое в размерных единицах равно

¹ От английского «chirp» – чириканье.
$$f[GHz] = \frac{4.77}{d[cm]} \ln \left(\gamma_0 + \sqrt{\gamma_0^2 - 1} \right).$$
(7.8)

Экспериментальные результаты, полученные в различных лабораториях, по частоте генерации виркатора хорошо согласуются с этим выражением, как показано на рис. 7.2, взятом из работы [28].





Эксперименты показывают, что изменение характеристик внешней электродинамической структуры (изменение формы, размеров и добротности резонатора, в котором формируется виртуальный катод) не приводит к существенному изменению генерируемой частоты, что говорит о том, что частота генерации прибора с виртуальным катодом в общем случае определяется только плотностью заряда пучка, но не внешней электродинамической системой¹. Вместе с тем следует отметить, что использование внешних резонансных систем может существенно улучшить энергетические характеристики виркатора. В частности, в 1987 Дж. Бенфорд с соавторами реализовал виркатор с добротным резонатором («cavity vircator»), в котором удалось получить значительное увеличение КПД генерации [30].

На практике рабочий диапазон частот виркаторов f_{VC} обычно лежит в диапазоне [0.4, 17] ГГц. Например, в работе [27] была получена генерация

¹ Исключением является, например, схема виртода [27, 29], где за счет слабой надкритичности и наличия обратной связи генерация происходит на резонансной частоте резонатора, где формируется виртуальный катод.

на частоте 500 МГц в виркаторе с рабочей камерой с внутренним радиусом 40 см и радиусом пучка 30 см. Для сравнения, виркатор с рабочей частотой 17 ГГц имел радиус рабочей камеры 3 см и радиус пучка 1 см [31].

Без сомнения, представляет значительный интерес создание более высокочастотных генераторов на виртуальном катоде в плохо освоенном суб-ТГц и ТГц диапазонах. Данная проблема является актуальной задачей современной физики плазмы и электроники больших мощностей [32]. Как уже обсуждалось в первой главе монографии, такие мощные устройства могут быть использованы для целей спектроскопии, томографии и рентгенографии, субмиллиметровой астрономии, коммуникации и т.д. [32-36].

Какие существуют методы увеличения частоты генерации виркатора? Простейшим вариантом является перестройка частоты генерируемого излучения в системе на виртуальном катоде, которая возможна при изменении плотности тока потока за счет изменения формы катода сильноточного диода. Для примера на рис. 7.3 представлены экспериментально измеренные спектры мощности выходного сигнала триода с виртуальным катодом для четырех различных плотностей тока при прочих равных условиях эксперимента [37]. Для изменения плотности тока использовалось четыре типа катодов: кольцевой катод большой площади с внешним и внутренним диаметрами 125 и 60 мм соответственно, круглые катоды с диаметрами 80 и 40 мм, шарообразный катод с диаметром шара 30 мм и конусообразный катод с острием. Расстояние катод – анод было фиксировано и составило 5 мм. При использовании таких катодов плотность тока менялась от 80 A/см² до 3.2 кA/см². Как видно из рис. 7.3, при замене катода, что ведет к изменению плотности тока электронного пучка, одновременно изменялись как базовая частота генерации, измеряемая по максимуму спектральной мощности, так и распределение энергии по частотам. С ростом плотности тока базовая частота смещалась в область больших частот (от 2 до 20 ГГц), а спектр становился все более сплошным. В табл. 7.1 представлены характеристики триодов с различными типами катодов, где j – плотность тока, f_0 – базовая частота выходного излучения и *Р* – генерируемая мощность.

Повышение плотности тока является перспективным направлением, однако здесь существуют очевидные ограничения на предельно достижимые плотности [38, 39]. И хотя в настоящее время наблюдается постоянный прогресс в создании новых катодов со все более лучшими характеристиками, ограничения в данном направлении весьма существенные. Например, для низкочастотных виркаторов в настоящее время обычно используют вельветовые катоды [39, 40]. Экстраполяция на более высокие частоты сразу ограничивается предельным уменьшением длины промежутка «катод – анод» для получения значительных плотностей токов. Ограничения на длину промежутка накладываются эффектами распространения плазмы в ускоряющем высоковольтном диоде.



Рисунок 7.3. Спектры мощности выходного излучения триодного генератора с виртуальным катодом при различных типах катодов. *а*) кольцевой, *б*) круглый, *в*) шарообразный, *г*) конусный), обеспечивающих увеличивающуюся плотность тока электронного пучка (см. табл. 7.1) (данные взяты из [37])

Тип катода	<i>j</i> , А/см ²	$f_0,$ ГГц	<i>Р</i> , МВт	
Кольцевой	80	1,7÷2,6	6,0	
Круглый (80 мм)	200	3,95÷5,85	~160	
Круглый (40 мм)	800	8,2÷12,4	< 160	
Шаровой	$2,7 \cdot 10^3$	18,0÷26,5	0.17	
Конусный	$3,2\cdot10^{3}$	18,0÷26,5	0.24	

Таблица 7.1. Характеристики триода с виртуальным катодом при различных типах катодов (данные взяты из [37])

Поэтому необходимы другие альтернативные идеи, которые могли бы помочь в продвижении генераторов на виртуальном катоде в более высокочастотный диапазон. Для этого необходимы разработка и создание модификаций виркаторов, использующих новые обнаруженные эффекты, происходящие в релятивистских и ультрарелятивистских электронных потоках со сверхкритическими токами [9, 21, 41, 42].

Одним из перспективных направлений для увеличения частоты излучения виркаторных систем и продвижения их в суб-ТГц диапазон является использование высших гармоник основной частоты виркатора при его работе в сильно нелинейном режиме. Известно, что при определенных условиях пучково-плазменные системы с интенсивными потоками заряженных частиц демонстрируют режимы с развитыми высшими гармониками (см., например, работу [43], посвященную исследованию процесса разряда в системе с полым катодом, и работу [44], в которой рассматриваются физические процессы в турботроне – высокомощном импульсном источнике миллиметрового диапазона, состоящем из интенсивно осциллирующего турбулентного электронного потока, создаваемого между реальным и виртуальным катодами).

7.2. Генерация высших гармоник в релятивистском электронном потоке с виртуальным катодом

7.2.1. Модель релятивистского виркатора на пролетном токе

Рассмотрим модель релятивистского виркатора на пролетном токе, представляющую собой идеально проводящий цилиндрический волновод (камеру дрейфа) длиной L и радиусом R с сеточным электродом на левой стороне и коаксиальным волноводным выводом мощности на правой. Аксиально симметричный моноскоростной кольцевой релятивистский электронный пучок (РЭП) с током I₀ и начальной энергией W_в (для определенности выберем энергию пучка 850 кэВ), с внешним радиусом R_b и толщиной *d* инжектируется в систему через левый электрод. Электроны могут покидать пространство дрейфа, оседая на боковых стенках волновода или на правой стенке камеры дрейфа (коллекторе). Геометрические параметры системы были выбраны следующими: L = 45 мм, R = 10 мм, $R_b = 5$ мм, d = 1,5 мм. Резонансные свойства системы слабо проявляются в силу сверхразмерности структуры по отношению к длине волны, соответствующей основной частоте генерации виркатора. Внешнее однородное магнитное поле с индукцией $B_z = B_0 \in [0,2]$ Тл прикладывается вдоль оси волновода. Предполагается, что инжектируемый в систему РЭП формируется с помощью магнитоизолированного диода [45].

Учитывая, что при анализе релятивистских виркаторов необходимо учитывать эффекты, несущественные для слаборелятивистских систем, в частности влияние собственных магнитных полей РЭП [9, 42], для проведения численного моделирования процессов в релятивистском виркаторе необходимо использовать трехмерный электромагнитный самосогласованный код. Представленные в данной главе результаты были получены с использованием вычислительной среды CST Particle Studio [46].

7.2.2. Анализ спектров осцилляций тока

Рассмотрим эволюцию амплитудных спектров осцилляций тока, отраженного от виртуального катода обратно к плоскости инжекции, в зависимости от тока пучка I_0 и величины индукции внешнего магнитного поля B_0 . Спектр, соответствующий докритическому режиму, когда ток потока меньше критического тока $I_{cr}(B_0)$ для заданного магнитного поля, является маломощным и шумоподобным. Заметим также, что величина критического тока существенно зависит от индукции внешнего магнитного поля B_0 [42, 47, 48].

С ростом тока потока релятивистская виркаторная система переключается в сверхкритический режим, и в спектре токовых осцилляций появярко выраженная спектральная составляющая на ляется частоте $f_{VC}(f_{VC} \approx 21.7 \ \Gamma \Gamma \mu$ для случая, изображенного на рис. 7.3 *a*) с модуляционными сателлитами и хаотическим пьедесталом, сами же токовые колебания характеризуются близкой к хаотической динамикой. Частота основной гармоники определяется значением плазменной частоты возмущенного РЭП, f_p^d : $f_{VC} \approx f_p^d$. Значение f_p^d (возмущенной плазменной частоты) пропорционально коэффициенту редукции плазменной частоты [45, 49] и плотности пространственного заряда в области виртуального катода, которая определяется процессами фокусировки/дефокусировки электронного потока при его распространении в системе. Введем коэффициент пропорциональности k, который связывает плазменные частоты невозмущенного и возмущенного электронных потоков: $f_p^d = k f_p^0$ [23]. Данный коэффициент учитывает как процессы фокусировки/дефокусировки электронного потока, так и эффект редукции плазменной частоты и равен величине порядка 0.8 для случая, изображенного на рис. 7.4 а.

Спектр на рис. 7.4 *а* также демонстрирует наличие высших гармоник $n f_p^d$ возмущенной плазменной частоты (до n = 7, где n – номер гармоники).

Кроме того, количество сателлитов *n*-й гармоники увеличивается с ростом *п*. Это соответствует сложным колебаниям виртуального катода, которые становятся все более выраженными колебаниями релаксационного типа с основной частотой, равной возмущенной плазменной частоте. Введем нормированный параметр надкритичности по току $\delta I(B_0) = I_0/I_{cr}(B_0)$, определяемый отношением тока пучка I_0 к критическому (предельному вакуумному) току $I_{cr}(B_0)$ [42, 50]. Параметр надкритичности $\delta I(B_0)$ характеризует степень развития колебаний виртуального катода в электронном потоке и зависит (в случае фиксированного тока потока *I*₀) от величины индукции магнитного поля В₀. Динамика виртуального катода на частоте f_p^d характерна для относительно низких значений параметра надкритичности: от $\delta I(B_0) < 1.1$ для слабых магнитных полей $B_0 < 0.1$ Тл до $\delta I(B_0) < 2.5$ при $B_0 > 0.5$ Тл.

Дальнейшее увеличение параметра надкритичности приводит к последовательному качественному изменению спектра токовых колебаний в рассматриваемой виркаторной системе. Прежде всего, происходит переключение основной спектральной гармоники с f_p^d на $2f_p^d$ ($f_{VC} \approx 40.2 \Gamma\Gamma\mu$), при этом осцилляции тока становятся ближе к периодическим (рис. 7.4 δ). Высшие гармоники и модуляционные сателлиты также присутствуют в спектре, причем амплитуды всех гармоник вырастают по сравнению со случаем меньшей надкритичности по току. Диапазон параметра надкритичности, в котором наблюдается такая динамика системы, изменяется для различных величин внешнего магнитного поля от [1.1,2.6] – для слабых магнитных полей $B_0 < 0.1$ Тл до [2.5,2.7] – для более сильных магнитных полей $B_0 > 0.5$ Тл. Это означает, что виртуальный катод переключается в режим развитых колебаний, когда параметр $\delta I(B_0)$ преодолевает определенное пороговое значение. Заметим, что коэффициент k равен 0.7 для случая, представленного на рис. 7.4 δ , что свидетельствует об уменьшении степени фокусировки электронного потока в области виртуального катода, по сравнению со случаем меньшего значения тока (рис. 7.4 a).



Рисунок 7.4. Спектры и отрезки временных реализаций токовых колебаний в области виртуального катода, соответствующие характерным режимам работы виркатора:
а) сверхкритический режим, когда виртуальный катод колеблется на частоте f_{VC} = f^d_p, и основная гармоника данной частоты (~21.7 ГГц) максимальна (I₀ = 16 кА),
б) режим виркатора, при котором виртуальный катод колеблется на частоте f_{VC} = 2 f^d_p, и основная гармоника данной частоты (~40.2 ГГц) максимальна (I₀ = 18 кА),
в) режим, при котором f_{VC} = 2 f^d_p, и вторая гармоника данной частоты (~85.3 ГГц) является максимальной (I₀ = 28 кА). Магнитное поле B₀ = 1.2 Тл

С дальнейшим увеличением параметра надкритичности δI наблюдается тенденция к росту амплитуд высших гармоник (особенно второй гармоники) в спектре токовых осцилляций исследуемой релятивистской виркаторной модели. В частности, на рис. 7.4 *в* изображен спектр в случае с максимальной второй гармоникой (частота основной гармоники в данном случае $f_{VC} = 2f_p^d = 43 \ \Gamma \Gamma \mu$). В данном режиме форма токовых колебаний также изменяется существенным образом, и на временных реализациях хорошо проявляются резкие пики (ср. временные реализации на рис. 7.3*б в*). Коэффициент *k* равен 0.6 в данном случае, т.е. степень фокусировки электронного потока в области виртуального катода становится ещё меньше при увеличении тока пучка, что является следствием возрастания сил пространственного заряда.

Таким образом, при определенном выборе параметров пучка и геометрии виркатор характеризуется режимом работы с интенсивными высшими гармониками основной частоты, при этом в ряде режимов преобладающей, наиболее мощной является вторая гармоника частоты колебаний виртуального катода.

7.2.3. Особенности динамики электронного пучка с виртуальным катодом, приводящие к росту частоты генерации системы

На рис. 7.5 изображены зависимости коэффициента k и частоты основной гармоники f_{VC} от тока пучка I_0 при фиксированном магнитном поле $B_0 = 1.2$ Тл.



Рисунок 7.5. Зависимости коэффициента k и частоты основной гармоники f_{VC} в спектре токовых осцилляций от тока пучка I_0 при фиксированном магнитном поле $B_0 = 1.2$ Тл. Римские цифры обозначают области с качественно различной динамикой

Хорошо видно, что зависимость $k(I_0)$ демонстрирует монотонное падение с ростом тока, что связано с возрастанием дефокусирующих сил пространственного заряда [51]. Условно данную зависимость можно разделить на три характерные области (I, II и III на рис. 7.5) с качественно

различными спектрами токовых осцилляций, которые характеризуются различными соотношениями между максимальной спектральной компонентой и возмущенной плазменной частотой f_p^d . Когда ток пучка лежит в первом диапазоне (I: $10 < I_0 < 18$ кА, 0.7 < k < 1), максимальной компонентой в спектре является основная гармоника с частотой f_p^d , в третьем диапазоне (III: $I_0 > 20$ кА, k < 0.67) основная гармоника соответствует частоте $2f_p^d$, причем вторая гармоника данной частоты оказывается максимальной в спектре вследствие сильной нелинейности в системе. Наконец, вторая узкая область (II: $18 < I_0 < 20$ кА, 0.67 < k < 0.7) – это переходная область, в которой частота основной гармоники равняется $2f_p^d$, и она оказывается максимальной в спектре. Переключение частоты основной гармоники с f_n^d на $2f_p^d$ демонстрирует резкий скачок на зависимости $f_{VC}(I_0)$ на рис. 7.5. Также заметим, что до и после данного переключения f_{VC} изменяется несущественно с ростом I₀, несмотря на то, что невозмущенная плазменная частота f_p^0 пропорциональна току пучка. Это является следствием уменьшения коэффициента k, определяющего положение основной гармоники в спектре, с ростом тока *I*₀ из-за дефокусировки электронного потока.

Переключение частоты основной гармоники с f_p^d на $2f_p^d$ сопровождается качественным изменением динамики РЭП с виртуальным катодом. Действительно, когда основная компонента имеет частоту f_p^d (область I), виртуальный катод характеризуется сильно неоднородным распределением в азимутальном направлении с одним сосредоточенным, вращающимся с течением времени, минимумом потенциала пространственного заряда (данный минимум соответствует области наиболее интенсивного отражения электронов от виртуального катода). В случае удвоенной частоты основной гармоники (область II) структура виртуального катода демонстрирует другую характерную форму с двумя вращающимися минимумами потенциала в азимутальном направлении. Появление второго минимума потенциала объясняет эффект удвоения основной частоты. Физические механизмы, ответственные за изменение структуры виртуального катода, связаны, прежде всего, с особенностями развития азимутальной неустойчивости и возбуждения азимутальных вращательных мод в РЭП [9, 42, 52].

Также было обнаружено, что описываемое переключение частоты основной гармоники в спектре происходит, когда радиус пучка превосходит некоторое пороговое значение R_{th} , различное для разных магнитных полей. Это означает, что переключение частоты происходит тогда, когда граничные электроны, достигающие порогового радиуса, более не удерживаются фокусирующими силами внешнего магнитного поля. Это соответствует случаю, когда сумма дефокусирующих сил (кулоновских и центробежной сил) начинает превышать фокусирующую силу магнитного поля на радиусе R_{th} . Оценим аналитически при фиксированном магнитном поле B_0 значение тока пучка, при котором происходит описанное изменение в балансе сил.

Будем считать внешнее магнитное поле достаточно сильным, чтобы собственными магнитными полями пучка можно пренебречь. Пусть РЭП с током I_0 имеет радиус R_b в области инжекции, а в области виртуального катода – радиус $R_{th} = bR_b$. Пороговое значение R_{th} и соответствующий b > 1 зависят от величины внешнего магнитного поля и определяются в процессе численного моделирования. Электроны при движении в постоянном магнитном поле между точками с радиусами R_b и R_{th} приобретают угловой момент, который пропорционален разности потоков индукции через сечения РЭП в точках с радиусами R_b и R_{th} [45]:

$$R_{th}^2 \frac{d\theta}{dt} = \frac{\eta B_0}{2\gamma_0} \Big(R_{th}^2 - R_b^2 \Big), \tag{7.9}$$

где $d\theta/dt$ – азимутальная скорость электронов. Движение электронов РЭП определяется действием центробежной силы $F_c = \gamma_0 m_e r (d\theta/dt)^2$, кулоновской силы расталкивания $F_k = -eE_r$ и силы Лоренца $F_L = -er(d\theta/dt)B_0$ (где e и m_e – заряд и масса электрона соответственно, r – радиальная координата электрона, E_r – радиальная компонента напряженности поля пространственного заряда). Учитывая вышесказанное, соотношение (7.9) и уравнение $d^2r/dt^2 = (2\eta V_0/\gamma_0)d^2r/dz^2$ можно записать уравнение движения для граничного электрона потока:

$$\frac{d^2r}{dz^2} + \frac{\eta B_0^2}{8V_0\gamma_0} bR_b \left[1 - b^{-4}\right] - \frac{I_0\sqrt{\gamma_0}}{4\pi\varepsilon_0\sqrt{2\eta}V_0^{3/2}bR_b} = 0,$$
(7.10)

где V_0 – ускоряющее напряжение.

Из уравнения (7.10) следует, что при фиксированном внешнем магнитном поле B_0 существует характерное значение тока пучка I_{ch} , при котором РЭП сохраняет в системе постоянный радиус R_{th} . Действительно, если положить $d^2r/dz^2 = 0$ в уравнении (7.10), что означает отсутствие ускорения в радиальном направлении, то легко можно получить значение характерного тока I_{ch} для фиксированной величины внешнего магнитного поля:

$$I_{ch} = \frac{\pi \varepsilon_0 B_0^2 \eta^{3/2} \sqrt{V_0} R_b^2}{\sqrt{2} \gamma_0^{3/2}} (b^2 - b^{-2}).$$
(7.11)

Когда ток пучка I_0 превышает I_{ch} , дефокусирующие силы становятся больше, чем фокусирующие, и, как следствие, большая часть электронов выходит за пределы порогового радиуса R_{th} . Таким образом, ток I_{ch} соответствует току, при котором происходит переключение основной спектральной гармоники с f_p^d на $2f_p^d$. Действительно, для рассмотренных параметров ($B_0 = 1.2$ Тл; b = 1.47) уравнение (7.11) дает $I_{ch} \approx 18.8$ кА, что хорошо соотносится с результатами численного моделирования. В самом деле, значение тока, соответствующее середине переходной области II, изображенной на рис. 7.5, где частота основной спектральной гармоники переключается с f_p^d на $2f_p^d$, приблизительно равняется 19 кА.

7.2.4. Характерные режимы работы виркатора

Для детального анализа режимов работы модели релятивистского виркатора при изменении управляющих параметров системы была получена карта режимов на плоскости (I_0 , B_0), изображенная на рис. 7.6. Рисунок демонстрирует три основных режима: докритический (область 1), сверхкритический с максимальной основной (первой) гармоникой в спектре токовых осцилляций (2) и сверхкритический с максимальной второй гармоникой основной компоненты (3). Основная тенденция здесь следующая: при увеличении тока пучка при любых внешних магнитных полях сначала наблюдается переключение с докритического на сверхкритический режим, затем – рост второй гармоники основной компоненты, что в итоге приводит к ее преобладанию в спектре (см. область 3 на рис. 7.6). В то же время амплитуды высших гармоник с номерами n > 2 также возрастают с ростом тока пучка.

Заметим, что границы между режимами b_{1-2} и b_{2-3} имеют похожую форму (рис. 7.5). Кривая b_{1-2} определяет критический ток пучка $I_{cr}(B_0)$ в зависимости от величины внешнего магнитного поля. Форма данной кривой и наличие области роста критического тока определяются развитием азимутальной неустойчивости в РЭП (подробно этот эффект обсуждается в работе [42]). Развитие азимутальной неустойчивости приводит к уменьшению плотности пространственного заряда в области виртуального катода и, как следствие, к увеличению критического тока.



Рисунок 7.6. Характерные режимы работы виркатора на плоскости «ток пучка *I*₀ – внешнее магнитное поле *B*₀». Область *1* соответствует докритическому режиму, когда виртуальный катод в системе не образуется (когда ток пучка *I*₀ < *I*_{cr}(*B*₀)), *2* – сверхкритическому режиму, когда основная гармоника *f*_{VC} максимальна в спектре токовых осцилляций, *3* – область, где вторая гармоника основной компоненты 2*f*_{VC} максимальна. Символы *b*₁₋₂ и *b*₂₋₃ обозначают границу между режимами (*1*→2) и (*2*→3) соответственно Итак, аналогичное поведение обеих границ показывает, что азимутальная неустойчивость также влияет и на условия переключения с режима 2 на режим 3, и данное переключение происходит, когда плотность пространственного заряда в области виртуального катода превосходит некоторое характерное значение. Действительно, когда внешнее магнитное поле относительно мало ($B_0 < 0.4$ Tл), его рост приводит к уменьшению плотности пространственного заряда в области виртуального катода вследствие развития азимутальной неустойчивости [9, 42], поэтому граница b_{2-3} демонстрирует увеличение критического тока в данной области значений B_0 . Более сильные внешние магнитные поля ($B_0 > 0.4$ Tл) приводят к подавлению азимутальной неустойчивости [9, 42] и фокусировке электронного потока, вызывая увеличение плотности пространственного заряда. Как следствие, характерное значение тока пучка монотонно уменьшается вдоль границы b_{2-3} для $B_0 > 0.4$ Tл.

На рис. 7.7 изображены зависимости амплитуд 1-й – 6-й гармоник основной спектральной составляющей в спектре осцилляций тока, отраженного от виртуального катода, в зависимости от тока инжекции I_0 .



Рисунок 7.7. Зависимости амплитуд первой (кривая 1), второй (кривая 2), третьей (кривая 3), четвертой (кривая 4), пятой (кривая 5) и шестой (кривая 6) гармоник основной компоненты в спектре токовых осцилляций от тока пучка I₀ при фиксированном магнитном поле B₀ = 1.2 Тл

Анализ данных зависимостей позволяет определить условия (токи пучка), при которых большая часть энергии запасена в высших гармониках. Действительно, когда $I_0 \sim 24$ кА или $I_0 \sim 28$ кА, все шесть гармоник (за исключением 6-й гармоники при $I_0 \sim 24$ кА) демонстрируют ярко выраженные локальные максимумы при данном магнитном поле, причем вторая гармоника сильно превосходит остальные компоненты при этих значениях тока пучка. Заметим, что практически при всех значениях тока пучка, соответствующих развитому режиму работы виркатора ($I_0 > 20$ кА), вторая гармоника оказывается максимальной. Исключение составляет слабонадкритический режим ($I_0 < 20$ кА), где максимальной является основная гармоника.

7.3. Виркатор с модуляцией эмиссии

Итак, при определенных условиях токовые осцилляции в области виртуального катода демонстрируют ярко выраженные высшие гармоники, амплитуда которых при определенных условиях могут существенно превышать амплитуду основной частоты колебаний f_{VC}. Возникает вопрос о возможности эффективно и целенаправленно увеличить амплитуду высших гармоник. Один из таких возможных подходов – использование скоростной модуляции электронов [41, 53-56] или модуляции по плотности пучка [41, 57] перед инжекцией в рабочую камеру виркатора. Здесь особенно привлекает подход, основанный на модуляции эмиссии электронов, для получения сильной модуляции пучка по плотности путем воздействия относительно слабого внешнего сигнала [58]. Первый подобный виркатор, получивший название виртод, был реализован в ХФТИ, г. Харьков [57], где сигнал с выхода виркатора подавался с помощью волновода в область ускорения пучка, приводя к модуляции пучка по плотности и скорости. При рассмотрении виркатора с модуляцией эмиссии, как уже отмечалось в главе 5 монографии, перспективным выглядит использование автоэмиссионных катодов (матричный катод Спиндта, Latham emitter и др.), которые все шире начинают применяться в электронике больших мощностей, в частности при разработке виркаторов [3, 38, 40, 58]. В электронной пушке на основе автоэмиссионного катода достаточно легко реализовать модуляцию по плотности пучка путем воздействия внешним сигналом, добавляемым к ускоряющему напряжению в промежутке «катод – анод» [58].

Было проведено 2.5D-мерное моделирование слаборелятивистского виркатора с управляемой внешним сигналом электронной пушкой с автоэмиссионным катодом [60]. Основной особенностью модели стало моделирование электронной пушки с автоэмиссионным катодом и модуляцией эмиссии, временная зависимость плотности тока которой J(t) определялась законом Фаулера – Нордгейма, где ускоряющее электрическое поле \tilde{E} содержит как постоянную составляющую, так и переменную, меняющуюся во времени по гармоническому закону [61, 58, 62]:

$$J(t) = a\widetilde{E}(t)^2 \exp\left(\frac{-b\varphi_e^{3/2}}{\widetilde{E}(t)}\right).$$
(7.12)

Здесь φ_6 – работа выхода электронов с катода, коэффициенты *a* и *b* определяются геометрией модели и работой выхода (будем считать, что катод изготовлен из молибдена). Эмиссия электронного пучка осуществляется с матрицы элементарных эмиттеров, что соответствует катоду Спиндта, поэтому мгновенный ток электронной пушки определяется как I(t) = SJ(t), где *S* – суммарная площадь всех микроэмиттеров.

Для дальнейшего рассмотрения введем следующие основные управляющие параметры: глубину модуляции тока эмиссии $D = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}}} \times 100\%$ (здесь I_{max} и I_{min} – максимальное и минимальное

значения временной зависимости тока пучка I(t) на входе в пространство дрейфа); безразмерную частоту модуляции f_m ; параметр надкритичности $A = I/I_{SCL}$, который определяет превышение током пучка предельного вакуумного значения I_{SCL} , при котором в пучке формируется виртуальный катод и безразмерную величину внешнего магнитного поля $B = \frac{L\eta_0}{v_0} B'$, где

В' – размерная величина внешнего магнитного поля.

Рассмотрим основные результаты моделирования виркатора с модуляцией эмиссии. На рис. 7.8 показаны пространственно-временные диаграммы (t, z) пучка с модуляцией плотности пространственного заряда и временные реализации усредненных в радиальном направлении колебаний пространственного заряда $\rho(t)$ в области виртуального катода для случая слабой (a) и сильной надкритичности (b) по току.

На рис. 7.8 *а* показана динамика пучка и пространственного заряда в системе при небольшом превышении током пучка критического значения. Виртуальный катод наиболее эффективно формируется в системе в моменты времени, когда плотность тока пучка достигает максимального значения и может исчезать (при определенных параметрах модуляции и токах пучка), когда плотность достигает минимального значения. Временная зависимость колебаний $\rho(t)$ пространственного заряда в области виртуального катода демонстрирует режим удвоения периода, хорошо известный в нелинейной теории колебаний [63], который соответствует двум характерным кратным временным масштабам системы: в данном случае периоду динамики виртуального катода и периоду модуляции. Следует отметить, что в рассматриваемом случае процесс модуляции превалирует над динамикой виртуального катода, который возникает только в течении прохождения сгустка, поэтому процесс почти периодически повторяется.



Рисунок 7.8. Пространственно-временные диаграммы (*t*, *z*) пучка с модуляцией плотности пространственного заряда и временные реализации усредненных в радиальном направлении колебаний пространственного заряда ρ(*t*) в области виртуального катода (в безразмерных координатах) для случая *a*) *A* = 2.1, *D* = 90% (слабо надкритичный режим) и *б*) *A* = 4.9, *D* = 95% (сильное превышение током пучка критического значения); *B* = 20, *f*_m = 1

С дальнейшим ростом тока пучка динамика системы претерпевает определенные изменения (рис. 7.8 δ): виртуальный катод формируется вблизи анодной сетки, при этом он наблюдается в пучке не только во время прихода сгустка, но и в моменты времени, когда плотность тока минимальна. Количество отраженных электронов в этом случае существенно выше, и динамика виртуального катода намного сложнее в режиме большой надкритичности. Оба процесса (то есть модуляция пучка и колебания виртуального катода) играют существенную и соизмеримую роль в динамике системы, приводя в общем случае к двухчастотной (квазипериодической) динамике $\rho(t)$, когда временные масштабы колебаний виртуального катода и модуляции эмиссии не являются кратными.

Рассмотрим влияние модуляции эмиссии на характеристики генерации виркатора. Когда глубина модуляции велика (D > 80%), и ток пучка относительно невелик (1 < A < 3), спектр генерируемого излучения содержит частоту модулирующего гармонического сигнала и ее 2-ю и 3-ю гармоники. Например, для случая A = 2.1, D = 100% и $f_m = 1.9$ (рис. 7.9 *a*) спектр выходного излучения содержит компоненты с частотами 1.9, 3.8 и 5.7, отношение амплитуд которых: 6:3:1.

Частота свободных колебаний виртуального катода f_{VC} (в системе без модуляции эмиссии) в этом случае 2.6. Следует отметить, что частота свободных колебаний виртуального катода, а также ее модуляционные составляющие могут содержаться в спектре мощности выходного сигнала, однако их амплитуды остаются достаточно малыми. Таким образом, мы

наблюдаем разрушение механизма формирования виртуального катода, что связано с тем, что при больших D и малых A электронный пучок инжектируется как последовательность коротких сгустков с частотой повторения и плотностью, определяемыми внешним модулирующем сигналом. Это ведет к уменьшению плотности заряда в пространстве взаимодействия, так что виртуальный катод не формируется в системе, что и отражается на спектре выходного сигнала.



Рисунок 7.9. Амплитудные спектры выходного сигнала виркатора с модуляцией эмиссии для следующих параметров: *a*) A = 2.1, D = 100%, $f_m = 1.9$; δ) A = 6.3, D = 100%, $f_m = 0.95$ и e) A = 4.9, D = 80%, $f_m = 2.55$; B = 20

Увеличение надкритичности приводит к накоплению пространственного заряда в области пространства дрейфа и формированию виртуального катода. Так, при A > 3 и D = 100% спектр выходного излучения существенно меняется по сравнению с предыдущим случаем (см. рис. 7.9 б): кроме компонент, соответствующих частоте модуляции, в спектре четко прослеживаются частота свободных колебаний виртуального катода и ее гармоники. Амплитуда этих компонент достаточно велика, что говорит о сильно нелинейном режиме работы виркатора. Так, при A = 6.4, D = 100% и $f_m = 0.95$ спектр выходного излучения (рис. 7.9 б содержит следующие компоненты: частоту 0.95 с безразмерной амплитудой 2 (соответствует модуляционной частоте); частоту 2.78 с амплитудой 2.5 (соответствует свободным колебаниям виртуального катода) и компоненту с частотой 1.86 и амплитудой 9.7 (соответствует разностной частоте модуляционных колебаний и колебаний виртуального катода). Также выходной спектр содержит её вторую гармонику f = 3.7 с амплитудой 3.6. Итак, большая часть энергии сконцентрирована в разностной компоненте (около 50%) f = 1.86, а оставшаяся энергия неоднородно распределена между другими частотами в спектре. Таким образом, сложное нелинейное взаимодействие колебаний виртуального катода (частота определяется плазменной частотой пучка) и электронными сгустками с частотой повторения, определяемой частотой модуляции эмиссии, наблюдается в виркаторе с глубокой модуляцией тока и высокой надкритичностью, что ведет к появлению интенсивных суммарных и разностных частот с высокой амплитудой в спектре выходного излучения.

Отдельно отметим случай глубокой модуляции тока D > 80% с частотой равной частоте f_{VC} свободных колебаний виртуального катода. Спектр выходного сигнала в этом случае существенно упрощается, в нем наблюдаются преимущественно 1-я, 2-я и 3-я гармоники этой частоты, которые содержат более чем 90% колебательной энергии. Физически это связано с тем, что электронные сгустки, формируемые в результате модуляции эмиссии, достигают виртуального катода в фазе с его колебаниями. Эффективность генерации в этом случае сравнима со случаем свободных колебаний виртуального катода.

Рассмотрим случай меньшей глубины модуляции (50% < D < 80%) и средней надкритичности (1 < A < 5). В этом случае, когда частота модуляции не кратна частоте колебаний виртуального катода, выходной сигнал подобен рассмотренному случаю высокой надкритичности и глубокой модуляции (см. рис. 7.9 б). Наиболее интересная ситуация наблюдается для системы, когда частота модуляции эмиссии подстраивается к частоте f_{VC} свободных колебаний виртуального катода. В этом случае наблюдается существенный рост амплитуды высших гармоник частоты f_{VC} в выходном СВЧ сигнале, в то время как амплитуда первой гармоники уменьшается. Для примера на рис. 7.96 показан расчет спектра выходного сигнала для параметров A = 4.9, D = 100% и $f_m = f_{VC} = 2.55$. Спектр показывает, что амплитуда 3-й гармоники с частотой f = 7.65 увеличивается в 2 раза, вторая гармоника практически не меняется, а амплитуда 1-й гармоники уменьшается в примерно в 2 раза по сравнению со случаем отсутствия модуляции эмиссии. Фактически, происходит перекачка колебательной энергии из низшей в высшие гармоники. Очевидно, что такой режим работы очень привлекателен для создания виркатора-умножителя частоты.

С физический точки зрения предмодуляция электронного пучка на частоте, кратной частоте свободных колебаний виртуального катода f_{VC} , обеспечивает более эффективное его формирование, так как новые порции пространственного заряда в форме электронных сгустков достигают области виртуального катода, когда он находится в фазе накопления заряда. Поэтому группировка электронов в области виртуального катода существенно улучшается, и высшие гармоники колебаний пространственного заряда значительно возрастают (аналогично клистрону или клистроду). Дело в том, что спектр колебаний виртуального катода богат высшими гармониками (см. предыдущий раздел главы) благодаря релаксационному виду колебаний, поэтому модуляция пучка на частотах, кратных частоте свободных колебаний виртуального катода приводит к росту высших гармоник, что мы и видим на рис. 7.9 ϵ .

В табл. 7.2 приведены оценки размерных величин различных характеристик генерации виркатора с выбранными управляющими параметрами для режима с развитыми высшими гармониками. Таблица показывает, что виркатор с модуляцией эмиссии, работающий на второй или третьей гармониках свободных колебаний виртуального катода, может рассматриваться как перспективный источник электромагнитного излучения в С, Х, Кu, K, V или W частотных диапазонах. Его рабочая частота, соответственно, в 2 или 3 раза выше, чем у виркатора без модуляции эмиссии. Отметим, что виркатор с длиной пространства взаимодействия менее чем 5 мм может рассматриваться как генератор суб-ТГц излучения вакуумной микроэлектроники (см. подробнее главу 5, а также [64, 65]), которые можно эффективно объединять в решетки связанных виркаторов [6, 66-71]) для эффективного увеличения суммарной выходной мощности.

<i>L</i> , мм	<i>R</i> , мм	<i>R_b</i> , мм	<i>J</i> ₀ , кА/см ²	<i>В</i> , Тл	<i>f</i> _m , ГГц	Частоты двух наиболее мощных спектральных компонент, ГГц
30	7.5	3.25	0.025	0.1	2.3	4.6; 6.9
	2.5	1.25	0.22	0.3	6.9	13.8; 20.7
	1.25	0.625	0.9	0.6	13.8	27.5; 41.3
	0.75	0.375	2.5	1	23	46; 69
	0.5	0.25	5.6	1.5	34.4	68.9; 103.2
.5	0.125	0.0625	89	6.14	138	276; 414

Таблица 7.2. Оценка в размерных единицах характеристик генерации виркатора с различными управляющими параметрами:

L и R – длина и радиус пространства взаимодействия, R_b – радиус пучка, J_0 – максимальная плотность тока, f_m – частота модуляции; глубина модуляции, надкритичность, внешнее магнитное поле и начальная скорость пучка были зафиксированы и составляли: D = 80%, A = 2.1, B = 1 Тл и $\beta = v_0/c = 0.1$, соответственно.

Данные параметры соответствуют режиму, показанному на рис. 7.9*в*, и спектр выходного излучения характеризуется интенсивными второй и третьей гармониками.

7.4. Увеличение частоты колебаний виртуального катода в релятивистском пучке в режиме совместного развития бурсиановской и диокотронной неустойчивостей

Известно, что интенсивные РЭП демонстрируют сложные режимы динамики, включая развитие различных типов неустойчивостей, таких как пирсовская, бурсиановская, тококонвективная, слиппинг, диокотронная, Вейбеля и др. [72-77]. С одной стороны, развитие некоторых из этих неустойчивостей может играть положительную роль. Например, пирсовская и бурсиановская неустойчивости приводят к формированию нестационарного ВК в электронном потоке со сверхкритическим током [1, 4, 6, 56, 78, 79], что, как уже отмечалось во Введении к данной главе, используется в перспективном классе СВЧ приборов – генераторах и усилителях на ВК [1, 4, 6, 10, 20, 78, 80]. С другой стороны, неустойчивости в РЭП могут иметь и отрицательное влияние на функционирование высокомощных СВЧ и ТГц приборов, ускорителей, систем нагрева плазмы и ядерного синтеза с инерционным удержанием плазмы и др. и накладывают определенные ограничения на режимы их функционирования [72-74, 76]. Например, диокотронная и слиппинг неустойчивости существенно влияют на геометрию интенсивного пучка при его распространении в системе и приводят к развитию азимутальных и радиальных неоднородностей в РЭП, в частности, к формированию вихревых и спиральных структур и к филаментации потока [81-91]. В то же время диокотронная и слиппинг неустойчивости могут оказаться полезными для развития новых методов высокомощной СВЧ генерации¹ и, в частности, как будет показано ниже, для существенного увеличения частоты излучения релятивистского виркатора.

Заметим, что условия для одновременного развития нескольких неустойчивостей часто возникают в интенсивных потоках заряженных частиц [23, 42, 92]. Наиболее типичная ситуация для РЭП – это сосуществование бурсиановской/пирсовской и диокотронной/слиппинг неустойчивостей. Такие сложные режимы динамики до недавнего времени оставались слабо изученными, и их исследование имеет существенное значение для развития устройств СВЧ и ТГц электроники, особенно для оптимизации релятивистских виркаторов, в которых бурсиановская/пирсовская и диокотронная/слиппинг неустойчивости часто сосуществуют, что суще-

¹ Например, в работе [87] показана возможность генерации СВЧ излучения за счет филаментации РЭП и формирования в нем вихревых структур в системе с магнитной фокусировкой.

ственно влияет на характеристики их генерации [9, 23, 42, 52]. Данные режимы совместного развития бурсиановской и диокотронной неустойчивостей в релятивистских виркаторах особенно важны для их продвижения в суб-ТГц и ТГц диапазоны частот.

Рассмотрим более подробно процессы развития подобных режимов в модели релятивистского виркатора и возможность их использования для увеличения частоты генерации виркатора.

Представленные ниже результаты были получены с использованием модели, описанной в разделе 7.2.1 [52], с использованием вычислительной среды CST Particle Studio.

7.4.1. Физические механизмы развития неустойчивостей

Диокотронная неустойчивость – сдвиговая неустойчивость, которая возбуждается сдвигом компоненты дрейфовой скорости заряженных частиц, перпендикулярной к ведущему магнитному полю и приводит к филаментации потока и часто – к формированию вихревых структур [93-97]. Данная неустойчивость наблюдается во многих плазменных системах, включая атмосферы планет, магнитосферы пульсаров, северное сияние, потоки заряженных частиц и др. [95, 98].

Бурсиановская неустойчивость [99, 100, 101, 102] возникает в потоках заряженных частиц, распространяющихся в камерах дрейфа, вследствие наличия нескомпенсированного пространственного заряда, приводящего к провисанию потенциала в системе. Основное условие для развития бурсиановской неустойчивости в электронном потоке – это превышение током пучка критического значения (так называемого, предельного вакуумного тока или тока Богданкевич-Рухадзе) [103, 104]. В данном случае в области провисания потенциала формируется плотное облако замедленных электронов (электронный сгусток, соответствующий виртуальному катоду). Виртуальный катод отражает часть электронов обратно к плоскости инжекции или на боковую стенку камеры дрейфа и обычно характеризуется сложной нестационарной динамикой [8, 9, 21, 23, 42, 51, 55, 105, 106].

Условия для одновременного развития двух вышеуказанных неустойчивостей часто выполняются в рассматриваемой виркаторной системе с интенсивным РЭП. Рассмотрим физические процессы, происходящие в РЭП во время развития неустойчивостей и проанализируем для этого зависимости усредненной по радиусу плотности пространственного заряда р(ϕ) и азимутальной скорости $v_{\phi}(\phi)$ РЭП, а также распределения плотности пространственного заряда в системе $\rho(x, y)$ для характерных параметров модели ($I_0 = 40$ кА и $B_0 = 0$ Тл), которые соответствуют случаю совместного развития диокотронной и бурсиановской неустойчивостей (см. рис. 7.10). Представленные характеристики позволяют эффективно анализировать процессы образования электронных структур в системе. Итак, в начале распространения РЭП (рис. 7.10 *a*, *t* = 0.2 нс) в азимутальном направлении формируется один электронный сгусток, при этом максимум (по абсолютной величине) на зависимости $\rho(\phi)$ и темная область на распределении плотности пространственного заряда соответствуют данному сгустку. Это начальная стадия развития диокотронной неустойчивости, которая возникает вследствие наличия в системе градиента (сдвига) скорости $\partial v_{\phi}/\partial \phi \neq 0$: сгусток начинает формироваться в области, где азимутальная скорость меняет знак с плюса на минус, и две различные части пучка двигаются навстречу друг другу (см. рис. 710 *a*). Заметим, что величины азимутальной скорости и плотности пространственного заряда малы на начальном этапе развития неустойчивости.

Бурсиановская неустойчивость развивается параллельно с диокотронной по причине того, что ток пучка существенно превышает критическое значение $I_{scl} \approx 8$ кА.



Рисунок 7.10. Зависимости усредненной по радиусу плотности пространственного заряда $\rho(\varphi)$ (пунктирные кривые) и азимутальной скорости $v_{\varphi}(\varphi)$ (сплошные кривые) РЭП от азимутальной координаты φ (рисунки слева), а также распределения плотности пространственного заряда в системе $\rho(x, y)$ (рисунки справа) в поперечном сечении (x, y) в следующие характерные моменты времени t: t = 0.2 нс (a), t = 0.73 нс $(\delta),$ t = 51 нс (s) для тока пучка $I_0 = 40$ кА и нулевого внешнего магнитного поля $(B_0 = 0$ Тл); продольная координата секущей плоскости $z_s = 2$ мм, что приблизительно соответствует средней координате ВК. Вертикальные линии на рисунках слева и стрелки на рисунках справа обозначают центры электронных сгустков Следствием этого является рост плотности пространственного заряда и, как результат, формирование ВК. Рис. 7.10 δ (t = 0.73 нс) демонстрирует момент, когда ВК возникает в системе, что приводит к отражениям электронов от него (отраженные электроны формируют «ореол» вокруг трубчатого РЭП на распределении плотности пространственного заряда на рис. 7.10 δ). Кроме того, второй электронный сгусток формируется в азимутальном направлении.

В итоге рис. 7.1*в* (t = 51 нс) демонстрирует установившуюся конфигурацию РЭП после длительного переходного процесса, определяемого развитием и взаимодействием неустойчивостей. Данная конфигурация характеризуется наличием трех вращающихся электронных сгустков. Фактически они являются ВК со сложной конфигурацией в азимутальном направлении, и электроны отражаются преимущественно от них. Вращение сгустков определяется их разрушением вследствие отражений электронов и формированием новых сгустков по азимуту рядом с разрушенными. Другими словами, волна пространственного заряда (волна возмущения) возбуждается в РЭП в азимутальном направлении в результате взаимодействия неустойчивостей: диокотронная неустойчивость ведет к филаментации РЭП, а бурсиановская – к отражениям электронов и дальнейшему вращению сгустков. Важно заметить, что бурсиановская неустойчивость способствует развитию диокотронной, т.к. она существенно увеличивает плотность пространственного заряда в области около плоскости инжекции и, как следствие, инкремент развития диокотронной неустойчивости благодаря возрастанию градиента скорости [81, 84, 89, 91, 95].

Рассмотрим физические причины, ответственные за развитие диокотронной неустойчивости в системе. Наличие внешнего магнитного поля не является обязательным условием для возникновения неустойчивости в системе вследствие возбуждения собственных электромагнитных полей электродинамической структуры интенсивным высокоэнергетическим РЭП (см., например, случай на рис. 7.10). Наиболее существенное влияние на развитие диокотронной неустойчивости оказывает продольная компонента суммы индуцированного и собственного магнитного поля РЭП; её распределения показаны на рис. 7.11. Рис. 7.11 *а* соответствует самому началу распространения фронта РЭП в камере дрейфа (t = 0.005 нс), он характеризуется наличием ряда локальных экстремумов магнитных микрополей, генерируемых радиальными микротоками, создаваемыми отдельными локальными группами электронов.

В то же время в начале импульса тока фронт РЭП возбуждает широкий низкоамплитудный спектр собственных мод электродинамической системы. Одна из мод, которая наилучшим образом соответствует конфигурации собственных полей РЭП и имеет частоту, близкую к характерной частоте пучка (плазменной частоте, зависящей от тока пучка и лежащей в рассматриваемых случаях в диапазоне 15-50 ГГц), нарастает с течением времени. В частности, данный эффект продемонстрирован на рис. 7.11, он выражается в установлении в системе определенной конфигурации магнитного поля, соответствующей возбуждаемой моде. При этом рис. 7.11 δ соответствует переходному моменту времени t = 0.015 нс, когда отдельные микрополя объединяются, приближая структуру магнитного поля к развитой конфигурации поля моды, которая показана на рис. 7.11 ε (при t = 0.15 нс). Подчеркнем, что бурсиановская неустойчивость способствует возбуждению данной собственной моды электродинамической системы, формируя характерное распределение собственного электрического поля высокой интенсивности с провисанием потенциала.



Рисунок 7.11. Распределения $H_z(x, y)$ продольной компоненты суммы индуцированного магнитного поля и собственного магнитного поля РЭП в системе в поперечном сечении (x, y) в следующие характерные моменты времени t: t = 0.005 нс (a), t = 0.015 нс (b), t = 0.15 нс (b) для тока пучка $I_0 = 40$ кА и нулевого внешнего магнитного поля $(B_0 = 0 \text{ Tл})$; продольная координата секущей плоскости $z_s = 2$ мм, что приблизительно соответствует средней координате ВК

Характерная конфигурация в поперечном сечении (*x*, *y*) продольной компоненты магнитного поля возбуждаемой моды, особенностью которой является наличие областей смены знака поля (см. рис. 7.11 *в*), заставляет разные части РЭП двигаться навстречу друг другу в азимутальном направлении ($\partial v_{\varphi}/\partial \varphi \neq 0$). В результате в областях, где H_z меняет знак с минуса на плюс (при проходе по часовой стрелке в азимутальном направлении),

формируются электронные сгустки – происходит филаментация РЭП. Заметим, что относительно слабое магнитное поле возбуждаемой моды играет существенную роль только на начальном этапе развития неустойчивостей, который заканчивается приблизительно в момент времени $t \approx 0.1$ -0.3 нс, когда собственное продольное магнитное поле РЭП принимает ту же конфигурацию, что и мода. Дальнейшая динамика пучка определяется преимущественно самосогласованными полями РЭП.

7.4.2. Режимы динамики неустойчивого РЭП

Как было отмечено выше, электронные сгустки в рассматриваемой системе формируются в РЭП вследствие совместного развития диокотронной и бурсиановской неустойчивостей. После переходного процесса в зависимости от величин тока пучка и внешнего магнитного поля могут устанавливаться различные режимы динамики, характеризуемые разным числом сгустков. Для детального анализа режимов динамики неустойчивого РЭП с изменением управляющих параметров была построена карта режимов на плоскости (I_0 , B_0) (рис. 7.12).



Рисунок 7.12. Характерные режимы динамики РЭП в рассматриваемой системе на плоскости управляющих параметров «ток пучка *I*₀ – внешнее магнитное поле *B*₀». Римские цифры обозначают области с различными режимами динамики: цифра *N* обозначает режим с *N* электронными сгустками в азимутальном направлении

Рис. 7.12 демонстрирует режимы с $N = 1 \div 7$ электронными сгустками в азимутальном направлении в случае токов РЭП выше критического. Основная тенденция, которая прослеживается на карте режимов такова, что с ростом тока пучка при различных величинах внешнего магнитного поля наблюдается последовательное переключение динамики РЭП от режима с N = 1 к режиму с N = 7 сгустками, причем данная тенденция более четко выражена в случае относительно сильных

внешних магнитных полей B > 1.5 Тл. Режимы с нечетным количеством сгустков характеризуются более узкими областями на карте, по сравнению с режимами с четным N. Более того, такие «нечетные» режимы часто оказываются встроенными в области «четных» режимов в виде так называемых «узких окон» на карте.

На рис. 7.13 показаны конфигурационные портреты РЭП в поперечной плоскости для шести характерных наборов параметров системы. Видно, что величина внешнего магнитного поля существенно влияет на конфигурацию РЭП.



Рисунок 7.13. Проекции мгновенных положений заряженных частиц электронного потока (конфигурационные портреты) на поперечное сечение (x, y) при $I_0 = 30$ кА, $B_0 = 4$ кГс (a, режим с N = 1 электронным сгустком, положение ВК по отношению к плоскости инжекции $Z_{VC} = 1.45$ мм), $I_0 = 30$ кА, $B_0 = 6$ кГс $(6, N = 2, Z_{VC} = 1.32$ мм), $I_0 = 80$ кА, $B_0 = 14$ кГс $(e, N = 6, Z_{VC} = 0.48$ мм), $I_0 = 75$ кА, $B_0 = 12$ кГс $(z, N = 7, Z_{VC} = 0.7$ мм), $I_0 = 15$ кА, $B_0 = 20$ кГс $(d, N = 1, Z_{VC} = 2.3$ мм), $I_0 = 40$ кА, $B_0 = 20$ кГс $(e, N = 4, Z_{VC} = 0.9$ мм) и вид сбоку пучка и модели при $I_0 = 50$ кА, $B_0 = 4$ кГс $(\mathscr{K}, N = 5, Z_{VC} = 0.75$ мм), здесь I - цилиндрическая эквипотенциальная камера дрейфа, 2 - входной прозрачный для электронов сеточный электрод (плоскость инжекции) и 3 - цилиндрический коллектор, Z_{VC} обозначает приблизительное положение ВК; продольная координата секущей плоскости (x, y): $z_s = 2$ мм. На конфигурационных портретах показаны только частицы, располагающиеся за плоскостью проекции (с координатой $z < z_s$); стрелки показывают области формирующихся в РЭП электронных сгустков; оттенками серого показана энергия электронов

Если она относительно мала, и дефокусирующие силы больше, чем магнитная фокусирующая сила, то формирующиеся электронные сгустки благодаря одновременному действию дефокусирующих сил и вращению РЭП дают начало вращающимся вихревым структурам (см. рис. 7.13 а-г). В случае же сильного внешнего магнитного поля электронные сгустки оказываются замагниченными, и их внешняя граница не превышает существенно внешний радиус пучка (см. рис. 7.13 д, е, полученные при $B_0 = 20 \ \mathrm{k\Gamma c}$). Заметим, что сформированные электронные сгустки имеют спиральную форму вдоль продольной оси z (см. рис. 7.13 ж) вплоть до области их разрушения, которое происходит из-за образования ВК или действия дефокусирующих сил. Спиральные структуры более ярко выражены в случае низких токов пучка и сильных магнитных полей. Также хорошо известно, что чем больше плотность пространственного заряда пучка, тем ближе к плоскости инжекции формируется ВК. Следовательно, рост величины внешнего магнитного поля, ведущий к увеличению плотности пространственного заряда вследствие фокусировки (в случае фиксированного тока РЭП), также приводит к смещению ВК к плоскости инжекции.

Проанализируем физические причины, ответственные за переключение режима динамики РЭП и изменение его конфигурации. Как показывают аналитические оценки [52], с ростом тока пучка при некотором его критическом значении конфигурация РЭП с N сгустками становится неустойчивой вследствие действия возросших сил пространственного заряда – происходит перестройка к конфигурации с N + 1 сгустками. Увеличение числа электронных структур ведет к более однородному распределению пространственного заряда в азимутальном направлении и к формированию новой устойчивой равновесной конфигурации.

В то время как суммарный заряд одного сгустка уменьшается с ростом их числа, общий заряд всех сгустков увеличивается, что является следствием возросшего тока РЭП. Аналогичным образом объясняется и увеличение числа электронных структур во время нарастания импульса тока (см., например, рис. 7.9). Очевидно, что баланс между действующими на электронные сгустки силами, определяющий условия перестройки режима динамики РЭП, сильно зависит и от величины внешнего магнитного поля.

Помимо величины инжектируемого тока и внешнего магнитного поля, на развитие неустойчивостей значительное влияние оказывают геометрические параметры пучка. В частности, рассмотрим влияние толщины пучка *d* на количество формирующихся электронных сгустков (рис. 7.14).

В данном случае толщина пучка d изменялась в пределах от 0.3 до 4.5 мм, магнитное поле и инжектируемый ток были фиксированы, при этом величина внешнего магнитного поля была выбрана относительно большой (B = 1.85 Тл) для того, чтобы уменьшить влияние собственных магнитных полей пучка по сравнению с внешним магнитным полем.



Рисунок 7.14. Зависимость количества N формирующихся электронных сгустков в РЭП от толщины пучка d при величине инжектируемого тока I = 50 kA и внешнем магнитном поле B = 1.85 Тл. Стрелки указывают на характерные конфигурационные портреты для каждого из режимов. Темные области на конфигурационных портретах соответствуют электронным сгусткам

Из рисунка хорошо видно, что изменение толщины пучка ведет к последовательности скачкообразных переключений режима динамики РЭП, а именно с уменьшением *d* в указанном выше диапазоне количество формирующихся электронных сгустков возрастает через ряд переключений от двух до семи. Рост числа электронных сгустков РЭП в азимутальном направлении связан с увеличением плотности пространственного заряда в области ВК (фактически в области самих сгустков). Действительно, возрастание плотности пространственного заряда с уменьшением *d* влечет за собой увеличение кулоновских сил расталкивания, и при достижении некоторого критического значения плотности, когда фокусирующие силы внешнего магнитного поля уже не могут скомпенсировать кулоновские силы, данная конфигурация становится неустойчивой – происходит увеличение количества сгустков на один, что приводит к более равномерному распределению заряда в азимутальном направлении и делает новую конфигурацию устойчивой.

Впервые обнаружена связь между структурой ВК и частотой генерации в исследуемой модели релятивистского виркатора [107]: увеличение числа сгустков в азимутальном направлении N ведет к пропорциональному скачкообразному росту основной частоты выходного сигнала (см. рис. 7.15). С физической точки зрения вращающийся и осциллирующий электронный сгусток является источником излучения на определенной частоте, пропорциональной частоте его вращения ω_r^1 .



Рисунок 7.15. Зависимость частоты основной спектральной составляющей осцилляций ВК, имеющей некоторый разброс, от количества электронных сгустков N в азимутальном направлении. Маркерами обозначены частоты колебаний, полученные в ходе численного моделирования при различных значениях управляющих параметров $(I_0 \ {\rm u} \ B_0)$

Если же сгустков в системе будет N, то, соответственно, частота излучения станет пропорциональной $N\omega_r^N$. Обнаруженный эффект представляется важным и перспективным для решения задачи существенного увеличения частоты генерации релятивистского виркатора и, следовательно, для продвижения виркаторов в суб-ТГц частотный диапазон при сохранении их основных преимуществ.

7.5. Использование сжатого состояния пучка для увеличения эффективной плазменной частоты

Как уже говорилось во введении к данной главе, фундаментальным ограничением частоты виркаторов является тот факт, что частота колебаний виртуального катода определяется эффективной плазменной частотой пучка, поэтому повышение частоты генерации виркаторых систем определяется, в первую очередь, возможностью повышения плотности заряда в области виртуального катода, что сложно реализовать на практике. Одним из методов решения данной задачи является использование более плотных релятивистских интенсивных пучков, однако повышение плотности заряда в пучке ограничено технологическими сложностями, в первую очередь, предельно допустимыми эмиссионными способностями современных катодов.

Представляет интерес исследование альтернативных подходов к повышению плотности пространственного заряда в области виртуального катода за счет формирования более плотных сгустков в пространстве дрейфа. Одним из возможных подходов в данном направлении является формирование сжатого состояния пучка (ССП) [108, 109]. ССП впервые было обнаружено в работе [110] и является фактически распределенным в пространстве дрейфа виртуальным катодом, который можно обнаружить по специфическому профилю фазового портрета электронного потока, когда эмитируемые с катода и отраженные от виртуального катода пучки смыкаются вдоль оси скоростей, образуя область сильно нагретого электронного облака, при этом на начальном этапе волна переключения в сжатое состояние распространяется от виртуального катода к эмиттеру, т.е. против инжекции пучка [110-112]. Формирование волны переключения ранее было использовано для ускорения ионов. Для ССП характерны большая плотность и малые скорости частиц, а также сильная турбулентность, развивающаяся во встречных потоках. Таким образом, с точки зрения СВЧ электроники, интерес к исследованию ССП, в первую очередь, связан с тем, что такой распределенный в пространстве виртуальный катод может выступать в роли активной среды для генерации СВЧ колебаний или усиления внешнего сигнала.

Рассмотрим кратко возможность использования сжатого состояния для увеличения эффективной плазменной частоты в области виртуального катода.

В качестве модели для исследования была выбрана система с пространством дрейфа, состоящим из двух труб разного диаметра, пронизываемая релятивистским электронным потоком. Аналогичная релятивистская виркаторная система с двухсегментным пространством дрейфа пучка была использована в работах [111, 113]. В подобной системе в первой секции с меньшим радиусом ток пучка оказывается докритическим, и РЭП транспортируется без отражений, а во второй секции с большим радиусом ток пучка уже превышает критическое значение, и поэтому на скачке радиуса в системе формируется виртуальный катод, отражающий часть пучка в область первой секции. В численном моделировании рассматривался пучок с внешним и внутренним радиусами r_2 и r_1 , с током 7 кА и энергией 500 кэВ. Пучок движется в эквипотенциальном пространстве дрейфа в первой секции с радиусом R_1 , которая на расстоянии L_1 от катода испытывает скачок радиуса, переходя во вторую секцию с радиусом $R_2 = 22$ мм и длиной $L_2 = 70$ мм, в результате чего на границе между первой и второй секциями дрейфа образуется виртуальный катод за счет превышения критическим током предельного вакуумного значения. Вся система находится во внешнем продольном однородном магнитном поле с индукцией B = 50 кГс, которое фокусирует и удерживает электронный пучок, ограничивая движение частиц в поперечном направлении. Все рассчеты были выполнены в среде CST Partile Studio.

Эффективная плазменная частота в области ССП оценивалась в соответствии с формулой (7.1):

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\eta \langle \rho \rangle}{\varepsilon_0 \gamma_0}},\tag{7.13}$$

$$\langle \rho \rangle = \frac{1}{TV} \int_{V}^{t_1 + T} \int_{t_1}^{t_1 + T} \rho(\mathbf{r}, t) \, d\mathbf{r} \, d\mathbf{t}$$
(7.14)

– плотность заряда, усредненная по объему пучка в первой секции (в пределах которой образуется ССП) и по времени (после окончания переходного процесса через $t_1 = 20$ нс после начала импульса тока).

Рассмотрим для примера зависимость эффективной плазменной частоты f_p от радиуса первой секции пространства дрейфа R_1 , которая показана на рис. 7.16. С помощью данной зависимости можно проиллюстрировать, как влияет величина скачка радиуса системы на плотность пучка и эффективную плазменную частоту в области ССП.



Рисунок 7.16. Зависимость эффективной плазменной частоты f_p (7.13) от радиуса первой секции дрейфа R_1 . Значения остальных параметров системы: $R_2 = 22$ мм, $L_1 = 130$ мм, $L_2 = 70$ мм, $r_1 = 6$ мм, $r_2 = 8$ мм

Из рис. 7.16 хорошо видно, что радиус первой секции дрейфа и приближение внешней границы пучка, определяемое величиной r_2 , к поверхности границы пространства дрейфа, сильно влияют на эффективную плазменную частоту. С уменьшением радиуса R_1 и, как следствие, уменьшением расстояния между пучком и поверхностью трубы наблюдается рост значения плазменной частоты до величины порядка 23 ГГц при $R_1 = 8.5$ мм. Физически подобное поведение объясняется тем, что с увеличением радиуса пучка и приближением его к поверхности пространства дрейфа увеличивается влияние эффекта компенсации сил пространственного заряда (эффект редукции) за счет наличия проводящего экрана, что позволяет существенно увеличить (более чем в 2 раза) плотность пространственного заряда в области сжатого состояния потока. Данное явление происходит до определенного радиуса, пока R_1 не станет меньше 8.5 мм. При данном критическом значении R_1 пучок, несмотря на сильное внешнее фокусирующее магнитное поле B, начинает интенсивно оса-

где

ждаться на стенках трубы дрейфа, что и приводит к уменьшению величины накопленного пространственного заряда, а следовательно, и падению эффективной плазменной частоты в ССП.

Кроме того, стоит отметить, что, когда радиус пучка R_1 превышает значение 17 мм, происходит разрушение сжатого состояния. Это выражается в том, что на фазовом портрете ССП более не представляет тонкий сжатый пучок в направлении продольных скоростей, что приводит к росту скоростей электронов в первой трубе дрейфа, а следовательно, существенно снижается плотность накопленного в первом пространстве дрейфа заряда и эффективная плазменная частота, что на зависимости $f_p(R_1)$ выражается в более резком уменьшении эффективной плазменной частоты по сравнению со случаем, когда ССП сформировано. Фактически при $R_1 > 17$ мм мы имеем дело с ситуацией классического формирования виртуального катода в виркаторе без скачка радиуса пространства взаимодействия.

Заключение

Таким образом, проведенный в данной главе анализ показывает, что генераторы на виртуальном катоде могут рассматриваться как перспективные высокомощные источники излучения суб-ТГц и ТГц диапазонов длин волн. Из рассмотренных принципов наиболее перспективным подходом выглядит использование генерации на высших гармониках, амплитудой которых можно управлять различными методами и, в частности, путем модуляции эмиссии в виртоде. При определенных условиях в виркаторе можно добиться устойчивой генерации с преобладающей второй и третьей гармониками основной частоты колебаний виртуального катода.

Не менее перспективным выглядит и повышение частоты генерации виркатора за счет использования эффектов совместного развития и взаимодействия двух типов неустойчивостей – бурсиановской и диокотронной, которое приводит к сильно нелинейным эффектам формирования вихревых структур в азимутальном направлении, что, в свою очередь, приводит к росту частоты генерируемого излучения виркаторной системы.

Определенные перспективы использования в качестве плотной электронной активной среды с высокой величиной плотности пространственного заряда (эффективной плазменной частоты) имеются у сжатого состояния, формируемого в двухсекционной системе с двумя составными трубами разного диаметра. Нами было показано, что геометрические параметры системы, а именно скачок радиуса между первой и второй секциями дрейфа, радиус и толщина электронного пучка существенно влияют на значение эффективной плазменной частоты пучка в области сжатого состояния. В рассматриваемой в данной главе системе за счет реализации сверхсжатого состояния пучка удалось увеличить плотность заряда в области распределенного виртуального катода более чем в 4 раза. 1. Sullivan D.J. Virtual cathode oscillator (vircator) theory, volume 13 of High Power Microwave Sources / D.J. Sullivan, J.E. Walsh, E.A. Coutsias // Artech House Microwave Library, Granatstein, V.L. and Alexeff, I. edition, 1987.

2. Gold S.H. Review of high-power microwave source research / S.H. Gold, G.S. Nusinovich // Review of Scientific Instruments. – 1997. – 68. – 11. - 3945–3974.

3. Benford J. High Power Microwaves / J. Benford, J.A. Swegle, E. Schamiloglu // Series in Plasma Physics. CRC Press, Taylor and Francis Group, third edition, 2016.

4. Mahaffey R.A. High-power microwaves from a non-isochronous reflecting electron system / R.A. Mahaffey, P.A. Sprangle, J. Golden, C.A. Kapetanakos // Phys. Rev. Lett. – 1977. – 39 - 13 - 843.

5. Hramov A.E. Numerical study of chaotic oscillations in the electron beam with virtual cathode in the external non-uniform magnetic fields / A.E. Hramov, A.A. Koronovskii, S.A. Kurkin // Phys. Lett. A. -2010. -374 - 3057--3066.

6. Dubinov A.E. Electronic devices with virtual cathodes (review) / A.E. Dubinov, V.D. Selemir // Journal of Communications Technology and Electronics. -2002. -47. -6. -575.

7. Dubinov A.E. Collective ion acceleration in systems with a virtual cathode / A.E. Dubinov, Yu.I. Kornilova, V.D. Selemir // Physics-Uspekhi. – 2002. – 45. –11. – 1109-1129.

8. Filatov R.A. Influence of background gas ionization on oscillations in a virtual cathode with a retarding potential / R.A. Filatov, A.E. Hramov, Y.P. Bliokh, A.A. Koronovskii, J. Felsteiner // Physics of Plasmas. – 2009. - 16 - 3 - 033106.

9. Kurkin S. A. Microwave radiation power of relativistic electron beam with virtual cathode in the external magnetic field / S. A. Kurkin, A. E. Hramov, A. A. Koronovskii // Applied Physics Letters. -2013 - 103 - 043507.

10. Kurkin S. A. High-power microwave amplifier based on overcritical relativistic electron beam without external magnetic field / S. A. Kurkin, N. S. Frolov, A. O. Rak, A. A. Koronovskii, A. A. Kurayev, A. E. Hramov // Applied Physics Letters. – 2015. - 106 - 153503 - 1–5.

11. Burkhart S. C. A virtual cathode reflex triode for high power microwave generation / S. C. Burkhart, R. D. Scarpetty, R. L. Lundberg // J. Appl. Phys. – 1985. - 58 - 1 - 28.

12. Hoeberling R. F. Advances in virtual cathode microwave sources / R. F. Hoeberling, M. V. Fazio // IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility. – 1992. - 34 - 3 - 252–258.

13. Hramov A. E. Chaotic oscillations in electron beam with virtual cathode in external magnetic field / A. E. Hramov, A. A. Koronovsky, S. A. Kurkin, I. S. Rempen // International Journal of Electronics. – 2011. - 98 - 11 - 1549–1564.

14. Clements K. R. Design and operation of a dual vircator hpm source / K. R. Clements, R. D. Curry, R. Druce, W. Carter, M. Kovac, J. Benford, K. McDonald // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. – 2013. - 20 - 4 - 1085–1092.

15. Трубецков Д. И. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков: в 2 т. / Д. И. Трубецков, А. Е. Храмов. – М.: Физматлит, 2003.

16. Диденко А. Н. Генерация мощного СВЧ-излучения в триодной системе сильноточным пучком микросекундной длительности / А. Н. Диденко, А. Г. Жерлицын, А. С. Сулакшин [и др.] // Письма в ЖТФ. – 1983. - 9 - 24 - 48.

17. Рухадзе А. А. Виркаторы (обзор) / А. А. Рухадзе, С. Д. Столбецов, В. П. Тараканов // Радиотехника и электроника. – 1992. - 37 - 3 - 385.

18. Burkhart S. C. Multigigawatt microwave generation by use of a virtual cathode oscillator driven by a 1-2 mv electron beam / S. C. Burkhart // J. Appl. Phys. - 1987. - 62 - 1 - 75.

19. Диденко А. Н. Механизм генерации мощных СВЧ-колебаний в виркаторе / А. Н. Диденко // ДАН СССР. – 1991. - 321 - 4 - 727.

20. Dubinov A. E. Hybrid microwave oscillators with a virtual cathode / A. E. Dubinov, I. A. Efimova, K. E. Mikheev, V. D. Selemir, V. P. Tarakanov // Plasma Physics Reports. – 2004. - 30 - 6 - 496.

21. Singh G. Particle-in-cell simulations for virtual cathode oscillator including foil ablation effects. / G. Singh, C. Shashank // Physics of Plasmas - 2011 - 18 - 063104.

22. Verma R. Characterization of high power microwave radiation by an axially extracted vircator. / R. Verma, R. Shukla, S. K. Sharma, P. Banerjee, R. Das, P. Deb, T. Prabaharan, B. Das, E. Mishra, B. Adhikary, K. Sagar, M. Meena, A. Shyam // Electron Devices, IEEE Transactions on - 2014 - 61 - 1 - 141–146.

23. Kurkin S. A. Higher harmonics generation in relativistic electron beam with virtual cathode. / S. A. Kurkin, A. A. Badarin, A. A. Koronovskii, A. E. Hramov // Physics of Plasmas. – 2014. - 21 - 9 - 093105.

24. Jory H. R. Exact relativistic solution for the one-dimensional diode / H. R. Jory, A.W. Trivelpiece // Journal of Applied Physics. – 1969. - 40 - 3924.

25. Диденко А. Н. Механизм генерации мощных СВЧ колебаний в виркаторе / А. Н. Диденко // ДАН. – 1991. - 321 - 4 - 727.

26.Селемир В. Д. Теоретические и экспериментальные исследования СВЧ-приборов с виртуальным катодом / В. Д. Селемир, Б. В. Алёхин, В. Е. Ватрунин, А. Е. Дубинов, Н. В. Степанов, О. А. Шамро, К. В. Шибалко // Физика плазмы. – 1994. - 20 - 7,8 - 689.

27. Price D. Operational features and microwave characteristics of the vircator 2 experiment / D. Price, D. Fittinghoff, J. Benford, H. Sze, W. Woo // IEEE Trans. Plasma Sci. – 1988. - 16 - 2 - 177–184.

28. Woo W. Two-dimensional features of virtual cathode and microwave emission / W. Woo // Phys. Fluids. – 1987. - 30 - 239.

29. Кицанов С. А. Виркатор с предмодуляцией электронного пучка на основе сильноточного импульсно-периодического ускорителя / С. А. Кицанов, А. И. Климов, С. Д. Коровин, И. К. Куркан, И. В. Пегель, С. Д. Полевин // ЖТФ. – 2002. - 72 - 5 - 82–90.

30. Benford J. Interaction of a vircator microwave generator with an enclosing resonant cavity / J. Benford, D. Price, H. Sze, D. Bromley // Journal of Applied Physics. – 1987. - 61 - 5 - 2098–2100.

31. Davis H. A. High-power microwave generation from a virtual cathode device / H. A. Davis [al et.] // Phys. Rev. Lett. – 1985. - 55 - 2293.

32. Booske J. H. Plasma physics and related challenges of millimeter-wave-to-terahertz and high power microwave generation / J. H. Booske // Physics of Plasmas. - 2008 - 15 - 5 - 055502.

33. Siegel P. H. THz technology / P. H. Siegel // IEEE trans. Microwave Theory Techniques. – 2002. - 50 - 3 - 910–928.

34. Kawase K. Non-destructive terahertz imaging of illicit drugs using spectral fingerprints / K. Kawase, Y. Ogawa, Y. Watanabe, H. Inoue // Optics Express. – 2003. - 11 - 20 - 2549–2554.

35. Ferguson B. Materials for terahertz science and technology / B. Ferguson, X. C. Zhang // Nature Materials. – 2002. - 1 - 26–33.

36. Mann C. M. Terahertz Sources and Systems / C. M. Mann // Kluwer, Dordrecht, 2001.

37. Hanjo H. Generation of intense pulsed microwave from a high-density virtual cathode of a reflex triode / H. Hanjo, Y. Nakagawa // Journal of Applied Physics. – 1991. - 70 - 2 - 1004–1010.

38. Krasik Ya. E. Pulsed plasma electron sources / Ya. E. Krasik, D. Yarmolich, J. Z. Gleizer, V. Vekselman, Y. Hadas, Tz. V. Gurovich, J. Felsteiner // Physics of Plasmas. – 2009. - 16 - 5 - 057103.

39. Krasik Ya. E. Plasma sources for high-current electron beam generation / Ya. E. Krasik, A. Dunaevsky, J. Felsteiner // Physics of Plasmas. – 2001. - 8 - 5 - 2466–2472.

40. Shlapakovski A.S. Effects of different cathode materials on submicrosecond double-gap vircator operation / A.S. Shlapakovski, T. Kweller, Y. Hadas, Ya. E. Krasik, S.D. Polevin, I.K. Kurkan // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2009. – 37. – 7. – 1233–241.

41. Yang Z. Numerical simulation study and preliminary experiments of a coaxial vircator with radial dual-cavity premodulation / Z. Yang, G. Liu, H. Shao, J. Sun, Y. Zhang, H. Ye, M. Yang. // Plasma Science, IEEE Transactions on. – 2013. - 41 - 12 - 3604–3610.

42. Hramov A. E. Effect of self-magnetic fields on the nonlinear dynamics of relativistic electron beam with virtual cathode / A. E. Hramov, S. A. Kurkin, A. A. Koronovskii, A. E. Filatova // Physics of Plasmas. – 2012. 19 - 11 - 112101.

43. Vyalykh D. V. Observation of nonlinear generation of higher rf harmonics in hollow-cathode discharge / D. V. Vyalykh, A. E. Dubinov, V. S. Zhdanov, I. L. L'vov, S. A. Sadovoi, V. D. Selemir // Technical Physics Letters. – 2013. - 39 - 2 - 217–219.

44. Brandt H. E. The turbutron / H. E. Brandt // IEEE Trans. Plasma Sci. - 1985. - 13 - 6 - 513.

45. Tsimring S. E. Electron beams and microwave vacuum electronics / S. E. Tsimring // John Wiley and Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2007.

46. A software suite with total synergy. Microwave Journal. – 2006. - 49 - 1 - 19.

47. Hramov A. E. Effect of external magnetic field on critical current for the onset of virtual cathode oscillations in relativistic electron beams / A. E. Hramov, A. A. Koronovskii, M.Yu. Morozov, A. V. Mushtakov // Phys. Lett. A - 2008 - 372 - 876 - 883.

48. Куркин С.А. Формирование виртуального катода в трубчатом электронном потоке во внешнем магнитном поле / С.А. Куркин, А.Е. Храмов // Письма в ЖТФ. – 35. – 1. – 48–54.

49. Lawson J. D. The Physics of Charged-particle Beams: Monographs on Physics / J.D. Lawson. – Oxford University Press, 1977.

50. Granatstein V.L. High Power Microwave Sources / V. L. Granatstein, I. Alexeeff. – Artech House Microwave Library, 1987.

51. Kurkin S. A. Output microwave radiation power of low-voltage vircator with external inhomogeneous magnetic field / S. A. Kurkin, A. A. Koronovskii, A. E. Hramov // Technical Physics Letters. - 37 - 4 - 356–359.

52. Kurkin S. A. The development and interaction of instabilities in intense relativistic electron beams / S. A. Kurkin, A. A. Badarin, A. A. Koronovskii, A. E. Hramov // Physics of Plasmas. -2015. -22 - 12 - 2015.

53. Anfinogentov V. G. Oscillation conditions of the vircator klystron with external delayed feedback: A computer simulation / V. G. Anfinogentov, A. E. Hramov // Communication Technology and Electronics. – 2001. - 46 - 5 - 546–549.

54. Jiang W. Experimental and simulation studies of new configuration of virtual cathode oscillator / W. Jiang, N. Shimada, S. D. Prasad, K. Yatsui // IEEE Trans. Plasma Sci. – 2004. - 32 - 1 - 54–59.

55. Phrolov N. S. The effect of an external signal on output microwave power of a low-voltage vircator / N. S. Phrolov, A. A. Koronovskii, Yu. A. Kalinin, S. A. Kurkin, A. E. Hramov // Phys. Lett. A. – 2014. - 378 - 2423–2428.

56. Shlapakovski A. S. Investigations of a double-gap vircator at sub-microsecond pulse durations / A. S. Shlapakovski, T. Queller, Yu. P. Bliokh, Ya. E. Krasik // IEEE Transactions on Plasma Sciences. – 2012. - 40 - 6 - 1607–1617, 2012.

57. Gadetskii N. N. The virtode: a generator using supercritical reb current with controlled feedback / N. N. Gadetskii, I. I. Magda, S. I. Naisteter, Yu.V. Prokopenko, V. I. Tchumakov // Plasma Phys. Rep. – 1993. - 19 - 273.

58. Dzbanovskii N. N. High-current electron gun with a field-emission cathode and diamond grid / N. N. Dzbanovskii, P. V. Minakov, A. A. Pilevskii, A. T. Rakhimov, B. V. Seleznev, N. V. Suetin, A.Yu. Yurev // Technical Physics. – 2005. - 50 - 10 - 1360.

59. Rozhnev A. G. Novel concepts of vacuum microelectronic microwave devices with field emitter cathode arrays / A. G. Rozhnev, N. M. Ryskin, D. V. Sokolov, D. I. Trubetskov, S. T. Han, J. I. Kim, G. S. Park // Physics of Plasmas. - 2002 - 9 - 9 - 4020–4027.

60. Kurkin S. A. Effect of the electron beam modulation on the sub-THz generation in the vircator with the field-emission cathode / S. A. Kurkin, A. A. Koronovskii, A. E. Hramov // Journal of Plasma Physics. -2015. -81.

61. Stern T.E. Further studies in the emission of electrons from cold metals / T.E. Stern, B.S. Gossling, R.H. Fowler // Proceedings of the Royal Society A. – 1929. –124. –795. –699-723.

62. Forbes R. G. Physics of generalized fowler-nordheim-type equations / R.G. Forbes // Journal of Vacuum Science and Technology B. – 2008. - 26 - 2 - 788.

63. Кузнецов С. П. Динамический хаос / С. П. Кузнецов. – М.: Физматлит, 2001. (серия «Современная теория колебаний и волн»)

64. Siegel P. H. Nanoklystron: A monolithic tube approach to thz power generation / P. H. Siegel, A. Fung, H. Manohara, J. Xu, B. Chang // 12th Iinternational Symposium on Space Terahertz Technology, 2001. – P. 81–90,

65. Nation J. A. Advances in cold cathode physics and technology / J. A. Nation, L. Schachter, F. M. Mako, L. K. Len, W. Peter, C. M. Tang, T. Sriniva-san Rao // Proceedings IEEE. – 2014. - 87 - 5 - 865–889.

66. Woo W. Phase locking of high-power microwave oscillator / W. Woo, J. Benford, D. Fittinghoff, B. Harteneck, D. Price, R. Smith, H. Sze // J. Appl. Phys. – 1989. - 65 - 2 - 861.

67. Hendricks K.J. Experimental results of phase locking two virtual cathode oscillators / K.J. Hendricks, R. Adler, R.C. Noggle // J. Appl. Phys. – 1990. – 68. – 2. – 820-828.

68. Sze H. A master-oscillator-driven phase-locked vircator array / H. Sze, D. Price, B. Harteneck, N. Cooksey // Journal of Applied Physics. - 1990 - 68 - 7.

69. Dubinov A. E. Phased antenna arrays based on vircators: Numerical experiments / A. E. Dubinov, V. D. Selemir, A. V. Tsarev // Radiophysics and Quantum Electronics. – 2000. - 43 - 8 - 637–642.

70. Filatov R. A. Chaotic synchronization in coupled spatially extended beam-plasma systems / R. A. Filatov, A. E. Hramov, A. A. Koronovskii // Phys. Lett. A. – 2006. - 358 - 301–308.

71. Moskalenko O. I. Synchronization in the network of chaotic microwave oscillators / O. I. Moskalenko, N. S. Phrolov, A. A. Koronovskii, A. E. Hramov // Eur. Phys. J. Special Topics. – 2013. - 222 - 2571–2582.

72. Davidson R. C. Theory of Nonneutral Plasmas / R. C. Davidson // W.A. Benjamin Inc., Advanced book program, 1974.

73. Miller R. B. An Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams / R. B. Miller. – Plenum Press, New York, 1982.

74. Nezlin M. V. Physics of Intense Beams in Plasmas / M. V. Nezlin. – CRC Press, 1993. Series in Plasma Physics

75. Davidson R. C. Physics of Nonneutral Plasmas / R. C. Davidson. – Imperial College Press and World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2001.

76. Davidson R. C. Physics of Intense Charged Particle Beams in High Energy Accelerators / R. C. Davidson, H. Qin // World Scientific Publishing Company, 2001.

77. Shvets G. Nonlinear evolution of the weibel instability of relativistic electron beams / G. Shvets, O. Polomarov, V. Khudik, C. Siemon, I. Kaganovich // Physics of Plasmas. – 2009. - 16 - 5 - 056303.

78. Didenko A. N. Generation of power microwave radiation of relativistic beam in triode system / A. N. Didenko, Ya. Krasik, S. P. Perelugin, G. P. Fomenko // Technical Physics Letters. – 1979. - 5 - 6 - 321.

79. Benford J. High Power Microwaves / J. Benford, J. A. Swegle, E. Schamiloglu. – CRC Press, Taylor and Francis, 2007.

80. Ju J. Characterization of cesium iodide-coated carbon-fiber aluminum cathode for an s-band high-efficiency vircator / J. Ju, D. Cai, G. Du, Y. Wang, L. Liu, J. Zhang // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2015. - 43 - 10 - 3522–3526.

81. Peratt A. L. Microwave generation from filamentation and vortex formation within magnetically confined electron beams / A. L. Peratt, C. M. Snell // Phys. Rev. Lett. - 1985. - 54 - 1167–1170.

82. Rome J. A. Stability of sheared electron flow / J. A. Rome, R. J. Briggs // The physics of fluids. – 1972. - 15 - 5 - 796–804.

83. Cutler C. C. Instability in hollow and strip electron beams / C. C. Cutler // Journal of Applied Physics. – 1956. - 27 - 9 - 1028–1029.

84. Kapetanakos C. A. Destructive instabilities in hollow intense relativistic electron beams / C. A. Kapetanakos, D. A. Hammer, C. D. Striffler, R. C. Davidson // Physical review letters. – 1973. - 30 - 26 - 1303–1306.

85. Kyhl R. L. Breakup of hollow cylindrical electron beams / R. L. Kyhl, H. R. Webster // IRE Trans - 1956 - ED-3 - 172.

86. Mostrom M. A. Sheardriven instabilities of annular relativistic electron beams in vacuum / M. A. Mostrom, M. E. Jones // Physics of Fluids. – 1983. - 26 - 6 - 1649–1658.

87. Webster H. F. Structure in magnetically confined electron beams / H. F. Webster // Journal of Applied Physics. – 1957. - 28 - 12 - 1388–1397.

88. Carmel Y. Instability of an unneutralized relativistic electron beam / Y. Carmel, J. A. Nation // Physical review letters. – 1973. - 31 - 5 - 286–289.

89. Kartashov I. N. Nonlinear dynamics of diocotron instability / I. N. Kartashov, M. V. Kuzelev // Plasma Physics Reports. – 2010. - 36 - 6 - 566–574.

90. Mikhailenko V. V. Non-modal analysis of the diocotron instability: Cylindrical geometry / V. V. Mikhailenko, H. J. Lee, V. S. Mikhailenko, N. A. Azarenkov // Physics of Plasmas. - 20 - 042101 - 042101–1-042101–8.

91. Mikhailenko V.V. Non-modal analysis of the diocotron instability for cylindrical geometry with conducting boundary / V.V. Mikhailenko, J.S. Kim, Y.H. Jo, V.S. Mikhailenko, H.J. Lee // Physics of Plasmas. – 2014. – 21 - 052105 - 052105–1–052105–8.

92. Kurkin S. A. Specific features of virtual cathode formation and dynamics with allowance for the magnetic self-field of a relativistic electron beam / S. A. Kurkin, A. A. Koronovskii, A. E. Hramov // Plasma Physics Reports. – 2013. - 39 - 4 - 296–306.

93. MacFarlane G.G. Wave propagation in a slipping stream of electrons: Small amplitude theory / G.G. MacFarlane, H.G. Hay // Proceedings of the Physical Society. Section $B_{-} = 1950_{-} = 63_{-} = 6_{-} = 409_{-}$

94. Levy R. H. Diocotron instability in a cylindrical geometry / R. H. Levy // Physics of Fluids. – 1965. - 8 - 7 - 1288–1295.

95. Peurrung A. J. Experimental dynamics of an annulus of vorticity in a pure electron plasma / A. J. Peurrung, J. Fajans // Phys. Fluids Aio - 1993 - 5 - 2.

96. Davidson R. C. Influence of profile shape on the diocotron instability in a nonneutral plasma column / R. C. Davidson, G. M. Felice // Physics of Plasmas. – 1998. - 5 - 10 - 3497–3511.

97. Paroli B. Diocotron modulation in an electron plasma through continuous radiofrequency excitation / B. Paroli, G. Maero, R. Pozzoli, M. Rome // Physics of Plasmas. – 2014. - 21 - 122102 - 122102-1-122102-7.

98. Petri J. Non-linear evolution of the diocotron instability in a pulsar electrosphere: two-dimensional particle-in-cell simulations / J. Petri // Astronomy and Astrophysics. – 2009. - 503 - 1–12.

99. Bursian V. P. About one particular case of the space charge influence on the propagation of electron beam in vacuum / V. P. Bursian, V. I. Pavlov // Journal of the Russian Physical and Chemical Society. – 1923. - 55 - 1-3 - 71–80.

100.Pramanik S. The transverse magnetic field effect on steady-state solutions of the bursian diode / S. Pramanik, A. Y. Ender, V. I. Kuznetsov, N. Chakrabarti // Physics of Plasmas. - 2015 - 22 - 4 - 042110–1–042110–9.

101.Kuznetsov V. I. Switching of nonneutral plasma diodes. ii. numerical results / V. I. Kuznetsov, Ya. A. Ender, H. Schamel, P. V. Akimov // Physics of Plasmas. – 2004. - 11 - 6.

102.Ender Ya. A. Switching of nonneutral plasma diodes. i. analytic theory / Ya. A. Ender, V. I. Kuznetsov, H. Schamel, P. V. Akimov // Physics of Plasmas. – 2004. - 11 - 6.

103.Bogdankevich L. A. Stability of relativistic electron beams in a plasma and the problem of critical currents / L. A. Bogdankevich, A. A. Rukhadze // Sov. Phys. Uspekhi. – 1971. - 14 - 163.

104.Thode L. Vacuum propagation of solid relativistic electron beams / L. Thode, B. B. Godfrey, W. R. Shanahan // Phys. Fluids. – 1979. - 22 - 4 -747–763.

105.Biswas D. A one-dimensional basic oscillator model of the vircator / D. Biswas // Physics of Plasmas. – 2009. - 16 - 6 - 063104.

106.Kurkin S. A. Chaotic signal generation in low-voltage vircator with electron source shielded from external magnetic field / S. A. Kurkin, A. E. Hramov, A. A. Koronovskii. // Technical Physics Letters. – 2011. - 37 - 2 - 144–147.

107. Бадарин А.А. Образование вихревых структур в релятивистском электронном потоке со сверхкритическим током / А.А. Бадарин, С.А. Куркин, А.Е. Храмов // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии: тр. 25-й Междунар. конф., 2015. – С. 779-780.

108.Петрик. А. Г. О механизме формирования сжатого состояния релятивистского электронного пучка в составной трубе дрейфа / А. Г. Петрик // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. – 2014. - 22 - 6 - 35–41.

109.Петрик А. Г. Численное моделирование динамики сжатого состояния пучка для анализа возможностей увеличения эффективной плазменной частоты / А. Г. Петрик // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. – 2015. - 23 - 5.

110.Ignatov A. M. Squeezed state of high-current electron beam / A. M. Ignatov, V. P. Tarakanov // Phys. Plasmas. – 1994. - 1 - 3 - 741–744.

111. Дубинов А. Е. Нелинейная динамика электронных пучков с виртуальным катодом / А. Е. Дубинов, И. А. Ефимова, И. Ю. Корнилова, С. К. Сайков, В. Д. Селемир, В. П. Тараканов // ФЭЧАЯ. – 2004. - 35 - 2 - 462.

112.Барабанов В. Н. Пучковый разряд, возбуждаемый распределенным виртуальным катодом / В. Н. Барабанов, А. Е. Дубинов, М. В. Лойко, С. К. Сайков, В. Д. Селемир, В. П. Тараканов // Физика плазмы. – 2012. - 38 - 2 – 189-199.

113. Дубинов А. Е. Сценарии установления «сжатого состояния» электронного потока в магнитоизолированном виркаторе / А. Е. Дубинов // Письма в ЖТФ. – 1997. - 23 - 22 - 29–33.
Глава 8. УСТРОЙСТВА СУБ-ТГц ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТОК

А.Г. Баланов¹, А.А. Короновский², В.В. Макаров³, В.А. Максименко³, А.Е. Руннова³, А.О. Сельский^{2,3}, М. Фромхолд⁴, А.Е. Храмов^{3,2}

 ¹ Университет Лафборо, Великобритания
 ² Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия
 ³ Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А., Саратов, Россия
 ⁴ Университет Ноттингема, Великобритания

В главе представлены результаты математического моделирования и экспериментального исследования полупроводниковых сверхрешеток, которые рассматриваются как перспективные источники и усилители субтерагерцового и терагерцового диапазона длин волн. Было показано, что в полупроводниковой сверхрешетке, работающей в режиме доменного транспорта, возможно как получение мощных токовых колебаний, высшие гармоники которых лежат в диапазоне вплоть до 1 ТГц, так и усиление внешних сигналов. Интересным моментом работы является тот факт, что полупроводниковая сверхрешетка, помещенная во внешний резонатор, способна генерировать хаотические широкополосные колебания, что делает ее перспективным источником для систем связи на основе хаотических несущих. Развитая теория на основе полуклассического подхода хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными авторами данной главы.

Введение

В настоящее время твердотельные наноустройства на основе полупроводниковых сверхрешеток – это пример большого успеха интегрированных технологий в создании эффективных источников генерации субтерагерцового и терагерцового излучения. Полупроводниковые сверхрешетки представляют собой сложные наноструктуры, содержащие несколько чередующихся тонких (порядка 10 нм) слоев различных полупроводниковых материалов. Впервые они были предложены в работах Л. Эсаки и Р. Tcy [1, 2] и независимо в [3] как одномерные структуры для изучения различных квантовых эффектов, связанных с резонансным туннелированием и блоховскими колебаниями. После опубликования этих оригинальных работ было разработано множество типов полупроводниковых сверхрешеток с различными электромагнитными свойствами, включая сверхрешетки магнитного типа. В настоящее время полупроводниковые сверхрешетки являются уникальным полигоном как для изучения и понимания процессов физики твердого тела [2, 4], так и для исследования явлений нелинейной динамики [5-9]. Кроме того, сверхбыстрые блоховские колебания, а также ассоциирующиеся с ними нелинейные процессы [5-7, 10], делают сверхрешетку перспективным элементом для генерации, усиления и детектирования высокочастотных (с частотой до нескольких терагерц) сигналов [7, 11-14]. Полупроводниковые сверхрешетки могут быть использованы в информационно-телекоммуникационных системах для передачи и обработки информации, а также в медицинских и исследовательских целях для анализа биологических, физиологических и когнитивных процессов.

8.1. Моделирование динамики полупроводниковой сверхрешетки

В последнее время все большее внимание уделяется изучению групповой динамики электронов в полупроводниковых сверхрешетках как при отсутствии внешнего магнитного поля, так и в наклонном магнитном поле [5-7, 11, 12, 15-17]. При наличии магнитного поля отдельные электроны в сверхрешетке способны совершать хаотические колебания, возникающие в результате резонанса между циклотронными и блоховскими колебаниями электронов [6, 18]. Подобные режимы характеризуются резкой сменой характера движения электронов. Траектории электронов, вне резонансов сильно локализованные в пространстве, при наступлении резонанса становятся неограниченными [7, 18]. Таким образом, небольшое изменение параметров полей может существенно менять дрейфовую скорость электронов и, соответственно, электрическую проводимость сверхрешетки [7, 8].

Групповая динамика электронов в полупроводниковых сверхрешетках может быть использована для генерации высокочастотных сигналов. При этом колебания осуществляют не отдельные электроны, а большие группы (или, как их еще называют, домены заряда) электронов. Экспериментально показано, что прохождение доменов по сверхрешетке может вызывать колебания тока с гига- и терагерцовами диапазонами частот [2, 19].

В простейшем случае полупроводниковая сверхешетка состоит из чередующихся слоев двух различных полупроводниковых материалов с разной шириной запрещенной зоны. В такой структуре потенциал для электрона может быть описан периодической одномерной моделью прямоугольных ям и барьеров (модель Кронига-Пенни), связь между которыми подразумевает возможность туннелирования сквозь потенциальный барьер. Изменение высоты или ширины потенциальных барьеров ведет к изменению связей между соседними ячейками,и если связь между ямами достаточно велика, то систему уже нельзя рассматривать как набор независимых квантовых ям, и, таким образом, возникает необходимость в применении зонной модели. Последовательность таких сильно связанных квантовых ям и называют обычно сверхрешетками.

Появление дополнительного периода (толщины ямы вместе с толщиной слоя барьера), превышающего период кристаллической решетки полупроводникового материала, приводит к изменению энергетического спектра структуры. Из-за того, что в сверхрешетке волновые функции электронов перекрываются, система уровней энергии атомов преобразуется в систему энергетических зон, в пределах которых электроны могут свободно перемещаться по кристаллу. Ширина этих зон которых значительно меньше, чем в зонах естественных кристаллов, поэтому зоны в сверхрешетках часто называют «минизонами». В отличие от естественных кристаллов шириной минизон можно управлять, меняя толщины барьеров. Нижняя граница зон проводимости полупроводников является энергетическим уровнем, определяющим потенциал сверхрешетки.

Принято деление сверхрешетокна сильно- и слабосвязанные. В том случае, если период решетки меньше когерентной длины (порядка 6 нм), говорят о сильносвязанной решетке, поскольку образуется сильная связь между соседними ямами, а ширина минизон составляет десятки милиэлектронвольт. Соответственно, слабосвязанные решетки характеризуются периодом более 10 нм и малой шириной минизон (<1 мэВ). В подобных решетках транспорт электронов происходит в основном через последовательное резонансное туннелирование. Наибольший интерес с точки зрения генерации терагерцового излучения представляют сильносвязанные сверхрешетки.

Коллективное движение электронов способно изменять локальное значение напряженности электрического поля, а это, в свою очередь, приводит к росту или падению локальной концетрации электронов. Подобные процессы приводят, например, к формированию стационарных или движущихся доменов заряда (доменов Ганна) [20, 21], которые невозможно описать в рамках одноэлектронного приближения. Одним из подходов, позволяющих описать возможные коллективные эффекты в транспорте заряда через полупроводниковую сверхрешетку, является решение самосогласованной системы уравнений Пуассона и непрерывности[15, 19].

Обозначая концентрацию электронов как n(x,t), где x – продольная координата в сверхрешетке t – время, а значение напряженности электрического поля – как F(x,t), опишем эволюцию плотности заряда уравнением непрерывности в виде

$$e\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial J}{\partial t},\tag{8.1}$$

где J(x,t) – плотность тока, протекающего через поперечное сечение сверхрешетки, e > 0 – заряд электрона.

В рамках дрейфового приближения плотность тока J(x,t) может быть найдена с помощью формулы

$$J = en(x,t)v_d(F(x,t)) + eD(F(x,t))\frac{\partial n(x,t)}{\partial x},$$
(8.2)

где $v_d(x,t)$ описывает дрейфовую скорость электрона для значения напряженности электрического поля F(x,t) [5], D(F(x,t)) – коэффициент диффузии, определяемый (в соответствии с [15]) как

$$D(F) = \frac{v_d(F)d}{1 - \exp\left(-\frac{eFd}{kT}\right)} \exp\left(-\frac{eFd}{kT}\right),$$
(8.3)

где *Т* – температура образца, *k* – постоянная Больцмана.

Важно отметить, что хотя внешнее наклонное магнитное поле B явным образом не входит в уравнения, описывающие динамику доменов заряда, оно оказывает существенное влияние на характер зависимости дрейфовой скорости от напряженности электрического поля $v_d(F)$, и, как следствие, на динамические режимы в полупроводниковой сверхрешетке [8, 22].

На характер зависимости дрейфовой скорости от напряженности электрического поля влияет также и температура *T*. Дрейфовая скорость вычисляется с помощью соотношения

$$v_{d} = \iiint_{V} w(\mathbf{p}_{0}) u_{d}(\mathbf{p}_{0}) dp_{0x} dp_{0y} dp_{0z},$$
(8.4)

где *w* – вероятность того, что частица имеет некоторый начальный импульс \mathbf{p}_0 из элементарного объема пространства импульсов $dV = dp_{0x}dp_{0y}dp_{0z}$, $u_d(\mathbf{p}_0)$ – дрейфовая скорость одного отдельно взятого электрона, начальный импульс которого $\mathbf{p}_0 = (p_{x0}, p_{y0}, p_{z0})$.

В рамках моделирования выбраны структуры, широко используемые в ряде экспериментов [6, 23]. Для нахождения дрейфовой скорости одного отдельно взятого электрона, воспользуемся конфигурацией полей, показанных на Рисунке 8.1. Для данной конфигурации предполагается, что основная ось решетки, вдоль которой нанесены слои полупроводниковых материалов, совпадает с осью координат x, а вектор магнитного поля $B = (B \cos \theta, 0, B \sin \theta)$ лежит в плоскости x - z и составляет угол θ с осью x (см. Рисунок 8.1). Электрическое поле F = (-F, 0, 0) приложено вдоль полупроводниковой сверхрешетки в направлении, противоположном оси x.

Потенциальная энергия внутри каждой потенциальной ямы будет характеризоваться минимальным значением, формируемым InAs-монослоем, обеспечивающим локализацию электронов в первой энергетической минизоне и уменьшающем вероятность межзонного туннелирования [24] (Рисунок 8.1). В рамках полуклассического подхода уравнение движения отдельного электрона внутри этой энергетической минизоны имеет вид

$$\dot{\mathbf{p}}(t) = -e[\mathbf{F} + (\nabla_{\mathbf{p}} E(\mathbf{p}(t)) \times \mathbf{B})], \tag{8.5}$$

где $\mathbf{p}(t) = (p_x(t), p_y(t), p_z(t))$ – импульс электрона в момент времени *t* и $E(\mathbf{p})$ – дисперсионная характеристика электрона в нижней энергетической минизоне в рамках предположения сильносвязанной сверхешетки, имеющая вид



Рисунок 8.1. Зависимость потенциальной энергии электрона на краю зоны проводимости. Для наглядности показаны только две квантовые ямы, каждая из которых соответствует двум слоям GaAs и монослою InAs, где потенциальная энергия ниже. Закрашенные серым области представляют две нижние минизоны. Слева показаны зависимости энергии от импульса в этих минизона

В соотношении (8.(8.6) Δ является шириной энергитической минизоны, d – период полупроводниковой сверхрешетки, m^* – эффективная масса электрона.

Уравнение (8.5) может быть расписано в виде уравнений для компонентов импульса [7, 18]

$$\dot{p}_{x}(t) = eF - \omega_{\perp} p_{y}(t), \qquad (8.7)$$

$$\dot{p}_{y}(t) = \frac{d\Delta m^{*}\omega_{\perp}}{2\hbar} \sin\left(\frac{p_{x}(t)d}{\hbar}\right) - \omega_{\mathsf{P}} p_{z}(t), \qquad (8.8)$$

$$\dot{p}_{z}(t) = \omega_{\mathsf{P}} p_{y}(t), \tag{8.9}$$

где $\omega_{\rm P} = eB \cos\theta/m^*$ и $\omega_{\perp} = eB \sin\theta/m^*$ – циклотронные частоты, соответствующие компонентам магнитного поля B_x и B_z . Скорость электрона в направлении оси x определяется соотношением

$$v_{x}(t) = \dot{x}(t) = v_{0} \sin\left(\frac{p_{x}(t)d}{\hbar}\right),$$
(8.10)

принимающим максимальное значение $v_0 = \Delta d/(2\hbar)$.

Для нахождения дрейфовой скорости u_d отдельного электрона с начальным импульсом $\mathbf{P}_0 = (p_{0x}, p_{0y}, p_{0z})$, используется подход, предложенный Л. Эсаки и Р. Тсу [1, 6]:

$$u_{d}(\mathbf{P}_{0}) = \nu \int_{0}^{\infty} v_{x}(t) e^{-\nu t} dt, \qquad (8.11)$$

где *v* – коэффициент рассеяния электронов, учитывающий как упругое, так и неупругое рассеяние [15].

Как отмечалось выше, для учета влияния температуры, необходимо принять в рассмотрение распределение электронов по начальным импульсам (см. соотношение (8.4). В теоретическом полуклассическом рассмотрении часто предполагается Больцманская статистика температурного распределения электронов в энергетических зонах сверхрешетки [25, 26]:

$$dw = C \exp\left(-\frac{E(\mathbf{P}_0)}{kT}\right) dp_{0x} dp_{0y} dp_{0z},$$
(8.12)

где T – температура в градусах Кельвина; k – постоянная Больцмана, E – кинетическая энергия электронов. Константа C в соотношении (8.12) определяется из условия нормировки

$$\iiint_{V} C \exp\left(-\frac{E(\mathbf{P}_{0})}{kT}\right) dp_{0x} dp_{0y} dp_{0z} = 1.$$
(8.13)

Как отмечалось выше, для полупроводниковой сверхрешетки, находящейся в продольном электрическом поле F (электрическое поле приложено вдоль решетки, чтобы обеспечить направленный дрейф электронов), дисперсионное соотношение между кинетической энергией электрона и импульсом имеет вид

$$E(\mathbf{P}_{0}) = \frac{\Delta}{2} \left[1 - \cos\left(\frac{p_{0x}d}{\hbar}\right) \right] + \frac{p_{0y}^{2} + p_{0z}^{2}}{2m^{*}}.$$
(8.14)

В этом случае соотношение (8.4) учетом формул (8.12)-(8.14) примет вид

$$v_d(T) = C \iiint_V u_d(\mathbf{P}_0) \exp\left(-\frac{E(\mathbf{P}_0)}{2kT}\right) dp_{0x} dp_{0y} dp_{0z},$$
(8.15)

$$C = \frac{d \exp\left(\frac{\Delta}{2kT}\right)}{4\pi^2 \hbar m^* k T I_0 \left(\frac{\Delta}{2kT}\right)}.$$
(8.16)

где $I_n(\cdot)$ – модифицированная функция Бесселя. При наличии магнитного поля, аналитически найти зависимость дрейфовой скорости от напряженности электрического поля не удается [8]¹. В случае B = 0 Тл зависимость дрейфовой скорости $v_d(F)$ допускает аналитическую форму записи

$$v_{d} = v_{0} \frac{I_{1}(\Delta/2kT)}{I_{0}(\Delta/2kT)} \frac{v\omega_{B}}{v^{2} + \omega_{B}^{2}},$$
(8.17)

где $\omega_{B} = eFd/\hbar$ – частота блоховских колебаний. Если рассматривать случай без приложенного магнитного поля при T = 0 К, то зависимость дрейфовой скорости от напряжения электрического поля еще более упростится и примет вид

$$v_d = v_0 \frac{v\omega_B}{v^2 + \omega_B^2}.$$
(8.18)

Характерные зависимости дрейфовой скорости от напряженности электрического поля при различных значениях температуры приведены на Рисунке 8.2. Видно, что в отличие от случая без магнитного поля (Рисунок 8.2*a*), при наличии магнитного поля все зависимости дрейфовой скорости $v_{d}(F)$ демонстрируют наличие нескольких максимумов (Рисунок 8.26). Самый первый максимум, соответствующий наименьшему значению напряженности электрического поля, наблюдается и при наличии, и при отсутствии внешнего наклонного магнитного поля, поскольку он связан с возникновением блоховских колебаний. Все поледующие максимумы соблоховской И циклотронной ответствуют резонансам частот $r = \omega_{\rm B} / \omega_{\rm T} = 0.5, 1, 2, \dots$ [6, 7, 18]. Важно отметить, что с увеличением температуры амплитуда первого пика (т.е. пика Эсаки-Тсу) существенно уменьшается, тогда как пики, соответствующие резонансам r = 2 и r = 3, существенно возрастают, а амплитуда пика, соответствующего первому резонансу, практически не изменяется. Более того, при достаточно больших температурах на зависимости дрейфовой скорости от напряженности электрического поля возникают новые пики, соответствующие более высоким порядкам резонансов.

¹ Алгоритмы численного нахождения $u_d(\mathbf{p}_0)$ детально описаны в [38].

Для описания коллективной динамики носителей заряда одновременно с уравнением непрерывности (8.1) используется следующее уравнение Пуассона

$$\frac{\partial F}{\partial x} = \frac{e}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} (n_m - n_D), \tag{8.19}$$

в котором n_D описывает равновесную концентрацию электронов, определяемую уровнем легирования, а ε_0 и ε_r обозначают электрическую постоянную и относительную диэлектрическую проницаемость материала, соответственно.



Рисунок 8.2. Зависимость дрейфовой скорости $v_d(F)$ от напряженности электрического поля при различных значениях температуры в случае (*a*) без магнитного поля (кривая 1 соответствует температуре *T*=0 K, кривая 2 – температуре *T*=300 K) и (*б*) наклонного магнитного поля (кривая 1 соответствует температуре *T*=4.2 K, кривая 2 – *T*= 50 K, кривая 3 – *T*=200 K, кривая 4 – *T*=300 K, кривая 5 – *T*=400 K)

Для корректного моделирования процессов в сверхрешетке необходимо учесть процессы, происходящие на границах полупроводниковой наноструктуры, а именно учесть влияние контактов.

Если предположить омические контакты на эмиттере и коллекторе сверхрешетки, то плотность тока через эмиттер J_0 будет определяться проводимостью контакта $\sigma J(0,t) = \sigma F(0,t)$, а напряженность электрического поля F(0,t) может быть найдена из уравнения

$$V = U + \int_{0}^{L} F(x,t) dx,$$
 (8.20)

где V – это напряжение, приложенное к сверхрешетке, а U описывает падение напряжения на контактах. Если A – площадь контакта, то, зная распределение плотности тока в сверхрешетке J(x,t), можно вычислить силу тока, протекающего через сверхрешетку и легко измеряемого в физическом эксперименте:

$$I(t) = A \int_{0}^{L} J(x,t) dx$$
(8.21)

Рассмотрим, как изменяется ток, протекающий через полупроводниковую сверхрешетку, при изменении напряжения, приложенного к сверхрешетке. При значениях приложенного напряжения меньше порогового значения, соответствующего возникновению колебаний, через сверхрешетку течет стационарный ток, значение которого и ставится в соответствие приложенному значению напряжения. С началом генерации колебаний одному значению напряжения соответствует множество значений тока, так как сила тока меняется с течением времени, и для построения вольт-амперной характеристики используется усредненное по времени значение тока. Типичные вольт-амперные характеристики полупроводниковой сверхрешетки показаны на Рисунке 8.3 для случаев в отсутствии и в присутствии наклонного магнитного поля (B=15 T, $\theta=40^{\circ}$).



Рисунок 8.3. Вольт-амперные характеристики полупроводниковой сверхрешетки в отсутствии магнитного поля (*a*) и в присутствии наклонного магнитного поля *B*=15 T, θ =40° (δ) для различных температур

Когда магнитного поля нет, B=0 Т (Рисунок 8.3*a*), характеристики имеют единственный максимум, ассоциирующийся с пиком Эсаки-Тсу. Рисунок 8.3*a* показывает, что с ростом температуры величина максимума тока на вольт-амперных характеристиках уменьшается, что определяется уравнением (8.17). В частности, коэффициент $I_1(\Delta/2kT)/I_0(\Delta/2kT)$, характеризующий влияние температуры на дрейфовую скорость в соотношении (8.17), описывает уменьшение максимума тока вольт-амперной характеристики как в численном моделировании, так и в экспериментальных исследованиях[27, 28].

Динамика электронов (и, соответственно, вольт-амперная характеристика) существенно меняется в присутствии наклонного магнитного поля, приложенного к сверхрешетке. На Рисунке 8.36 продемонстрированы типичные вольт-амперные характеристики, вычисленные в присутствии наклонного магнитного поля для различных температур. На всех кривых на рисунке отчетливо видны дополнительные особенности на характеристиках, обусловленные блох-циклотронными резонансами [6]. Для низких температур блох-циклотронные резонансы вызывают резкие изменения в форме характеристик (например, изгиб вблизи V=0.3 В на вольт-амперной характеристике, вычисленной для Т=0 К, Рисунок 8.36) и смещают положение пиков тока. С ростом температуры, данный эффект становится более заметным и, в итоге, дает возрастание добавочных максимумов на вольт-амперных характеристиках, например, второй пик при температуре T=200 К. Причины подобной модификации вольт-амперной характеристики кроются в изменении дрейфовой скорости $v_{d}(F)$ с ростом температуры (см. Рисунок 8.2). Из сопоставления Рисунков 8.3а и 8.3б видно, что хотя в обоих случаях максимум тока уменьшается с ростом температуры, пик постоянного тока всегда оказывается больше в случае наличия наклонного магнитного поля, что объясняется значительным увеличением резонансзначений дрейфовой скорости $v_d(F)$, обусловленным ных блохциклотронными резонансами. Более того, как видно из Рисунка 8.26, с увеличением температуры амплитуда резонансных пиков дрейфовой скорости растет, что приводит ко все еще большему различию максимумов вольтамперных характеристик в случаях B = 0 и $B \neq 0$.

В том случае, когда приложенное к полупроводниковой сверхрешетке напряжение V превышает некоторое пороговое значение V_{th} (которое зависит от температуры, величины и наклона магнитного поля), стационарное состояние теряет свою устойчивость и в системе возникают колебания тока, частота которых может лежать в СВЧ и субтерагерцовом диапазонах. Эти колебания тока обусловлены движеними доменов заряда, формирующимися в полупроводниковой сверхрешетке.

Важным фактором, позволяющим существенно упростить моделирование процессов в полупроводниковой сверхрешетке в рамках описанной модели, является низкая температура, при которой диффузионным слагаемым в соотношении (8.2) можно пренебречь, поскольку в этом случае коэффициент диффузии стремится к нулю в соответствии с (8.3). Именно такой подход в основном мы и будем рассматривать далее, изучая поведение полупроводниковой сверхрешетки при низких температурах. Тем не менее следует отметить, что, несмотря на пренебрежение диффузией, модель (8.1), (8.2), (8.19)-(8.21) способна демонстрировать неплохое качественное и количественное соответствие с рядом экспериментальных измерений, выполненных при комнатной температуре [6, 23].

8.2 Генерация электромагнитного излучения в полупроводниковой сверхрешетке, связанной с внешним резонатором

В контексте использования полупроводниковых сверхрешеток в высокочастотной электронике важной задачей является изучение взаимодействия полупроводниковой решетки с электромагнитным полем объемного резонатора, с которым может быть связана наноструктура [29-31]. Такая постановка задачи обусловлена следующими факторами. Во-первых, непосредственно сама система «полупроводниковая сверхрешетка, помещенная во внешний добротный резонатор»представляет фундаментальный и практический интерес. В качестве такого резонатора может выступать, например, открытый резонатор, собранный с использованием полосковой длинной линии. Но, кроме того, необходимо иметь в виду, что реальная полупроводниковая сверхрешетка всегда испытывает воздействие паразитных резонансных цепей, определяемых внешней цепью (питания, входных и выходных ВЧ цепей), от которых невозможно избавиться в эксперименте. Наибольшее влияние здесь оказывают паразитные индуктивности и емкости, образуемые контактами сверхрешетки, которые, по сути, представляют собой паразитный низкочастотный резонатор.

Проведем оценку частоты паразитного резонатора с учетом размеров экспериментального макета, описанного в работах [6, 23]. Условная схема исследуемой системы полупроводниковой сверхрешетки показана на Рисунке 8.4*a*. Геометрические размеры, определенные из экспериментального макета, следующие: l = 4000 мкм – длина контакта, a = 10 мкм – радиус контакта, r = 50 мкм – радиус шайбы контакта, R_m – радиуссверхрешетки (20/50 мкм), h = 2 мкм – толщина шайбы контакта; s = 0.11 мкм – толщина слоя лака (нитрид кремния); d = s = 0.11 мкм – расстояние между шайбой контакта и проводящей подложкой. Все подводящие контакты выполнены из золота [6, 23].



Рисунок 8.4. *а*) Схематическое изображение системы полупроводниковой сверхрешетки, помещённой во внешний резонатор и находящейся под внешним воздействием E_{ext} б) Эквивалентный контур исследуемой системы «сверхрешетка – внешний резонатор». Здесь $I(V_{st})$ – представление сверхрешетки как генератора тока, управляемого напряжением V_{st} , V_0 – напряжение источника постоянного тока. Сопротивление нагрузки было выбрано $R_1 = 0.1$ Ом

Емкость конденсатора заполненного как диэлектриком, так и полупроводником рассчитывается по одним и тем же соотношениям, где необходимо учесть реальную величину диэлектрической проницаемости заполняющего вещества (диэлектрика или полупроводника). Поэтому далее можно анализировать данную структуру как конденсатор, заполненный двумя веществами с различными величинами диэлектрической проницаемости: $\varepsilon_1 = 7.5$ (слой лака) и $\varepsilon_2 = 12.9$ (сверхрешетка, изготовленная из арсенида галлия и окруженная слоем лака). Расчеты, проведенные для двух диаметров сверхрешетки: (1) 20 мкм и (2) 50 мкм, показали, что индуктивность практически не зависит от диаметра сверхрешетки и составляет $L = 6.84 \cdot 10^{-9}$ Гн. Емкость сильно зависит от диаметра сверхрешетки и составляла в первом случае: $C_{1(20)} = 4.827 \cdot 10^{-12}$ Ф и во втором случае: $C_{2(50)} = 5.442 \cdot 10^{-12}$ Ф. Расчёт резонансных частот системы, соответственно, для первой и второй структуры даёт следующие результаты: $f_{1(20)} = 8.76 \cdot 10^8$ Гц, $f_{2(50)} = 8.25 \cdot 10^8$ Гц. Таким образом, частота колебаний в структуре с большим радиусом оказывается ниже. Изменение частоты составляет примерно 50 МГц при переходе от структуры с диаметром 20 мкм к структуре 50 мкм.

Данные оценки оказываются в хорошем согласии с имеющимися экспериментальными данными и могут быть рассмотрены как базовые при дальнейшем анализе системы. Отсюда следует и возможность снижения влияния паразитного резонатора или повышения его частоты: основным элементом, создающим «паразитный» низкочастотный резонатор, является емкость, формируемая контактом с большим диаметром. Для снижения его влияния необходимо уменьшать до технологического минимума площадь этого контакта, стремясь достичь точечного контакта. В этом случае частота генерации сверхрешетки должна возрастать.

При создании численной модели для изучения поведения полупроводниковой сверхрешетки во внешнем резонаторе не будем конкретизировать конкретный вид резонатора и изучим процессы в такой системе в достаточно общей модели системы. Будем считать, что сверхрешетка взаимодействует с полем внешнего резонатора, в котором предполагалось возбуждение единственной моды (одномодовое приближение) с резонансной частотой f_{ϱ} и добротностью Q. В этом случае мы можем описывать внешнюю резонансную систему эквивалентными индуктивностями и емкостями, которые подключаются к полупроводниковой сверхрешетке. Следует отметить, что такой подход является стандартным в теории электронных устройств [32-37].

В этом случае резонатор моделируется эквивалентной схемой, которая показана на Рисунке 8.46. Резонансная система характеризуется индуктивностью L, емкостью C и сопротивлением R, который определяют параметры резонатора без подключенной сверхрешетки:

$$f_{\varrho} = \frac{1}{2\pi\sqrt{CL}} \tag{8.22}$$

И

$$Q = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{L}{C}}.$$
(8.23)

Сопротивление R_n на эквивалентной схеме соответствует резистору, с которого фиксируются колебания в сверхрешетке в эксперименте. Его также можно рассматривать как внутренне сопротивление источника питания. Данное сопротивление выбиралось достаточно малым ($R_n = 0.1$ Ом). Данное сопротивление не влияет на динамику системы, приводя только к небольшому дополнительному падению величины постоянного напряжения питания V_0 , которое подавалось на сверхрешетку.

Численный расчет токов и напряжений во внешнем резонаторе проводился с помощью уравнений Кирхгофа:

$$C\frac{dV_{1}}{dt} = I(V_{sl}) - I_{1}, \tag{8.24}$$

$$L\frac{dI_{1}}{dt} = -RI_{1} + V_{0} - V_{sl} + R_{n}I(V_{sl}), \qquad (8.25)$$

где ток I_1 , текущий через индуктивность, напряжение V_1 на эквивалентном конденсаторе, напряжение источника V_0 , напряжение на сверхрешетке V_{sl} и ток $I(V_{sl})$, текущий через сверхрешетку, показаны на Рисунке 8.46.

Для описания процессов, происходящих в полупроводниковой сверхрешетке, используются безразмерные аналоги приведенных выше уравнений (8.1), (8.19)

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\beta \frac{\partial J}{\partial x},\tag{8.26}$$

$$\frac{\partial F}{\partial x} = \nu(n-1), \tag{8.27}$$

которые могут быть получены при помощи преобразований:

$$x = x'/L', t = t'/\tau', n = n'/n'_{D}$$

$$J = J'/(en'_{D}v'_{0}), F = F'/F'_{C}, F'_{C} = \hbar/(ed'\tau')$$

$$\beta = v'_{0}\tau'/L', v = L'en'_{D}/(F'_{C}\varepsilon_{0}\varepsilon_{r})$$

$$v'_{0} = \delta\Delta'd'/(2\hbar)$$
(8.28)

Здесь n(x,t), F(x,t), J(x,t) – безразмерные значения концентрации носителей заряда, напряженности электрического поля и плотности тока, x и t – безразмерные координата и время, v и β – безразмерные управляющие параметры. В рамках диффузионно-дрейфового приближения плотность тока (8.2) в сверхрешетке в безразмерном виде записывается как

$$J = nv_d(F) - D(F)\frac{\partial n}{\partial x},$$
(8.29)

где $v_d(F)$ – безразмерная дрейфовая скорость электронов, которая связана с размерным значением v'_d , как $v_d = v'_d/v'_0$, и D(F) – коэффициент диффузии [10], которым можно пренебречь при низких температурах T'.

Как отмечалось выше, в случае, когда полупроводниковая сверхрешетка находится только под влиянием электрического поля F, зависимость $v_d(F)$ может быть получена аналитически и в безразмерных величинах будет иметь вид

$$v_{d}(F) = \frac{I_{1}(\Delta'/(2k'_{B}T'))}{I_{0}(\Delta'/(2k'_{B}T'))} \frac{F}{1+F^{2}},$$
(8.30)

где k'_{B} – постоянная Больцмана, а $I_{0,1}(x)$ – модифицированные функции Бесселя первых порядков. Однако в случае, когда к сверхрешетке приложено наклонное магнитное поле, для нахождения $v_{d}(F)$ необходимо применять численное моделирование, например подход, описанный в [8, 38].

Безразмерное значение напряжения V_{sL} , приложенного к сверхрешетке, определяется при помощи соотношения (8.20), приведенного к безразмерному виду

$$V_{SL} = U + \int_{0}^{1} F dx, \qquad (8.31)$$

где безразмерное значение U определяет падение напряжения на контактах и учитывает эффекты накопления и сброса заряда на эмиттере и коллекторе [39]. Размерное значение напряжения может быть рассчитано при помощи нормировочного коэффициента $F'_{c}L'$.

В случае омического контакта сверхрешетки, характеризующегося высокой проводимостью σ' , можно записать второе граничное условие

$$J(0,t) = sF(0,t)$$
(8.32)

где $s = \sigma' F'_{c} / (en'_{D} v'_{0})$ – безразмерный управляющий параметр, соответствующий безразмерной проводимости контакта эмиттера.

Для проведения численного интегрирования безразмерных уравнений может быть использована схема, описанная в [40-42], с параметрами $\Delta x = 2.08 \cdot 10^{-3}$ и $\Delta t = 5 \cdot 10^{-4}$.

Рассмотрим поведение сверхрешетки при изменении параметров внешнего резонатора и полупроводниковой сверхрешетки. Начнем рассмотрение с изучения закономерностей поведения сверхрешетки в резонаторе в зависимости от напряжения питания V_0 . Для этого были построены вольт-амперные характеристики системы при разных «холодных» частотах внешнего резонатора, представленные на Рисунке 8.5. Все кривые построены при добротности резонатора Q = 150. На вольт-амперных характеристиках наблюдается типичная для сверхрешеток зависимость: возрастающий участок до начала генерации, примерно на $V \approx 350$ мВ находится максимум, соответствующий пику Есаки-Тсу на зависимостях дрейфовой скорости от приложенного поля. Наличие максимума указывает на начало генерации, далее идет падающий участок отрицательной дифференциальной проводимости.

Хорошо видно, что помещение полупроводниковой сверхрешетки в резонатор приводит к появлению скачков и провалов на вольт-амперной характеристике, тогда как зависимость для автономной сверхрешетки гладкая (кривая 1 на Рисунке 8.5).



Рисунок 8.5. Вольт-амперные характеристики сверхрешетки в резонаторе для различных резонансных частот внешнего резонатора: 1 – сверхрешетка без резонатора, 2 – $f_{\varrho} = 10.04$, 3 – $f_{\varrho} = 13.81$, 4 – $f_{\varrho} = 15.45$, 5 – $f_{\varrho} = 18.27$, 6 – $f_{\varrho} = 45.10$. Добротность резонатора Q = 150

Если полупроводниковая сверхрешетка находится в автономном состоянии, вольт-амперная характеристика соответствует форме кривой Эсаки-Tcy [1], а колебания тока в такой полупроводниковой сверхрешетке

всегда периодические [19]. Подключение внешнего резонатора к полупроводниковой сверхрешетке существенно изменяет ситуацию, поскольку в данном случае на вольт-амперной характеристике появляются скачки, связанные с динамикой доменов заряда, неустойчивости которых или трансформации ведут к возникновению этих особенностей на вольт-амперной характеристике (Соответствующий характер вольт-амперной характеристики похож на описанный в [43], в которой наблюдалось последовательное тунелирование, в отличие от рассматриваемого здесь транспорта носителей зарядов в рамках одной минизоны). В области ~370 мВ на вольтамперной характеристике наблюдается существенный провал, что может говорить о значительном изменении динамики доменов заряда в сверхрешетке. Также хорошо прослеживается следующая тенденция: при увеличении частоты внешнего резонатора максимум на вольт-амперной характеристике смещается в сторону низкого напряжения, что свидетельствует о существенном влиянии параметров внешнего резонатора на динамику доменов в наноструктуре. Кроме того, провал в области ~370 мВ появляется при превышении частоты автономных колебаний сверхрешетки (~13.7 ГГц), резонансной частотой резонатора и растет пропорционально ей.

При рассмотрении вольт-амперной характеристики при различных частотах внешнего резонатора возникает вопрос о природе появляющихся скачков на вольт-амперных характеристиках и об изменениях режимах колебаний, реализующихся в системе. На Рисунке 8.6 представлена построенная бифуркационная диаграмма колебаний в сверхрешетке при изменении постоянного напряжения питаниядля добротности Q = 150 и холодной частоты внешнего резонатора $f_Q = 13.81$ ГГц. Одновременно на этом рисунке жирной линией нанесена соответствующая кривая вольт-амперной характеристики. Генерация в системе возникает при напряжении питания $V_0 = V_{crit}$, которое отмечено на рисунке стрелкой. Хорошо видно, что скачки на вольтамперной характеристике четко привязаны к изменению режимов колебаний в сверхрешетке во внешнем резонаторе. Наблюдаются несколько областей хаотической и квазипериодической динамики, которые соответствуют на бифуркационной диаграмме закрашенным областям. Первая область хаотической динамики наблюдается при напряжении питания $V_0 \approx 490$ мВ.

Рассмотрим более подробно нелинейную динамику токовых осцилляций в полупроводниковой сверхрешетке, помещенной во внешний добротный резонатор, при увеличении напряжения питания. Вблизи основного максимума на вольт-амперной характеристике (в начале возникновения режима генерации) в системе возникают периодические автоколебания с малой амплитудой (длительность переходного процесса в этом режиме велика).



Рисунок 8.6. Бифуркационная диаграмма колебаний в сверхрешетке при изменении напряжения питания. Добротность резонатора Q = 150, резонансная частота $f_Q = 13.81$ ГГц

Далее на вольт-амперной характеристике наблюдается провал, который определяется перестройкой колебаний в системе и началом формирования хорошо развитых доменов в системе. Далее, при напряжении питания порядка 500-600 мВ на бифуркационной диаграмме прослеживается несколько областей хаотической динамики доменов. Ей предшествуют широкие области периодической динамики, аналогично периодичексая динамика наблюдается и при выходе из зоны хаотических автоколебаний. Первая область хаоса имеет место при $V_0 \approx 500$ мВ, вторая область хаоса возникает при напряжении порядка 600 мВ, в этой второй области хаотической динамики наблюдается большое число окон периодичности. Наконец, интересным является возникновение широкой области хаоса при напряжениях питания сверхрешетки более 800 мВ. В этом случае наблюдается широкая область по напряжению питания развитых хаотических колебаний. Следует отметить, что данная область будет реализовываться не во всех образцах полупроводниковых сверхрешеток, так как часто в этой области напряжений наблюдается явление пробоя и резонансного тунелирования, что приводит к исчезновению участка на ВАХ с отрицательной дифференциальной проводимостью. Поэтому далее мы не будем подробно останавливаться на этой зоне хаотической генерации. Отметим только, что в данной зоне хаос возникает на базе цикла, а сами колебания в системе носят черты перемежающегося поведения. Аналогичная ситуация наблюдается, например, при напряжении питания 510 мВ при изменении частоты резонатора в окрестности частоты $f_{Q} = 13.81 \ \Gamma \Gamma \mu$. Таким образом, можно говорить о сценарии перемежаемости,как об одном из возможных сценариев перехода к хаосу. Последнее также подтверждается и широким спектром генерируемых частот в режиме хаоса без ярко выраженных гармоник и субгармоник основной частоты. С другой стороны, при переходе от периодической динамики к хаотической имеют место отдельные бифуркации удвоения периода, что хорошо прослеживается на Рисунке 8.6, однако эти каскады удвоений периода ограничиваются несколькими (однатри) бифуркациями.

Переход к хаотической динамике сопровождается возникновением скачков на вольт-амперной характеристике, что свидетельствует о перестройке режимов колебаний в системе и может служить важным диагностическим критерием при экспериментальном исследовании сверхрешеток, когда наиболее просто исследуемой характеристикой является экспериментальное построение BAX.

Интересным является моделирование динамики доменов в сверхрешетке во внешнем резонаторе. Для этого рассмотрим поведение тока через сверхрешетку и динамику доменов в области малых напряжений на вольтамперной характеристики вблизи критического напряжения V_{crit} . Картина пространственно-временной динамики показана на Рисунке 8.7, на котором приведены соответствующие пространственно-временные диаграммы для частоты резонатора $f_{\varrho} = 13.81$ ГГц и напряжениях на решетке 370 мВ и 385 мВ. Эти напряжения соответствуют точкам на ВАХ, которые соответственно расположены в области перед «скачком» тока и после него.



Рисунок 8.7. Временные реализации, спектры мощности, фазовые портреты колебаний поля в резонаторе и пространственно-временные распределения заряда при следующих значениях холодной частоты резонатора: $f_{\varrho} = 13.76718$ ГГц и $f_{\varrho} = 13.81098$ ГГц. Добротность резонатора Q = 150, напряжение на решетке $V_{\varrho} = 510$ м

На Рисунке 8.8 представлены временные реализации тока через решетку в данных случаях. Хорошо видно, что в первом случае (при меньшем напряжении) частота следования доменов падает в два раза по сравнению со случаем большего напряжения. Однако, между доменами возникает небольшой сгусток заряда, который дрейфует к выходу решетки, но практически не растет во время данного движения. Во втором случае ($V_0 = 385$ мВ) наблюдается классическая картина доменов, которая уже не сильно изменяется с дальнейшим ростом напряжения. То есть в системе реализуется принципиальная смена характера динамики доменов. Хорошо видна принципиальная смена динамики и из временной реализации полного тока через сверхрешетку (Рисунок 8.8): частота следования при меньшем напряжении на сверхрешетке (до скачка) пиков падает в два раза, одновременно возникает более глубокая модуляция тока (размах колебаний растет).



Рисунок 8.8. Колебания тока и пространственно-временные распределения концентрации носителей заряда в сверхрешетке при напряжении питания 370 мВ (до резкого скачка на ВАХ вблизи максимума) и 385 мВ (после скачка). Добротность резонатора Q = 150, частота резонатора $f_Q = 13.813098$ ГГц

В результате средний ток, вычисляемый по всем слоям сверхрешетки (8.21), испытывает быстрые изменения при малом изменении напряжения на сверхрешетке.

Важно отметить, что теоретическое описание поведения полупроводниковой сверхрешетки, связанной с внешним резонатором, хорошо согласуется с результатами экспериментальных исследований [31], в ходе которых изучалось поведение сверхрешетки, связанной с внешним высокочастотным полосковым резонатором (Рисунок 8.9).



Рисунок 8.9. Фотография и схема (слева – вид сверху, справа – вид сбоку) полупроводниковой сверхрешетки, связанной с внешним линейным микрополосковым резонатором на подложке из стеклопластика. Резонатор состоит из четырех микрополосков (показаны серым цветом), связанных с элементами с сосредоточенными параметрами: емкость *C* = 1 мкФ, переменная индуктивность *L*₁ и индуктивность *L*₂ = 0.1 мкГн. Паразитная емкость катушки *C*₁ предполагалась постоянной и равной 0.176 пФ

Электродинамическое моделирование вместе с прямыми измерениями показало, что контакт сверхрешетки и резонатора действует как паразитный резонатор с резонансной частотой $f_{Q1} = 0.87$ ГГц. Измерения показали [23], что гармонические колебания происходят на частоте, близкой к резонансной частоте паразитного резонатора.



Рисунок 8.10. Численно (*a-в*) и экспериментально(*г-е*) полученные спектры мощности и колебания напряжения в колебательном контуре для полупроводниковой сверхрешетки, связанной с двумя резонаторами для приложенного напряжения V₀ (*a*) 0.42, (*б*) 0.43, (*в*) 0.44 B; (*г*) 0.34, (*д*) 0.35, (*е*) 0.355 B

8.3. Влияние омических контактов на характеристики генерации

Как было описано в предыдущем разделе, на динамику полупроводниковой наноструктуры влияет электродинамическая цепь, образованная омическими контактами эмиттера и коллектора, что оказывает существенное воздействие на характеристики доменного транспорта. В частности, наличие внешней электродинамической структуры обуславливает формирование паразитных резонансных контуров, которые могут приводить к появлению дополнительного участка отрицательной дифференциальной проводимости [44] и в ряде случаев к усложнению режимов колебаний тока [22, 31]. В то же время процессы коллективного транспорта заряда на омических контактах полупроводниковой структуры на настоящий момент изучены слабо, и в большинстве работ, как правило, учет влияния контактов реализуется в рамках приближенной модели, описанной выше, что позволяет оценить на них величину падения напряжения. Данный подход, однако, не позволяет изучить влияние контактов на характеристики (частоту и мощность) колебательного режима. В ряде работ, посвященных влиянию омических контактов на динамику полупроводниковых сверхрешеток и диодов Ганна, контакт эмиттера учитывают в виде локального граничного условия [45] без учета процессов транспорта заряда через него. При этом влияние контакта коллектора на динамику наноструктуры, как правило, не исследуется.

Однако в режиме доменной генерации процессы перехода домена заряда, образовавшегося в полупроводниковой сверхрешетке, в сильнолегированную область коллекторного контакта могут оказывать существенное влияние на характеристики доменного транспорта. Таким образом, задачи, связанные с анализом процессов, проходящих на контактах эмиттера и коллектора, представляют интерес как в контексте разработки устройств на основе сверхрешеток, так и для выявления и изучения нелинейнодинамических закономерностей коллективного транспорта заряда в различных полупроводниковых гетероструктурах. В данном разделе описано влияние протяженных омических контактов эмиттера и коллектора на характеристики режимов, реализующихся в полупроводниковой сверхрешетке [46].

Как уже отмечалось выше, для описания коллективного транспорта заряда в полупроводниковых сверхрешетках достаточно часто используется полуклассический подход [6], в рамках которого движение носителей заряда и пространственно-временная динамика конфигурации электрического поля в структуре рассчитывают при помощи гидродинамической модели, состоящей из самосогласованных уравнений непрерывности и Пуассона (8.26), (8.27), в которых безразмерные переменные связаны с размерными величинами с помощью соотношений (8.28), а для вычисления плотности тока используется дрейфовое приближение (8.29), в котором пренебрегается диффузионным слагаемым в предположении низких температур.

Для моделирования пространственно-временной динамики носителей заряда на контактах эмиттера и коллектора в настоящей работе также используется гидродинамическая модель

$$\frac{\partial n_c}{\partial t} = -\beta \frac{\partial J_c}{\partial x}, \qquad (8.33)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_c}{\partial x^2} = -\nu (n_c - n_0), \qquad (8.34)$$

где $\varphi_c(x,t)$, $n_c(x,t)$ и $J_c(x,t)$ – распределения потенциала, концентрации носителей заряда и плотности тока на контактах полупроводниковой структуры, $n_0 = 3.33$ – безразмерная равновесная концентрация носителей заряда в данных областях. Безразмерные переменные в уравнениях (8.33), (8.34) связаны с размерными параметрами при помощи приведенных выше соотношений (8.28).

Плотность тока на омических контактах эмиттера и коллектора вычисляется при помощи дрейфового приближения (8.29) без учета диффузионного слагаемого, однако в данном случае согласно теории Друде дрейфовая скорость определяется линейным законом

$$v_c(F_c(x,t)) = \alpha F_c(x,t). \tag{8.35}$$

Безразмерный параметр

$$\alpha = \frac{eF_c \tau'_c}{v'_o m^*} \tag{8.36}$$

зависит от времени рассеяния τ'_{c} носителей заряда на контактах и эффективной массы электрона m^* .

Уравнения (8.26)-(8.29), (8.33)-(8.36) дополняются граничными условиями, характеризующими выполнение условия непрерывности на границе областей омических контактов эмиттера и коллектора и полупроводниковой сверхрешетки

$$\varphi_{SL}(0,t) = \varphi_{C1}(L_C,t), \varphi_{C2}(0,t) = \varphi_{SL}(1,t)$$

$$J(0,t) = J_{C1}(L_C,t), J_{C2}(0,t) = J(1,t)$$
(8.37)

где $L_c = L'_c/L'$ – безразмерная длина контакта, $L'_c = 50$ нм, $\varphi_{c_1}(x,t), \varphi_{c_2}(x,t), J_{c_1}(x,t), J_{c_2}(x,t)$ – соответствуют значениям потенциала и плотности тока на эмиттере и коллекторе соответственно, $\varphi_{sL}(x,t)$ – потенциал электрического поля в полупроводниковой сверхрешетке, связанный с напряженностью электрического поля как $F(x,t) = -\partial \varphi_{sL}(x,t)/\partial x$.

В качестве управляющего параметра в данной модели используется величина разности потенциалов на границах системы (сверхрешетка+контакты), которая поддерживается постоянной

$$V = \varphi_{c_2}(L_c, t) - \varphi_{c_1}(0, t) \tag{8.38}$$

На Рисунке 8.11 схематически показана исследуемая модель сверхрешетки, состоящей из чередующихся слоев полупроводников GaAs–AlGaAs с омическими контактами эмиттера и коллектора. Параметры данной структуры были выбраны согласно экспериментальным работам [6, 23].

Согласно результатам экспериментальных работ и численного моделирования, при приложении определенного значения постоянной разности потенциалов в исследуемой системе развивается неустойчивость и возникает доменная генерация. При этом безразмерное значение разности потенциалов на данной структуре (8.38), соответствующее моменту возникновения неустойчивости составляет $V^* \approx 1.5$. В рассматриваемом случае для исследования влияния па-раметров эмиттера и коллектора на характеристики колебаний тока значение разности потенциалов было зафиксировано как $V \approx 2.5$, что в размерных единицахсоставляет $V' \approx 0.9$ В и соответствует развитому режиму доменного транспорта. В качестве физического параметра, характеризующего контакты, использовано значение равновеснойконцентрации носителей заряда.



Рисунок 8.11. Схематическое изображение сверхрешетки с периодом *d*' и площадью сечения *A*', состоящей из слоев полупроводников GaAs–AlGaAs, с омическими контактами

На Рисунке 8.12 представлена зависимость нормированной мощности колебаний тока P/P_0 от равновесной концентрации носителей заряда в коллекторе n'_c и длины полупроводниковой сверхрешетки L'. Величина мощности нормировалась на максимальное значение P_0 , полученное в диапазонах значений управляющих параметров, приведенных на Рисунке 8.12*a*.

При расчете равновесная концентрация носителей заряда эмиттера полагалась $n^* = 1.0 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$. Рисунок 8.12*а* иллюстрирует, что мощность колебаний тока уменьшается с увеличением длины полупроводниковой сверхрешетки. Тем не менее существует оптимальная величина равновесной концентрации носителей заряда в коллекторе, для которой мощность колебаний при заданной длине полупроводниковой сверхрешетки оказывается максимальной. Например, для $L'=L^*=100$ нм (которая показана штриховой линией на Рисунке 8.12*a*) увеличение равновесной концентрации носителей заряда на коллекторе с $n_C^1 = 3.0 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ до $n_C^2 = 1.0 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ приводит к восьмикратному увеличению мощности колебаний, тогда как при дальнейшем увеличении равновесной концентрации носителей заряда концентрации носителей заряда концентрации носителей заряда концентрации равновесной концентрации носителей заряда концентрации носителей заряда на коллекторе с $n_C^1 = 3.0 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ до $n_C^2 = 1.0 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$

Вольт-амперные характеристики, расчитанные для различных значений концентрации носителей заряда, приведены на Рисунке 8.126, на котором кривая 1 соответствует $n_c^{1}=3.0 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$, кривая $2 - n_c^{2}=1.0 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ и кривая $3 - n_c^{3}=3.0 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$. Из приведенного рисунка отчетливо видно, что мощность постоянного тока, протекающего через полупроводниковую сверхрешетку, монотонно увеличивается с ростом величины концентрации носителей заряда, что отличается от поведения мощности колебаний тока. Аналогичные закономерности выявлены и для других длин *L'* полупроводниковой сверхрешетки.



Рисунок 8.12. *а* – зависимость нормированной мощности колебаний тока от равновесной концентрации носителей заряда в коллекторе n_c^{-1} и длины полупроводниковой сверхрешетки *L*, *б* – вольт-амперные характеристики полупроводниковой сверхрешетки с длиной L'=L*=100 нм (показана штриховой линией на рисунке (*a*)) для концентрации носителей заряда $n_c^{-1}=3.0 \cdot 10^{22}$ м⁻³ (кривая 1), $n_c^{-2}=1.0 \cdot 10^{23}$ м⁻³ (кривая 2) и $n_c^{-3}=3.0 \cdot 10^{23}$ м⁻³ (кривая 3). Пунктирными линиями показаны неустойчивые участки вольт-амперных характеристик, соответствующие колебаниям тока

Из приведенного выше следует, что величина равновесной концентрации носителей заряда коллектора может иметь значительное влияние на формирование и динамику доменов в полупроводниковой сверхрешетке. Для того чтобы подтвердить это предположение, рассмотрим эволюцию пространственно-временных распределений плотности носителей заряда n'(x,t) вдоль всей структуры, включая эмиттер, саму полупроводниковую решетку и коллектор (Рисунок 8.11).



Рисунок 8.13. Пространственно-временная динамика концентрации носителей заряда для (*a*) $n_c = n_c^{-1} = 3.0 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, (*б*) $n_c = n_c^{-2} = 1.0 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, (*в*) $n_c = n_c^{-3} = 3.0 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ и мгновенные распределения концентрации в различные моменты времени t_0 в течение одного периода для (*г*) $n_c^{-1} = 3.0 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, (*d*) $n_c^{-2} = 1.0 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$, (*e*) $n_c^{-3} = 3.0 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$

Рисунок 8.13 иллюстрирует зависимости n(t,x) для фиксированной длины L'=L* полупроводниковой сверхрешетки и различных значений равновесной концентрации носителей заряда $n_c = n_c^{-1}$, $n_c = n_c^{-2}$ и $n_c = n_c^{-3}$, приведены на Рисунках 8.13а, 8.13б и 8.13в, соответственно. Темный и светлый оттенки серого обозначают высокую и низкую концентрацию электронов, соответственно. Для того чтобы дополнительно проиллюстрировать аспекты коллективной динамики носителей заряда, на Рисунке 8.13г-е приведены мгновенные профили концентрации $n(x,t_0)$, зафиксированные в разичные моменты времени t₀ в течение одного периода колебаний. Каждый профиль обозначен номером, при этом больший номер соответствует большему значению времени to. Из Рисунка 8.13 следует, что концентрация носителей заряда практически в любой точке эмитера является постоянной, а домен высокой концентрации заряда возникает в точке соприкосновения контакта эмитера и рабочей область самой сверхрешетки (кривая 1, Рисунок 8.13г, д, е). Возникновение этого домена компенсируется появлением области в коллекторе, обедненной носителями заряда. По мере того, как домен двигается вдоль рабочей области сверхрешетки, концентрация носителей заряда в нем увеличивается, что приводит к увеличению области, обедненной носителями заряда, в коллекторе (кривые 2 и 3, Рисунок 8.13г, д, е). Когда домен заряда достигает коллектора, происходит резкое увеличение тока и, одновременно, другой домен заряда формируется вблизи эмиттера. Обедненная область в коллекторе при этом уменьшается (кривые 4 и 5, Рисунок 8.13*г, д, е*) и процесс движения домена повторяется снова, что приводит к возникновению колебаний тока, частота которых для рассматриваемых значений управляющих ппраметров лежит в диапазоне 40-50 Гц.

Примечательно, что если изменение равновесной концентрации носителей заряда коллектора n_c практически не влияет на процессы в эмитере, то динамика зарядов в коллекторе при этом меняется кардинально. Для малых значений равновесной концентрации носителей заряда в коллекторе $n_c = n_c^{-1} = 3.0 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ (Рисунок 8.13*a*, *г*) обедненная область может занимать практически всю длину контакта коллектора (кривые 3 и 4, Рисунок 8.13г), что приводит к значительному падению напряжения на коллекторе, и, как следствие, к малой величине тока и малой мощности колебаний. Увеличение равновесной концентрации носителей заряда в коллекторе до величины $n_c = n_c^2 = 1.0 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$ (Рисунок 8.13*б*, *d*) уменьшает обедненную область в коллекторе, что приводит к увеличению как величины тока, так и мощности генерации. Дальнейшее увеличение равновесной концентрации носителей заряда в коллекторе (Рисунок 8.13*e*, *e*, $n_c^3 = 3.0 \cdot 10^{23} \text{ м}^{-3}$) приводит к экстримально малому размеру обедненной области. В то же самое время это приводит и к изменению формы профиля двигающегося домена: при такой величине равновесной концентрации носителей заряда профиль $n(x,t_0)$ демонстрирует два максимума (Рисунок 8.13*e*), что расширяет ширину домена и уменьшает в нем концентрацию носителей заряда. Все это приводит к тому, что, с одной стороны, расширение домена ведет к увеличению силы тока, а с другой стороны, уменьшение концентрации носителей заряда обусловливает уменьшение амплитуды колебаний и, как следствие, мощности генерации.

Таким образом, омические контакты оказывают существенное влияние на характеристики колебаний в полупроводниковой сверхрешетке. Соответственно, варььируя параметры омических контактов, можно влиять на характеристики генерации.

8.4. Влияние межминизонного туннелирования на генерацию тока в сверхрешетке

Данный раздел посвящён рассмотрению влияния межминизонного туннелирования на генерацию тока в полупроводниковой сверхрешетке. Обычно при моделировании и изготовлении сильносвязанных сверхрешеток, расстояние между минизонами задается достаточно большим, чтобы можно было пренебречь межминизонным туннелированием Ландау-Зинера [6, 18, 19, 23]. Однако важной и интересной фундаментальной проблемой, имеющей также большое значение для практического применения, является изучение влияния межзонного тунелирования на амплитудночастотоные характеристики сверхрешеток [47]. В случае отсутствия наклонного магнитного поля зависимость дрейфовой скорости от напряженности электрического поля при низких температурах может быть вычислена аналитически с помощью формулы Эсаки иTcy [1]:

$$v_{d} = \frac{\Delta d}{2\hbar} \frac{\omega_{\scriptscriptstyle B} \tau}{\left(\omega_{\scriptscriptstyle B} \tau\right)^2 + 1},\tag{8.39}$$

где Δ – ширина первой минизоны, d – период сверхрешетки, τ – эффективное время рассеяния электрона, $\omega_{\rm B} = eFd/\hbar$ – частота колебаний Блоха.

В присутствии наклонного магнитного поля зависимости дрейфовой скорости от напряженности электрического поля рассчитывались численно, используя полуклассическую теорию, детально описанную в [6, 8]. Для учета возможности туннелирования между первой и второй минизонами применялся подход, описанный в [39, 48]. В соответствии с этими работами дрейфовая скорость с учетом межминизонного туннелирования определяется следующим образом:

$$v_{d,mod} = v_d (1 - T(F)) + T(F) v_{d,free}$$
(8.40)

$$v_{d,\text{free}} = \frac{eF\tau}{2m^*} (\cos\theta)^2 \tag{8.41}$$

где m^* – эффективная масса электрона в полупроводнике, θ - угол наклона магнитного поля по отношению к оси *x*. В данном случае $v_{d,\text{free}}$ – дрейфовая скорость электрона во второй минизоне, рассчитанная в приближении свободных электронов. Вероятность межминизонного туннелирования, T(F) – определяется в соответствии с [39, 48, 49] как

$$T(F) = \exp\left(\frac{m^* d(E_g)^2}{4\hbar^2 |eF|\cos\theta}\right),\tag{8.42}$$

где E_g – ширина запрещенной зоны между первой и второй минизонами. Присутствие косинусов в (8.41) и (8.42) отражает факт наличия наклонного магнитного поля, приложенного под углом θ по отношению к полупроводниковой сверхрешетке.

При моделировании использовались следующие значения параметров, описывающие реальные устройства, использованные в экспериментах [6, 23] $m^* = 0.067 m_e$, где $m_e -$ масса свободного электрона; $\Delta = 19.1$ мэВ; d=8.3 нм; $\tau = 0.25$ пс; $n_D = 3 \cdot 10^{22}$ м⁻³; $\varepsilon_r = 12.5$; индукция магнитного поля B=15 Тл, $\theta=40^\circ$.

На Рисунке 8.14*а* представлена зависимость дрейфовых скоростей от напряженности электрического поля при различных значениях E_g в отсутствии магнитного поля. В данном случае можно наблюдать пик, соответ-

ствующий максимальной дрейфовой скорости электронов, который остается постоянным для любых E_g . Этот пик, называемый пиком Есаки-Tcy [1], появляется при выполнении условия $\omega_B \tau = 1$, что соответствует установлению блоховских колебаний.



Рисунок 8.14. Зависимости дрейфовых скоростей электронов от напряженности электрического поля для различных величин *a* – в отсутствии наклонного магнитного поля; *б* – в присутствии наклонного магнитного поля, *B*=15 Тл, *θ*=40°. 1 – отсутствие туннелирования; 2 – $E_g = 150$ мэВ; 3 – $E_g = 133$ мэВ; 4 – $E_g = 111$ мэВ

С увеличением напряженности электрического поля F количество блоховских колебаний, совершаемых электроном между событиями рассеяния, увеличивается, что приводит к уменьшению их дрейфовой скорости. С дальнейшим ростом F существенно увеличивается вероятность межминизонного туннелирования, что в свою очередь, ведет к резкому увеличению дрейфовой скорости электронов. Очевидно, что с уменьшением E_g величина F, при которой начинается рост дрейфовой скорости электрона в результате межминизонного туннелирования, также уменьшается.



Рисунок 8.15. Вольт-амперные характеристики для различных величин ширины запрещенной зоны между первой и второй энергетическими минизонами. *a* - в отсутствии наклонного магнитного поля; *б*– в присутствии наклонного магнитного поля, *B*=15 Тл, *θ*=40°. 1 – отсутствие туннелирования; 2 – $E_g = 150$ мэВ; 3 – $E_g = 133$ мэВ; 4 – $E_g = 111$ мэВ. На рисунках стрелками помечены значения V, соответствующие возникновению (V_s) и прекращению (V_f) генерации колебаний тока

В присутствии наклонного магнитного поля на зависимости дрейфовой скоротсти от напряженности электрического поля (Рисунок 8.14*б*) помимо пика Эсаки-Тсу можно наблюдать и другие пики. Появление этих пиков обусловлено резонансами колебаний на блоховской, ω_B , и циклотронной, $\overline{\omega}_c = eB \cos\theta/m^*$, частотах, которым соответствуют значения $\omega_B/\overline{\omega}_c = 0.5$, 1 и 2 [8, 18]. В присутствии наклонного магнитного поля также происходит увеличение дрейфовой скорости в области высоких значений напряженности электрического поля. Как и в случае отсутствия магнитного поля, данный эффект связан с тем, что мобильность электронов во второй минизоне, куда электрон туннелирует, выше, чем в первой минизоне.

На Рисунке 8.15а приведены вольт-амперные характеристики, рассчитанные для различных значений ширины запрещенной зоны между первой и второй энергетическими минизонами E_g в отсутствии магнитного поля. Рисунок 8.15б иллюстрирует вольт-амперную характеристику в случае, когда к сверхрешетке приложено наклонное магнитное поле. В обоих случаях с началом генерации (V_S) на вольт-амперной характеристике появляется заметный падающий участок, где дифференциальное сопротивление оказывается отрицательным. При конечных значениях E_g (кривые 2-4) с увеличением напряжения падающий участок вольт-амперной характеристики сменятся областью роста тока. Это может быть объяснено тем, что с ростом V значения напряженности электрического поля F в значительной области сверхрешетки становится достаточной, чтобы индуцировать межминизонное тунеллирование и, таким образом, увеличить дрейфовую скорость электронов (см. Рисунок 8.14). С дальнейшим увеличением V эта область расширяется, и при достаточно большом V (V_f на Рисунке 8.14) происходит срыв генерации колебаний тока.

На Рисунке 8.16*а* приведены зависимости амплитуды колебаний тока ΔI от напряжения *V* в отсутствии магнитного поля. Можно видеть, что для конечной ширины запрещенной зоны существует конечный диапазон значений *V*, при котором протекающий через сверхрешетку решетку ток демонстрирует колебания (пример зависимости тока от времени для *V*=0.8 В и $E_{e} = 150$ мэВ показан на Рисунке 8.16*e*, *c*).



Рисунок 8.16. Зависимости амплитуды колебаний электрического тока от напряжения, приложенного к полупроводниковой сверхрешетке, для различных величин ширины запрещенной зоны между первой и второй энергетическими минизонами, *a* − в отсутствии наклонного магнитного поля; *б*− в присутствии наклонного магнитного поля, *B*=15 Тл, *θ*=40°. 1 − отсутствие туннелирования; 2 − *E_g* = 150 мэВ; 3 − *E_g* = 133 мэВ; 4 − *E_g* = 111 мэВ; временные реализации тока для *V*=0.8 В и *E_g* = 150 мэВ: *в*− в отсутствии наклонного магнитного поля; *г* − в присутствии наклонного магнитного поля; *с* − в присутствии наклонного магнитного поля.

Характер аналогичных зависимостей меняется, если к сверхрешетке приложено наклонное магнитное поле (Рисунок 8.15*б*,*г*). Как можно видеть, магнитное поле сдвигает порог генерации колебаний тока в сторону больших значений V (ср. Рисунок 8.15*a* и 8.15*б*). Конечная ширина запрещенной зоны, так же как и в отсутствии магнитного поля, ограничивает область генерации колебаний. Кроме того, магнитное поле приводит к усложнению зависимости $\Delta I(V)$, которое начиает демонстрировать несколько локальных максимумов (кривая 4 на Рисунке 8.16*б*). Магнитное поле изменяет также и форму колебаний тока в полупроводниковой сверхрешетке при одних и тех же значениях управляющих параметров. Например, для V=0.8 В и $E_g = 150$ мэВ (Рисунок 8.16*в*, *г*) магнитное поле значительно увеличивает амплитуду колебаний (частота колебаний при этом тоже изменяется, хотя для использованных на Рисунке 8.16*г* значений V и E_g это изменение не столь значительно).



Рисунок 8.17. Зависимости частоты колебаний электрического от напряжения, приложенного к полупроводниковой сверхрешетке, для различных величин ширины запрещенной зоны между первой и второй энергетическими минизонами. *а* – в отсутствии наклонного магнитного поля; *б* – в присутствии наклонного магнитного поля, *B*=15 Тл, *θ*=40°. 1 – отсутствие туннелирования; 2 – $E_g = 150$ мэВ;

 $3 - E_g = 133$ мэВ; $4 - E_g = 111$ мэВ

Рисунок 8.17 иллюстрирует зависимости частоты колебаний тока f от приложенного напряжения V для различных E_g в отсутствии (Рисунок 8.17а) и в присутствии (Рисунок 8.17б) наклонного магнитного поля. В обоих случаях уменьшение ширины запрещенной зоны приводит к увеличению частоты следования доменов. Это связано с тем, что межминизонное туннелирование уменьшает концентрацию электронов в дрейфующем домене заряда. Формирование движущегося домена ассоциируется с падающим участком на зависимости v_d(F) (Рисунок 8.14) [19], для которого большее значение F означает меньшую дрейфовую скорость электронов v_d. Таким образом, снижение концентрации заряда в домене уменьшает локальную напряженность электрического поля, что приводит к ускорению электронов в домене и увеличению частоты колебаний. Вместе с тем можно видеть, что если для случая отсутствия туннелирования присутствие магнитного поля увеличивает частоту для любых значений V, то для конечных E_{g} влияние магнитного поля на частоту колебаний тока зависит от приложенного напряжения. Если для малых напряжений V магнитное поле увеличивает частоту колебаний тока, то в области относительно высоких напряжений частота колебаний в присутствии магнитного поля может уменьшаться (см. кривые 2, 3 на Рисунке 8.17*а* и 8.17*б*).

Таким образом, было обнаружено, что межминизонное тунелирование электронов в полупроводниковой сверхршетке может существенно влиять на амплитудно-частотные характеристики генерируемых колебаний тока. В частности, уменьшение ширины запрещенной зоны между первой и второй минизонами может привести к уменьшению амплитуды колебаний тока, но в то же время частота колебаний может заметно вырасти. Данные эффекты сохраняются в присутствии наклонного магнитного поля, и могут быть использованы при разработке устройств на базе полупроводниковых сверхрешеток. Природа этих феноменов объясняется влиянием межминизонного тунелирования на концентрацию заряда в движущихся доменах, однако детальное объяснение их механизмов требует дальнейших исследований.

8.5. Усилитель суб- и терагерцового диапазона: модель полупроводниковой сверхрешетки с движением электронных доменов во внешнем резонаторе

В этом разделе будет рассмотрена возможности использования полупроводниковой сверхрешетки с движущимися электронными доменами как усилителя электромагнитных волн в суб- и терагерцовом диапазоне. Хотя сверхрешетка и является средой, которая может демонстрировать сверхбыстрые блоховские колебания и туннелирование, нелинейные эффекты, связанные с мощной высокочастотной генераций и усилением, но те же квантовые механизмы приводят и к электронной неоднородности, формирующей движущиеся электронные домены, создающие сильное электрическое поле, что, в конечном итоге, может разрушить блоховские колебания и сделать усиление невозможным. Однако, как будет показано, возможности использования находящихся во внешнем резонаторе сверхрешеток с движущимися электронными доменами в качестве активной среды для усиления высокочастотных сигналов весьма интересны для фундаментального исследования и практического использования.

Система устройства показана на Рисунке 8.4. Устройство состоит из сильносвязанной полупроводниковой сверхрешетки, установленной в коаксиальном резонаторе, и ферритового циркулятора, который отделяет входной и выходной сигналы. Для описания динамики электронных доменов в сверхрешетке по-прежнему будет использована самосогласованная система уравнений Пуассона и непрерывности (8.26)-(8.30) с граничными условиями(8.31)-(8.32). Для численного моделирования были выбраны параметры, соответствующие сверхрешеткам, используемых в недавних экспериментах [6, 23]: d = 8.3 нм, L = 1110.2 нм, $A = 5 \times 10^{-10}$ м², $\Delta = 19.1$ мэВ, $n_D = 3 \times 10^{22}$ м⁻³, $\tau = 250$ фс, $\varepsilon_r = 12.5$, $\sigma = 3788$ см⁻¹, и T = 4.2 К.

Напомним, что в случае свободной сверхрешетки, т.е. без воздействия внешнего резонатора вольт-амперная характеристика устройства будет выглядеть, как на вставке на Рисунке 8.17. Убывающая часть этой кривой, для $V_{sl} > V_{nop} \approx 360$ мВ, соответствующая отрицательной дифференциальной проводимости несет ответственность за появление движущихся доменов заряда. Эти домены генерируют колебания тока с широким спектральным составом. Например, на Рисунке 8.18 амплитудный спектр колебаний тока представлен для $V_{sl} = 510$ мВ. Примечательно, что, хотя основная частота колебаний оказывается $f_0 \approx 17.3$ ГГц, присутствуют мощные всплески на гармониках в диапазоне 0.2 - 1 ТГц.

Действие внешнего монохроматического электромагнитного поля может рассматриваться как дополнительное напряжение переменного тока, подаваемого на сверхрешетку, так что $V_{sl} = v_0 + V_{ext}cos(2\pi f_{ext}T)$, где v_0 представляет собой смещение по постоянному току, а V_{ext} и f_{ext} являются амплитудой и частотой внешнего сигнала. В этом случае поглощение сверхрешеткой мощности на частоте f_{ext} [50] может быть представлено в приближении малых отклонений $\alpha(f_{ext}) = R[\sigma(f_{ext})]/(n_r\varepsilon_0c_0)$, где $R[\sigma(f_{ext})] \approx$ $2(\langle I(t)cos(2\pi f_{ext}T)\rangle_t/A)/(V_{ext}/L)$ является действительной частью высокочастотной проводимости [51], $\langle \cdot \rangle$ представляет среднее по времени в течение бесконечности, n_r – показатель преломления материала сверхрешетки, c_0 является скоростью света в вакууме.

Рисунок 8.18*а* показывает зависимость α от f_{ext} для $v_0 = 510$ мВ и $V_{ext} = 60$ мВ. Зависимость демонстрирует усиление сигнала ($\alpha < 0$), когда $f_{ext} < 9 \Gamma \Gamma \mu$. В этом диапазоне f_{ext} увеличение V_{sl} с течением времени усиливает поле внутри движущегося заряженного домена, и, таким образом, носители заряда выражено локализуются. Это означает, что ток снижается, пока высокочастотное поле доменов не достигнет максимального значения. Таким образом, в сверхрешетке появляется дополнительная высокочастотно изменяющаяся отрицательная дифференциальная проводимость, которая способствует усилению высокочастотных сигналов. Тем не менее этот процесс возможен только тогда, когда приложенное напряжение переменного тока имеет частоту достаточно низкую для того, чтобы обеспечить достаточное время ответа электронного домена на его возмущение, и, таким образом, $\alpha > 0$ для $f_{ext} > 9$ ГГц. Кроме того, сверхрешетка демонстрирует пики поглощения в частотных интервалах, соответствующих синхронизации в системе, то есть, когда частота перехода домена совпадает или кратна частоте внешнего сигнала. Для иллюстрации данного факта было вычислено число вращения $\rho = f_{ext} / f_0$ [52], результат вычисления представлен сплошной кривой на Рисунке 8.19*a*. Кривая зависимости $\rho(f_{ext})$ имеет характерные плато со значениями $\rho = 1, 2, 3, ...,$ и на каждом платовом значении зависимость поглощения $\alpha(f_{ext})$ показывает заметные пиковые значения (см регионы, выделенные серыми вертикальными полосами на Рисунке 8.19а).

На Рисунке 8.19б показаны регионы усиления сигнала на плоскости параметров (f_{ext} , V_0) для $V_{ext} = 20$ мВ (штриховой контур) и $V_{ext} = 60$ мВ (сплошной зеленый контур). В обоих случаях усиление возможно только при наличии движущихся электронных доменов, т.е. для $V_0 > V_{th}$, где $V_{th} \approx 360$ мВ является пороговым напряжением, соответствующим началу токовых колебаний.



Рисунок 8.18. Амплитудный спектр колебаний тока в свободной сверхрешетке (без резонатора) для $V_{sl} = 510$ мВ. Врезка: Вольт-амперная характеристика $I(V_{sl})$.



Рисунок 8.19. *а*) Зависимость $\alpha(f_{ext})$ поглощения сверхрешеткой мощности переменного электрического поля на частотах f_{ext} в свободной от воздействия сверхрешетки (пунктирная линия) и $\rho(f_{ext})$ (сплошная линия) для $v_0 = 510$ мВ и $V_{ext} = 20$ мВ. Области синхронизации показаны серыми полосами. (б) Карта областей усиления, в зоне которых $\alpha < 0$,на плоскости параметров (f_{ext} , v_0) для $V_{ext} = 20$ мВ (штриховой контур) и $V_{ext} = 60$ мВ (сплошной контур)

Для больших V_0 усиление полностью подавляется, поскольку за счёт большого смещения постоянного тока домены более не реагируют с компонентой переменного тока приложенного напряжения и, таким образом, высокочастотная отрицательная дифференциальная проводимость разрушается. Примечательно, что в обоих случаях усиление реализуется для частот, близких к первой гармоники в спектре тока колебаний (см. Рисунок 8.18). Однако присутствие мощных высокочастотных спектральных компонент позволяет предположить, что настройкой резонатора можно сделать пространственно-заряженные домены более чувствительными к высокочастотным сигналам. Подтвердим эту интуитивную гипотезу, продемонстрировав результаты исследования сверхрешетки, взаимодействующей с одномодовым внешним резонатором, характеризующемся резонансной частотой F_q и добротностью Q. На Рисунке 8.46 система взаимодействующего резонатора и сверхрешетки представлена эквивалентным контуром. Напомним, что в этом случае, система уравнений сверхрешетки должна быть дополнена нестационарными уравнениями Кирхгофа (8.24), (8.25) где величины V_I и I_I – напряжение на конденсаторе и сила тока, проходящего через индуктивный элемент, а $I(V_{sl})$ есть сила тока, генерируемого сверхрешеткой, где $V_{sl} = V_1 + V_0 + V_{ext} \cdot cos(2\pi f_{ext})$. Показанные на Рисунке 8.20 зависимости поглощения мощности $\alpha(f_{ext})$ и числа вращения $\rho(f_{ext})$ от частоты внешнего сигнала были рассчитаны для добротности Q = 750 при различных f_Q , соответствующих первой (a), второй (b), и четвертый (b) гармоникам f_0 .

Рисунок 8.20*а* демонстрирует, что настройка резонатора на первой гармонике улучшает усиление на частотах, близких к f_0 , а также создает возможность для усиления высших гармоник электронных колебаний. Для частоты f_Q , близкой к высшим гармоникам f_0 ,обнаруживается увеличение частоты усиливаемого сигнала (см. Рисунок 8.20*б*, *в*).



Рисунок 8.20. Зависимости $\alpha(f_{ext})$ (пунктирная красная линия) и $\rho(f_{ext})$ (сплошная линия) для сверхрешетки во внешнем резонаторе при $V_0 = 510$ мВ, $V_{ext} = 20$ мВ, а Q = 750. Области синхронизации обозначены серыми полосами. Частота внешнего резонатора на рисунке (*a*) $F_q = f_0$, (*б*) $F_q = 2f_0$ и (*в*) $F_q = 4f_0$, где $f_0 = 17,3$ ГГц является основной частотой колебаний тока для данного V_0

Примечательно, что начало синхронизации существенно влияет на поглощение α . Как выясняется, синхронизация может привести как к увеличению поглощения ($\alpha > 0$), так и к усилению сигнала ($\alpha < 0$). Физически выбор между двумя возможными ситуациями с увеличением поглоще-
ния ($\alpha > 0$) или усилениям сигнала ($\alpha < 0$) определяется разностью фаз между внешним сигналом и текущими колебаниями, генерируемыми в сверхрешетке. Однако на сегодня полное понимание этого явления требует дальнейших исследований.

На Рисунке 8.21 наглядно продемонстрировано влияние различных гармоник f_Q на поглощение мощности α на карте параметров (f_Q , f_{ext}). На этой плоскости показан амплитудный спектр S(f) электронных колебаний, рассчитанный для диапазона f_Q . На Рисунке 8.21 светлый тон соответствует высокой плотности мощности, а чёрный – низкой. Области усиления сигнала показаны светло-серым цветом. Согласно результатам моделирования системы, показанным на Рисунке 8.21, выявлено, что усиление достигается при f_Q , близких к гармоникам в спектре тока колебаний. Повышение f_Q включает в усиление высшие гармоники и позволяет быть устройству на базе сверхрешетки усилителем сигналов, частота которых значительно выше её основной частоты колебаний тока.



Рисунок 8.21. Амплитудный спектр колебаний тока S(f), определяемая частотой гармоник f_Q , и области усиления сигнала ($\alpha < 0$) на плоскости параметров (f_Q, f_{ext}) для $V_0 = 510$ мВ и $V_{ext} = 20$ мВ. Светлый тон на рисунке обозначает высокую плотность мощности, черный соответствует низкой плотности мощности колебаний. Области усиления показаны светло-серыми областями

Итак, распространяющиеся электронные домены в сверхрешетке могут быть использованы как средство усиления суб- и терагерцовых сигналов. Данная среда может быть использована как усилитель сигналов с частотами меньше или сопоставимыми с частотой колебаний тока f_0 . Одновременно рассмотрение сверхрешетки под воздействием внешнего резонатора, настроенного на гармоники f_0 может значительно (в несколько раз) увеличить коэффициент усиления, обеспечиваемый движущимися электронными доменами. Кроме того, резонатор может создать условия для усиления сигналов с частотами, близкими к высшим гармоникам f_0 . Сделанные выводы подчёркивают возможности полупроводниковых сверхрешеток как эффективных суб- и терагерцовых усилителей.

Заключение

Таким образом, можно заключить, что полупроводниковые сверхрешетки могут рассматриваться как перспективные источники и усилители субтерагерцового и терагерцового диапазонов длин волн, которые могут работать в различных режимах. В данной главе мы остановились в основном на работе сверхрешетки в режиме доменного транспорта. В данном режиме возможно как получение мощных токовых колебаний, высшие гармоники которых лежат в диапазоне вплоть до 1 ТГц, так и усиление внешних сигналов. Интересным моментом является тот факт, что полупроводниковая сверхрешетка, помещенная во внешний резонатор, способна генерировать хаотические широкополосные колебания, что делает ее перспективным источником для систем связи на основе хаотических несущих. Хочется отметить также, что развитая теория на основе полуклассического подхода хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными авторами данной главы.

Литература

1. Esaki L. Superlattices and Negative Differential Conductivity in Semiconductors / L. Esaki, R. Tsu // IBM J. Res. Dev. – 1970. - 14 - 1 -61–610.

2. Tsu R. Superlattices to Nanoelectronics / R. Tsu. Elsevier - 20010.

3. Келдыш Л. В. Свойства полупроводниковых сверхрешеток / Л. В. Келдыш // Физика твердого тела. – 1962. - 4 - 22610.

4. Шик А. Я. Сверхрешетки-периодические полупроводниковые структуры / А. Я. Шик // Физика и техника полупроводников. – 1974. - 8 - 1841.

5. Bonilla L. L. Non-linear dynamics of semiconductor superlattices / L. L. Bonilla, H. T. Grahn // Rep. Prog. Phys. – 2005. – 68 - 577–683.

6. Fromhold T. M. Chaotic electron diffusion through stochastic webs enhances current flow in superlattices / T. M. Fromhold, A. Patane, S. Bujkiewicz, P. B. Wilkinson, D. Fowler, D. Sherwood, S. P. Stapleton, A. A. Krokhin, L. Eaves, M. Henini, N. S. Sankeshwar, F. W. Sheard // Nature, - 2004 - 428 - 6984 - 726–730.

7. Balanov A. G. Bifurcations and chaos in semiconductor superlattices with a tilted magnetic field / A. G. Balanov, D. Fowler, A. Patane, L. Eaves, T. M. Fromhold // Phys. Rev. E. – 2008. - 77 - 2 - 026209.

8. Selskii A. O. Effect of temperature on resonant electron transport through stochastic conduction channels in superlattices / A. O. Selskii, A. A. Koronovskii, A. E. Hramov, O. I. Moskalenko, K. N. Alekseev, M. T. Greenaway, F. Wang, T. M. Fromhold, A. V Shorokhov, N. N. Khvastunov, A. G. Balanov // Phys. Rev. B - 2011 - 84 - 23 - 235311.

9. Баланов А. Г. Влияние температуры на нелинейную динамику заряда в полупроводниковой сверхрешетке в присутствии магнитного поля / А. Г. Баланов, М. Т. Гринавей, А. А. Короновский, О. И. Москаленко, А. О. Сельский, Т. М. Фромхолд, А. Е. Храмов // ЖЭТФ. – 2012. - 141 - 3 - 960–9610.

10. Wacker A. Semiconductor superlattices: a model system for nonlinear transport / A. Wacker // Phys. Rep. – 2002. - 357 - 1–111.

11. Schomburg E. Control of the dipole domain propagation in a GaAs/AlAs superlattice with a high-frequency field / E. Schomburg, K. Hofbeck, R. Scheuerer, M.

Haeussler, K. F. Renk, A. A. Jappsen, A. Wacker, E. Schöll, D. G. Paveliev, Y. I. Koschurinov // Phys. Rev. B. – 2002. - 65 - 155320.

12. Bonilla L. L. Nonlinear Wave Methods for Charge Transport / L. L. Bonilla, S. W. Teitsworth. – WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2010.

13. Demarina N. V. Electron ensemble coherence and terahertz radiation amplification in a cascade superlattice structure / N. V Demarina, A. Lisauskas, H. G. Roskos // Microelectronics $J_{-} = 2008 \cdot -39 - 624 - 627$.

14. Игнатов А. А. Блоховские осцилляции электронов и неустойчивость волн пространственного заряда в полупроводниковых сверхрешетках / А. А. Игнатов, В. И. Шашкин // ЖЭТФ. – 1987. - 93 - 9310.

15. Wacker A. Semiconductor superlattices: a model system for nonlinear transport / A. Wacker // Phys. Rep. – 2002. - 357 - 1–111.

16. Андронов А. А. Транспорт в сверхрешетках со слабыми барьерами и проблема терагерцового блоховского генератора / А. А. Андронов, М. Н. Дроздов, Д. И. Зинченко, А. А. Мармалюк, И. М. Нефедов, Ю. Н. Ноздрин, А. А. Падалица, А. В. Соснин, А. В. Устинов, В. И. Шашкин // Успехи физических наук. – 2003. - 173 - 7 - 780– 783.

17. Makarov V. V. Transition to Chaos and Chaotic Generation in a Semiconductor Superlattice Coupled to an External Resonator / V. V Makarov, A. E. Hramov, A. A. Koronovskii, O. I. Moskalenko, V. A. Maksimenko, K. N. Alekseev, A. G. Balanov // BRAS Physics.- 2014. - 78 - 12 - 1277–12890.

18. Fromhold T. M. Effects of Stochastic Webs on Chaotic Electron Transport in Semiconductor Superlattices / T. M. Fromhold, A. A. Krokhin, C. R. Tench, S. Bujkiewicz, P. B. Wilkinson, F. W. Sheard, L. Eaves // Phys. Rev. Lett. – 2001. - 87 - 4 - 46803.

19. Greenaway M. T. Controlling and enhancing terahertz collective electron dynamics in superlattices by chaos-assisted miniband transport / M. T. Greenaway, A. G. Balanov, E. Schöll, T. M. Fromhold // Phys. Rev. B. – 2009. - 80 - 205318.

20. Person H. L. Gunn oscillations up to 20 GHz optically induced in GaAs/AlAs superlattice / H. L. Person, C. Minot, L. Boni, J. F. Palmier, F. Mollot // Appl. Phys. Lett. – 1992. - 60 - 19 - 2397.

21. McCumber D. E. Theory of Negative - Conductance Amplification and of Gunn Instabilities in «Two-Valley» Semiconductors / D. E. McCumber, A. G. Chynoweth // IEEE Trans. Electron Devices. – 1966. - ED-13 - 1 - 4–21.

22. Koronovskii A. A. Lyapunov stability of charge transport in miniband semiconductor superlattices / A. A. Koronovskii, A. E. Hramov, V. A. Maximenko, O. I. Moskalenko, K. N. Alekseev, M. T. Greenaway, T. M. Fromhold, A. G. Balanov // Phys. Rev. B. – 2013. - 88 - 165304.

23. Alexeeva N. Controlling High-Frequency Collective Electron Dynamics via Single-Particle Complexity / N. Alexeeva, M. T. Greenaway, A. G. Balanov, O. Makarovsky, A. Patane, M. B. Gaifullin, F. V Kusmartsev, T. M. Fromhold // Phys. Rev. Lett. – 2012. - 109 - 2 - 024102.

24. Patanè A. Tailoring the electronic properties of GaAs/AlAs superlattices by InAs layer insertions / A. Patanè, D. Sherwood, L. Eaves, T. M. Fromhold, M. Henini, P. C. Main, G. Hill // Appl. Phys. Lett. – 2002. - 81 - 4.

25. Bass F. G. High-frequency phenomena in semiconductor superlattices / F. G. Bass, A. P. Tetervov // Phys. Rep. – 1986. - 140 - 237.

26. Басс Ф. Г. Штарк-циклотронный резонанс в полупроводниках со сверхрешеткой / Ф. Г. Басс, В. В. Зорченко, В. И. Шашора // Письма в ЖЭТФ. – 1980. - 31 - 6 - 345–347. 27. Brozak G. Thermal saturation of band transport in a superlattice / G. Brozak, M. Helm, F. DeRosa, C. H. Perry, M. Koza, R. Bhat, S. J. Allen // Phys. Rev. Lett. – 1990. - 64 - 3163.

28. Ranz E. Scattering mechanisms and warm electrons associated with vertical transport in GAAS/ALAS superlattices / E. Ranz, F. Mollot, F. Aristone, B. Goutiers // Superlattices Microstruct. – 1995. - 17 - 2 - 135–141.

29. Renk K. F. Subterahertz Superlattice Parametric Oscillator / K. F. Renk, B. I. Stahl, A. Rogl, T. Janzen, D. G. Pavel'ev, Y. I. Koshurinov, V. Ustinov, A. Zhukov // Phys. Rev. Lett. – 2005. - 95 - 12 - 126801.

30. Ignatov A. A. Excitation of relaxation oscillations in a semiconductor superlattice by incident waves: efficient terahertz harmonics generation / A. A. Ignatov // Semicond. Sci. Technol. - 2011 - 26 - 550110.

31. Hramov A. E. Subterahertz Chaos Generation by Coupling a Superlattice to a Linear Resonator / A. E. Hramov, A. A. Koronovskii, S. A. Kurkin, V. V Makarov, M. B. Gaifullin, K. N. Alekseev, N. Alexeeva, M. T. Greenaway, T. M. Fromhold, A. Patane, F. V Kusmartsev, V. A. Maximenko, O. I. Moskalenko, A. G. Balanov // Phys.Rev.Lett. – 2014. - 112 - 116603.

32. Кураев А. А. Методы нелинейной динамики и теории хаоса в задачах электроники сверхвысоких частот. Т. 1: Стационарные процессы / А. А. Кураев, Д. И. Трубецков. – М.: Физматлит, 2009.

33. Короновский А. А. Методы нелинейной динамики и хаоса в задачах электроники сверхвысоких частот. Т. 2. Нестационарные и хаотические процессы / А. А. Короновский, Д. И. Трубецков, А. Е. Храмов. – М.: Физматлит, 2009.

34. Трубецков Д. И. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. Т. 1 / Д. И. Трубецков, А. Е. Храмов. – М.: Физматлит, 2003.

35. Трубецков Д. И. Лекции по сверхвысокочастотной электронике для физиков. Т. 2 / Д. И. Трубецков, А. Е. Храмов. – М.: Физматлит, 2004.

36. Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ, ч. І и ІІ / И. В. Лебедев - М.: Высшая школа - 1972.

37. Вайнштейн Л. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике / Л. А. Вайнштейн, В. А. Солнцев. – М.: Сов. радио, 1973.

38. Баланов А. Г. Влияние температуры на дрейфовую скорость электронов в полупроводниковой сверхрешетке в продольном электрическом и наклонном магнитном полях / А. Г. Баланов, А. А. Короновский, А. О. Сельский, А. Е. Храмов // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. – 2010. - 18 - 3 - 128–139.

39. Hardwick D. P. A. Quantum and Semiclassical Calculations of Electron Transport Through a Stochastic System / D. P. A. Hardwick // Thesis for the degree of Doctor of Philosophy. – University of Nottingham, 2007.

40. Поттер Д. Вычислительные методы физики / Д. Поттер. - М.: Мир, 1971.

41. Роуч П. Вычислительная гидродинамика / П. Роуч. - М.: Мир - 1980.

42. Бате К. Численные методы анализа и метод конечных элементов / К. Бате, Е. Вилсон. – М.: Стройиздат, 1982.

43. Keay B. J. Dynamic Localization, Absolute Negative Conductance, and Stimulated, Multiphoton Emission in Sequential Resonant Tunneling Semiconductor Superlattices / B. J. Keay, S. Zeuner, S. J. Allen, K. D. Maranowski, A. C. Gossard, U. Bhattacharya, M. J. W. Rodwell // Phys. Rev. Lett. – 1995. - 75 - 22 - 4102–41010.

44. Макаров В. В. Бифуркации и переходы к хаосу в системе полупроводниковая сверхрешетка во внешнем резонаторе / В. В. Макаров, А. А. Короновский, С. А. Куркин, Ю. И. Левин, О. И. Москаленко, В. А. Максименко, А. Е. Храмов // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. – 2013. - 21 - 5 - С. 40–50. 45. Kroemer H. The Gunn Effect Under Imperfect Cathode .Boundary Conditions / H. Kroemer // IEEE Trans. Electron Devices. – 1968. - ED-15 - 11 - 819–837.

46. Maksimenko V. A. The effect of collector doping on the high-frequency generation in strongly coupled semiconductor superlattice / V. A. Maksimenko, V. V Makarov, A. A. Koronovskii, K. N. Alekseev, A. G. Balanov, A. E. Hramov // Europhys. Lett. – 2015. - 109 - 47004–47007.

47. Баланов А. Г. Влияние межминизонного туннелирования на генерацию тока в полупроводниковой сверхрешетке / А. Г. Баланов, А. О. Сельский, А. А. Короновский, О. И. Москаленко, А. Е. Храмов, Т. М. Фромхолд, М. Т. Гринавей // ЖЭТФ. – 2015. - 85 - 4 - С. 62–66.

48. Hardwick D. P. A. Effect of inter-miniband tunneling on current resonances due to the formation of stochastic conduction networks in superlattices / D. P. A. Hardwick, S. L. Naylor, S. Bujkiewicz, T. M. Fromhold, D. Fowler, A. Patanè, L. Eaves, A. A. Krokhin, P. B. Wilkinson, M. Henini, F. W. Sheard // Phys. E Low-dimensional Syst. Nanostructures. – 2006. - 32 - 1–2 - 285–288.

49. Zener C. A Theory of the Electrical Breakdown of Solid Dielectrics / C. Zener // Proc. R. Soc. London. Ser. A. – 1934. - 145 - 855 - 523–529.

50. Willenberg H. Intersubband gain in a Bloch oscillator and quantum cascade laser / H. Willenberg, G. H. Döhler, J. Faist // Phys. Rev. B. – 2003. - 67 - 8 - 853110.

51. Hyart T. Bloch gain in dc-ac-driven semiconductor superlattices in the absence of electric domains / T. Hyart, K. N. Alekseev, E. V Thuneberg // Phys. Rev. B. -2008. - 77 - 16 - 165330.

52. Balanov A. G. Synchronization: from simple to complex / A. G. Balanov, N. B. Janson, D. E. Postnov, O. V Sosnovtseva. – Springer, 2009.

Глава 9. ЭФФЕКТИВНЫЙ СПОСОБ ГЕНЕРАЦИИ ТГц ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИМИ МЕЗОСТРУКТУРАМИ

Х.Фархан-Хассан^{1,2}, В. Антонов², О. Кусмарцева³, М.Гайфуллин³, В. Кошелец⁴, Д. Гулевич³, П. Дмитриев⁴ и Ф.В. Кусмарцев³

¹Физический факультет Университета короля Абдель Азиза, Саудовская Аравия

²Физический факультет, Лондонский университет, Великобритания ³Физический факультет, Университет Лафборо, Великобритания ⁴Институт радиотехники и электроники Российской академии наук, Москва, Россия

Из-за отсутствия потерь энергии сверхпроводящая электроника является мечтой человечества. Однако до недавнего времени она оставалась только мечтой. Другая мечта – перестраиваемые источники когерентного терагерцового излучения или Т-лучей, которые сейчас находятся в кульминационной стадии своей разработки. Среди подобных источников наиболее разработанными представляются квантовые каскадные лазеры, недостатком которыхявляется большой расход энергии. В данной главе показано, что перестраиваемые источники мощного и когерентного Тизлучения можно создать с использованием потока джозефсоновских вихрей (FFO) и на основе внутреннего эффекта Джозефсона в многослойной структуре джозефсоновских переходов в высокотемпературных сверхпроводниках, в конкретном случае это $Bi_2Si_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (Bi2212). FFO-генераторы могут быть сделаны и по традиционной Nb-Nb-AlOx технологии. В главе дан обзор подобных новых устройств для генерации Тизлучения, описаныхарактеристики выходного излучения этих устройств, в том числе спектральные. ТГц-генераторы имеют много приложений в физике, астрономии, химии, биологии и медицине, поэтому прогресс этих устройств является весьма полезным для человечества, который откроет широкий спектр применения вопределенииизменений концентрации газов в атмосфере, в обнаружении раковых клеток и построении ТГителескопов, способных составить карту Вселенной в терагерцовом диапазоне частот.

Введение

Хорошо известно, что вихри в сверхпроводниках или эффект Джозефсона могут быть использованы для генерации когерентного терагерцового излучения [1]. Наиболее совершенные сверхпроводящие генераторы - это генераторы, основанные на упорядоченном движении джозефсоновских вихрей (FFO) [1-4], где есть постоянный поток джозефсоновских вихрей или «флюксонов». Они широко используются в настоящее время для многих практических применений [2-5], в частности для экологическо-го мониторинга атмосферы [5, 6-11].



Рисунок 9.1. (*a*) Схематическое изображение позиций вихря в процессе зарождения в T-образном длинном джозефсоновском переходе (MainLJJ), где он представлен жирными линиями (вид в плоскости перехода). Короткие стрелки указывают направление движения вихря. Положение вихря до зарождения обозначается 1; момент зарождения обозначается 2; положение вихря после зарождения обозначается 3. Ширины основных и дополнительных отрезков T-образного перехода есть W_0 и W соответственно; (*б*) Деление вихря, движущегося со скоростью выше, чем критическая. Ширины основных и дополнительных отрезков T-образного перехода есть $W_0 = 10\lambda_y$ и $W = 5\lambda_y$ соответственно, где λ_y есть джозефсоновская глубина проникновения. Разные оттенки серого – это два эквивалентных состояния сверхпроводника без вихрей. (*в*) Преобразование границы G' (также для A' и D') в острую перетяжкуG (также для A иD). В наших расчетах a = 1, b = 8

Принцип действия FFO основан на движение джозефсоновских вихрей в присутствии транспортного тока, перпендикулярного плоскости джозефсоновского перехода, и постоянного магнитного поля, приложенного вдоль его плоскости [1-5]. С другой стороны, единичный вихрь Джозефсона может возникнуть из-за клонирования флюксона, даже без приложения дополнительного магнитного поля. Это явление ранее было теоретически предсказано в работах [12-14].

Сверхпроводящая ТГц-электроника может иметь цепи с клонированием флюксонов, как показано на рис. 9.1. Ключевыми узлами этих схем являются главный длинный (>> λ_1) джозефсоновский переход (MLJJ) и подключенный к его центру дополнительный длинный джозефсоновский переход (ALJJ), (см. детали в [12, 13, 14, 15]), где длинный Т-образный джозефсоновский переход представлен на рис. 9.1а. Вихри генерируются внешним магнитным полем в плоскости рисунка перпендикулярным к MLJJ на его концах и перемещаются к Т-образному перекрестку приложением транспортного тока перпендикулярного плоскости рисунка. Каждый раз, когда вихрь проходит Т-образный перекресток он клонируется. Далее клонированный вихрь движется вдоль поперечной ветви Т-образного перехода (ALJJ, см. рис. 9.1). Новое явление было первоначально обнаружено численно [12, 13, 14], а затем косвенно наблюдалось в некоторых экспериментах [16]. Единичный вихрь, который распространяется с левой стороны Т-образного перекрестка, после клонирования переходит в состояние двух вихрей. Вторичный вихрь зарождается в тот момент, когда первичный вихрь проходит разветвление Т-образного перекрестка. Для того чтобы зародился новый вихрь, первичный вихрь, в главном переходе MLJJ, должен иметь достаточную кинетическую энергию. Часть этой энергии первичный порождающий вихрь теряет на Т-образном перекрестке, генерируя вторичный вихрь. Объединенный транспортный ток и экранирующие токи вокруг первичного вихря могут превышать критический ток в «слабом» месте, и именно по этой причине вторичный флюксон может сформироваться [12, 13, 16, 17].



Рисунок 9.2. *а*) туннельный переход Джозефсона перекрывающегося типа. *б*) принципиальная схема верхней части перекрытия LJJ. Ток от верхнего электрода проходит через соединение и идет в нижнем электроде. *в*) граничные условия на перекрытии для уравнения 2D синус-Гордона. Магнитное поле, транспортные токи, все длины являются безразмерными Обычно FFO формируется во внешнем магнитном поле. Стоит отметить, что прямые и кольцевые структуры для длинного (>> λ_{J}) джозефсоновского перехода не находят применения в качестве FFO [2], поскольку в предыдущих исследованиях использовались только перекрывающиеся структуры [5,7-11, 18, 19]. Сильное электромагнитное излучение возникает, когда вихри участвуют в Фиске резонансах, но для этого они должны сформировать цепочку. Недавно было показано, что клонированные вихри могут быть упорядочены, чтобы сформировать такую же цепочку флюксонов, как в стандартном FFO. Таким образом, можно заключить, что FFO может работать без внешнего магнитного поля в кольцевой геометрии [16] и геометрии перекрытия [17]. В этой главе мы покажем, опираясь на работу [17], как клонирование флюксонов может быть использовано, чтобы сделать FFO, работающий без внешнего магнитного поля.

9.1. Сверхпроводящая ТГц-электроника с флюксонными схемами

Рис. 9.2 схематически показывает геометрии, используемые в традиционных FFO [2, 3, 20]. Здесь показанстандартный переход с перекрытием (на рис. 9.2a, δ), где транспортный ток введен в направлении, перпендикулярном к длинной стороне перехода. FFO требует внешнего магнитного поля и работает при непрерывной инжекции флюксонов от одного края перехода и их уничтожении на другой границе [21]. Когда внешнее магнитное поле приложено в плоскости перехода, оно проникает в переход в виде статических джозефсоновских вихрей - флюксонов (солитонов). Они движутся вдоль перехода под воздействием приложенного тока [17, 22, 23]. Достигнув края перехода, флюксон излучает электромагнитные волны (терагерцовое излучение) [24-28]. Частота *f* излучения, испускаемого движущейся цепочкой флюксонов есть $f = V/\Phi_0$, где V-постоянное напряжение, флюксонов; Φ_0 -квант движением магнитного вызванное потока[20, 21, 29-32]. Электромагнитное излучение заметно усиливается при резонансах Фиске.

Динамика флюксонов описывается двумерным уравнением синус-Гордона, когда применяются ивнешний транспортный ток и магнитное поле:

$$\phi_{xx} + \phi_{yy} - \phi_{tt} - \sin(\phi) = \alpha \phi_t. \tag{9.1}$$

Здесь нижние индексы x, y и t обозначают дифференцирование по нормированному пространству и времени, соответственно. α - параметр затухания, $\alpha \ge 0$. В структуре с перекрытием, как показано на рис. 9.2, нормированные общая длина и ширина переходов вдоль x, y осей обозначены L и W, соответственно. Магнитное поле и внешний ток описываются соответствующим граничным условием [1, 23, 31-34]:

$$\vec{n}. \quad \vec{\nabla}\phi\big|_{\partial\Omega} = \vec{n}.\left[zX\left(\vec{H}_{e} + \vec{H}_{I}\right)\right]_{\partial\Omega} \tag{9.2}$$

где \vec{n} .- внешняя нормаль к границе $\partial \Omega$ области перехода Ω , \vec{H}_e является внешним магнитным полем и \vec{H}_I магнитное поле, вызванное током, проходящим через переход. Когда внешнее магнитное поле H_{ext} приложено в плоскости контакта параллельно к барьеру и перпендикулярно длинной стороне перехода, граничные условия могут быть записаны [1, 21, 31-37] в виде

$$H_{y} = \frac{d\phi}{dx}\Big|_{x=0,L} = h, \qquad (9.3a)$$

$$H_{x} = \frac{d\phi}{dy}\Big|_{y=0,LW} = \mp \gamma \frac{W}{2}, \qquad (9.3b)$$

где $h = \frac{H_{ext}}{J_c \lambda_j}$ обозначает нормированную величину внешнего магнитного поля и γ – нормированная величина компоненты внешнего транспортного тока инжектированного с границы перехода, см. рис. 9.2*б*, *в*.

Т-образный переход Джозефсона, показанный на рис. 9.1, является схемой клонирования флюксонов. Границы A', D' и G' на рис. 9.1a преобразованы в острые сужения, как показано на рис. 9.1e, со значительно большим импедансом, который добавляется, чтобы минимизировать отражение вихрей от концов перехода, как показано на рис. 9.3. Магнитные вихри проникают только с границ A и G главного перехода MLJJ. В этих схемах главный MLJJ отрезок (шириной W_0) является основным FFO переходом и дополнительный ALJJ отрезок (шириной W) является дополнительным FFO переходом. Важно отметить, что ширина ALJJ должна быть меньше, чем у MLJJ [38] в случае нулевого внешнего тока. Кроме того, весь джозефсоновский переход осциллирует с одинаковой частотой (т.е. среднее напряжение во всех частях перехода одинаково).

Когда прикладывается внешнее магнитное поле, превышающее критическое значение h_{min} , вначале вихри проникают через границы, как A и G, главного FFO. Эти вихри «зацепляются» за неоднородности (см. например, рис. 9.3*a*). С ростом поля, см. 9.3*б*, новые вихри проникают через границы и толкают предыдущие навстречу Т-образному перекрестку [39]. В Тобразном перекрестке, вихри застревают, потому что они не имеют достаточно энергии, чтобы преодолеть барьер на Т-образном перекрестке. Несмотря на то, что флюксоны могут быстро протекать через переход, они тем не менее до сих пор не могут делиться, как видно из рис. 9.3*в*.



Рисунок 9.3. Численное моделирование проникновения магнитного потока в переход без внешнего тока. (*a*) При *h* = 1.4, только один вихрь может войти с каждой из границ A и G. Вихри проникают на небольшое расстояние в соединении и затем зацепляются за дефекты. (*б*) *h*= 2, многие вихри могут проходить через переход. В Т-образном переходе, эти вихри связаны и не клонированы. (*в*) *h*= 3, проникшие вихри быстро перемещаются. Концентрация флюксонов в переходе также увеличивается. Деления вихрей все еще не происходит. Цветовая гамма представляет собой распределение магнитного поля от -0,5 до 4

Как только ток превышает критическое значение, происходит деление на Т-образном перекрестке [23, 32]. При $\gamma>0$, критическое значение магнитного поля уменьшается [23, 40]. Когда γ и η больше их пороговых значений, у флюксонов достаточно кинетической энергии для деления на T-образном перекрестке. Эти флюксоны контролируются двумя факторами: транспортным током возбуждения и магнитным полем. Также, при низком токе возбуждения воздействие силы Лоренца слабое. Вихри проникают в переход с обеих границ, A и G, и ускоренно двигаются к противоположной от проникновения стороне, границы G и A, соответственно (рис. 9.3*a*). Тем не менее, движения флюксонов от границы G быстрее, чем от границы A. Поэтому, количество флюксонов на правой стороне выше, чем на левой. Кроме того, вихри на левой стороне могут быть пинингованы в контакте (рис. 9.3*a*, δ), это зависит от силы магнитного поля. Между тем, флюксоны на правой стороне начинают очень медленно делиться на T-образном перекрестке. Затем клонированная парадвижется в главном и дополнительном LJJ к границам *A* и *D*, соответственно. Клонированные флюксоны распространяются налево и толкают вихри, которые застряли на левой стороне перехода. После долгого времени система приходит к состоянию, когда все флюксоны в главном JTL двигаются влево.

Окончательно, как только значение тока возбуждения γ превысит порог, флюксоны начинают двигаться через главный МЈТL переход с границы *G* (справа налево) из-за силы Лоренца (см. рис. 9.3*в*). На Т-образном перекрестке первый флюксон начинает расщепление на два вихря в главном и дополнительном ALJJ. Затем они продолжают распространяться до границ *A* и *D*, соответственно. Тот же самый процесс происходит с вторым, третьим и следующими флюксонами. Таким образом, цепочка флюксонов поступает в дополнительную секцию LJJ, которая может быть использованав качестве FFOбезприложенного внешнегомагнитного поля.

9.2. Результаты численного моделирования

Было проведено численное моделирование с использованием методов конечных элементов. Нестационарное двумерное уравнение синус-Гордона (9.1) решалось с использованием мелкой сетки для поиска решения, зависящего от времени. Результаты демонстрируют последовательность проникновения магнитного потока, флюксона (солитона), его перемещения и деления. Динамику магнитного потока в течение изучаемого интервала времени можно проследить на цветных рисунках, например, на рис. 9.3. Используя граничные условия, связанные с приложенным внешним током и магнитным полем, уравнение (9.2) можно преобразовать к виду

$$\vec{n} \quad \vec{\nabla}\phi\big|_{B,F,H} = -\gamma \frac{W_0}{2} \tag{9.4a}$$

$$\vec{n} \quad \vec{\nabla}\phi\big|_{c,E} = -\gamma \frac{W}{2} \tag{9.46}$$

$$\vec{n} \quad \vec{\nabla}\phi\big|_{A,G} = \pm \frac{h}{\sqrt{a^2 + b^2}} \tag{9.46}$$

$$\vec{n} \quad \vec{\nabla}\phi\big|_{D} = 0 \tag{9.42}$$

В качестве схемы клонирования флюксонов был использован длинный джозефсоновский переход с геометрией перекрытия, имеющий Т-образную форму с размерами L = 400 мкм и W_0 = 16 мкм для главного MJTL и L = 200 мкм и W = 8 мкм для дополнительного. Глубина проникновения Джозефсона была выбрана равной $\lambda_{,} \approx 8$ мкм [18], параметр затухания был принят равным $\alpha = 0.1$.

На рис. 9.3 представлены результаты численных расчетов по динамике вихрей в обычном длинном переходе Джозефсона, используемого в качестве обычного FFO. Подробное обсуждение этого рисунка было представлено выше.

9.3. Результаты экспериментального исследования

Описанные выше схемы цепей для клонирования потока джозефсоновских вихрей (флюксонов) были разработаны и экспериментально изучены с использованием Nb-Nb-AlO_x джозефсоновских переходов [41, 42]. Каждый из двух образцов, описанных в данной статье, состоит из дополнительного перехода ALJJ (ширина 4 или 8 мкм, длина 200мкм) соединенного с главным переходом MLJJ (ширина 16 мкм, длина 400мкм). К каждой из цепей клонирования потока были прикреплены два отдельных SIS перехода, чтобы обеспечитьвозможность измерения мощности, а также спектров FFO излучения в MLJJ и ALJJ переходах. Значение критической плотности тока J_c, приблизительно 5 кА/см², что дает джозефсоновскую глубину проникновения $\lambda_j \sim 6$ мкм. Для численных расчетов мы используем типичное значение лондоновской глубины проникновения $\lambda_{L} \approx 90$ нм и удельную емкость перехода $C_s \approx 0.08 \, \mathrm{n}\Phi/\mathrm{Mkm}^2$. Активная область на FFO (т.е. туннельный барьер AlO_x) выполнен в виде длинного окна с относительно толстым (200-250нм) слоем изоляции SiO₂, зажатого между двумя слоями сверхпроводящих пленок (базовый и монтажный электроды). Так называемая «простаивающая» область состоит из толстого слоя SiO₂, прилегающего к переходу (по обеим сторонам туннельной области) между перекрывающимися электродами. Она образует линию передачи параллельную FFO (не показана на рис. 9.1, 9.2). Ширина этой области ($W_I = 8-14$ мкм) сравнима с шириной перехода. В этом дизайне нижний электрод FFO используется в качестве контрольной линии, в которой ток I_{CL} создает магнитное поле, направленное перпендикулярно длинной стороне главного FFO перехода.

Вольт-амперные (*I-V*) характеристики FFO традиционной конструкции без цепи клонирования (изготовленного на одной и той же подложке с главной конструкцией) представлены на рис. 9.4*a*; каждая кривая была измерена для различных магнитных полей, создаваемых током в контрольной линии.

Один SIS переход с индуктивной цепью настройки использовался для измерения ширины линии излучения. Схемы согласования и подстройки были разработаны, чтобы обеспечить одинаковую связь между FFO и SIS в диапазоне частот 400-700 ГГц. Величина тока SIS, индуцированного FFO, показана на рис. 9.4*a*; SIS накачка для каждой FFO точки смещения была измерена при постоянном напряжении смещения SIS 2.5 мВ. Особенность около 930 мкВ (частота 450 ГГц), где кривые становятся нее - формирование области, где туннельные характеристики зависят от собственного электромагнитного поля, так называемое JSC граничное напряжение [42].



Рисунок 9.4. Типичный набор вольт-амперных характеристик для Nb-Nb-AlO_x FFO традиционной конструкции, записанного с увеличением магнитных полей.

Каждая вольт-амперная характеристика измеряется в фиксированном магнитным полен. а именно при фиксированном токе I_{CL} в контрольной линии, который затем увеличивается на ΔI_{CL} перед следующим I_{CL} и записывается ($\Delta I_{CL} = 1$ мА для (*a*) и (*в*), тогда как для (*б*) $\Delta I_{CL} = 2$ мА). Измеренная вольт-амперная характеристика для обычного FFO (*a*); вольт-амперные характеристики для схем клонирования потока джозефсоновских вих-

рей потока с различной шириной дополнительного FFO ((δ) – 4 мкм, (ϵ) – 8 мкм

При JSC напряжении квазичастицы в полости длинного перехода поглощают излучение FFO. Этот эффект значительно изменяет свойства FFO при напряжениях $V \approx V_{JSC} = V_g/3$, где V_g - напряжение сверхпроводящей щели. За счет потери мощности излучения в полости перехода Фиске резонансы полностью подавлены при $V > V_{JSC}$ (ступеньки Фиске не наблюдаются). Также была измерена ширина линии в «обычных» FFO в диапазоне 250-750 ГГц по специально разработанной методике [43], основанной на применении SIS-перехода в качестве гармонического смесителя (HM). Все полученные экспериментальные результаты очень схожи с измерениями FFO, разработанного для проекта TELIS [8, 9].

Ниже представлены предварительные результаты для схем, разработанных для изучения клонирования потока джозефсоновских вихрей; вольт-амперные характеристики для схемы с узкими (4 мкм) и широкими (8 мкм) дополнительно созданными FFO показаны на рис. 9.4*б*, *в*. В этом случае различные кривые соответствуют различным значениям магнитного поля; цвета линий соответствуют мощности излучения, измеряемой с использованием гармонического смесителя, подключенного к главному переходу MLJJ (рис. 9.46) и к дополнительному переходу ALJJ (рис. 9.46). Из этих рисунков очевидно, что из-за наличия точки расщепления в этом случае наблюдается ненулевой обратный ток на вольт-амперных характеристиках FFO даже при большом магнитном поле. Можно предположить, что это связано с тем, что флюксоны захвачены неоднородностями в Тобразном перекрестке и чтобы сдвинуть флюксон в присутствии точки расщепления требуется значительный ток.

Кроме того, важной особенностью большинства FFO вольтамперныххарактеристик является практически полное отсутствие ступенекФиске, как мы и прогнозировали в теоретическом анализе. Эти ступеньки возникают только в больших магнитных полях в схеме с клонирования потока, в широком (8 мкм) дополнительном FFO, см. рис. 9.4*в*, когда плотность флюксонов большая, и они соотносятся с резонансами в дополнительном переходе ALJJ. Расстояние между хорошо различимыми ступеньками (около 50мкВ), что достаточно близко к ожидаемому значению положений ступенек Фиске для FFO в ALJJ с длиной 200 мкм.

Таким образом, удалось обнаружить электромагнитное излучение с основных и дополнительных FFO. Вольт-амперные характеристики SIS перехода с накачкой от основного FFO на разных частотах представлены на рис. 9.5 (экспериментальные данные были получены в экспериментах со схемой с широким дополнительным FFO).



Рисунок 9.5. Вольт-амперные характеристики гармонического смесителя (HM), соединенного с главным FFO: 1 – автономный режим; 2 – 4 с накачкой FFO при 400, 500 ГГц и 600 ГГц соответственно

Можно видеть множество пиков, ассоциированных с фотононами около напряжения V_g с расщеплением hf/e, но эти ступеньки выглядят менее выраженными в сравнении с полученными при накачке регулярной FFO (см., например, [8]). Узкополосное излучение Джозефсона было заре-

гистрировано от главного FFO только в некоторых специфических условиях. Предположительно ширина линии FFO значительно увеличивается в связи с наличием неоднородности, которая изменяет движения флюксонов. Такая «модуляция» параметров FFO приводит к существенному уширению FFO ширины линии (более 1 ГГц). Следует отметить, что аналогичный эффект наблюдался для FFO с меньшими пространственными неоднородностями [44].

Тем не менее излучение очень узкого диапазона было измерено по ступенькам Фиске на дополнительном FFO в схеме с клонированием. Частота FFO определялась напряжением в соответствии с соотношением Джозефсона. Измеренные пики вели себя как обычные пики джозефсоновского излучения (проверены измерением сдвига частоты при малом изменении напряжения FFO); также был возможен фазовый захват FFO в обычной схеме ФАПЧ. Зачастую высшие гармоники испускаемого излучения обнаруживались по смещению ступенек. Никакогоузкополосного излученияне было обнаруженопри другихсмещениях FFO, кроме этих ступенек. Широкие пики излучениябыли получены только при высоких напряжениях.

9.4. Эксперименты с Bi₂Si₂CaCu₂O_{8+δ} ВТСП излучателем

Используем детекторы на основе квантовых точек с точечным контактом (PC-QD) и с одноэлектронным транзистором (SET-QD) для оценки излучения, испускаемого многослойной структурой джозефсоновских переходов в высокотемпературных сверхпроводниках с внутренним эффектом Джозефсона. В нашем случае это $Bi_2Si_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (Bi2212). Детектор фотонов терагерцового диапазона частот состоял из боковых полупроводниковых квантовых точек (QD). Он был сформирован на поверхности двумерного электронного газа (2-DEG) путем нанесения мезоструктуры из трех металлических гейтов, и металлического одноэлектронного транзистора (SET) на верхней части мезы. SET был емкостно связан сQD.

Для диагностики излучения использовалась следующая процедура. ТГц фотоны поглощалиськвантовыми точками, приводя к возбуждению, связанному с изменением зарядового состояния квантовых точек. Это проявлялось непосредственно как изменение в проводимости SET. Детектор, помещенный на 1 К платформу, был настроен по излучению черного тела. Исследование было мотивировано последними достижениями в исследовании слоев джозефсоновских переходов ВТСП [45]. Вольт-амперная характеристика для слойки переходов в Bi2212 была взята из наших измерений и представлена на рис. 9.6 (верху).

Наш ВТСП излучатель содержал 460 джозефсоновских переходов в стеке. Образец изготавливался вырезанием мезоструктуры из цельного кристалла Bi2212 с использованием сфокусированного пучка ионов галлия

(FIB), он вырезался таким образом, что единственно возможный путь для тока проходил через стек (желтый) из 460 джозефсоновских переходов (см. рис. 9.6 (снизу)). Площадь стека в аb-плоскости была $s = 16.5 \times 12.4$ мкм² = 240.6 мкм² и критическая плотность тока $J_c(0 \text{ K}) \approx 1000 \text{ A/cm}^2$. Типичная вольт-амперная характеристика ВТСП излучателя представлена на рис. 9.6 (сверху). При сканировании тока монотонно вверх (красные стрелки) наблюдаются заметные скачки напряжения до максимального 1.8 В, затем оно уменьшается по ветке негативного дифференциального сопротивления (NDR) и опять возрастает при больших токах. При сканировании тока монотонно вниз (голубые стрелки) напряжение также меняется, проходя область NDR и затем возвращается к нулю при ненулевом возвратном токе, образуя гистерезис как для недодемпфированных джозефсоновских переходов.



Рисунок 9.6. Вверху: ВАХ при 8.3 К стека переходов вырезанных из недодемпфированного кислородом Bi₂Si₂CaCu₂O_{8+δ}с *T*_c=78 К Внизу общий вид стека ВТСП переходов, где светлым выделен стек, содержащий 460 джозефсоновских переходов

В S-образной геометрии структуры нам не удалось измерить излучение. При этом в планарной геометрии перехода получено излучение Bi2212 генераторов в диапазоне 0.4-1 ТГц с максимальной выходной мощностью в десятки мкВт [46]. Здесь также показано, что при некоторых условиях массив из N джозефсоновских излучателей синхронизируется, поскольку мощность выходного излучения в некоторых случаях растет квадратично с ростом числа переходов ($P \sim N^2$). Механизмы синхронизации джозефсоновских излучателей внутри Bi₂Si₂CaCu₂O_{8+δ} до сих пор до конца не выяснены.

Заключение

В настоящей главе описаны некоторые решения в сверхпроводящей электронике ТГц диапазона на основе FluxFlow осцилляторов (FFO), использующие эффект клонирования флюксонов. Было показано, как создать эффективный источник терагерцового излучения, который может работать даже без применения магнитного поля. Когерентное излучение возникает вследствие резонансов Фиске, образующихся в цепочке флюксонов, которые клонированы в Т-образном переходе Джозефсона. В подобном переходе в дополнительном LJJ плотная вихреваяцепочка была создана клонированием, то есть без применения магнитного поля. Когда период цепочки соизмерим с размером линии передачи Джозефсона (ALJJ), возникают сильные резонансы Фиске. Такой резонанс, в свою очередь, сопровождается интенсивным терагерцовым излучением вдоль AJTL. В схемах, основанных на таком принципе, FFOможет работать даже без внешнего магнитного поля. Нами были измерены формыспектральных линий и обнаружено, что они являются очень узкими. Разработанные устройства могут быть использованы в особых случаях, когда применение магнитного поля нежелательно и может быть даже разрушительным для некоторых других устройств.

Литература

1. Barone A. Physics and Applications of the Josephson Effect / A. Barone, G. Paterno // John Wiley and Sons, Inc. (1982).

2. Jaworski M. Influence of self-fields on the flux-flow dynamics in a long Josephson junction / M. Jaworski // Supercond. Sci. Technol. - 2008. -№ 21-P. 065016.

3. Thyssen N. Flux flow and resonant modes in multi-junction Josephson stacks / N. Thyssen, A. V. Ustinov, H. Kohlstedt //J. Low Temp. Phys. – 2006. - № 106 - P. 201-206.

4. Baselgia L. Multi-fluxon steps in long Josephson junctions and their application to oscillators / L. Baselgia, O. G. Symko, W. J. Yeh // IEEE Trans. Magn. - 1991 - № 27. - P. 3257.

5. Nagatsuma T. Flux-flow type Josephson oscillator for millimeter and submillimeter wave region / T. Nagatsuma, K. Enpuku, F. Irie, K. Yoshida // J. Appl. Phys. - 1983 - № 54. - P. 3302, see also Pt. II: J. Appl. Phys. - 1988 - №56-P. 3284; Pt. III, J. Appl. Phys. - 1985. - № 58 - P. 441; Pt. IV, J. Appl. Phys. - 1988. - № 63. - P. 1130.

6. Pederson N. F. Fluxon electronic devices / N. F. Pederson // IEEE Trans. Magn. – 1991. - № 27. - P. 3328.

7. Koshelets V. P. Superconducting millimeter wave oscillators and SIS mixers integrated on a chip / V. P. Koshelets, A. V. Shchukin, S. V. Shitov // IEEE Trans. Appl. Supercond. – 1993. - № 3. - P. 2524-2527.

8. Integrated sub-mm wave receivers / V. P. Koshelets, S. V. Shitov, A. M. Baryshev, I. L. Lapitskaya, L. V. Filippenko, H. van de Stadt, J. Mees, H. Schaeffer, T. de Graauw // IEEE Trans. on Applied Superconductivity. – 1995. - № 5. - P. 3057.

9. de Lange G. Development and Characterization of the Superconducting Integrated Receiver Channel of the TELIS Atmospheric Sounder / G. de Lange, D. Boersma, J. Dercksen // Supercond. Sci. Technol. – 2010. - N 23. - P. 045016.

10. Superconducting Submm Integrated Receiver for TELIS / V. P. Koshelets, A. B. Ermakov, L. V. Filippenko, O. V. Koryukin, A. V. Khudchenko, A. S. Sobolev, M. Yu. Torgashin, P. A. Yagoubov, R. W. M. Hoogeveen, W. J. Vreeling, W. Wild, O. M. Pylypenko // J. of Phys.: Conference Series. – 2006. - № 43.- P. 1377-1380.

11. First Implementation of a Superconducting Integrated Receiver at 450 GHz / V. P. Koshelets, S. V. Shitov, L. V. Filippenko, A. M. Baryshev, H. Golstein, T. de Graauw, W. Luinge, H. Schaeffer, H. van de Stadt // Appl. Phys. Lett. – 1996. - № 68. - P. 1273-1275.

12. Gulevich D. R. Flux Cloning in Josephson Transmission Lines / D. R. Gulevich, F. V. Kusmartsev // Phys Rev. Lett. – 2006. -№ 97. - P. 017004.

13. Gulevich D. R. New phenomena in long Josephson junctions / D. R. Gulevich, F. V. Kusmartsev // Supercond. Sci. Technol. – 2007. - № 20. - P. S60-S67.

14. Farhan-Hassan H. Spontaneous Movable Semifluxon Generation New Phenomena in nano-electronic superconducting system / H. Farhan-Hassan, F. V. Kusmartsev // J. Phys.: Conf. Ser.- 2010. - № 248. - P. 012058.

15. Farhan-Hassan H. Electrodynamics Fluxon and Semi-fluxon in 2D T-shaped J nano-junction: PhD thesis / H. Farhan-Hassan. – Loughborough university, UK, 2011.

16. Josephson fluxon pump: Theoretical aspects and experimental implementation of elementary flux quanta generator with BSCCO / D. R. Gulevich, M. Gaifullin, O. E. Kusmartseva, F. V. Kusmartsev, K. Hirata // Physica C: Supercond. – 2008. - N_{2} 468. - P. 1903-1906.

17. Terahertz and Mid Infrared Radiation: Generation, Detection and Applications / H. Farhan-Hassan, D. R. Gulevich, P. N. Dmitriev, V. P. Koshelets, F. V. Kusmartsev. – Springer, 29-41, 2011.

18. Koshelets V. P. Integrated superconducting receivers / V. P. Koshelets, S. V. Shitov // Supercond. Sci. Technol. – 2000. - № 13. - P. R53.

19. Cikmacs P. Resonances and flux-flow in Josephson junctions / P. Cikmacs, M. Cirillo, V. Merlo, R. Russo // IEEE Trans. Appl. Supercond. – 2011. - № 11. - P. 99-102.

20. Mygind J. Microwave Superconductivity / J. Mygind, N. F. Pedersen // H. Weinstock and M. Nisenoff (ed.), 1999.

21. Pedersen N. Fluxons in Josephson transmission lines: new developments / N. Pedersen, A. V. Ustinov // Supercond. Sci. Technol. – 1995. - № 8. - P. 389-401.

22. Flux Motion in YBCOBi epitaxial Josephson Junctions / H. H. Sung, S. Y. Yang, H. E. Homg, H. C. Yang // IEEE Trans. Appl. Super.- 1999. -№ 9. - P. 3937-3940.

23. Parmentier R. D. The New Superconducting Electronics / R. D. Parmentier. – 2 ed. H. Weinstock and R. W. Ralston. – Dordrecht: Kluwer, 1993.

24. Mints R. G. Josephson-vortex Cherenkov radiation / R. G. Mints, I. B. Snapiro // Phys. Rev. B. – 1995. -№ 52. - P. 9692.

25. Bulaevskii L. N. Radiation from Flux Flow in Josephson Junction Structures / L. N. Bulaevskii, A. E. Koshelev // J. supercond. &novel magnetism. – 2006. - № 19.- P. 349.

26. Kurin V. V. Radiation of linear waves by solitons in a Josephson transmission line with dispersion / V. V. Kurin, A. V. Yulin // Phys. Rev. B. – 1997. - № 55. - P. 11659.

27. Abdumalikov A. A. Vortex radiation in long narrow Josephson junctions: Theory and experiment / A. A. Abdumalikov, M. V. Fistul, A. V. Ustinov // Phys. Rev. B. – 2005. - № 72. - P. 144526.

28. Goldobin E. Cherenkov Radiation from Fluxon in a Stack of Coupled Long Josephson Junctions / E. Goldobin, A. Wallraff, A. V. Ustinov // J. of Law Temp. phys. – 2000. - № 119. - P. 589.

29. Golubov A. A.Proceedings of the 21st International Conference on Low Temperature Physics / A. A. Golubov, B. A. Malomed, A. V. Ustinov // Czechoslovak Journal of Physics. - 1996 - № 46. - P. 573-574.

30. Betenev A. P. Radiation spectrum of a long Josephson flux- flow oscillator / A. P Betenev, V. V. Kurin // Phys. Rev. B. – 1997. - № 56. - P. 7855-7857.

31. Caputo J. Two-dimensional effects in. Josephson junctions: Static properties / J. Caputo, N. Flytzanis, Y. Gaididei, E. Vavalis // Phys. Rev. – 1996. - № 54. - P. 2092-2021.

32. Ustinov A. V. Long Josephson Junctions and Stacks, In: Lectures on Superconductivity in Networks and Mesoscopic Structures / A. V. Ustinov // Amer. Inst. Phys. Conference Proceedings. Eds. C. Giovannella and C. J. Lambert. – N.Y., 1998.

33. Eilbeck J. C. Comparison between one-dimensional and two-dimensional models for Josephson junctions of overlap type / J. C. Eilbeck, P. S. Lomdahl, O. H. Olsen // J. Appl. Phys. – 1985. - N_{2} 57. – 3 - P. 861-866.

34. Lomdahl P. S. Long Josephson Junctions and Stacks / P. S. Lomdahl, O. H. Olsen, J. C. Eilbeck // J. Appl. Phys. – 1984. - № 57. – 3. - P. 997-999.

35. Pederson N. F. Solitons in Josephson transmission lines, in Solitons / N. F. Pederson, S. E. Trullinger, V. E. Zakharov, V. L. Prokovsky eds. – North-Holland, Amsterdam, 1986.

36. Soliton dynamics in two-dimensional Josephson tunnel junctions / S. G. Lachenmann, G. Filatrella, T. Doderer, J. C. Fernandez, R. P Huebener // Phys. Rev. B. – 1993. - № 48. - P. 22.

37. Comparison between one-dimensional and two-dimensional models for Josephson junctions of overlap type / J. C. Eilbeck, P. S. Lomdahl, O. H. Olsen, M. R. Samuelsen // J. Appl. Phys. – 1985. - N_{2} 57. - P. 861.

38. Farhan-Hassan H. Flux CloningAnomalities in Josephson nano-junction / H. Farhan-Hassan, F. V. Kusmartsev // International Journal of Modern Physics B. – 2009. - № 23. - P. 4345-4351.

39. Dorogovtse S. N. Magnetic-Flux Penetration and Critical Current in Long Periodically Modulated Josephson Junction / S. N. Dorogovtse, A. N. Samukhin // Euro phys. Lett. – 1994. - № 25. - P. 693-698.

40. Cirillo M. Dynamical evidence of critical fields in Josephson junctions / M. Cirillo, T. Doderer, S. G. Lachenmann, F. Santucci, N. Gronbech-Jensen // Phys. Rev. B. – 1997. - № 56. – 11 - P. 889.

41. Submillimeter Superconducting Integrated Receivers: Fabrication and Yield / L. V. Filippenko, S. V. Shitov, P. N. Dmitriev, A. B. Ermakov, V. P. Koshelets, J. R. Gao // IEEE Trans. on Appl. Supercond. - 2001 - № 11. - P. 816-819.

42. Self-Pumping Effects and Radiation Linewidth of Josephson flux-flow oscillators / V. P. Koshelets, S. V. Shitov, S. V. Shchukin, I. V. Filippenko, J. Mygind, A. V. Ustinov // Phys. Rev. B. – 1997. - № 56. - P. 5572-5577.

43. Linewidth of Submillimeter Wave Flux-Flow Oscillators / V. P. Koshelets, S. Shitov, A. Shchukin, L. Filippenko, J. Mygind // Appl. Phys. Lett. - 1996 - № 69. - P. 699-701.

44. Superconducting Phase-Locked Local Oscillator for Submm Integrated Receiver / V. P. Koshelets, S. V. Shitov, L. V. Filippenko, P. N. Dmitriev, A. B. Ermakov, A. S.Sobolev,

M. Yu. Torgashin, A. L. Pankratov, V. V. Kurin, P. Yagoubov, R. Hoogeveen // Supercond. Science and Technology. – 2004. -№ 17. - P. 127-131.

45. Emission of THz coherent radiation from superconductors / L. Ozyuzer, A. E. Koshelev, C. Kurter, N. Gopalsami, Q. Li, M. Tachiki, K. Kadowaki, T. Yamamoto, H. Minami, H. Yamaguchi, T. Tachiki, K. E. Gray, W.-K. Kwok, U. Welp // Science. – 2007. - № 318. - P. 1291.

46. High Temperature Superconductor Terahertz Emitters: Fundamental Physics and Its Applications / T. Kashiwagi, M. Tsujimoto, T. Yamamoto, H. Minami, K. Yamaki, K. Delfanazari, K. Deguchi, N. Orita, T. Koike, R. Nakayama, T. Kitamura, M. Sawamura, S. Hagino, K. Ishida, K. Ivanovic, H. Asai, M.Tachiki, R. A. Klemm, K. Kadowaki // Jpn. J. Appl. Phys. – 2012. - № 51. - P. 010113.

Глава 10. НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА ОПТИЧЕСКИХ ГЕНЕРАТОРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

Л.А. Кочкуров, А.И. Конюхов, Ю.А. Мажирина, Л.А. Мельников, В.В. Астахов, М.И. Балакин

Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А., Саратов, Россия

Представлены результаты численного моделирования процесса генерации терагерцового излучения в двухволновом полупроводниковом лазере с вертикальным внешним резонатором. Нелинейный кристалл расположен внутри резонатора с целью увеличения выходной мощности излучения на разностной частоте. Было показано, что в хаотическом режиме средняя мощность выходного терагерцового излучения в несколько раз выше, чем в режиме непрерывного излучения.

Представлена математическая модель для описания взаимодействия двухволнового волоконного лазера на основе волокон, легированных ионами редкоземельных металлов (Nd и Yb), связанных посредством нелинейного кристалла, размещенного внутри резонатора. Переходный процесс может демонстрировать различные сценарии поведения в зависимости от начальных условий (коэффициента связи между лазерами, мощности накачки каждого из лазеров, длины резонатора и т.д.).

Предложен метод генерации терагерцового излучения при генерации разностной частоты при столкновении двух фемтосекундных импульсов в диапазоне длин волн 1550 нм. Получение определенного значения разностной частоты связано с эффектом генерации ВКР-солитонов в фотоннокристаллическом волокне на основе стекла с большой нелинейностью при расщеплении реплик многосолитонных импульсов, генерируемых одним лазером. Представлены результаты численного моделирования такого процесса на основе решения модифицированного нелинейного уравнения Шредингера, включающего влияние дисперсии высших порядков, оптического эффекта Керра и ВКР усиления.

Введение

Терагерцовое (ТГц) излучение, диапазон частот которого лежит в промежутке между 100 ГГц и 30 ТГц, обладает рядом уникальных особенностей [1]. Волны в ТГц диапазоне имеют низкую энергию фотонов и, как следствие, не приводят к фотоионизации биологических тканей в отличие от рентгеновских лучей. В результате они считаются безопасными как для биологических образцов, так и для исследователей. Большое число молекул обладают сильным поглощением на ТГц частотах вследствие разрешенных вращательных и колебательных дипольных переходов. Многие белки, биомолекулы и взрывчатые вещества имеют характерные линии поглощения на частотах между 0.1 и 2 ТГц. При этом многие диэлектрики, такие как ткань, бумага, дерево, пластик, прозрачны для ТГц волн. Длина волны ТГц излучения является достаточно короткой, чтобы обеспечить пространственное разрешение на субмиллиметровом уровне. Как следствие, источники ТГц излучения находят применение в таких областях как терагерцовая спектроскопия во временной области [2], мониторинг безопасности и контроль качества [3], астрономия и атмосферные исследования [4], беспроводные средства связи для небольших расстояний [5], медицина [6] и т.д.

Одной из главных задач ТГц технологий, как отмечалось в первой главе монографии, является реализация эффективного источника излучения [7]. Были разработаны два основных направления в вопросах генерации ТГц излучения с использованием оптических устройств: широкополосные (импульсные) и узкополосные (непрерывные) источники. Большинство источников широкополосного ТГц излучения основаны на возбуждении материалов сверхкороткими лазерными импульсами, с использованием таких механизмов, как оптическая ректификация в нелинейной среде [8], ускорение носителей в фотопроводящих антеннах [9] и поверхностного тока в полупроводниках [10]. Генераторы разностной частоты [11], оптический параметрический осциллятор [12], лазер на свободных электронах [13] и квантово-каскадный лазер [14, 15] принадлежат к группе непрерывных источников ТГц излучения.

Несмотря на значительные усилия, направленные на развитие ТГц источников, проблема получения компактного недорогого перестраиваемого излучателя с высокой эффективностью, способного работать при комнатной температуре, до сих пор остается не решенной. Есть две основные проблемы касательно разработки ТГц источника: для электромагнитной части ТГц спектра большинство традиционных радиочастотных источников не может генерировать излучение с частотой выше нескольких сотен ГГц, поскольку частота колебаний носителей не может приблизиться к частоте ТГц колебаний в устройстве такого типа. Для оптической части ТГц области существует проблема, связанная с эффектом тепловой релаксации: так как ТГц волны имеют очень низкую энергию фотонов, тепловая релаксация может легко скрыть различие между двумя уровнями населенности в активной среде, разница энергий которых равна энергии ТГц фотона.

В данном разделе представлены результаты изучения динамических режимов в устройствах генерации ТГц излучения, основанных на использовании генерации разностной частоты в лазерных и волоконнооптических системах. Цель исследования – выяснение перспектив использования таких устройств в практических целях, поиск режимов со стабильными характеристиками ТГц излучения, а также поиск режимов с максимально возможной мощностью ТГц излучения.

Источники ТГц излучения на основе полупроводниковых лазеров в паре с нелинейными кристаллами, в частности теми, которые используют $\chi^{(2)}$ нелинейность, являются весьма перспективными. Они сочетают в себе возможность перестройки частоты путем регулирования состава полупроводникового материала, а также высокий уровень выходной мощности излучения. Двухволновый поверхностно-излучающий лазер с вертикальным внешним резонатором (ЛВВР) может выступать примером такого вида устройств. В этом лазере два коаксиальных дифракционно-ограниченных пучка генерируются одновременно в единой структуре. Теоретическая и экспериментальная модель такого лазера была впервые предложена Морозовым и др. [16, 17] С первого взгляда лазер с внешним резонатором может показаться более сложной конструкцией, однако такой подход позволяет получить одномодовый пучок высокой мощности. Кроме того, становится возможным размещение нелинейного кристалла внутри резонатора, в результате чего мощность ТГц излучения существенно увеличивается. Минусом подобного решения является усложнение динамики системы. С одной стороны, обычный ЛВВР без нелинейного кристалла демонстрирует большое число сценариев поведения, в числе которых можно отметить мультистабильность, самопульсации и хаотический режим. Наличие обратной связи в результате отражения от внешнего зеркала вызывает дестабилизацию стационарной генерации устройства. Показано, что при увеличении накачки наблюдаются различные сценарии: бифуркация Хопфа рождения периодического режима для противофазной моды, переключения между различными режимами непрерывной волны и разрушение многомодового режима через гомоклиническую бифуркацию с возникновением одно- или двухмодового режима непрерывной волны [18]. Таким образом, проблема динамического анализа двухволнового ЛВВР с внутрирезонаторным преобразованием частоты имеет большой теоретический и прикладной интерес. В первой части данного раздела представлены результаты изучения динамики такого лазера, представлена его динамическая модель, основанная на связанной системе дифференциальных уравнений Ланга-Кобаяши с запаздывающим аргументом.

Другой способ генерации разностной частоты – использование волоконных многоволновых лазеров. За последнее время наметился существенный прогресс в области исследований и коммерциализации волоконных лазеров [19]. Преимуществом этих лазеров является существенная длина взаимодействия света накачки с активными ионами, что ведет к высокому коэффициенту усиления и одномодовому режиму работы. Это свойство делает волоконные лазеры удобным источником для оптической коммуникации, рефлектометрии, медицины и т. д. [20-22]. Волоконные лазеры могут демонстрировать большое количество разнообразных режимов динамики, таких как переход к хаосу через каскад бифуркаций удвоения периода [23], переход к хаосу через разрушение тора [24], сосуществование перехода к хаосу через бифуркации удвоения периода и перемежаемость [25] и т. д. Контролирование режима релаксационных колебаний для целей безопасной работы также является очень значимой областью современной лазерной физики [26, 27].

Множество работ было посвящено вопросу динамики волоконных лазеров с модуляцией накачки [19, 28]. Например, в статье [28] был проведен обширный анализ различных динамических режимов легированного волоконного лазера. Однако на данный момент нет детального понимания процессов в связанных волоконных лазерах. Можно отметить работу [29], в которой переходный процесс в связанном кольцевом волоконном лазере исследовался экспериментально как функция различных параметров, а именно: расстройки длин волн, состояния поляризации, мощности накачки, коэффициента связи между лазерами.

Из всего вышеперечисленного следует, что изучение динамики системы, состоящей из двух связанных волоконных лазеров представляет большой теоретический и практический интерес. Во второй части данного раздела мы проводим теоретический анализ схемы, состоящей из двух связанных волоконных лазеров с активными средами, легированными ионами неодима и иттербия соответственно. Нелинейный кристалл для генерации разностной частоты помещен внутрь резонатора. Это позволяет увеличить мощность выходного излучения на разностной частоте в терагерцовом диапазоне.

Для генерации разностной частоты можно использовать и другие способы получения оптических импульсов с несущими частотами, разность которых лежит в ТГц диапазоне. Для получения импульсов на нескольких длинах волн в диапазоне 1550 нм было предложено использовать полупроводниковые лазеры с внешним резонатором в режиме гармонической синхронизации мод, волоконно-оптические параметрические генераторы, многокаскадные рамановские волоконные лазеры и т.д. Одним из простых способов получения импульсов с разностной частотой является использование волокна с переменной дисперсией.

В третьей части данного раздела обсуждается метод генерации последовательности пар импульсов с перестраиваемой разностью частот в фотонно-кристаллическом волокне с высокой нелинейностью, которые получаются из последовательности фемтосекундных многосолитонных импульсов, генерируемых только одним лазером, путем распада каждого из солитонных импульсов на два и более. Распад солитонов высокого порядка достигается за счет самоукручения [30, 31], вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) [32, 33] и дисперсии третьего порядка [34]. Мы рассматриваем распад солитонов в основном за счет ВКР.

Сначала каждый импульс, идущий от лазера, удваивается с помощью делителя пучка. Затем ЭТИ импульсы запускаются В фотоннокристаллическое волокно с задержкой по времени. Несущая частота импульса (солитона) должна лежать в зоне аномальной дисперсии групповой скорости, а амплитуда быть достаточно большой. За счет ВКР эти солитоны расщепляются на ВКР-солитон, смещенный в красную область, и другие, меньшие импульсы с несмещенной частотой. Расщепление, в зависимости от параметров исходных импульсов может происходить и с образованием большего числа ВКР-солитонов. Благодаря дисперсии групповой скорости (ДГС) ВКР-солитон распространяется медленнее, чем импульс на несмещенной частоте, в зависимости от параметров импульса. Таким образом, на определенной длине волокна ВКР-импульс сталкивается с задержанным по времени импульсом с несмещенной частотой или с другим ВКРимпульсом. Эту длину и величину сдвига можно контролировать с помощью параметров исходного импульса и параметров волокна. В данной части представлены результаты численного моделирования нелинейного распространения многосолитонных пар импульсов в фотонно-кристаллическом волокне. Используемые в расчете параметры и структура волокна были рассчитаны таким образом, чтобы при умеренной ДГС наблюдалась заметная нелинейность и возможно было получить многосолитонные импульсы. Численные оценки мощности ТГц излучения показывают, что этот метод обладает хорошим потенциалом для создания высокомощного дешевого перестраиваемого источника двухволнового излучения.

10.1 Полупроводниковый двухволновый лазер с вертикальным выводом излучения

10.1.1 Динамическая модель

Модель исследуемого лазера показана на рис. 1. Резонатор лазера в Z-конфигурации состоит из полупроводникового чипа, двух вогнутых зеркал и выходного плоского зеркала. Все зеркала имеют высокий коэффициент отражения на основных длинах волн и высокий коэффициент пропускания для волны на разностной частоте. Изогнутые зеркала используются для фокусировки излучения ближнего ИК диапазона в нелинейный кристалл, тем самым повышая эффективность преобразования частоты. Лазерный чип состоит из различных зон для генерации излучения на длинах волн 985 нм и 1042 нм соответственно (см. [16, 17, 35]), а также брэгговского отражателя. При этом разностная частота приходится на длину волны 30 мкм (10 ТГц). Накачка осуществляется диодным лазером с длиной волны 808 нм.



Рисунок 10.1. Модель двухволнового ЛВВР с внутрирезонаторным нелинейным элементом

Теоретические исследования эффектов оптической обратной связи, как правило, основываются на скоростных уравнениях Ланга-Кобаяши [36]. Модель Ланга-Кобаяши представляет собой систему дифференциальных уравнений с запаздывающим аргументом, описывающую эволюцию комплексной амплитуды электрического поля и плотности носителей. Наличие так называемого фактора уширения линии α является основной причиной для динамической неустойчивости при запаздывающей обратной связи. Учитывая тот факт, что в нашей модели мы имеем два лазерных генератора, связанных через нелинейный кристалл, систему уравнений можно переписать в виде

$$\frac{d}{dt}E_{s}(t) = \frac{1}{2}(1+i\alpha)[G(E_{s},N_{s})-\gamma]E_{s} + e^{-i\Omega_{s}\tau_{ec}}kE_{s}(t-\tau) - \chi_{s}E_{s} |E_{l}|^{2},$$

$$\frac{d}{dt}N_{s}(t) = P\zeta - \gamma_{e}N_{s} - G(E_{s},N_{s})|E_{s}|^{2},$$

$$\frac{d}{dt}E_{l}(t) = \frac{1}{2}(1+i\alpha)[G(E_{l},N_{l})-\gamma]E_{l} + e^{-i\Omega_{l}\tau_{ec}}kE_{l}(t-\tau) + \chi_{l}E_{l} |E_{s}|^{2},$$

$$\frac{d}{dt}N_{l}(t) = P\zeta - \gamma_{e}N_{l} - G(E_{l},N_{l})|E_{l}|^{2},$$

$$E_{r}(t) = \chi_{r}E_{s}(t)E_{l}^{*}(t).$$
(10.1)

Индексы s,l,r относятся к коротковолновому излучению, длинноволновому излучению, а также излучению на разностной частоте соответственно. $E_{s,l,r}$ – медленно меняющаяся амплитуда электрического поля. Функция усиления в нашем случае может быть представлена в виде

$$G(E,N) = g \frac{N - N_T}{1 + \varepsilon |E|^2}$$
(10.2)

Остальные обозначения в уравнениях (1)-(2): γ – скорость распада фотонов; γ_e – скорость распада носителей; τ_{ec} – время прохода излучения во внешнем резонаторе; α – альфа-фактор; P – мощность накачки; k – доля возвращенной волны ; g – дифференциальное усиление; N_T – концентрация прозрачности; ε – коэффициент насыщения усиления; Ω – частота генерации; χ – нелинейная восприимчивость. Численные значения параметров приведены в табл. 10.1.

Физическая величина	Обозначение	Значение
Скорость распада фотонов	γ	$10^{11} s^{-1}$
Скорость распада носителей	γ_{e}	$10^9 \ s^{-1}$
Время прохода излучения	$ au_{_{ec}}$	$(0.05-0.22)\times10^{-9} s$
Альфа-фактор	α	4
Мощность накачки	Р	1.25 W
Доля возвращенной волны	k	$(0.01-0.1)\times 10^{11} s^{-1}$
Дифференциальное усиление	g	$10^4 \ s^{-1}$
Концентрация прозрачности	N _T	108
Коэффициент насыщения усиления	ε	10 ⁻⁷
Частота генерации	Ω_{s}	$10^{14} s^{-1}$
Частота генерации	$\mathbf{\Omega}_{l}$	$0.9 \times 10^{14} s^{-1}$
Нелинейная восприимчивость	χ_s	9.41×10 ⁻¹⁶ m/V
Нелинейная восприимчивость	χ_{ι}	9.14×10 ⁻¹⁶ m/V
Нелинейная восприимчивость	χ_r	$i8.22 \times 10^{-9} m/V$

Таблица 10.1. Параметры модифицированной системы уравнений Ланга-Кобаяши

10.1.2 Результаты численного моделирования

Для проведения численного моделирования необходимо привести систему уравнений к безразмерному виду [37]. Наиболее распространенным способом является введение безразмерного времени S и новых динамических переменных, зависящих от S и связанных с исходными переменными следующим образом:

$$S = t/t_c, E(t) = \varepsilon_c E(t/t_c), N(t) = n_c N(t/t_c) + n_c^0.$$

 t_c, ε_c, n_c характеристические множители, которые можно определить, используя следующие условия:

$$1 = t_c g n_c, 1 = (n_c^0 - N_T) / n_c, 1 = t_c \gamma, 1 = \frac{g}{\gamma} | \mathcal{E}_c |^2.$$

Решение системы дает следующие значения характеристических множителей:

$$t_c = rac{1}{\gamma}, arepsilon_c = \sqrt{rac{\gamma_e}{g}}, n_c = rac{\gamma}{g}, n_c^0 = N_T + rac{\gamma}{g}.$$

После подстановки новых множителей безразмерная система Ланга-Кобаяши примет вид

$$\frac{d}{dS}E_{s}(S) = \frac{1}{2}(1+i\alpha)\left[\frac{1+N_{s}}{1+\mu|E_{s}|^{2}}-1\right]E_{s} + Ke^{i\varphi_{s}}E_{s}(S-\tau) - c_{s}E_{s}|E_{l}|^{2},$$

$$\frac{d}{dS}N_{s}(S) = \frac{1}{T}\left(p-N_{s}-\frac{1+N_{s}}{1+\mu|E_{s}|^{2}}\right),$$

$$\frac{d}{dS}E_{l}(S) = \frac{1}{2}(1+i\alpha)\left[\frac{1+N_{l}}{1+\mu|E_{l}|^{2}}-1\right]E_{l} + Ke^{i\varphi_{l}}E_{l}(S-\tau) + c_{l}E_{l}|E_{s}|^{2},$$

$$\frac{d}{dS}N_{l}(S) = \frac{1}{T}\left(p-N_{l}-\frac{1+N_{l}}{1+\mu|E_{l}|^{2}}\right),$$

$$E_{r}(S) = c_{r}E_{s}(S)E_{l}^{*}(S).$$
(10.3)

Таблица 10.2. Нормированные значений параметров системы

Физическая величина	Обозначение	Значение
Временной масштабирующий параметр	Т	γ
		${\gamma}_{e}$
Временное запаздывание	τ	$\gamma au_{_{ec}}$
Коэффициент насыщения усиления	μ	$\mathcal{E}\gamma_{e}$
		γ
Доля возвращенной волны	K	\underline{k}
		γ
Мощность накачки	р	$\frac{g}{\gamma} \left(\frac{P\zeta}{\gamma_e} - N_T \right) - 1$
Альфа-фактор	α	4
Фаза обратной связи (коротковолновое излучение)	$arphi_s$	$-\Omega_{_s} au_{_{ec}}$
Фаза обратной связи (длинноволновое излучение)	$arphi_l$	$-\Omega_{_l} au_{_{ec}}$
Нормированная нелинейная восприимчивость	C _s	9.41×10 ⁻²²
Нормированная нелинейная восприимчивость	c_{l}	9.14×10 ⁻²²
Нормированная нелинейная восприимчивость	C _r	$i8.22 \times 10^{-4}$

При моделировании были выбраны следующие значения параметров: T = 100, $\mu = 0.01$, $\alpha = 4$. Выражения для остальных параметров приведены в таблице 2. Для моделирования были выбраны малые значения для коэффициента отражения возвращенной волны, что объясняется особенностями модели Ланга-Кобаяши. Ниже приведены иллюстрации нескольких характерных режимов.



Рисунок 10.2. Временные зависимости интенсиности (слева), а также спектр мощности (справа) ТГц излучения. Управляющие параметры: K = 0.01 и $\tau = 5(a)$, $\tau = 20(\delta)$



Рисунок 10.3. Временные зависимости интенсиности (слева), а также спектр мощности (справа) ТГц излучения. Управляющие параметры: K = 0.1 и $\tau = 5(a), \tau = 20(b), \tau = 21(e), \tau = 22(c)$

При K = 0.01 и $\tau = 5$ ($\varphi_s = -0.50 \times 10^4$, $\varphi_l = -0.45 \times 10^4$) в фазовом пространстве системы существует единственное состояние равновесия, таким 390

образом, интенсивность выходного ТГц излучения не зависит от времени (рис. 2 *a*). С увеличением времени запаздывания при $\tau = 20$ ($\varphi_s = -2.00 \times 10^4$, $\phi_{1} = -1.80 \times 10^{4}$) действительные части старшей пары комплексносопряженных собственных значений приобретают положительные действительные части. Состояние равновесия теряет устойчивость, наблюдается суперкритическая бифуркация Андронова-Хопфа. В системе возбуждаются автоколебания (рис. 2 б). Собственные значения рассчитывались с помощью пакета DDE-BIFTOOL [38]. Дальнейшее увеличение запаздывания приводит к чередованию устойчивых состояний равновесия и периодических колебательных режимов. Такое поведение отвечает возбуждению различных колебательных мод внешнего резонатора (external cavity modes) при вариации управляющих параметров. Данные моды представляют собой решения системы Ланга-Кобаяши с постоянными значениями амплитуды, частоты и числа носителей. Эти решения могут быть получены аналитически с помощью системы (3) [39]. При K = 0.1 и $\tau = 5$ ($\varphi_s = -0.50 \times 10^4$, $\varphi_t = -0.45 \times 10^4$) в системе существует единственное состояние равновесия (рис. 3 а). Увеличение времени запаздывания приводит к возбуждению автоколебаний при $\tau = 20 \ (\varphi_s = -2.00 \times 10^4, \ \varphi_l = -1.80 \times 10^4) \ (рис. 3 \ \delta).$ Дальнейшее увеличение au приводит к бифуркации удвоения периода при au = 21 ($\varphi_s = -2.10 \times 10^4$, $\varphi_i = -1.89 \times 10^4$) (рис. 3 в). Система демонстрирует также хаотическую динамику ($\tau = 22$, $\varphi_s = -2.20 \times 10^4$, $\varphi_l = -1.98 \times 10^4$) (рис. 3 г). Хаотический режим представляет особый интерес для использования в системе двух связанных лазеров. Во-первых, два связанных лазера в режиме хаотической генерации могут быть использованы для скрытой передачи информации. Схемы коммуникации в данном случае быстрее, дешевле и могут бысть использованы совместно с существующими телекоммуникацоинными структурами [40]. Во-вторых, выходная мощность лазера в данном режиме в определенные мометы времени значительно превышает средний уровень. Таким образом, система в режиме хаотической генерации может быть использована в качестве импульсного генератора.

10.1.3 Выводы

В данной части мы представили динамическую модель двухволнового лазера с вертикальным внешним резонатором и внутрирезонаторным нелинейным элементом для генерации ТГц излучения. Динамическая модель основывалась на системе связанных уравнений Ланга-Кобаяши с запаздывающим аргументом. Численный эксперимент проводился при мощности накачки чуть выше пороговой. Было показано, что при определенных значениях управляющих параметров система демонстрирует бифуркацию удвоения периода, а также хаотическую динамику. Кроме того, средняя мощность выходного излучения в хаотическом режиме в несколько раз выше, чем в случае непрерывной генерации. Данный факт может использоваться для повышения выходной мощности источников ТГц излучения.

10.2 Динамика двухволнового волоконного лазера с внутрирезонаторной генерацией разностной частоты

Схема исследуемого лазера представлена на рис. 4. Установка состоит из двух пространственно разделенных волоконных лазеров с активными областями, легированными ионами неодима и иттербия. Нелинейный кристалл на основе GaSe (коэффициент нелинейности составляет d₂₂=54 пм/В) для генерации разностной частоты помещен внутри резонатора. Каждая из активных сред лазеров накачивается непрерывно излучающим полупроводниковым лазером.

10.2.1 Динамическая модель

Основой численной модели в данном случае служат модифицированные уравнения Гинзбурга-Ландау, которые также могут быть рассматриваться как нелинейное уравнение Шредингера с диссипативными членами. Главная проблема здесь состоит в том, чтобы корректно рассчитать взаимодействие волн, распространяющихся в прямом и обратном направлениях. Этот факт делает моделирование эволюции поля внутри лазера нетривиальной задачей, которая требует численного подхода, отличного от методов, существующих для кольцевого лазера с подавлением волн, распространяющихся в двух направлениях, или импульсных лазерных систем, где взаимодействием импульсов, распространяющихся в двух направлениях, можно пренебречь.



Рисунок 10.4. Модель двухволнового волоконного лазера с нелинейным внутрирезонаторным преобразователем частоты

Уравнение для огибающей импульса выглядит следующим образом:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \upsilon_g \frac{\partial F}{\partial z} - i \frac{\omega}{2} \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + \dots + \upsilon_g lF = 0$$
(4)

где *F* - огибающая импульса, $\upsilon_{g} = 1/\beta'$ - групповая скорость, многоточие соответствует дисперсионным членам высших порядков, $\omega'' = -\beta'' \upsilon_{g}^{3}$,

 $\beta'' = -\frac{\lambda^2}{2\pi c}D_2$ где D_2 – это параметр дисперсии групповой скорости, *l* - потери в резонаторе. Уравнение для волны, распространяющейся в обратном направлении, можно получить путем замены B(z,t) в уравнении (1), а также $\upsilon_g \to -\upsilon_g$.

Для того, чтобы корректно описать поведение активной среды мы используем уравнения для матрицы плотности [41]. Оно может быть представлено как

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -\frac{i}{\hbar} \left[\hat{\mathbf{H}} \hat{\rho} \right] + \hat{\lambda} - \frac{1}{2} \left(\hat{\Gamma} \hat{\rho} + \hat{\rho} \hat{\Gamma} \right)$$
(10.5)

где $\hat{\Gamma} = \begin{pmatrix} \gamma_a & 0 \\ 0 & \gamma_b \end{pmatrix}$ – матрица релаксации, $\hat{H} = \begin{pmatrix} E_a & V \\ V & E_b \end{pmatrix}$ - гамильтониан системы,

$$V = \frac{1}{2} \wp (F e^{i\beta z - i\omega t} + B e^{-i\beta z - i\omega t})$$
 - энергия взаимодействия атома с полем,
 $\wp = \langle a | er | b \rangle$ - липольный момент перехода между уровнями *a* и *b*. В

$$\dot{\rho}_{aa} = \gamma_a \rho_{aa} + \lambda_a - iE(z,t)(\rho_{ab} - \rho_{ba}), \qquad (10.6)$$

$$\dot{\rho}_{bb} = \gamma_b \rho_{bb} + \lambda_b + iE(z,t)(\rho_{ab} - \rho_{ba}), \qquad (10.7)$$

$$\dot{\rho}_{ab} = -(\gamma - i\omega_0)\rho_{ab} - iE(z,t)(\rho_{aa} - \rho_{bb}), \rho_{ba} = \rho_{ab}^*$$
(10.8)

здесь
$$E(z,t) = \frac{1}{2} \left[F(z,t) e^{i\beta z - i\omega t} + B(z,t) e^{-i\beta z - i\omega t} + c.c. \right]$$
 (частота Раби), $\gamma_a, \gamma_b, \gamma$

скорости релаксации населенности верхнего уровня, нижнего уровня, а также поляризации среды, λ – скорость возбуждения, ω_0 – центральная частота линии усиления. Используя определение $\rho_{ab} = \rho_1 exp(-i\omega t)$ и условие $\gamma >> \gamma_{a,b}$, получим

$$\rho_{1} = -\frac{1}{2\gamma} \frac{\gamma}{\gamma + i\Delta} \left[F e^{i\beta z} + B e^{-i\beta z} \right] (\rho_{ab} - \rho_{ba}), \Delta = \omega_{0} - \omega$$
(10.9)

Вследствие присутствия члена вида $e^{\pm i\beta z}$ присутствуют осцилляции инверсии $\rho_{aa} - \rho_{bb}$:

$$\dot{\rho}_{aa,bb} = -\gamma_{a,b}\rho_{aa,bb} + \lambda_{a,b} \mp U(\gamma,\Delta) [F^*F + B^*B + F^*Be^{-2i\beta z} + FB^*e^{2i\beta z}], \qquad (10.10)$$

$$U(\gamma, \Delta) = \frac{1}{2\gamma} \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \Delta^2}$$
(11)

Мы рассматриваем только члены второго порядка $e^{\pm 2i\beta z}$ поэтому имеем $\rho_{\alpha\alpha}(z,t) = \rho_{\alpha\alpha}^{(0)}(t) + \rho_{\alpha\alpha}^{(2)}(t)e^{2i\beta z} + \rho_{\alpha\alpha}^{(-2)}(t)e^{-2i\beta z}$ (10.12) Таким образом, уравнения для $\rho_{\alpha\alpha}^{0,\pm 2}$ имеют вид

$$\dot{\rho}_{aa,bb}^{(0)} = -\gamma_{a,b}\rho_{aa,bb}^{(0)} + \lambda_{a,b} \mp U(\gamma,\Delta) \Big[(F^*F + B^*B)(\rho_{aa}^{(0)} - \rho_{bb}^{(0)}) + F^*B(\rho_{aa}^{(2)} - \rho_{bb}^{(2)}) + FB^*(\rho_{aa}^{(-2)} - \rho_{bb}^{(-2)}) \Big],$$
(10.13)

$$\dot{\rho}_{aa,bb}^{(2)} = -\gamma_{a,b}\rho_{aa,bb}^{(2)} + \mp U(\gamma,\Delta) \Big[(F^*F + B^*B)(\rho_{aa}^{(2)} - \rho_{bb}^{(2)}) + FB^*(\rho_{aa}^{(0)} - \rho_{bb}^{(0)}) \Big],$$
(10.14)

 $\rho_{aa,bb}^{(-2)} = \rho_{aa,bb}^{(2)*}.$

В конечном итоге уравнение для распространяющегося импульса записывается в форме

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \upsilon_g \frac{\partial F}{\partial z} - i \frac{\omega''}{2} \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + \upsilon_g lF = \upsilon_g \alpha \Big[F(\rho_{aa}^{(0)} - \rho_{bb}^{(0)}) + B(\rho_{aa}^{(2)} - \rho_{bb}^{(2)}) \Big] (16)$$

(10.15)

Мы можем привести уравнение к естесственным единицам измерения: длине резонатора L для переменной координаты z и времени прохода во внешнем резонаторе $T = L/v_g$ для переменной времени t. В этих единицах

масштаба получим $\upsilon \to 1, \upsilon_g l \to lL, \upsilon_g \alpha \to \alpha L, \omega'' \to D = \frac{\lambda^2 \upsilon_g^2 D_2}{2\pi cL}, 0 \le z \le 1.$

Поступая также с уравнением для волны, распространяющейся в обратном направлении, и принимая во внимание тот факт, что оба наших лазера связаны посредством внутрирезонаторного нелинейного элемента, конечная система уравнения запишется в виде

$$\frac{\partial F_{s,l}}{\partial t} + \upsilon_{g_{s,l}} \frac{\partial F_{s,l}}{\partial z} + \upsilon_{g_{s,l}} l_{s,l} F_{s,l} = \upsilon_{g_{s,l}} \left[F_{s,l} \Delta \rho_{l_{s,l}}^{(0)} + B_{s,l} \Delta \rho_{2_{s,l}}^{(2)} \right] + \delta_{s,l} \chi_{s,l}(z) F_{s,l} \left| F_{l,s} \right|^2$$
(10.17)

$$\frac{\partial B_{s,l}}{\partial t} - \upsilon_{g_{s,l}} \frac{\partial B_{s,l}}{\partial z} + \upsilon_{g_{s,l}} l_{s,l} B_{s,l} = \upsilon_{g_{s,l}} \left[F_{s,l} \Delta \rho_{1_{s,l}}^{(0)} + B_{s,l} \Delta \rho_{2_{s,l}}^{(-2)} \right] + \delta_{s,l} \chi_{s,l}(z) B_{s,l} \left| B_{l,s} \right|^2$$
(10.18)

$$F_{r}(z,t) = \chi_{r}(z)F_{s}(z,t)F_{l}^{*}(z,t)$$
(10.19)

$$B_{r}(z,t) = \chi_{r}(z)B_{s}(z,t)B_{l}^{*}(z,t)$$
(10.20)

Здесь индексы s, l, r относятся к коротковолновому, длинноволновому и излучению на разностной частоте, соответственно, χ - нелинейная восприимчивость, которая является ненулевой только на длине кристалла, δ - принимает значение -1 для коротковолнового излучения и +1 для длинноволнового излучения, соответственно. Мы полагаем, что терагерцевое излучение генерируется только в одной точке, расположенной вплотную к выходному зеркалу.

При численном решении системы мы применяем метод Куранта-Изаксона-Риса:

$$F_{i}(t + \Delta t) = (1 - \sigma)F_{i}(t) + \sigma F_{i-1}(t), B_{i}(t + \Delta t) = (1 - \sigma)B_{i}(t) + \sigma B_{i+1}(1), \sigma = v_{g}\Delta t/\Delta z < 1,$$

$$z_{0} = 0, z_{N} = L, F_{i}(t) = F(z_{i}, t).$$

Параметры, которые использовались в численных расчетах, следующие: F(0,t) = RB(0,t), B(L,t) = RF(L,t). Число точек вдоль оси *z* было $N = 800, l = 0, D = 0, R = 0.99, \chi_{s,l} = 10^{-5}, \chi_r = 0.5 \times 10^{-2}.$

10.2.2 Результаты численного моделирования

Мы получили зависимости мощности ТГц излучения от времени для различных значений коэффициента усиления, констант релаксации и длин резонаторов. В расчетах мы использовали относительно небольшое значение коэффициента связи резонаторов. Несколько характеристических режимов представлено на рис. 5, 6. Выходная интерсивность ТГц излучения получается посредством сложения интенсивностей двух ТГц волн, которые генерируются в процессе прохода нелинейного кристалла в прямом и обратном направлениях: *Intensity* = $|F_r|^2 + |B_r|^2$.



Рисунок 10.5. Зависимость мощности ТГц излучения от времени: *a*) $\alpha_s = \alpha_l = 0.02$; *б*) $\alpha_s = 0.025, \alpha_l = 0.02; e$) $\alpha_s = 0.025, \alpha_l = 0.04; e$) $\alpha_s = \alpha_l = 0.02$ (увеличенный масштаб); *d*) $\alpha_s = 0.025, \alpha_l = 0.02$ (увеличенный масштаб); *e*) распределение интенсивности поля внутри резонатора волоконного лазера, легированного ионами Nd в зависимости от времени ($\alpha_s = \alpha_l = 0.02$)



Рисунок 10.6. Зависимость мощности ТГц излучения от времени: *a*) $\gamma_s = \gamma_l = 0.01$; *б*) $L_s = 1, L_l = 0.9$; *в*) $L_s = 1, L_l = 0.7$; *г*)= $\gamma_s = \gamma_l = 0.01$ (увеличенный масштаб); *д*) $L_s = 1, L_l = 0.9$ (увеличенный масштаб); *е*) $L_s = 1, L_l = 0.7$ (увеличенный масштаб)

В первом случае, когда мы изменяли коэффициент усиления, следующие параметры оставались неизменными: $\gamma_s = \gamma_l = 100, L_s = L_l = 1$. На рис. 5 *а-е* переходный процесс для малых значений коэффициента ($\alpha_s = \alpha_l = 0.02$) представляется типичным. С повышением коэффициента усиления волоконного лазера, излучающего длинноволновое излучение, динамика становится более сложной (рис. 5 δ , δ). Если мы повышаем коэффициент усиления еще больше, в системе полностью отсутствуют релаксационные колебания. Интенсивность ТГц излучения монотонно возрастает до точки насыщения. Дальнейшее увеличение мощности накачки не приводит к новым характеристическим режимам.

Следующим шагом мы исследуем, как ведет себя система после изменения коэффициентов релаксации. В данном случае параметры, которые остаются неизменными: $\alpha_s = \alpha_l = 0.02, L_s = L_l = 1$. Видно (рис. 5 *a*, *c*), что переходный процесс имеет периодические осцилляции с малой амплитудой. Дальнейшее увеличение коэффициентов релаксации γ_s и γ_l не ведет к появлению новой динамической картины, кроме небольшого увеличения средней выходной мощности.

На рис. 6 б, в, д, е показаны временные профили интенсивности ТГц излучения в случае изменения длины резонатора волоконного лазера с активной средой, легированной ионами иттербия ($\alpha_s = \alpha_l = 0.02, \gamma_s = \gamma_l = 0.01$). В этом случае система демонстрирует пульсации и хаотические осцилляции во время переходного процесса.

10.2.3 Выводы

В данной части мы представили динамическую модель двух волоконных лазеров, легированных ионами неодима и иттербия, связанных между собой посредством нелинейного кристалла, помещенного внутри резонатора.
Был численно исследован переходный процесс в системе такого типа как функция параметров: коэффициента усиления, константы релаксации и длины резонатора. Релаксационные колебания в рассмотренной системе могут быть периодическими, хаотическими или же иметь вид пульсаций.

10.3 Генерация терагерцового излучения на основе эффекта ВКР в фотонно-кристаллическом волокне

10.3.1 Численная модель

Для расчетов предполагалось, что структура волокна соответствует показанной на рис. 7 и материал волокна представляет собой стекло SF6, керровская нелинейность которого существенно выше, чем у кварцевого стекла. Постоянная распространения фундаментальной моды рассчитана полностью векторным численным методом, основанным на методе плоских волн [42]. На рис. 8 показаны результаты расчетов дисперсии групповой скорости и дисперсии высших порядков в зависимости от длины волны.



Рисунок 10.7. Поперечное сечение фотонно-красталлического волокна

Фемтосекундный импульс, распространяющийся в одномодовом волокне, описывается модифицированным уравнением Шредингера, которое включает ВКР и керровскую нелинейность:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (D+N)A(z,\tau) \tag{10.21}$$

где A(z) представляет собой огибающую поля импульса, D - дисперсионный оператор, который в Фурье-представлении имеет вид

$$D(\omega) = i\beta(\omega) - i\beta(\omega_0) - i\frac{\partial\beta}{\partial\omega_{\omega=\omega_0}} \left(\omega - \omega_0\right)$$
(10.22)

где несущая частота, как предполагается, соответствует длине волны 1550 нм: $\omega_0 = 1/21 \text{ фc}^{-1}$, *N* – нелинейный оператор:

$$N(\tau) = i\gamma \left[(1 - f_R) \left(\chi A - i \frac{2}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} (\chi A) \right) + f_R \left(QA - i \frac{2}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} (QA) \right) \right]$$
(10.23)

где $\chi = |A(z,\tau)|^2$, $f_R = 0.18$, γ - коэффициент нелинейности, $Q(\tau)$ - нелинейная восприимчивость, вызванная вынужденным комбинационным рассеянием [43]:

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial \tau^2} + \frac{2}{T_2} \frac{\partial Q}{\partial \tau} + \Omega^2 Q(z,\tau) = \Omega^2 |A(z,\tau)|^2, \qquad (10.24)$$

rge $T_2 = 32$ фс, $\Omega = 13.1$ TГц.



Рисунок 10.8. Дисперсия групповой скорости второго (β_2), третьего (β_3) и четвертого порядков (β_4)

На входе в волокно подавались два солитонных импульса, имеющих форму гиперболического секанса, и амплитуду, соответствующую 4солитонному импульсу (первый импульс) и 3-солитонному (второй импульс). Ширина импульсов составляла 200 фс, временная задержка между импульсами – 3 пс. Для проведения расчетов использовалась схема расщепления, дисперсионный шаг выполнялся с использованием быстрого преобразования Фурье. Уравнение (24) решалось с использованием явнонеявной разностной схемы 1-го порядка методом Эйлера.

10.3.2 Численные результаты

На рис. 9 показаны траектории импульсов и спектр поля для волокна, имеющего период отверстий в оболочке, равный 2.7 мкм, и диаметр отверстий в 1.0 мкм. После некоторого переходного процесса каждый из импульсов распадается на ВКР-солитон (более темные кривые) и остаточный многосолитонный импульс (светло-серая кривая). В нашем случае сталкивающимися импульсами будут ВКР-солитоны. Из рис. 9 видно, что импульсы сталкиваются при длине распространения z = 0.6 м.



Рисунок 10.9. Траектории импульсов на плоскости: продольная координата в волокне - время

На рис. 10 показана динамика спектра поля в зависимости от пройденного расстояния. Видно, что процесс расщепления начинается в момент максимального солитонного сжатия, когда импульс становится коротким, а его спектр уширяется. Вблизи частоты $\omega = 1.25$ fs⁻¹ образуется дисперсионная волна, в то время как в низкочастотной части рождается ВКРсолитон (темная широкая полоса) от более мощного первого импульса и второй ВКР солитон от второго импульса (на частоте $\omega = 1.17$ fs⁻¹). Вблизи точки столкновения в спектре видна интерференционная структура, появляющаяся при вычислении спектра с помощью преобразования Фурье от функции в виде двух близко расположенных импульсов. Сами импульсы имеют при этом разность частот несущих около 16 ТГц. Видно также, что частотный сдвиг более мощного ВКР-солитона примерно пропорционален пройденному в волокне расстоянию. Это означает, что изменение начальной задержки импульсов приведет к изменению расстояния до точки столкновения, и, в свою очередь, к изменению разности несущих частот импульсов. Этот эффект можно использовать для генерации терагерцового излучения при использовании одной из схем генерации разностной частоты.



Рисунок 10.10. Спектр поля в зависимости от длины распространения в фотонно-кристаллическом волокне

Для оценки мощности ТГц излучения необходимо знать интенсивности ИК полей в точке столкновения импульсов. На рис. 11 показан этот процесс. Видно, что импульсы сталкиваются в момент времени 1000 фс (что соответствует длине распространения 0.6 м). Для оценки мощности ТГц излучения мы применили метод медленно меняющихся амплитуд. В качестве допущений в этом случае мы считаем, что при распространении через нелинейный кристалл сдвиг фаз между ИК импульсами и импульсом на ТГц составляет величину меньшую, чем длительность импульсов. Следовательно, групповые скорости трех волн могут быть положены равными друг другу. Кроме того, амплитуды ИК компонент изменяются несущественно. Тогда

$$\frac{\partial E_r(z)}{\partial z} = -i\sigma_r E_1 E_2^* e^{-i\Delta kz}.$$
(10.25)

Здесь $E_{r,1,2}$ - медленно меняющаяся амплитуда электрического поля терагерцового излучения и ИК излучений, k - волновая расстройка, σ_r - коэффициент нелинейности кристалла. Мы предполагаем, что излучение на двух длинах волн точно сфокусировано в нелинейный кристалл. В данном примере мы рассматриваем случай полной синхронизации. Материал нелинейного кристалла GaSe (коэффициент нелинейности $d_{22} = 54$ пм/B). После расчетов мы обнаружили, что мощность терагерцового излучения составляет величину порядка ~ 0.6 Вт.



Рисунок 10.11. Процесс столкновения импульсов

10.3.3 Выводы

В данной части мы представили расчеты мощности генерации ТГц излучения на основе ВКР эффекта в фотонно-кристаллическом волокне. Распад солитонов высокого порядка достигается за счет самоукручения, вынужденного комбинационного рассеяние (ВКР), и дисперсии третьего порядка. Изменяя время задержки между импульсами, мы можем регулировать значение разностной частоты. Численная оценка мощности ТГц излучения говорит о перспективности описанного метода для построения эффективного источника ТГц волн.

Литература

1. Zhang, X.-C. Introduction To THz wave photonics / X.-C. Zhang, J. Xu // Springer, Mayfield, 2010.

2. Wietzke, S. Industrial applications of THz systems / S. Wietzke, C. Jansen, C. Jördens, N. Krumbholz, N. Vieweg, M. Scheller, M. K. Shakfa, D. Romeike, T. Hochrein, M. Mikulics, M. Koch // Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series - 7385 - July 2009.

3. Zhu, B. Terahertz science and technology and applications / B. Zhu, Y. Chen, K. Deng, W. Hu, Z. S. Yao // Progress In Electromagnetics Research Symposium (PIERS) Conference Series - March 2009 - 1166–1170.

4. Kulesa, C. Terahertz spectroscopy for astronomy: From comets to cosmology / C. Kulesa, S. Obs // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology - 2011 - 1 - 232–240.

5. Fitch, M. J. Terahertz waves for communications and sensing / M. J. Fitch, R. Osiander // Johns Hopkins Apl Technical Digest - 2004 - 25 - 348–355.

6. Arnone, D. Applications of terahertz (THz) technology to medical imaging / D. D. Arnone, C. M. Ciesla, A. Corchia, S. Egusa, M. Pepper, J. M. Chamberlain, C. Bezant, E. H. Linfield, R. Clothier, N. Khammo // Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series J.M.Chamberlain, ed. - 3828 - Sept. 1999 - 209–219.

7. Park, I. Investigations of the Generation of Tunable Continuous-Wave Terahertz Radiation and Its Spectroscopic Applications / I. Park - Master's thesis, TU Darmstadt, Fachbereich Physik -2007).

8. Hoffmann, M. C. Efficient terahertz generation by optical rectification at 1035 nm / M. C. Hoffmann, K.-L. Yeh, J. Hebling, K. A. Nelson // Optics Express - 2007 - 15 - 11706.

9. Stone, M. R. Generation of continuous-wave terahertz radiation using a two-mode titanium sapphire laser containing an intracavity fabry–perot etalon / M. R. Stone, M. Naftaly, R. E. Miles // Journal of Applied Physics - 2005 - 97 - 103108.

10. Klatt, G. Terahertz emission from lateral photo-dember currents / G. Klatt, F. Hilser, W. Qiao, R. G. M. Beck, A. Bartels, K. Huska, U. Lemmer, G. Bastian, M. Johnston, M. Fischer, J. Faist, T. Dekorsy // Optics Express - 2010 - 18 - 4939–4947.

11. Kochkurov, L. A. Numerical modeling of terahertz generation via differencefrequency mixing in two-color laser / L. A. Kochkurov, M. I. Balakin, L. A. Melnikov, V. V. Astakhov // Proc. SPIE 8699, Saratov Fall Meeting 2012: Optical Technologies in Biophysics and Medicine XIV; and Laser Physics and Photonics XIV - 2013.

12. Hurlbut, W. C. Intracavity terahertz generation from gallium arsenide in a fiber laser pumped type 0 doubly resonant optical parametric oscillator / W. C. Hurlbut, V. G. Kozlova, P. Tekavec, K. Vodopyanov // Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series - Optics Express - 12 - 2012 - 12311.

13. Ramian, G. The new ucsb free-electron lasers / G. Ramian // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A - 1992 - 318 - 225–229.

14. Williams, B. Terahertz quantum-cascade lasers / B. Williams // Nature Photonics - 2007 - 1 - 517–525.

15. Williams, B. S. Operation of terahertz quantum-cascade lasers at 164 k in pulsed mode and at 117 k in continuous-wave mode / B. S. Williams, S. Kumar, Q. Hu // Optics Express - 2005 - 13 - 3331.

16. Morozov, Y. A. Spatio-temporal dynamics of a dual-wavelength vertical-externalcavity surface-emitting semiconductor laser / Y. A. Morozov, A. I. Konyukhov, L. A. Kochkurov, M. Y. Morozov / Quantum Electron - 2011 - 41 - 1040–1044.

17. Leinonen, T. Vertical external-cavity surface-emitting laser for dual-wavelength generation / T. Leinonen, Y. A. Morozov, M. Pessa // IEEE Photonics Technology Letters - 2005 - 17 - 2508–2510.

18. Vladimirov, A. G. Intracavity second-harmonic generation: The steady-state solutions / A. G. Vladimirov, P. Mandel // Physical Review A - 1998 - 58 - 3320–3327.

19. Pisarchik, A. N. Dynamics of an erbium-doped fiber laser with pump modulation: theory and experiment / A. N. Pisarchik, A. V. Kiryanov, Y. O. Barmenkov // Journal of The Optical Society of America B-optical Physics - 2005 - 22 - 2107–2114.

20. Pierce, M. C. Development and application of fiber lasers for medical applications / M. C. Pierce, S. Jackson, P. Golding, B. Dickinson, M. Dickinson, T. King, P. Sloan // Proc. SPIE - 2001 - 4253 - 144–154.

21. Böhm, R. Intracavity absorption spectroscopy with a *Nd*³⁺-doped fiber laser / R. Böhm, A. Stephani, V. M. Baev, P. E. Toschek // Optics Letters - 1993 - 18 - 1955–1957.

22. Mizrahi, V. Stable single-mode erbium fiber-grating laser for digital communication / V. Mizrahi, D. DiGiovanni, R. Atkins, S. Grubb, Y.-K. Park, J.-M. Delavaux // Journal of Lightwave Technology - 1993 - 11 - 2021 – 2025.

23. Lacot, E. Dynamics of an erbium-doped fiber laser / E. Lacot, F. Stoeckel, M. Chenevier // Physical Review A: Atomic, Molecular, and Optical Physics - 1994 - 49 - 3997–4008.

24. Sanchez, F. Quasi-periodic route to chaos in erbium-doped fiber laser / F. Sanchez, M. LeFlohic, G. M. Stephan, P. LeBoudec, P.-L. Francois // IEEE Journal of Quantum Electronics - 1995 - 31 - 481–488.

25. Luo, L. Chaotic behavior in erbium-doped fiber-ring lasers / L. Luo, T. J. Tee, P. I. Chu // Journal of The Optical Society of America B-optical Physics - 1998 - 15 - 972–978.

26. Porta, P. Analysis of a nonfeedback technique for transient steering in class-b lasers / P. Porta, L. Hoffer, H. Grassi, G. Lippi, // Physical Review A: Atomic, Molecular, and Optical Physics - 2000 - 61 - 33801.

27. Turitsyn, S. K. Modeling of cw yb-doped fiber lasers with highly nonlinear cavity dynamics / S. K. Turitsyn, A. E. Bednyakova, M. P. Fedoruk, A. I. Latkin, A. A. Fotiadi, A. S. Kurkov, E. Sholokhov // Optics Express - 2011 - 19 - 8394–8405.

28. Derozier, D. Dynamical behavior of a neodymium doped fiber laser / D. Derozier, S. Bielawski, P. Glorieux // Journal de Physique IV - 1991 - 01 - 367–370.

29. Sanchez-Martin, J. Dynamics of two coupled erbium-doped fiber ring lasers in transient regime / J. Sanchez-Martin, J. Used, J. Martin // Applied Physics B: Lasers and Optics - 2008 - 93 - 521–529.

30. Golovchenko, E. Decay of optical solitons / E. Golovchenko, E. Dianov, A. Prokhorov, V. Serkin // JETP Letters - 1985 - 42 - 87.

31. Hodel, W. Decay of femtosecond higher-order solitons in an optical fiber induced by Raman self-pumping / W. Hodel, H. P. Weber // Optics Letters - 1987 - 12 - 924–926.

32. Tai, K. Fission of optical solitons induced by stimulated raman effect / K. Tai, A. Hasegawa, N. Bekki // Optics Letters - 1988 - 13 - 392–394.

33. Dianov, E. Stimulated-raman conversion of multisoliton pulses in quartz optical fibers / E. Dianov, A. Karasik, P. Mamyshev, A. Prokhorov, V. Serkin, M. Stel'makh, A. Fomichev // JETP Letters - 1985 - 41 - 294.

34. Wai, P. K. A. Nonlinear pulse propagation in the neighborhood of the zero-dispersion wavelength of monomode optical fibers / P. K. A. Wai, C. R. Menyuk, Y. C. Lee, H. H. Chen // Optics Letters - 1986 - 11 - 464–466.

35. Morozov, Y. A. Simultaneous dual-wavelength emission from vertical externalcavity surface-emitting laser: A numerical model / Y. A. Morozov, T. Leinonen, M. Pessa // IEEE Journal of Quantum Electronics - 2006 - 42 - 1055.

36. R. Lang, K. K. External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties / K. K. R. Lang // IEEE J. Quantum. Electron - 1980 - 16 - 347.

37. Flunkert, V. Delay-Coupled Complex Systems and Applications to Lasers / V. Flunkert - PhD thesis, Springer Theses - 2011.

38. Engelborghs, K. Numerical bifurcation analysis of delay differential equations using dde-biftool / K. Engelborghs, T. Luzyanina, D. Roose // ACM Trans. Math. Softw. - 2002 - 28 - 1–21.

39. Rottschäfer, V. The ecm-backbone of the lang-kobayashi equations: a geometric picture / V. Rottschäfer, B. Krauskopf // Int. J. Bifurcation Chaos - 2007 - 17 - 1575.

40. Argyris, A. Chaos-based communications at high bit rates using commercial fibreoptic links / A. Argyris, D. Syvridis, L. Larger, V. Annovazzi-Lodi, P. Colet // Nature - 2005 - 438 - 343–346.

41. Scully M.O. Laser Physics / M.O. Scully, M. Sargent III, W.E. Lamb // Addison-Wesley, 1974.

42. Broeng J. Photonic crystal fibers: A new class of optical waveguides / J. Broeng, D. Mogilevstev, S. E. Barkou, A. Bjarklev // Optical Fiber Technology - 1999 - 5 - 305–330.

43. Agrawal, G. Nonlinear Fiber Optics / G. Agrawal - Academic Press, 2010.

Глава 11. ЛАЗЕРЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

А.В. Дегтярев, В.А. Маслов, А.Н. Топков

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, Харьков, Украина

В настоящей главе рассмотрены различные вопросы, относящиеся к *ТГ*ц лазерам с оптической накачкой – основные принципы их работы, особенности резонансных систем, принципы построения и конструктивные особенности малогабаритных *ТГ*ц ЛОН. Предложен и экспериментально исследован оптически накачиваемый *ТГ*ц ЛОН с квазиоднородным профилем выходного пучка, созданный на основе комбинированного волноводного квазиоптического резонатора свернутой конструкции, включающего в себя обобщенный конфокальной резонатор с неоднородным амплитудноступенчатым зеркалом и полигармонический волновод. Изучены возможности использования квазиоптического волноводного резонатора с различными селекторами поперечных мод для создания широкодиапазонных малогабаритных *ТГ*ц ЛОН.

11.1. Принципы действия, резонаторы терагерцовых лазеров с оптической накачкой

11.1.1. Принципы действия

Лазеры терагерцового (ТГц) диапазона с оптической накачкой (ЛОН)представляют собой источники сравнительно простой конструкции, генерирующие когерентное излучение на многих дискретных частотах от λ =20 мкм до λ =3 мм [1]. Принцип построения лазера с оптической накачкой (ЛОН) был сформулирован в работе Н.Г. Басова и В.С. Летохова в 1969 г. [2], а первый действующий по такой схеме CH₃F-лазер был продемонстрирован Чангом и Бриджесом год спустя [3]. Для накачки использовался импульсный CO₂-лазер. В бывшем СССР впервые лазеры этого типа были созданы на кафедре радиоизмерений в ХГУ им. А.М. Горького в 1971 – 1972 гг. и получена генерация на множестве новых активных сред [4, 5].

С момента открытия лазерного излучения на CH₃Fпостоянно появляются сообщения о новых «лазерных» молекулах и линиях генерации, так что время от времени публикуемые полные таблицы лазерных линий быстро устаревают. В настоящее время общими усилиями исследователей открыто свыше 3500 линий генерации, а число рабочих молекул доведено до 90 [1].



Рисунок 11.1. Упрощенная схема энергетических уровней, иллюстрирующая генерацию ТГц-излучения при оптической накачке молекулярного симметричного волчка (из работы [6])

Основные физические процессы, на которых строится работа ЛОН, можно пояснить с помощью диаграммы, приведенной на рис.11.1. Излучение CO₂-лазера с длиной волны около 10 мкм поглощается на колебательно-вращательном переходе полярных молекул, в результате чего молекулы переходят с уровня 1 на уровень 2. Вращательные уровни основного колебательного состояния бывают заселены под влиянием тепловых процессов, тогда как вращательные уровни первого возбужденного колебательного состояния в соответствии с больцмановским распределением вначале практически не заселены. Накачка CO₂-лазером создает инверсию населенностей между уровнями 2 и 3 в возбужденном колебательном состоянии. В дополнение к лазерной генерации между этими уровнями при определенных обстоятельствах могут возникнуть каскадные переходы внутри возбужденного колебательного состояния. Иногда наблюдается также лазерная генерация в основном состоянии, вызываемая инверсией за счет быстрого обеднения одного из уровней [6].

Излучение кванта энергии между чисто вращательными уровнями происходит вследствие взаимодействия дипольного момента молекулы с электромагнитным полем и генерация лазера на вращательных переходах возможна лишь для молекул, обладающих значительным дипольным моментом. Генерация на колебательно-вращательных переходах более затруднена вследствие малости связанных с ними дипольных моментов. Это можно компенсировать малой величиной скорости релаксации. В этом случае положительную роль будет играть вращательная релаксация. Она позволяет создать инверсию между вращательно-колебательными уровнями близлежащих колебательных состояний. Наиболее эффективно генерация на колебательно-вращательных переходах будет происходить в коротковолновой части ТГц-диапазона. Более длинноволновое излучение происходит между чисто вращательными уровнями. При выборе молекул для ТГц-лазеров с оптической накачкой обычно пользуются следующими критериями: молекула должна иметь полосу колебательно-вращательного поглощения, хорошо совпадающую с линиями генерации СО₂-лазера; молекула должна иметь постоянный дипольный момент $\mu > 1$, так как интенсивность ТГц лазерного перехода пропорциональна μ . Поэтому большинство молекул ТГц-лазеров представляют собой симметричные или почти симметричные волчки.

Благодаря высокой селективности накачки и большим значениям дипольных моментов переходов активные среды ЛОН обладают высоким коэффициентом усиления: 0,3-3 дБ/м – в непрерывном режиме, и 20 - 80 дБ/м – в импульсном при накачке мощным импульсным CO₂-лазером. Это позволяет получить при сравнительно небольших габаритах (длина лазера около 1–2 м) мощности до 1,25 Вт в непрерывном режиме (при мощности накачки 125 Вт на волне 118 мкм) и несколько мегаватт в импульсном (NH₃ и D₂O-лазеры). Эти цифры характеризуют рекордные результаты, достигнутые на наиболее интенсивных лазерных переходах.

Уровень выходной мощности ТГц-излучения лазеров с оптической накачкой при прочих равных условиях определяется мощностью лазера накачки. Для самых сильных переходов непрерывного режима эффективность преобразования ИК-излучения накачки в излучение ТГц-лазера обычно ниже 1% от теоретического предела, а мощность ЛОН составляет 1...10 мВт при накачке СО₂-лазером мощностью 10...50 Вт. Теоретический предел выходной мощности ЛОН определяется соотношением

$$P_{\text{лон}} = \frac{1}{2} (v_{\text{лон}} / v_{\text{нак}}) P_{\text{нак}} \delta,$$

где $v_{\text{ЛОН}}$ – частота ТГц-излучения; $v_{\text{НАК}}$ –частота излучения накачки, $P_{\text{НАК}}$ – мощность лазера накачки, δ –часть энергии накачки поглощенной рабочим веществом ЛОН:

$$\delta = 1 - \exp(-N\alpha(\nu)L),$$

 $\alpha(\nu)$ – коэффициент поглощения излучения накачки, N – эффективное количество проходов, сделанных излучением накачки через полость ЛОН до тех пор, как оно рассеется из-за потерь, L – длина резонатора ЛОН. Большинство рабочих молекул ЛОН имеют коэффициент поглощения в пределах 0,0001...0,001 см⁻¹ при рабочем давлении и только некоторые до 0,01 см⁻¹. Низкая эффективность преобразования лазеров с оптической накачкой в основном связана с малым коэффициентом поглощения излучения накачки. Увеличить коэффициент поглощения можно путем увеличения длины ячейки L или количества проходов N в резонансной системе. В зависимости от назначения ТГц лазеры с оптической накачкой могут иметь различные конструкции, отличающиеся типом и параметрами резо-406

натора, способом ввода в резонатор излучения накачки и вывода из него энергии ТГц излучения и т.д. Существенным является то обстоятельство, что в ЛОН газ не изменяет свой химический состав, и это позволяет строить «отпаянные» генераторы с большим сроком службы.

11.1.2. Резонаторы терагерцовых лазеров с оптической накачкой

Минимальные потери мощности накачки ТГц излучения легче обеспечить в ЛОН с открытым резонатором, который одновременно используется и в качестве многоходовой кюветы для излучения накачки. Введенный через инжекционное отверстие в одном из зеркал, обладающих кривизной, луч накачки, удерживаясь в приосевой области, вращается вокруг оси резонатора. После определенного числа проходов луч покидает резонатор через инжекционное отверстие, попадая в резонатор лазера накачки. Для устранения потерь и уменьшения обратной связи по накачке параметры резонатора необходимо выбирать таким образом, чтобы обеспечить возможно большее число проходов излучения накачки (около 100) в резонаторе.

Увеличение диаметра ячейки, в которую помещают открытый резонатор, ведет к замедлению скорости колебательной релаксации и ухудшению условий охлаждения газа. Кривизна зеркал вызывает сильную пространственную неоднородность плотности фотонов накачки в объеме рабочей моды. Открытые резонаторы малопригодны для ЛОН, где используется штарк-эффект. Иногда недопустимо большими являются размеры резонатора.

В меньшей степени перечисленные недостатки присущи полым волноводным квазиоптическим резонаторам, которые используются в большинстве применяемых сейчас ТГц-лазеров. Они представляют собой отрезок волновода с малыми потерями, закороченный на краях плоскими или сферическими зеркалами. В волноводных резонаторах излучение накачки взаимодействует не только с зеркалами на краях волновода, но и со стенками волновода. Дополнительные потери, вызванные наличием волновода, не будут сильно сказываться, если поглощение в газе превышает все виды остальных потерь.

В волноводных лазерах используются диэлектрические и металлические волноводы. Выбор между ними определяется несколькими соображениями. Мода EH_{11} с минимальными потерями в диэлектрическом волноводе, имеющая бесселев профиль излучения, очень напоминает основную моду TEM_{00} открытого резонатора с гауссовым профилем и линейной поляризацией и имеет постоянную затухания, пропорциональную λ^2/a^3 [7]. Для мод более высокого порядка потери последовательно возрастают, что ограничивает излучательные возможности лазера одной или, в крайнем случае, несколькими модами. В полых металлических цилиндрических волноводах потери для мод с минимальным затуханием (TE_{0n}) на волнах ТГц диапазона пропорциональны $\lambda^{3/2}/a^3$. В отличие от диэлектрических волноводов и открытых резонаторов в металлических волноводных резонаторах возможна одновременная генерация многих мод. В металлических цилиндрических волноводных резонаторах в общем случае возникает генерация со смешанной поляризацией [8].

Главное преимущество диэлектрического волновода – возможность получения пучка излучения с круговой симметрией, линейной поляризацией и расходимостью, близкой к дифракционной. Кроме того, сравнительная простота картины распределения поля в таком резонаторе облегчает определение длины генерируемой волны и обнаружение наличия излучения одновременно на нескольких линиях. Главная проблема в случае диэлектрических волноводов связана с тем, что на длинных волнах они вносят значительные потери, поэтому для сохранения допустимого уровня потерь на распространение (которые пропорциональны λ^2/a^3) требуются волноводы большого диаметра. Преимущества, которые дает малый диаметр трубок, можно сохранить на длинных волнах за счет применения металлических цилиндрических волноводов, обладающих сравнительно малыми потерями. Соответствующая этому случаю весьма плотная модовая структура может оказаться полезной при исследовании новых лазерных молекул, поскольку генерация на сильных линиях будет происходить при этом практически на любой частоте резонатора.

Хотя цилиндрические волноводы получили наибольшее распространение, возможны и другие волноводные геометрии (рис. 11.2). Применив волноводный резонатор, образованный параллельными плоскостями, в [9] с помощью внешнего электрического поля добились штарковского сдвига линии в NH₃ до совмещения ее с линией излучения лазера накачки и получили генерацию в этой среде. В настоящее время исследования с использованием эффекта Штарка проводятся большей частью в комбинированных прямоугольных металлодиэлектрических волноводах, по существу представляющих собой пару параллельных пластин с диэлектрическими боковыми стенками [10, 11]. Резонаторы этих типов обеспечивают возникновение лазерного излучения с линейной поляризацией, параллельной металлическим пластинам.

Для достижения линейно поляризованного выходного излучения на более длинных волнах ТГц диапазона используются прямоугольные металлические волноводы (с четырьмя металлическими стенками) [12]. Коэффициент затухания электрического поля на единицу длины для TE_{10} -моды в волноводе с шириной сечения *а* и длиной сечения *b* можно определить по формуле [13]

$$\alpha_{10}^{TE} = \left(\frac{\varepsilon_0 \omega}{2\sigma}\right)^{1/2} \left(\frac{\lambda^2}{2a^3} + \frac{1}{b}\right),$$

где ω – угловая частота излучения, а σ – проводимость металлических стенок. При $b \rightarrow \infty$ мы приходим к случаю волновода, образованного параллельными плоскостями.



Рисунок 11.2. Схемы волноводных резонаторов различных типов (из работы [6])

На рис. 11.3 сопоставляются зависимости коэффициента затухания по мощности ($2\alpha_{10}^{\text{TE}}$) от длины волны для мод с минимальными потерями в волноводах разных типов с указанными на графике размерами. При λ >700 мкм потери в прямоугольном волноводе меньше, чем в других волноводах, обеспечивающих линейную поляризацию излучения, в том числе в комбинированном металлодиэлектрическом и в цилиндрическом диэлектрическом волноводах. Волновод, образованный параллельными (бесконечными) плоскостями, вносит меньше потерь, но не обеспечивает пространственного ограничения излучения накачки.

Для вывода излучения в ТГц-лазерах используются двумерные металлические сетки и одномерные проволочные решетки, гибридные отражатели, интерферометры [15–18]. Однако все они являются узкополосными элементами резонатора. Для зеркал в виде сеток или решеток коэффициент отражения зависит от длины волны и размеров ячеек сетки (или промежутков между элементами решетки). Для таких отражателей характерен равномерный вывод излучения по всему сечению резонансного объема, но они имеют серьезный недостаток – большой коэффициент пропускания коротковолнового излучения накачки.



Рисунок 11.3. Зависимость коэффициента затухания по мощности от длины волны для мод с наименьшими потерями в волноводах разных типов (из работы [14])

Этот недостаток удалось преодолеть с помощью гибридного отражателя [16] в виде металлической сетки на подложке. Поверх сетки нанесено многослойное диэлектрическое покрытие, отражающее излучение накачки. Такой гибридный отражатель позволяет получить распределение излучения на выходе, соответствующее распределению поля генерируемой моды, и достичь максимальной выходной мощности лазера. Хотя этот метод оказался весьма успешным, его применение несколько ограничивается сложностью изготовления соответствующих отражателей.

Существует несколько вариантов интерферометрических устройств вывода излучения [17, 18], в том числе устройства на основе интерферометров Фабри – Перо и Майкельсона. Достоинство таких устройств состоит в возможности регулирования коэффициента пропускания (что обеспечивает достижение максимальной выходной мощности) без нарушения вакуума, неизбежного при смене оптических элементов. Однако интерферометрическим устройствам вывода свойственны и определенные недостатки: сложность юстировки и регулировки, а также возможность повреждения сеток и решеток мощным излучением накачки.

Предложено и продемонстрировано также множество иных подходов к созданию резонаторов ТГц-лазеров и устройств вывода энергии, в том числе применение единого резонатора для лазера накачки и ТГц-лазера [19], неустойчивых резонаторов [20], а также беззеркальных лазеров с продольно распределенной по длине резонатора обратной связью [21].

11.1.3. Волноводные резонаторы с отверстиями связи в зеркалах

Наиболее простым широкодиапазонным способом вывода ТГц излучения из резонатора является использование для этих целей центрального крупномасштабного отверстия связи в одном из зеркал резонатора. Однако простота метода порождает ряд существенных недостатков: во-первых, теряется значительная часть излучения накачки; во-вторых, имеет место большая расходимость лазерного излучения и, в-третьих, возникает генерация на типах колебаний высших порядков.

Наиболее распространенной конфигурацией резонатора ТГц лазера является конфигурация, представленная на рис. 11.4. В зависимости от размеров резонатора обеспечивается режим открытого или волноводного резонатора. Сферические зеркала радиусом R_1 и R_2 расположены вплотную к торцам волновода, имеющего радиус *а* и длину *L*. Излучение накачки вводится в резонатор через малое отверстие диаметром $2c_1 = 1-2$ мм, обычно расположенное в центре «входного» зеркала и слабо влияющее на распределение поля в резонаторе. Через отверстие диаметром $2c_2$ в зеркале на выходном конце лазера осуществляется вывод терагерцового излучения.

Выходное отверстие может быть расположено как на оси резонатора, так и смещено на расстояние c_3 от его оси.



Рисунок 11.4. Теоретическая модель лазерного резонатора.

Теоретический подход к расчету волноводных резонаторов основан на принятой для квазиоптических систем интерпретации процесса формирования типов колебаний как интерференции распространяющихся навстречу друг другу волновых пучков, отражаемых рефлекторами, а также представление искомых функций распределения поля разложением по модам соответствующего волновода [22-24]. Ограничиваясь осесимметричной задачей для зеркал, взаимодействие встречных пучков с зеркалами описывается функцией $\Phi_{(j)}(\rho)$ амплитудно-фазовой коррекции, предложенной в [25], где j = 1, 2 – номер зеркала и имеющей вид

$$\Phi_{(j)}(\rho) = \begin{cases} \exp(-i2\pi N S_j \rho^2), & \xi_j \le \rho \le 1 \\ 0, & 0 \le \rho < \xi_j \end{cases}.$$
 (11.1)

Здесь $\rho = r/a$ – относительная радиальная координата, $N = a^2/\lambda L$ – число Френеля резонатора, $S_j = L/R_j$, $\xi_j = c_j/a$.

Комплексная амплитуда компоненты поля волнового пучка распространяющегося от (3 – *j*) зеркала к *j*-му на раскрыве последнего ищется в виде

$$U(\rho, \varphi) = \sum_{m=1}^{M} C_m U_m^{(0)}(\rho, \varphi), \qquad (11.2)$$

где $U_m^{(0)}(\rho,\phi)$ – функции, характеризующие распространяющиеся моды цилиндрического металлического или полого диэлектрического волноводов соответствующего класса симметрии. Число *М* членов в разложении (11.2) определяется требуемой точностью расчета.

Эта компонента после взаимодействия волны с отражателем на его раскрыве может быть представлена следующим выражением:

$$U(\rho, \varphi) = \sum_{m=1}^{M} C_m \Phi_{(j)}(\rho) U_m^{(0)}(\rho, \varphi) \,. \tag{11.3}$$

Перепишем (11.3), представив $\Phi_{(j)}(\rho)U_m^{(0)}(\rho,\varphi)$ в виде ряда по собственным волноводным функциям:

$$U(\rho,\phi) = \sum_{m=1}^{M} C_m \sum_{n=1}^{N} B_{(j)mn} U_n^{(0)}(\rho,\phi), \qquad (11.4)$$

где
$$B_{(j)mn} = \int_{0}^{12\pi} \int_{0}^{2\pi} \Phi_{(j)}(\rho) U_m^{(0)}(\rho, \varphi) U_n^{(0)}(\rho, \varphi) \rho d\rho d\varphi.$$

Рассматривая полный обход пучка, описывая его дополнительный к геометрооптическому фазовый набег и уменьшение амплитуды аргументом и модулем числа Λ , а также используя условие воспроизведения поля моды после кругового обхода резонатора [26],получим систему уравнений для нахождения Λ и C_m :

$$\Lambda C_k = e^{i\gamma_k L} \sum_{m=1}^M C_m \sum_{n=1}^N B_{(j)mn} B_{(3-j)nk} e^{i\gamma_n L}, \quad k = 1, 2, 3, \dots M, \quad (11.5)$$

где *γ* – постоянные распространения волноводных мод соответствующего класса.

Решение системы уравнений (11.5) при помощи модифицированного алгоритма *LR*-Рутисхаузера [27] позволяет найти собственные значения Λ и собственные векторы C_m , компоненты которых представляют собой коэффициенты разложения мод резонатора по волноводным модам. Относительная доля энергии резонаторной моды, переносимая собственными волноводными волнами, определяется величиной $\zeta_m = |C_m|^2 / \sum_{i=1}^M |C_i|^2$. Соб-

ственные значения определяют относительные потери энергии и дополнительный к геометрооптическому фазовый набег моды за круговой обход резонатора, соответственно, следующим образом:

$$\Delta_k = 1 - |\Lambda_k|^2 ; \qquad \Psi_k = \operatorname{Arg} \Lambda_k.$$
(11.6)

Относительный межмодовый интервал можно рассчитать по формуле

$$\Delta v_{kk'} = \frac{\Psi_k - \Psi_{k'}}{2\pi} \,. \tag{11.7}$$

Для сравнения характеристик основных мод проведены расчеты аналогичных по размерам открытых резонаторов. Для несимметричного открытого резонатора следующая система интегральных уравнений должна удовлетворять собственным функциям $U^{(i)}$ и собственным значениям $\Lambda^{(i)}$

$$\Lambda^{(1)}U^{(1)}(\rho_{1}) = \int_{(N_{02})^{1/2}}^{(N)^{1/2}} K_{n}(\rho_{1},\rho_{2})U^{(2)}(\rho_{2})\rho_{2}d\rho_{2}, \qquad (11.8)$$
$$\Lambda^{(2)}U^{(2)}(\rho_{2}) = \int_{(N_{01})^{1/2}}^{(N)^{1/2}} K_{n}(\rho_{1},\rho_{2})U^{(1)}(\rho_{1})\rho_{1}d\rho_{1},$$

где число Френеля отверстия связи определяется как

$$N_{0i} = \frac{c_i^2}{\lambda L}, \qquad i = 1, 2,$$

а ядро интегрального уравнения в неконфокальном случае имеет вид

$$K_n(\rho_1,\rho_2) = j^{n+1} 2\pi J_n(2\pi\rho_1\rho_2) \exp\left[-j\pi \left(g_1\rho_1^2 + g_2\rho_2^2\right)\right], \quad g_i = 1 - \frac{L}{R_i}$$

Решая (11.8), например матричным методом [28], найдем аналогично (11.6) основные характеристики типов колебаний открытого резонатора с отверстиями в отражателях.

Остановимся на анализе влияния центральных отверстий на характеристики мод волноводного резонатора с плоскопараллельными отражателями (S = 0 в (11.1)). На рис. 11.5 приведены результаты численных расчетов для диэлектрического резонатора ТГц CH₃OH-лазера(длина волны излучения $\lambda =$ 0,1188 мм), параметров волновода a = 18 мм, L = 1,8 м ($N \approx 1,52$). В качестве материала стенок волновода было выбрано кварцевое стекло с расчетным показателем преломления на $\lambda = 0,1188$ мм v $\approx 2,32 + i 0,40$ [29]. Данные результаты получены путем численного решения (11.5) и относятся к различным относительным радиусам центрального круглого отверстия в одном из зеркал, например, выходного отверстия $\xi_2 = c_2/a = 0,05...0,15$. Идентификация типов колебаний здесь проведена по максимальному значению модуля постоянной C_m в разложении по волноводным модам.



Рисунок 11.5. Зависимость суммарных потерь энергии за круговой обход Δ (*a*) и полезных потерь на выходном отверстии η (*б*) от его относительного размера ξ₂ для *EH*_{1m} мод волноводного и *TEM*₀₀ моды открытого плоскопараллельных резонаторов. *N*≈ 1.52

Дополнительно к известным характеристикам резонаторных мод для резонаторных конфигураций с отверстиями особый интерес представляют полезные потери энергии на выходном отверстии (эффективность излучения), которые определяются долей энергии, уходящей через отверстие:

$$\eta = \frac{\int_{0}^{\xi_{i} 2\pi} \int |U|^{2} \rho d\rho d\phi}{\int_{0}^{12\pi} \int |U|^{2} \rho d\rho d\phi}.$$
(11.9)

Как видно из графиков на рис. 11.5, при рассмотрении типичных для ТГц лазеров параметров отверстий *ξ*₂≤ 0,15 из линейно поляризованных мод тип колебаний ЕН₁₁ выделяется невысокими суммарными потерями энергии, значительной эффективностью излучения этой моды через отверстие. Для сравнения проведены расчеты характеристик мод открытого плоскопараллельного резонатора с центральным отверстием в отражателе [25]. Его размеры были выбраны аналогично исследуемому волноводному резонатору. Открытый резонатор имеет значительно более редкий спектр типов колебаний по сравнению с волноводным резонатором. Это объясняется, как известно, сильной связью собственных типов колебаний открытых резонаторов со свободным пространством в отличие от «закрытой» волноводной системы. Полные потери энергии при этом для основной моды TEM_{00} открытого резонатора значительно больше, чем у моды EH_{11} волноводного резонатора, в области типичных для ТГц лазеров параметров отверстий $\xi_2 \leq 0,15$. Они становятся почти одинаковыми в области больших значений ξ_2 .



Рисунок 11.6. Зависимость суммарных потерь энергии за круговой обход Δ (*a*) и полезных потерь на выходном отверстии η (*б*) от числа Френеля *N* для моды *EH*₁₁ волноводного резонатора (штриховая линия) и *TEM*₀₀ моды (остальное) открытого сферического резонатора при различных параметрах конфокальности *S* его зеркал. $N_0 = 0.01$

Проводя сравнение эффективности излучения через выходное отверстие низших типов колебаний волноводного и открытого резонаторов, можно сделать вывод о преимуществе по этому параметру волноводного резонатора. Во всем диапазоне исследуемых излучающих апертур полезные потери энергии моды EH_{11} значительно превышающих значение для моды TEM_{00} . Очевидно, что более высокая эффективность выходного отверстия для низших мод и обеспечивает известное для ряда конфигураций преимущество волноводных лазеров по выходной мощности по сравнению с лазерами на открытых резонаторах.

Проведены расчеты характеристик рассматриваемых резонаторов при типичном для ТГц лазеров числе Френеля отверстия $N_0 = c_2^2/\lambda L = 0,01$ в диапазоне различных геометрий, характеризующихся числом Френеля N = 0,1-2. Рис. 11.6 указывает на еще одну особенность исследуемых структур – высокую чувствительность характеристик мод волноводного резонатора по сравнению с открытым к изменению геометрии системы.

Открытые резонаторы характеризуются плавным уменьшением полных потерь при росте числа Френеля. Волноводный резонатор во всем диапазоне анализируемых геометрий имеет меньшие потери энергии, чем аналогичный по размерам открытый резонатор. Однако для волноводного резонатора при аналогичной тенденции уменьшения потерь энергии с ростом N наблюдаются резкие колебания в их величинах при небольших изменениях геометрии резонатора. Так, например, при N = 0,14 полные потери равны 63 %, а при N = 0,16 - 33%. Такое резко неустойчивое поведение характерно и для полезных потерь энергии на выходном отверстии волноводного резонатора.

Выявленные отличия в характере изменения основных характеристик исследуемых систем объясняются особенностями распространения в них резонаторных мод. Расчеты показывают, что для волноводного резонатора при значениях N, соответствующих резкому увеличению потерь энергии, происходит перекачка энергии из основной волноводной моды в более высокие. Это вызывает изменение поперечного распределения поля моды и соответственно резко падает эффективность ее излучения через отверстие.

Как видно из рис. 11.6, у открытого резонатора полезные потери на отверстии как функции числа Френеля также имеют ряд максимумов, что объясняется чередованием максимумов и минимумов интенсивности поля в центре зеркала при изменении радиуса отверстия [30]. Однако чередование максимумов эффективности излучения в этом случае, в отличие от волноводного резонатора, происходит с гораздо меньшей частотой. При этом наибольшими полезными потерями излучения для $N \le 2$ характеризуется полуконфокальная геометрия. Отметим значительное преимущество по этому параметру волноводного резонатора над открытым в области геометрий, характеризуемых $N \le 0,6$. При N > 0,6 возможна обратная ситуация.

Известно, что основными модами генерации ТГц лазера на основе круглого сверхразмерного металлического волновода являются моды класса TE_{0m} , имеющие азимутальную поляризацию. Увеличить степень поляризации выходного излучения такого лазера можно путем смещения выходного отверстия от оси резонатора [31, 32]. При этом изменяются суммарные и полезные потери энергии мод резонатора, что приводит к изменению выходной мощности. Выбором диаметра смещенного отверстия связи можно сделать полезные потери оптимальными и добиться максимальной выходной мощности лазера.

Теоретическая модель исследуемого резонатора аналогична представленной на рис. 11.4. Его особенностью является наличие плоских зеркал, расположенных вплотную к торцам волновода, и смещение выходного отверстия от оси волновода на расстояние c_3 . Расчет проведен для резонатора с медным волноводом, имеющим типичные для ТГц ЛОН размеры: L = 1848 мм, a = 9,96 мм. Диаметр центрально расположенного входного отверстия зафиксирован равным $2c_1 = 1,5$ мм.

На рис. 11.7*а* приведены рассчитанные по (11.7) для пяти наиболее добротных мод зависимости межмодовых интервалов, выраженных в долях интервала между продольными модами, от относительного смещения выходного отверстия $\xi_3 = c_3/a$ диаметром $2c_2 = 5$ мм. Соответствующие по-перечные индексы мод помещены в скобках.



Рисунок 11.7. Зависимости относительных частотных интервалов между наиболее добротными модами и модой $TE_{01}q\Delta\nu(a)$ и суммарных потерь энергии за круговой обход наиболее добротных мод $\Delta(b)$ при смещении от центра на ξ_3 выходного отверстия диаметром 5 мм

Положение моды в спектре резонатора слабо зависит от геометрии отверстия, если вклад одной из собственных волн остается не меньше 50 %, а вклад каждой из остальных волн не превышает 7 ÷ 8 % (табл. 11.1). Это позволяет считать такую моду одной и той же при различных отверстиях и обозначать ее TE_{0nq} , где n – индекс волны, переносящей наибольшую долю энергии моды.

Таблица 11.1

	$\xi_2 = 0,1$		$\xi_2 = 0,2$			$\xi_2 = 0,3$			
ξ3	m n	$C_m^2 \times \times 100, \ \%$	Ф, рад	m n	$C_m^2 \times \times 100, \ \%$	Ф, рад	m n	$C_m^2 \times \times 100, \ \%$	Ф, рад
0	01	99,5		01	91,5		01	86,0	
	03	0,2	2,737	03	7,5	2,746	03	12,1	2,755
	0 18	0,1		0 18	0,3		02	0,8	
0,1	01	97,25		01	87,2		01	78,2	
	03	2,25	2,740	03	11,2	2,754	03	16,9	2,758
	0 18	0,2		0 2	1,1		0 2	2,8	
0,25	01	96,7		01	79,5		01	80,8	
	03	2,9	2,741	03	17,7	2,758	03	13,7	2,756
	018	0,3		018	1,9		018	3,3	

Энергетические потери мод существенно зависят от смещения отверстия. На рис. 11.76 показана зависимость суммарных потерь пяти наиболее добротных мод от смещения отверстия диаметром 5 мм. При смещении отверстия на расстояние ξ_3 менее 0,1 мода TE_{01q} остается самой добротной, что подтверждает предпочтительность ее использования.

Зависимость суммарных Δ и полезных η (на выходном отверстии) потерь энергии приведены на рис. 11.8.



Рисунок 11.8. Зависимость суммарных потерь энергии за круговой обход Δ (*a*) и полезных потерь η (δ) моды $TE_{01}q$ при смещении от центра на расстояние ξ_3 выходного отверстия разного диаметра $1 - 2c_2 = 2$ мм; $2 - 2c_2 = 3$ мм; $3 - 2c_2 = 4$ мм; $4 - 2c_2 = 5$ мм; $5 - 2c_2 = 6$ мм

Отметим, что полезные потери вносят основной вклад в суммарные, поэтому и те и другие зависят от геометрии отверстия подобным образом. При смещении большого отверстия в максимум поля волны TE_{01} полезные потери могут уменьшаться (кривые 4,5 на рис.11.86). При этом разность между Δ и η увеличивается за счет роста потерь на входном отверстии изза расширения распределения поля моды, а также за счет роста потерь в стенках волновода, из-за увеличения вклада высших собственных волн в резонаторную моду.

Степень поляризации излучения, выходящего из резонатора в отверстие, определяется выражением:

$$\Pi = \frac{\int \left(E_y^2 - E_x^2\right) \rho \, d\rho \, d\phi}{\int \int \left(E_y^2 - E_x^2\right) \rho \, d\rho \, d\phi}.$$
(11.10)

Аппроксимируя границы отверстия дугами радиусов $|c_2+c_3|/a$ и $|c_3-c_2|/2$ и радиусами, расположенными под углами $\pm \varphi = \pm \arctan(c_2/c_3)$ вместо (11.10) имеем

$$\Pi = \frac{\sin(2 \arctan g \frac{r_2}{r_3})}{2 \arctan g \frac{r_2}{r_3}}.$$
(11.11)

Согласно (11.11), при смещении выходного отверстия растет степень поляризации выходящего из резонатора излучения (см. рис. 11.9).



Рисунок 11.9. Расчетные (сплошные линии) и экспериментальные (точки) зависимости степени поляризации излучения. При смещении от центра на расстояние ξ_3 выходного отверстия разного диаметра. (1) – 2 c_2 = 2 мм; (2) – 2 c_2 = 3 мм; (3) – 2 c_2 = 4 мм; (4) – 2 c_2 = 5 мм; (5) – 2 c_2 = 6 мм Чем больше диаметр отверстия, тем больше требуется смещение, чтобы достичь определенной степени поляризации. Например, при смещении отверстия на величину его радиуса по формуле (11.11) получаем степень поляризации 64 %, то есть, излучение на 82% по мощности линейно поляризовано. Предложенные методики и результаты расчетов по исследованию характеристик волноводных лазерных резонаторов с внутренними неоднородными зеркалами позволяют использовать их при выборе геометрических параметров резонансных систем и находят применение для оптимизации выходной мощности ТГц волноводных лазеров.

11.2. Построение малогабаритных ТГц лазеров с оптической накачкой

Широкодиапазонную малогабаритную терагерцовую ячейку возможно создать на основе открытого, волноводного диэлектрического или металлического резонаторов. Для субмиллиметрового лазера применяются два вида вывода излучения – отверстие связи в одном из зеркал и гибридное зеркало [8]. Последнее является селективным элементом, поэтому для широкодиапазонных систем перспективно отверстие. Для открытого резонатора радиус пятна поля на зеркале пропорционален $\lambda^{1/2}$ [33], где λ – длина волны, поэтому фиксированным отверстием не обеспечивается оптимальная связь в выбранном диапазоне длин волн. Для реализации широкодиапазонной ячейки предпочтительно использование волноводного резонатора, причем металлического, тек как постоянная затухания основной моды диэлектрического волновода пропорциональна λ^2 , а металлического $-\lambda^{3/2}$. Величина диаметра волновода ограничена условием $a/\lambda_{max} \ge 10$ ($\lambda_{max} = -\lambda^{3/2}$). максимальная длина волны в рабочем диапазоне), при котором волноводные потери достаточно малы для эффективной работы лазера [8]. Радиус отверстия связи должен быть не менее, чем 3 $\lambda_{\rm max}$ для обеспечения одинаковой связи в рабочем диапазоне.

Дополнительное уменьшение габаритов лазерной системы может быть достигнуто применением складной геометрии резонаторов [34, 35] при помощи системы поворотных зеркал (СПЗ).

Резонаторы складной конструкции имеют два и более волноводов, связанных квазиоптически с помощью СПЗ. Обычно используется СПЗ, состоящие из одного или двух зеркал [34]. В первом случае зеркало располагается на пересечении осей сопрягаемых волноводов и может быть как плоским, так и сферическим.

Плоское зеркало располагается на минимальном расстоянии от торцов волноводов для уменьшения потерь энергии мод, вызванных дифракцией на открытых участках. Для резонаторов на основе диэлектрических волноводов, работающих на моде EH_{11q} , потери пропорциональны величине ($\lambda l/a^2$)^{3/2}, где l – расстояние между волноводами вдоль оптической оси [34]. Максимальная компактность резонатора достигается при использовании СПЗ из двух плоских зеркал, расположенных под углом 45⁰ к осям со-



Рисунок 12.10. Оптическая схема системы поворотных зеркал: 1, 2 – сопрягаемые волноводы; 3, 4 – сферические зеркала; 5 – плоское зеркало

прягаемых волноводов так, что волноводы взаимно параллельны. Такая система использована нами в CO₂-лазере накачки [31, 36].

Уменьшить дифракционные потери на моде EH_{11q} можно в СПЗ, содержащей сферическое зеркало с радиусом кривизны $R = 2\pi\omega^2/\lambda$, где $\omega = 0,6435a$, расположенное на расстоянии R/2 от торцов сопрягаемых волноводов [35]. При использовании в СММ ЛОН данная система вносит большие потери для излучения накачки.

В рассмотренных вариантах СПЗ потери сильно зависят от длины волны, что ограничивает рабочий диапазон длин волн. Нами предложена система на основе двух сферических зеркал, эффективно работающая в достаточно широком диапазоне длин волн [37].

На рис.11.10 изображена оптическая схема СПЗ, сопрягающей волноводы 1 и 2. Система состоит из сферических зеркал 3, 4 и плоского зеркала 5. Благодаря последнему достигается параллельное расположение волноводов, а также малый угол между нормалью к отражающей поверхности сферического зеркала и оптической осью СПЗ, что необходимо для уменьшения внеосевой аберрации. Данная СПЗ осуществляет передачу распределения поля волнового пучка от волновода 1 к волноводу 2 с точностью до масштабного множителя $K = f_4/f_3$, где f_3 , f_4 – фокусные расстояния зеркал 3, 4, при выполнении условий:

$$a_n \sqrt[3]{\frac{a_n}{\lambda_{\min}}} \ll f_{n+2} \ll \frac{a_{n+2}a_n}{\lambda_{\max}}; \qquad (11.12)$$

$$f_{n+2} << \frac{a_5 a_n}{\lambda_{\max}};$$
 (11.13)

$$\left| (f_3 + f_4) - (l_1 + l_2) \right| \ll \frac{f_3 f_4 \lambda_{\min}}{a_1 a_2};$$
(11.14)

421

$$\frac{\left|L_{n}-f_{n+2}\right|}{f_{n+2}} <<1; \tag{11.15}$$

$$\left| f_4^{2} (f_3 - L_1) + f_3^{2} (f_4 - L_2) \right| << \frac{16a_1^{2} a_2^{2} \lambda_{\min}}{\lambda_{\max}^{2}}; \qquad (11.16)$$

где $n = 1, 2; a_1, a_2$ – радиусы волноводов 1, 2; a_3, a_4, a_5 – радиусы раскрывов апертур зеркал 3, 4, 5; l_1, l_2 – расстояния вдоль оптической оси от зеркал 3, 4 до зеркала 5, L_1, L_2 – расстояния вдоль оптической оси от волноводов 1, 2 до зеркал 3, 4, соответственно; $\lambda_{\min}, \lambda_{\max}$ – минимальная и максимальная длины волн рабочего диапазона СПЗ.

Соотношения (11.12–11.16) получены с использованием дифракционного интеграла Френеля-Кирхгофа для описания распространения поля между апертурами зеркал и волноводов [37]. Сферические зеркала представлены в виде квадратичных фазовых корректоров. Соотношения (11.12, 11.13) накладывают ограничения на выбор фокусных расстояний сферических зеркал при заданных поперечных размерах волноводов и зеркал. Они получены из условия параболической аппроксимации при рассмотрении волнового пучка (левая часть (11.12)) и условия пренебрежения виньетированием пучка при его взаимодействии с волноводами и зеркалами (правые части (11.12) и (11.13)). Соотношение (11.14) отражает тот факт, что расстояние вдоль оптической оси между фокусирующими зеркалами должно быть близко сумме их фокусных расстояний. Если величины (L₁ f_3)и($L_2 - f_4$) имеют противоположные знаки, то они ограничены условием (11.15), если одинаковые знаки, то гораздо более жестким условием (11.16). Очевидно, что с помощью данной СПЗ можно сопрягать волноводы, диаметры которых отличаются в К раз.

Данная система была собрана и испытана в ТГц диапазоне на длине волны $\lambda = 0,57056$ мм (линия генерации молекулы CH₃OH с накачкой на переходе 9P16 CO₂-лазера). Поворотные зеркала были изготовлены из нержавеющей стали с алюминиевым напылением и имели следующие параметры: $f_3 = f_4 = 80$ мм, $a_3 = a_4 = 21$ мм, $a_5 = 10$ мм. Система использовалась для сопряжения медных волноводов с внутренним диаметром 2a = 19,8 мм.

Потери мощности излучения в волноводном тракте, содержащем СПЗ, были на 4,5% больше, чем в тракте из тех же волноводов, состыкованных вплотную. Эти потери с точностью до погрешности относительных измерений мощности (\pm 0,5%) равны тепловым потерям на поворотных зеркалах, следовательно, участки свободного пространства СПЗ почти не вносили дополнительных потерь.

Для сравнения моделировалось сопряжение волноводов с помощью двух плоских зеркал, для чего волноводы раздвигались вдоль оптической оси на 40мм (минимальный участок свободного пространства при таком сопряжении волноводов равен 4*a*). В этом случае потери были на 29%

больше, чем в тракте из состыкованных вплотную волноводов. Очевидно, что все дополнительные потери были вызваны дифракцией на участке свободного пространства.

Исследования выходных характеристик металловолноводного лазера на различных длинах волн ТГц диапазона проведены на экспериментальном макете лазера. Его резонатор образован отрезком медного волновода круглого сечения внутренним диаметром 19,8 мм и плоскими зеркалами, закрепленными с возможностью юстировки на расстоянии 1÷2 мм от его торцов. Накачка излучения CO₂-лазера мощностью 10 Вт осуществлялась раструбом через инжекционное отверстие диаметром 1,8 мм, расположенное в центре одного из зеркал. Терагерцовое излучение выводилось через отверстие диаметром 3÷6 мм в выходном зеркале.

Были выбраны шесть линий генерации молекул CH₃OH, HCOOH и HCOOD по соображениям высокой выходной мощности в ТГц диапазоне. На каждой линии генерации ТГц лазер настраивался на максимум выходной мощности путем плавной подстройки длины резонатора и подбора давления рабочего газа.

Прежде всего, определялась оптимальная длина волновода ТГц ячейки. Существование оптимальной длины при постоянной мощности накачки обусловлено следующими причинами. При уменьшении активной длины L усиление за проход резонатора g_0L снижается, так как усредненный по объему ячейки коэффициент усиления g_0 растет (в силу увеличения плотности мощности накачки) непропорционально уменьшению L. Это происходит из-за насыщения поглощающего перехода, а также из-за увеличения потерь мощности накачки в отражателях и волноводе вследствие увеличения числа проходов излучения накачки в ячейке до его полного поглощения активной средой. В результате выходная мощность снижается. С увеличением L средняя плотность мощности накачки снижается из-за поглощения в газе, а волноводные и, следовательно, суммарные потери δ_{Σ} растут, поэтому выходная мощность падает. В силу малости коэффициента затухания волн TE_{0n} на коротких волнах ТГц диапазона при реальных значениях L может не достигаться спадающий участок зависимости $P_{abix}(L)$. В этом случае оптимальной можно считать величину L, выше которой мощность остается приблизительно постоянной, а габариты лазера неоправданно растут.

Измерения выходной мощности ТГц ЛОН проведены для случаев L = 0,5 м, 1 м и 2 м. Длина ячейки выбиралась кратной 0,5 м с целью построения резонатора складной конструкции из отрезков волновода такой длины. Радиус кривизны зеркала, фокусирующего излучение накачки на входном отверстии ТГц резонатора, равнялся 0,25 м при L = 0,5 м и 0,5 м – в остальных случаях. Значения выходной мощности на шести линиях генерации при мощности накачки 10 Вт приведены в таблице 11.2. Диаметры выходного отверстия *d* выбраны такими, чтобы обеспечить максимальную выходную мощность на слабых линиях генерации. Зависимость мощности от длины ячейки неодинакова для разных линий генерации, главным образом, из-за различия в параметрах лазерных переходов.

Таблица	1	1	.2
	_	_	

	Рабочая молекула	Выходная мощность, мВт					
Плица		N	Стеклянный				
длина		1	волновод				
волны,		L=2м	L=1м	L=0,5м	$L=0,5M\times 2$	L=1,6м	
IVIIVI		$d=6\mathrm{MM}$	$d=5 \mathrm{MM}$	$d=3 \mathrm{MM}$	d=4 MM	$d=6\mathrm{MM}$	
		2а=19,8мм	2а=19,8мм	2а=19,8мм	2а=19,8мм	<i>2а=</i> 56 мм	
0,07051	CH ₃ OH	12	13,5	2,5	12	12,5	
0,11883	CH ₃ OH	24	32	26	29	21,5	
0,39363	HCOOH	5,5	13,5	10	9	—	
0,57056	CH ₃ OHHC	3	2,5	0,2	2	1,5	
0,74257	OOH	1	0,8	0,8	0,8	1,7	
0,91993	HCOOD	1	1,8	0,6	1,5	_	

Оптимальной можно считать длину ячейки 1 м. В шестой колонке таблицы приведены значения выходной мощности лазера со складным резонатором общей длиной 1 м, построенным на основе двух медных волноводов длиной 0,42 м каждый, которые связаны с помощью СПЗ, описанной выше. Видно, что мощность такого лазера незначительно меньше мощности лазера с линейным резонатором 1 м (четвертая колонка таблицы), повидимому, из-за неточности юстировки и потерь излучения накачки в СПЗ.

Для сравнения в последней колонке таблицы приведены значения мощности лазера с резонатором на основе полого стеклянного волновода диаметром 56 мм и длиной 1,6 м при той же мощности накачки. Металловолноводный лазер не уступает данному по выходной мощности, существенно выигрывая в габаритах.

Для лазера с L = 1 м на различных длинах волн был исследован эффект увеличения степени поляризации выходного излучения путем смещения выходного отверстия от оси резонатора [36, 38]. Значения степени поляризации на трех длинах волн для случаев смещенного на 4 мм и центрального отверстий диаметром 4 мм приведены в таблице 11.3.

Тоблино	1	1	2
таолица	T	T	.5

	Степень поляриза			
Длина волны, мм	Смещенное	Центральное	P_{1}/P_{2}	
	отверстие	отверстие		
0,11883	84	33	0,78	
0,39363	91	34	0,94	
0,74257	94	70	1	

При смещенном отверстии степень поляризации выше, чем при центральном на всех длинах волн. Она увеличивается с ростом длины волны. Это объясняется тем, что с ростом λ растет доля волн TE_{0n} в моде генерации лазера.

При перестройке ТГц лазера с открытым или диэлектрическим резонатором по линиям генерации, положение плоскости поляризации выходного излучения может изменяться на 90⁰ вследствие поляризационной анизотропии коэффициента усиления [5]. В то же время во многих случаях применения лазера требуется строго определенное положение плоскости поляризации его излучения. Это достигается смещением выходного отверстия в предложенном нами [38] металловолноводном ТГц ЛОН, работающем на моде TE_{01q} . Положение плоскости преимущественных колебаний выходного излучения задается направлением смещения отверстия от оси резонатора. Данное утверждение проверялось экспериментально [36, 38] на вышеуказанных трех линиях генерации в трех случаях смещения отверстия: по направлению электрического вектора поля накачки, перпендикулярно ему и под углом 45^0 . Плоскость преимущественных колебаний выходного излучения всегда была перпендикулярна радиусу волновода, проведенному через центр выходного отверстия.

Исходя из сказанного, разработана концепция построения широкодиапазонной малогабаритной терагерцовой лазерной системы. Она состоит из следующих основных функциональных узлов: CO₂-лазера накачки, ТГц ячейки, системы ввода излучения накачки в ячейку, полуавтоматической системы замены и контроля давления рабочих газов и двух систем автоматической подстройки мощности (АПМ) лазера накачки и ТГц лазера. Структурная схема малогабаритного широкодиапазонного ТГЦ ЛОН приведена на рис.11.11.

В качестве источника накачки используется волноводный СО₂-лазер. Поперечные размеры волноводной системы 4×4 мм². Резонансная система лазера размещена в диэлектрической трубе диаметром 56 мм, на которой закреплены глухое зеркало резонатора 1, оборачивающие зеркала 2, выходное окно, а также устройство крепления эшелетта с уголковым отражателем и механизмом управления углом его поворота 4. Оборачивающая система крепится на пьезокорректоре 3, который является исполнительным Возбуждение активной системы AΠM. смеси механизмом лазера (CO₂:N₂:He:Xe) производится в поперечном ВЧ разряде от генератора 5, работающего на частоте ~ 80 МГц с выходной мощностью 500 Вт. СО2лазер разработан и изготовлен в НПО «Плазма» (г. Рязань).

Терагерцевая ячейка представляет собой вакуумный объем 6, выполненный из нержавеющей стали, с внутренним диаметром 100 мм и длиной 500 мм. Резонатор образован медными волноводами 7 диаметром 19,8 мм, системой поворотных зеркал 9 и торцевыми зеркалами 8 и 10. Зеркало 8 выполнено из нержавеющей стали с алюминиевым покрытием, имеет центральное отверстие 1,5 мм для вывода излучения накачки и закреплено на механизме плоскопараллельного перемещения. Перемещение осуществляется электродвигателем 38 – исполнительным механизмом системы АПМ субмиллиметровой ячейки. Выходное зеркало 10 изготовлено из кристаллического кварца, напыляемого алюминием с ненапыленной апертурой диаметром 4 мм, смещенной относительно оси резонатора на 4 мм. Окно для ввода излучения накачки выполнено из пластины ZnSe, расположенной под углом Брюстера. Все элементы субмиллиметрового резонатора размещены на плите из нержавеющей стали. В вакуумный объем вварены два штуцера, оканчивающиеся запорными вакуумными вентилями 11 и манометрический преобразователь ПМТ-2.



Рисунок 11.11. Структурная схема малогабаритного широкодиапазонного ТГц ЛОН: 1 – глухое зеркало; 2 – поворотные зеркала; 3 – пьезокорректор; 4 – эшелетт;
5 – ВЧ генератор; 6 – корпус ячейки; 7 – волноводы; 8 – входное зеркало; 9 – СПЗ;
10 – выходное зеркало; 11 – вентили; 12 – плоские зеркала; 13 – фокусирующее зеркало; 14 – пластина GaAs; 15 – форвакуумный насос; 16, 17, 18, 19,
20 – электромагнитные клапаны; 21, 22, 23 – резервуары с рабочими веществами;
24 – манометрический преобразователь; 25, 35 – схемы сравнения; 26 – блок опорных напряжений; 27 – электронный коммутатор; 28 – блок управления клапанами;
29 – делитель пучка; 30 – линза; 31 – прерыватель пучка; 32 – пироэлектрический детектор; 33 – усилитель; 34 – синхронный детектор; 36 – источник опорного напряжения; 37 – усилитель постоянного напряжения; 38 электродвигатель Система ввода ИК излучения в ячейку состоит из трех плоских зеркал 12 и сферического зеркала 13 с радиусом кривизны 500 мм. Плоские зеркала, изготовленные из нержавеющей стали с алюминиевым покрытием, и фокусирующие (стеклянная сфера с алюминиевым покрытием), закреплены в юстировочных устройствах, сто позволяет совместить направление ИК излучения с осью резонатора субмиллиметровой ячейки. Часть ИК излучения, отраженная от делительной пластины 14, используется для контроля работы CO₂-лазера и в системе АПМ.

Вакуумная система и система полуавтоматического напуска рабочей смеси состоит из форвакуумного насоса, пяти электромагнитных клапанов (ЭК) 16-20 и трех резервуаров с рабочими смесями 21-23. Манометрическая лампа 24 используется для контроля давления в терагерцовой ячейке и в системе полуавтоматического поддержания давления. Последняя обеспечивает равенство сигнала манометрического датчика 24 опорному напряжению, устанавливаемому на блоке 26. При помощи электронного коммутатора 27 сигнал рассогласования включает или выключает подогреватель резервуара с выбранной рабочей жидкостью. Опорные напряжения блока 26 подобраны соответственно оптимальному давлению рабочего газа для каждой из 15 линий генерации на трех рабочих веществах (CH₃OH, HCOOH, HCOOD). Блок управления клапанами 28 обеспечивает их автоматическое закрытие и открытие, а также синхронно с выбранной на блоке 26 линией генерации открывает один из клапанов 18-20.

В режиме с медленной прокачкой рабочей смеси система откачивается до клапанов 18-20. Выбором соответствующей рабочей жидкости и линии генерации на блоке 26 открывается один из клапанов 18-20. Натекательным вентилем устанавливается давление рабочего газа в ячейке близкое к оптимальному. Включается система обратной связи и за счет нагрева соответствующего объема с рабочей жидкостью устанавливается и поддерживается оптимальное давление рабочей смеси. При переходе в «отпаянный режим» закрываются электромагнитные клапаны 17-20 и запорные вентили 11. Система обеспечивает возможность работы в отпаянном режиме до двух суток.

Система АПМ идентичны и построены по принципу сравнения постоянного опорного напряжения с сигналом пироэлектрического детектора пропорционального выходной мощности лазера. Принцип их работы ясен из структурной схемы (рис. 11.11).

Основные характеристики малогабаритного ТГц ЛОН приведены в таблице 11.4, а линии его генерации – в таблице 11.5.

Таблица 11.4

Диапазон длин волн генерации, мм	0,07 - 1
Количество линий на трех рабочих веществах: СН ₃ ОН, НСООН,	15
Долговременная относительная	на балаа 5
нестабильность выходной мощности за 1 час, %	не облее 5
Степень поляризации выходного излучения, %	не менее 80
Положение плоскости преимущественных колебаний	вертикальное
Диаметр пучка выходного излучения, мм	4
Расходимость выходного излучения	дифракционная
Время работы в "отпаянном" режиме при снижении	19
мощности на 20 %, час	40
Мощность субмиллиметрового излучения в диапазоне, мВт	1 – 15
Долговременная нестабильность мощности излучения в час, %	5
Габаритные размеры лазерной системы, мм ³	700×400×250
Масса, кг	не более 40

Таблица 11.5

N⁰		Рабочая	Переход	Выходная
п/п	длина волны, мм	молекула	накачки	мощность, мВт
1	0,07051	CH ₃ OH	9P34	8
2	0,09652	CH ₃ OH	9R10	10
3	0,11883	CH ₃ OH	9P36	22
4	0,16303	CH ₃ OH	10R38	10
5	0,25113	CH ₃ OH	10R34	1
6	0,36969	HCOOD	10R28	1
7	0,39363	НСООН	9R18	8
8	0,41861	НСООН	9R22	6
9	0,43262	НСООН	9R20	7
10	0,46126	HCOOD	10P16	1
11	0,51300	НСООН	9R28	1
12	0,57056	СНЗОН	9P16	2
13	0,74257	НСООН	9R40	1
14	0,91993	HCOOD	10R32	1
15	0,92620	HCOOD	10R14	1

11.3. Волноводные терагерцовые лазеры с однородным выходным пучком

Волноводные газовые лазеры находят широкое применение в различных областях науки и техники [39]. Существует ряд научных и прикладных задач, где использование лазерных пучков с гауссовым профилем, формирующихся в резонаторах с обычными плоскими или сферическими зеркалами, не является оптимальным. При применении лазеров в технологиях поверхностной обработки материалов, для отжига дефектов полупроводников, литографии, локации, в системах оптоэлектронной обработки информации и в медицине желательно использовать однородные выходные пучки, т.е. пучки с равномерным распределением интенсивности в поперечном сечении, резко спадающим на краях апертуры. Для практической реализации предложены сверхмногомодовые [40], уплощенные гауссовы [41] и супергауссовы профили интенсивности излучения [42].

Заданный профиль распределения интенсивности выходного пучка в лазерных системах получают, используя как внерезонаторные, так и внутрирезонаторные методы [43]. В волноводных газовых лазерах применяются комбинированные квазиоптические резонаторы, содержащие многомодовые сверхразмерные волноводы и участки свободного пространства. Поэтому методы формирования выходных пучков заданного профиля в таких лазерах должны основываться на тщательном выборе геометрических параметров и согласовании полых волноводов и участков свободного пространства для осуществления когерентного суммирования поперечных мод волноводного типа [44].

В подразделе 11.2 данной главы нами описан ТГц лазер компактной конструкции, выполненный на основе свернутого с помощью системы поворотных зеркал волноводного резонатора. СПЗ аналогична схеме обобщенного конфокального резонатора (ОКР) [45]. В работах [46, 47] показана возможность неискаженной передачи волновых полей по многомодовым волноводам определенных размеров – «полигармоническим» волноводам. В [48] предложена новая концепция создания лазерных резонаторов на основе самоизображающих свойств многомодовых волноводов.

Используя данные подходы к построению лазерных резонаторов, мы реализовали новый метод получения выходного равномерного профиля интенсивности излучения в волноводном лазере на основе комбинированного резонатора, включающего ОКР с неоднородным зеркалом и полигармонический волновод.

11.3.1. Теоретические соотношения

Теоретическое рассмотрение основано на методах собственных колебаний и фурье-оптики [49, 50]. Процесс формирования резонаторных типов колебаний описывается как интерференция распространяющихся по волноводу и на участках свободного пространства навстречу друг другу волновых пучков, отражаемых рефлекторами.

Наличие фазовых корректоров и неоднородностей на зеркалах опишем при помощи функций амплитудно-фазовой коррекции [25]. Обоснуем предлагаемый принцип формирования моды с равномерным распределением интенсивности на выходном зеркале (фурье-мода) на примере резонатора с азимутально-симметричными круговыми отражателями.

Схема рассматриваемого резонатора представлена на рис. 11.12. Он содержит круглые диэлектрические волноводы 1,1' с радиусом a_1 и длиной L, закороченные с одного торца плоскими отражателями 2 и 3 с центральными отверстиями связи радиусами a_4 и a_5 и оптически связанные между собой СПЗ через другой торец.



Рисунок 11.12. Схема волноводного квазиоптического резонатора с амплитудно-ступенчатым зеркалом: 1,1[°] – полые диэлектрические волноводы; 2, 3 – плоские отражатели с отверстиями связи; 4 – зеркало с амплитудным пространственным фильтром; 5 – квадратичные фазовые корректоры

Размеры волноводов должны отвечать условиям самоизображения в полых диэлектрических волноводах пучков излучения с супергауссовым распределением амплитуды поля. Эти условия получены в [51]. СПЗ состоит из плоского неоднородного зеркала 4радиусом a_2 с амплитудным пространственным фильтром, расположенного на расстоянии L_2 от двух сферических зеркал 5 радиусом a_3 , находящихся на расстоянии L_1 от торцов волноводов. Поперечные размеры элементов резонатора предполагаются такими, что выполняются условие квазиоптического приближения: $(ka_i) >> 1$, (i = 1 - 5), где $k = 2\pi/\lambda$ (λ – длина волны) и условие параксиальности: $k_{\parallel} >> k_{\perp}$ (продольное волновое число намного больше поперечного). Сферические зеркала будем считать аксиально-симметричными квадратичными фазовыми корректорами с фокусным расстоянием *F*.

Применяя методику, изложенную в [52, 53], задача о собственных колебаниях в рассматриваемом резонаторе сводим к следующей системе интегральных уравнений

$$\alpha C_{g} = e^{i\gamma_{g}L} \sum_{m} \sum_{n} \sum_{l} \sum_{p} C_{m} B_{mn} D_{lp} b_{nl} b_{gp} e^{iL(\gamma_{n} + \gamma_{l} + \gamma_{p})}, g, l, m, n, p = 1...M$$
(11.17)

Здесь C_g – коэффициенты разложения по M модам волноводной лазерной трубки искомых функций распределения комплексных амплитуд типов колебаний на раскрыве выходного, например, плоского отражателя 2, α – искомые собственные значения системы уравнений (11.17), определяющие

потери энергии за круговой обход исследуемых мод в резонаторе $\Delta_k = 1 - |\alpha|^2$ и их дополнительный к геометрооптическому фазовый набег – Arg α ; γ – постоянные распространения волноводных мод [54],

$$B_{mn} = \int_{0}^{1} U_m(\rho_1) U_n(\rho_1) F_2(\rho_1) \rho_1 d\rho_1, \qquad D_{lp} = \int_{0}^{1} U_l(\rho_1) U_p(\rho_1') F_3(\rho_1') \rho_1' d\rho_1',$$

где U_i – ортонормированные функции распределения комплексных амплитуд волноводных мод лазерной трубки [52], $\rho_1 = r_1/a_1$ – безразмерная радиальная координата для волновода l, $\rho'_1 = r_1/a_1$ – безразмерная радиальная координата для волновода l';

$$F_2(\rho_1) = \begin{cases} 1, & d_4 \le \rho_1 \le 1, \\ 0, & 0 \le \rho_1 < d_4, \end{cases} \quad F_3(\rho_1') = \begin{cases} 1, & d_5 \le \rho_1' \le 1, \\ 0, & 0 \le \rho_1' < d_5, \end{cases}$$

– функции амплитудно-фазовой коррекции плоских зеркал 2 и 3; $d_4 = a_4 / a_1$, $d_5 = a_5 / a_1$,

$$b_{ij} = \int_{0}^{1} U_{i}(\rho_{1})Q_{j}(\rho_{1})\rho_{1}d\rho_{1}, \qquad Q_{j}(\rho_{1}) = \int_{0}^{1} Q^{0}(\rho_{1},\rho_{1})U_{j}(\rho_{1})\rho_{1}d\rho_{1},$$

$$Q^{0}(\rho_{1},\rho_{1}) = \frac{N_{1}N_{2}}{(1-G_{1})(1-G_{2})}\int_{0}^{1} Q(\rho_{1},\rho_{2})Q(\rho_{2},\rho_{1})T(\rho_{2})\rho_{2}d\rho_{2}, \quad (11.18)$$

$$Q(\rho_{s},\rho_{t}) = -4\pi^{2}N_{0}e^{ik(L_{1}+L_{2})}e^{i\pi(N_{1}\rho_{s}^{2}+N_{2}\rho_{t}^{2})}$$

$$\times \int_{0}^{1} e^{i\pi N_{0}Z\rho_{3}^{2}}J_{0}(2\pi N_{1}\xi_{1}\rho_{s}\rho_{3})J_{0}(2\pi N_{2}\xi_{2}\rho_{t}\rho_{3})\rho_{3}, \quad (11.19)$$

 J_0 – функция Бесселя первого рода нулевого порядка; $T(\rho_2)$ – функция амплитудной коррекции неоднородного зеркала; $\rho_2 = r_2/a_2$ и $\rho_3 = r_3/a_3$ – безразмерные радиальные координаты неоднородного зеркала и фазовых корректоров соответственно; s = 1, 2 – номер отражателя, t = 3 - s. Здесь также введены следующие обозначения:

$$\begin{split} N_{1(2)} &= \frac{a_{1(2)}^2}{\lambda L_{1(2)}}; \qquad N_0 = \frac{a_3^2}{\lambda F}; \qquad \xi_{1(2)} = \frac{a_3}{a_{1(2)}}; \\ G_{1(2)} &= 1 - \frac{L_{1(2)}}{F}; \qquad Z = \frac{1 - G_1 G_2}{(1 - G_1)(1 - G_2)}. \end{split}$$

Пусть распределение комплексной амплитуды компоненты поля на выходном зеркале 2 волноводного квазиоптического резонатора и, соответственно, на торце полигармонического волновода, обращенного к фазовому корректору, описывается круговой функцией:

$$\operatorname{circ}(\rho_{1}) = \begin{cases} 1, \ \rho_{1} \le 1, \\ 0, \ \rho_{1} > 1. \end{cases}$$
(11.20)

Преобразование Фурье-Бесселя этой функции в случае бесконечного протяженного фазового корректора с точностью до дополнительного несущественного постоянного множителя имеет вид [50]:

somb(
$$\Theta$$
) = $\frac{2J_1(\pi\Theta)}{\pi\Theta}$, (11.21)

где $\Theta = 2N_{12}\rho_2$; $N_{12} = a_1a_2 / [\lambda F(1-G_1G_2)]$ – число Френеля ОКР.

Расположив поглощающие элементы на неоднородном зеркале 4 резонатора таким образом, что $\rho_{2\chi} = v_{1\chi}/2\pi N_{12}$ (где $v_{1\chi}$ – корни уравнения $J_1(v_{1\chi}) = 0, \chi = 1, 2, 3...$), и учитывая возможность выделения поперечных мод при помощи вышеуказанных элементов [55], можно ожидать, что решением системы (11.17) будут функции, близкие к аналитическим формам (11.20), (11.21). При этом поперечные размеры однородных участков, на границах которых имеется скачок материальных постоянных, должны значительно превышать длину волны.

Решение системы (11.17) возможно только на ЭВМ. Оно проводилось матричным методом [56] при помощи модифицированного алгоритма Рутисхаузера. Имеются три независимых вида решений системы (11.17) – для гибридных EH_{nm} -мод, поперечных электрических TE_{0m} и поперечных магнитных TM_{0m} , где n и m – азимутальный и радиальный индексы мод, соответственно. Результаты расчетов, приведенные далее, относятся к практически важным модам из класса осесимметричных EH_{1m} -мод, которые при $m \leq \sqrt{a_1/\lambda}$ [57] имеют линейную поляризацию поля и комплексные амплитуды, описываемые составляющими полную систему ортонормированными функциями [52]: $U_m(\rho_1) = \sqrt{2}J_0(Y_m\rho_1)/J_1(Y_m)$, где J_0 , J_1 – функции Бесселя первого рода, Y_m – корни уравнения $J_0(Y_m) = 0$. Постоянные распространения этих мод равны [54]:

$$\gamma_m \approx k \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{Y_m \lambda}{2\pi a_1} \right)^2 \left(1 - \frac{i \nu_1 \lambda}{\pi a_1} \right) \right],$$

где $v_1 = 0.5(v^2 + 1)/\sqrt{(v^2 - 1)}$, *v* – показатель преломления стенки волновода.
11.3.2. Экспериментальная установка

Структурная схема оптически накачиваемого ТГц лазера и экспериментальной установки для его исследования приведены на рис. 11.13. Для накачки ТГц лазера используется СО₂-лазер с разрядом постоянного тока, перестраиваемый по Р и R ветвям с помощью эшелетта. Конструкция лазера подробно описана в [58]. Его особенностью является расположение эшелетта непосредственно в разрядной полости, что исключает из резонатора лазера дополнительный элемент (окно Брюстера) и повышает выходную мощность лазера и ее стабильность. Лазер работает в режиме медленной прокачки рабочей смеси CO₂, N₂, He, Xe в соотношении 1:1:4:0,25. Поворотом эшелетта 6 лазер можно настроить на любую из 80 линий Р и R ветвей в диапазоне длин волн от 9,2 до 10,6 мкм. Зеркало резонатора 3 закреплено на пьезокорректоре 4, что обеспечивает возможность плавной перестройки частоты в границах контура усиления с помощью источника постоянного тока 5. Исходная мощность лазера составляет не менее 15 Вт на любой линии P и R ветви. С помощью плоского 11 и сферического (с радиусом кривизны 500 мм) 12 зеркал излучение CO₂-лазера фокусируется на отверстии связи резонатора ТГц ячейки.



Рисунок 11.13. Структурная схема субмиллиметрового лазера с амплитудноступенчатым зеркалом: 1 – высоковольтный источник питания CO₂-лазера; 2 – разрядная трубка; 3 – сферическое зеркало; 4 – пьезоэлемент; 5 – источник напряжения постоянного тока; 6 – дифракционная решетка; 7 – уголковый отражатель; 8 – система откачки CO₂-лазера; 9 – система напуска рабочей смеси CO₂-лазера; 10, 13 – пластины NaCl; 11 – плоское зеркало; 12 – сферическое зеркало; 14 – зеркала с отверстием связи; 15 - кварцевые волноводы; 16 – амплитудно-ступенчатое зеркало; 17 - сферические зеркала СПЗ; 18 – устройство перемещения зеркала резонатора; 19 – микрометрический винт; 20 – электродвигатель; 21 – кварцевая пластина; 22 – вакуумный объем; 23 – система откачки ТГЦ ячейки; 24 – система напуска рабочего газа в ТГЦ ячейку; 25 – устройство азимутального перемещения приемника; 26 – механический модулятор; 27 - приемник ТГЦ излучения; 28 – усилитель; 29 – осциллограф; 30 – самописец

ТГц ячейка представляет собой вакуумный объем, выполненный из стеклянной трубы с внутренним диаметром 80 мм и длиной 610 мм. Резонатор образован двумя кварцевыми волноводами 15 диаметром 9,6 мм и длиной 470 мм. Длины волноводов выбраны соответствующими условиям самоизображения в полых диэлектрических волноводах пучков излучения амплитуды поля вида супергауссовой функции распределением $L \approx 2.4 a_1^{-2} / \lambda$ [51]. Фазовыми корректорами, выполняющими роль элементов фурье-преобразования в расчетной модели лазерного резонатора, являются два сферических зеркала 17 диаметром 40 мм и с фокусным расстоянием 80 мм. Для снятия частотного вырождения резонаторных мод [59] фазовые корректоры расположены на близком к фокусному расстоянии от торцов волноводов и зеркала 16 ($G_1 = G_2 = -0,01$). В качестве зеркала 16 в эксперименте использовались плоское стеклянное зеркало с алюминиевым покрытием диаметром 12 мм и алюминиевое неоднородное амплитудноступенчатое зеркало такого же диаметра. Оно выполняет также роль поворотного в СПЗ (17, 16, 17). Параметры неоднородного зеркала предварительно рассчитывались из уравнения (11.12) и после его изготовления измеренные значения ширины отражающих колец и поглощающих канавок вновь подставлялись в уравнение (11.17) и производился расчет характеристик мод для реальной модели резонатора.

Неоднородное зеркало было изготовлено механическим методом с помощью специального резца в виде чередующихся отражающих колец и поглощающих излучение канавок. Поглощающие канавки протачивались резцом на глубину $\approx 0,2$ мм (1,68 λ) под углом 30° к плоскости отражающей поверхности зеркала. Это обеспечивало вывод отраженных от поверхности канавок лучей из резонатора лазера, что аналогично практически полному поглощению излучения на этих участках зеркала. Измеренный диаметр центрального отражающего участка зеркала равен 2,52 мм ± 0.01 мм (21,21 λ ± 0,08 λ). Ширина отражающих колец и последующих поглощающих канавок приведена в таблице 11.6. Здесь *N*– порядковый номер, показывающий расположение канавок и колец относительно центра зеркала.

N	Ширина кольца		Ширина канавки	
	(в ед. λ)	(мм)	(в ед. λ)	(мм)
1	10,60	1,26	3,03	0,36
2	6,57	0,78	3,03	0,36

Таблица 11.6

Зеркала резонатора 14 – медные плоские, с центральными отверстиями связи с диаметром 2 мм. Проведенные расчеты показали, что при таких диаметрах отверстий связи поле на зеркалах 14 практически не отличается от поля на зеркалах без отверстий. Все элементы резонатора расположены на общей станине. На ней размещен механизм плоскопараллельного перемещения 18, на котором закреплено одно из зеркал 14. Перемещение зеркала осуществляется микрометрическим винтом 19, расположенным за пределами вакуумного объема. Предусмотрена возможность автоматического перемещения зеркала с помощью электродвигателя 20.

Системы откачки 23 и газонаполнения 24 обеспечивают возможность напуска выбранного рабочего вещества в ТГЦ объем и поддержания оптимального давления для получения максимальной выходной мощности. Система регистрации лазерного излучения состоит из приемника ТГЦ излучения (пироэлектрический детектор) 27, усилителя 28 (типа У2-8), осциллографа 29 (типа С1-93) и самописца 30 (типа КСП 4). Приемник закреплен в механизме азимутального перемещения. При этом обеспечивалась временная синхронизация самописца с механизмами перемещения приемника или зеркала резонатора. При исследовании спектра излучения лазера использовался приемник с рупором раскрывом 20 мм, а при исследовании распределения интенсивности диаметр приемной площадки был равен 2 мм.

11.3.3. Сравнение экспериментальных и численных результатов

Длина волны исследуемого субмиллиметрового излучения составляла $\lambda = 0,1188$ мм. Параметры активной среды в расчетах приняты соответствующими значениям для оптически накачиваемого волноводного СН₃OH-лазера с медленной прокачкой рабочей смеси. Коэффициент усиления слабого сигнала – $g_0 = 0,64 \text{ м}^{-1}$, а интенсивность насыщения излучающего перехода – $I_s = 0,0725 \text{ кBt/см}^2[5]$. В качестве материала стенок волноводов было выбрано кварцевое стекло с расчетным показателем преломления на $\lambda = 0,1188 \text{ мм} \ v \approx 2,32 + i 0,40$ [60].

Применяя методику, изложенную в [61, 62], проведен расчет выходной мощности исследуемого лазера с использованием известного выражения Ригрода [63]

$$P = \frac{\delta_{out}}{\delta_t} I_s V \left(g_0 - 0.5 \frac{1}{(1 - \delta_t) L_c} \right), \tag{11.22}$$

где δ_{out} – потери на связь, V– модовый объем генерируемой резонаторной моды, L_c – длина усиливающего разряда, $\delta_t = \delta_k + \delta_h$ – суммарные потери энергии моды за круговой обход резонатора, δ_h – тепловые потери в отражателях. Модовый объем V лазерного пучка в резонаторе находился по формуле

$$V = 2\pi^2 \int_{0}^{L} \int_{0}^{1} \frac{I(\rho, z)}{I_{\max}(\rho, z)} a_z^2 \rho \, d\rho \, dz \,, \tag{11.23}$$

где $\rho = r/a_z$ – безразмерная радиальная координата для волноводного каналов и участков свободного пространства в резонаторе; $I(\rho,z)$, $I_{max}(\rho,z)$ – текущее и максимальное значения интенсивности поля в различных поперечных сечениях резонатора, соответственно; a_z – радиус этих сечений. Суммарные тепловые потери в отражателях резонатора приняты равными 10 %.

Рассчитанная по соотношениям (11.22–11.23) выходная мощность для экспериментального образца волноводного CH₃OH-лазера при использовании однородного зеркала 16 (рис. 11.13) равна Р = 1,5 мВт при модовом объеме для низшей резонаторной моды V= 60,1 см³. В случае использования амплитудно-ступенчатого зеркала 16 с параметрами, приведенными в разделе 2 и оптимальными для получения однородного поля на выходном зеркале, расчетная выходная мощность экспериментального образца волноводного CH_3OH -лазера составила P = 1 мВт при модовом объеме фурье-моды V = 65,4 см³. Измеренная мощность для экспериментального образца лазера с использованием однородного зеркала 16 равна P = 0.7мВт, а в случае применения неоднородного зеркала 16 - P = 0.5 мВт. Измерения проведены болометрическим измерителем мощности типа БИМО-1. Некоторые различия в расчетных и экспериментальных данных можно объяснить отличием принятых в расчетах характеристик активной среды (g_0, I_s) от реальных, а также отличием в расчете и в эксперименте параметров волноводов (эллиптичность, шероховатость поверхности и т.д.) и неучтенным в расчетах расположением в СПЗ фазовых корректоров под некоторым углом к осям волноводов.

На рис. 11.14 приведены экспериментально полученные перестроечные характеристики выходной интенсивности I излучения лазера в зависимости от изменения частоты резонатора f при использовании в качестве зеркала 16 однородного и амплитудно-ступенчатого зеркал. Из рис. 11.14a видно, что при перестройке длины резонатора лазера в случае использования однородного зеркала наблюдаются три низшие по потерям резонаторные EH_{1m} моды. Как показали проведенные расчеты их потери за проход в этом случае составляют 27,67; 76,26 и 89,88 %, соответственно. При использовании в лазере амплитудно-ступенчатого зеркала в перестроечной характеристике излучения наблюдается одна мода (фурье-мода) (рис. 11.14a). Ее потери за проход составляют 34,18 %, а потери двух следующих по добротности мод – 80,72 и 95,07 %, соответственно. Применение в лазере неоднородного зеркала увеличивает потери излучения накачки [28], что приводит к уменьшению коэффициента усиления активной среды и отсутствию в спектре излучения высших мод.



Рисунок 11.14. Перестроечные характеристики волноводного CH₃OH-лазера с однородным (*a*) и амплитудно-ступенчатым зеркалом (*б*).

В табл. 11.7 приведены расчетные межмодовые частотные разделения первой и второй (ϕ_{12}), первой и третьей (ϕ_{13}) по добротности мод для лазера с используемыми в качестве зеркала 16 однородным (ОДЗ) и амплитудно-ступенчатым (АСЗ) зеркалами и экспериментально полученные частотные разделения генерируемых лазерных мод при применения ОДЗ. Отличие расчетных и экспериментальных данных можно объяснить затягиванием частоты в лазере, а также неполным соответствием принятых в расчете геометрических размеров резонатора и используемых в экспериментальном образце лазера.

			Таблица 11.
	Расчет		Эксперимент
Вид зеркала	ОДЗ	AC3	ОДЗ
φ ₁₂	0,46 π	0,49 π	0,39 π
φ ₁₃	0,12 π	0,32 π	0,09 π

На рис. 11.15 приведены расчетные относительные поперечные распределения интенсивности и фазы поля на выходном зеркале 14 при использовании в лазере в качестве зеркала 16 однородного и амплитудноступенчатого зеркал. Нормированная абсолютная мера различия П между круговой функцией сігс (ρ_1) и профилем интенсивности поля $I(\rho_1)$ на выходном зеркале при использовании в резонаторе неоднородного зеркала, определяемая как [65] (P – число точек дискретного задания поля), не превышает 30 %.



Рис. 11.15. Расчетные радиальные распределения интенсивности (*a*) и фазы (б) на выходном зеркале лазера для однородного (*1*) и неоднородного (2) отражателей

$$\Pi = \frac{1}{P} \sum_{p=1}^{P} |1 - I(\rho_{1p})|.$$

Для подтверждения получения на выходном зеркале 14 CH₃OHлазера радиального профиля интенсивности поля, близкого к однородной функции circ (ρ_1), экспериментально и численно исследовались поперечные распределения интенсивности лазерного излучения в дальней зоне. На рис. 11.16 приведены расчетные и экспериментально измеренные распределения интенсивности излучения исследуемого лазера в дальней зоне на расстояниях 380 и 670 мм, соответственно, от выходного зеркала 14 с отверстием связи с диаметром 2 мм при использовании в качестве зеркала 16 амплитудно-ступенчатого зеркала. Радиусы пучков на уровне 0,5 по интенсивности от ее максимального значения, измеренные в ходе эксперимента и полученные расчетным путем, совпадают. При использовании неоднородного зеркала наблюдается хорошее соответствие расчетного и экспериментального профиля распределения интенсивности на расстоянии 670 мм. Некоторые различия в поперечных распределениях интенсивности на расстоянии 380 мм можно объяснить принятым в расчетах упрощением характеристик активной среды, а также некоторым отличием формы (эллиптичность) и размера отверстия связи в экспериментальной модели.



Рисунок 11.16. Расчетные (1) и экспериментальные (2) радиальные распределения интенсивности поля для лазера с амплитудно-ступенчатым зеркалом на расстояниях 380 мм (а) и 670 мм (б) от выходного зеркала лазера

Таким образом, предложен и экспериментально исследован оптически накачиваемый ТГц лазер с равномерным профилем выходного пучка, созданный на основе комбинированного волноводного квазиоптического резонатора свернутой конструкции, включающего в себя обобщенный конфокальной резонатор с неоднородным амплитудно-ступенчатым зеркалом и полигармонический волновод. Показано, что предложенный метод внутрирезонаторного формирования однородных выходных пучков в волноводных лазерах может обеспечить также подавление высших типов колебаний в таких генераторах.

11.4. Селекция поперечных мод в резонаторах ТГц лазеров

Использование квазиоптических волноводных резонаторов (КВР) позволяет создавать малогабаритные молекулярные лазеры с оптической накачкой [31, 36]. Лазеры на основе КВР обеспечивают возможность их дискретной перестройки по терагерцовому диапазону (0,1 – 1 мм) без замены элементов резонатора. Малые потери резонатора при широком частотном диапазоне перестройки получены с использованием сверхразмерных полых металлических волноводов в КВР при условии $a/\lambda_{max} \ge 10$ (a -радиус волновода, $\lambda_{max} -$ максимальная длина волны в рабочем диапазоне) [8]. Реализовать указанный режим генерации в субмиллиметровых лазерах с оптической накачкой возможно только при применении широкодиапазонных устройств связи резонатора со свободным пространством. Наиболее просто это можно осуществить в КВР при выводе излучения через отверстие связи в зеркале [8].

Существенным недостатком лазеров с КВР на основе металлического волновода является многомодовость излучения, так как потери многих поперечных мод в них незначительны. Поэтому актуальной проблемой для таких генераторов является селекция поперечных мод и получение одномодовой генерации. Ни один из известных методов селекции не способен эффективно работать в широком диапазоне длин волн без соответствующего изменения параметров селектора. Поэтому селектирующее устройство должно быть легко управляемым в процессе перестройки лазера. Кроме того, селектор не должен затруднять распространение излучения накачки, для которого резонатор лазера является многоходовой кюветой. В работах [24, 66] нами предложен и реализован удовлетворяющий данным требованиям метод селекции поперечных мод в КВР свернутой конструкции, который основан на диафрагмировании плоского зеркала системы поворотных зеркал.

Теоретическая модель складного комбинированного резонатора аналогична изображенной на рис.11.12.Она содержит круглые металлические волноводы, закороченные с одного торца плоскими зеркалами и оптически связанные системой поворотных зеркал. СПЗ включает в себя два сферических и одно плоское зеркала. С целью упрощения задачи будем рассматривать резонатор, обладающий симметрией относительно отражения в плоском зеркале СПЗ. Поперечные размеры элементов резонатора предполагаются такими, что выполняются условия квазиоптического приближения: $(ka_i)^2 >> 1$, (i = 1, 2, 3), где $k = 2\pi/\lambda$, $(\lambda - длина волны)$, и параксиальности: $k_{11} >> k_{\perp}$ (продольное волновое число намного больше поперечного). Сферические зеркала будем считать аксиально симметричными квадратичными фазовыми корректорами с фокусным расстоянием *f*.

Методика численного расчета волноводного квазиоптического резонатора в общем виде приведена в работе [24]. Она основана на представлении поля в волноводах в виде суперпозиции собственных волн классов TE_{0n} и TE_{1n} , а на открытых участках резонатора – в виде дифракционного интеграла в приближении Френеля. Применяя методику, изложенную в работе [24], задача о нахождении характеристик мод сводится к решению системы линейных уравнений (11.17). Коэффициенты $Q_k(\rho_1)$ учитывают связь волн за счет дифракции при распространении от одного волновода к другому и определяются из (11.18) и (11.19). Решение системы уравнений (11.17) дает *M* собственных значений μ и столько же собственных векторов. Доля энергии моды, переносимая волнами TE_{nm} определяется величиной $|C_m|^2$. Относительные потери энергии за круговой обход исследуемых мод в резонаторе $\Delta_k = 1 - |\alpha|^2$ и их дополнительный к геометрооптическому фазовый набег – Arg α .

11.4.1. Селекция низших поперечных мод в резонаторах ТГц лазеров

Если в выражениях (11.18), (11.19) положить $L_1 = L_2 = f$ и верхние пределы интегралов (апертуры зеркал) устремить к бесконечности, то распределение поля пучка будет передаваться от одного волновода к другому без искажения [37]. Это происходит потому, что каждый из фазовых корректоров производит точное интегральное преобразование Фурье-Бесселя пучка при его передаче из одной фокальной плоскости в другую [50]. Характерный размер пучка на плоском зеркале СПЗ (в области Фурье-образа) равен произведению угла расходимости пучка в дальней зоне дифракции (который пропорционален λ/a_1) на f. Уменьшая радиус плоского зеркала a_2 , можно ожидать подавления мод, сформированных высшими волнами волновода, поскольку угол расходимости последних растет с увеличением поперечных индексов m, n.

Если в (11.18) и (11.19) положить $L_2=f$, $L_1 \ge f$ при бесконечных апертурах зеркал, то плоскость исходного распределения пучка и плоскость его воспроизведения сместятся на расстояние $(L_1 - f)$ от волноводов 1 и 2, соответственно. Таким образом, влияние СПЗ на моды резонатора будет эквивалентно влиянию участка свободного пространства длиной 2 $(L_1 - f)$ между волноводами. Поскольку энергетические потери за счет дифракции на таком участке растут с увеличением поперечных индексов мод [67], следует ожидать селекции низших мод.

Численный расчет зависимости потерь энергии мод резонатора от a_2 и L_1 проведен по формулам (11.17). Геометрические размеры резонатора в расчетной модели выбирались близкими к размерам резонатора малогабаритного широкодиапазонного ТГц ЛОН [31] ($a_1 = 9,9$ мм; $L_w = 425$ мм; f = 80 мм; $a_3 = 21$ мм, материал волноводов – медь).

Расчет проводился на длинах волн ТГц диапазона $\lambda = 0,1$ и 1 мм, а также на $\lambda = 0,4326$ мм (линия генерации ЛОН на муравьиной кислоте при накачке СО₂-лазером на переходе 9*R*20). Число *М* членов разложения в формуле (11.22), определяемое необходимой точностью расчета, выбрано равным 20.

На рис.11.17 представлены результаты расчета потерь для четырех наиболее добротных мод при $L_1 = L_2 = f$ и различных a_2 . Расчет величин $|C_k|^2$ показал, что каждая мода резонатора более, чем на 99,5% сформирована одной из собственных мод волновода. Поэтому типам колебаний резонатора присвоены обозначения соответствующих мод волновода. По оси абсцисс отложен безразмерный параметр $N_{12} = a_1 a_2 / \lambda f$, поскольку влияние СПЗ на типы колебаний инвариантно по отношению к преобразовани-

ям геометрии резонатора, удовлетворяющим закону подобия $N_{12} = const$. Кривые потерь, соответствующие различным λ , отличаются только за счет различия волноводных потерь и ограничения пучка апертурами сферических зеркал. Наибольшие различия имеют место для моды TE_{11} , у которой наибольшие волноводные потери.



Рисунок 11.17. Расчетные (кривые) и экспериментальные (точки) зависимости потерь мод TE_{11} , TE_{01} , TE_{12} и TE_{02} от N_{12} для $\lambda = 0.1$ (сплошные кривые, 0.4326 (штриховые кривые и точки), 1.0 мм (штрихпунктир)

При $N_{12} < 0,8$ наблюдается селекция моды TE₁₁. Однако потери этой моды превышают 25%. Уменьшить их можно путем увеличения диаметра волновода. При этом условия применимости приближения Френеля потребуют настолько увеличить габариты системы, что будут потеряны пре-имущества волноводного резонатора.

Для селекции моды TE_{01} величина параметра N_{12} должна находиться в интервале от 0,9 до 1,1. Потери наиболее близкой по добротности моды TE_{11} можно дополнительно увеличить за счет увеличения волноводных потерь. При перестройке частоты резонатора радиус плоского зеркала СПЗ должен изменяться пропорционально λ , что легко осуществить с помощью ирисовой диафрагмы. В предложенном методе селекции моды TE_{01} ее потери составляют 6%, а потери ближайшей по добротности подавляемой моды примерно на 20% больше. Существенно увеличить эту разность потерь позволяет выбор участка свободного пространства L_1 .

При $L_1 > f$, достаточно большой апертуре a_3 и $N_{12} = const$ поведение типов колебаний комбинированного резонатора определяется двумя безразмерными параметрами: $N_W = \lambda L_W / a_1^2$ и $N_L = \lambda (L_1 - f) / a_1^2$. Параметр N_W задает разность фазовых сдвигов собственных волн после обхода 442

волновода, которая при условии $\left(\chi_{mn'}/ka_1\right)^2 << 1$ приближенно описывается выражением [8]: $\Delta \varphi_{mn,mn'} \approx N_W \left(\chi_{mn'}^2 - \chi_{mn}^2\right) / 2\pi$.

Параметр N_L является обратной величиной обычно используемого в задачах дифракции числа Френеля для участка свободного пространства $(L_1 - f)$ и характеризует дифракцию волнового пучка на участке СПЗ. Резонаторы с одинаковыми параметрами N_W и N_L подобны. Причины возможных различий характеристик их мод те же, что для рассмотренного выше закона подобия, задаваемого параметром N_{12} .

На рис. 11.18 приведены зависимости потерь низших мод резонатора от параметра N_L для различных значений параметра N_W . Заметим, что с увеличением N_L моды резонатора становятся менее «чистыми», т.е. в разложении растет число собственных волн, переносящих заметную долю энергии моды. Модам резонатора присвоены индексы волн, доля которых максимальна. Без существенного ограничения общности полученных результатов в расчете были зафиксированы значения: $\lambda = 0,4326$ мм; $a_1 = 9,9$ мм; $a_2 = 10$ мм; $a_3 = 21$ мм; f = 80 мм и варьировались величины L_1 и L_W .



Рисунок 11.18. Зависимости потерь мод TE_{11} и TE_{01} от N_L при разных N_w .

Общая тенденция полученных зависимостей – увеличение потерь с ростом N_L (т.е. длины участка свободного пространства L_1). Однако кривые имеют локальные минимумы, особенно ярко выраженные для моды TE_{01} . Исследование волнового состава моды TE_{01} показало, что в минимумах кривых мода формируется в основном двумя собственными волнами. В крайнем правом минимуме к собственной волне TE_{01} примешивается приблизительно 20% волны TE_{02} , в следующем (в направлении уменьшения N_L) минимуме – около 7% волны TE_{03} , в следующем – около 3% волны TE_{04} и т.д. Причина возникновения минимумов потерь состоит в сле-

дующем. При определенных фазовых сдвигах волноводных мод на открытом торце волновода формируется сходящийся пучок.



Рисунок 11.19. Зависимость потерь моды TE_{01} от N_L для разных N_{12} при N_w =2.07



Рисунок 11.20. Зависимости потерь за круговой обход δ от числа Френеля свободного пространства N для мод EH₁₁ (1), EH₁₂ (2), EH₁₃ (3), EH₁₄ (4) резонатора с однородным отражателем

Если кривизна фазового фронта такова, что компенсирует расходимость пучка при распространении по участку свободного пространства длиной 2 $(L_1 - f)$, то наблюдается минимум потерь. Расчеты фазового фронта подтвердили, что потери минимальны, когда выходящий из открытого торца волновода пучок имеет сходящийся фазовый фронт, а входящий – плоский.

Для селекции моды TE_{01} наиболее выгодно использовать минимум, соответствующий наибольшему значению N_L , так как в этом случае потери остальных мод максимальны. Метод селекции с помощью участка свободного пространства по сравнению с первым методом позволяет либо уменьшить потери селектируемой моды, либо сильнее подавить остальные моды. Законы подобия проверялись на различных длинах волн ТГц диапазона при соответствующем изменении L_w . На рис. 11.19 приведены зависимости потерь моды TE₀₁от N_L при $\lambda = 0,1$; 0,4326; 1 мм, $N_{12} = 6,19$; 2,86; 1,86, соответственно, и $N_w = 2,07$. В пределах крайнего правого минимума кривые близки даже для различных N_{12} . С уменьшением N_{12} вклад высших волн в резонаторную моду уменьшается и последовательно исчезают минимумы, вызванные интерференцией собственной волны TE₀₁ с этими волнами.

В резонаторах на основе круглых полых диэлектрических волноводов также можно селектировать низшую поперечную моду с помощью диафрагмирования плоского зеркала СПЗ. На рис. 11.20 представлены расчетные зависимости потерь энергии за круговой обход для четырех наиболее добротных мод от числа Френеля участка свободного пространства волновод-зеркало N в случае, когда однородное плоское зеркало СПЗ является полностью отражающим. Длина волны исследуемого излучения составляла $\lambda = 0,1188$ мм. При проведении расчетов радиус волноводов и фокусное расстояние фазовых корректоров составили $a_1 = 9,6$ мм $(a_1/\lambda \approx 80)$ и F = 80 мм соответственно. Была также учтена конечность размера фазового корректора, апертура которого была выбрана вдвое превышающей радиус волновода $a_3 = 17,5$ мм. Дальнейшее увеличение апертуры фазового корректора приводило к незначительному изменению результатов расчетов. Длина волноводов составляла 671 мм. В качестве материала стенок волноводов было выбрано стекло с расчетным показателем преломления на $\lambda = 0,1188$ мм $\nu \approx 2,32 + i 0,40$ [60]. Как видно из рис. 11.20, устойчивая селекция моды EH₁₁ при малых ее потерях наблюдается для значений параметра Френеля 0,7 <N< 1,2. При этом ее потери не превышают 5 %, а потери следующей по добротности EH₁₂ моды составляют не менее 25 %.

11.4.2 Селекция высших поперечных мод в резонаторах ТГц лазеров

Для реализации метода пространственной фурье-фильтрации высших типов колебаний в ВКР необходимо изучить структуру его волноводных мод в дальней зоне. Преобразование Фурье-Бесселя для мод ВКР в случае бесконечного фазового корректора с точностью до дополнительного несущественного постоянного множителя имеет вид [50]

$$G(\rho_2) = \int_{0}^{\infty} J_n(U_{nm}\rho_1) \cdot J_n(2\pi N\rho_1\rho_2)\rho_1 d\rho_1, \qquad (11.24)$$

где $N = a_1 a_2 / \lambda F$ – число Френеля участка свободного пространства волновод–зеркало. В случае рассмотрения линейно поляризованных EH_{1m} мод диэлектрического ВКД положим в (5) n = 0, а при анализе TE_{0m} и TE_{1m} мод

металлического ВКД – n = 1. После аналитических преобразований в (11.24) получим

$$G(\rho_2) = \frac{U_{nm}J_{n+1}(U_{nm})J_n(2\pi N\rho_2)}{U_{nm}^2 - 4\pi^2 N^2}.$$
(11.25)

С учетом этого соотношения расположим поглощающие или рассеивающие элементы на плоском зеркале СПЗ резонатора таким образом, что

$$\rho_{2g} = v_{ng} / 2\pi N, \qquad (11.26)$$

где v_{ng} – корни соответствующей функции J_n для мод ВКР, g = 1, 2, 3...Учитывая возможность выделения поперечных мод при помощи вышеуказанных элементов [55], можно ожидать, что решением системы (11.17) будут функции, близкие к требуемым аналитическим формам. При этом поперечные размеры однородных участков, на границах которых имеется скачок материальных постоянных, должны значительно превышать длину волны.

Учитывая структуру поля линейно поляризованной высшей EH_{12} моды в дальней зоне для получения ее устойчивого возбуждения и дискриминации нежелательных мод в резонатор на плоское зеркало СПЗ был введен амплитудный пространственный фильтр в виде одной круговой поглощающей канавки. Сначала ее ширина (S_1)была фиксированной и составляла 0,02 радиуса плоского зеркала СПЗ. Смещение центральной линии канавки от координаты узловой линии (нуля поля для селектируемой моды) отсутствовало ($\Delta S_1 = 0$). Для такого неоднородного зеркала результаты расчетов потерь энергии за круговой обход от параметра Френеля *N* для четырех наиболее добротных мод представлены на рис. 11.21.

Из них следует, что для устойчивой селекции моды EH_{12} резонатора параметр N должен составлять 1,3 – 1,6. Потери наиболее близкой по добротности моды EH_{11} можно дополнительно увеличить за счет увеличения ширины поглощающей канавки, что подтверждают результаты расчетов (рис. 11.22) при N = 1,5 и изменении S_1 от 0 до $0,08a_2$. Это приводит к незначительному увеличению потерь выделяемой моды $EH_{12} \sim 12$ %, в то время как потери ближайшей по добротности подавляемой моды EH_{11} возрастают до 70 %.



Рисунок 11.21. Зависимости потерь за круговой обход δ от числа Френеля свободного пространства *N* для мод EH₁₁ (1), EH₁₂ (2), EH₁₃ (3), EH₁₄ (4) резонатора с амплитудно-ступенчатым зеркалом. *S*₁ = 0,02*a*₂, Δ S₁ = 0



Рисунок 11.22. Зависимости потерь за круговой обход δ от ширины поглощающей маски S_1 для мод EH₁₁ (1), EH₁₂ (2), EH₁₃ (3) резонатора с амплитудно-ступенчатым зеркалом. N = 1,5

С учетом дальнопольной структуры высшей EH_{13} моды для получения ее устойчивого возбуждения в резонатор на плоском зеркале СПЗ был введен амплитудный фильтр в виде двух круговых поглощающих канавок, размещенных в узловых линиях поля выделяемой моды. Зафиксировав ширину обеих канавок ($S_{1,2}=0,02a_2$) при отсутствии смещения их центральной линии от координат узловых линий рассматриваемого поля ($\Delta S_{1,2}=0$) рассчитаны зависимости потерь энергий за круговой обход от

параметра N для четырех наиболее добротных мод. Результаты представлены на рис. 11.23. Введение пространственного фильтра одновременно увеличивает потери первой и второй низших мод и в данном резонаторе область устойчивой селекции ЕН₁₃ моды расположена при N > 1,7. Здесь также наблюдается рост потерь подавляемых низших мод в случае увеличения размера поглощающих канавок (рис. 11.24), как и в случае селекции ЕН₁₂ моды (рис. 11.22). Потери же селектируемой моды остаются практически неизменными.

Аналогичным образом можно селектировать и моды круговой поляризации TE_{0m} в диэлектрическом ВКР.

11.4.3. Экспериментальные исследования ТГц ЛОН с модовым селектором

Исследование оптически накачиваемого терагерцового лазера с предложенным селектором поперечных мод проведено на установке приведенной на рис. 11.25.

Для оптической накачки использовался CO₂-лазер с разрядом постоянного тока. Конструкция лазера подробно описана в работе [68]. Лазер работает в режиме медленной прокачки рабочей смеси CO₂, N₂, He, Xe в соотношении 1:1:4:0,25. Поворотом эшелетта 6 лазер можно настроить на любую из 80 линий P и R ветвей в диапазоне длин волн от 9,2 до 10,6 мкм.



Рисунок 11.23. Зависимости потерь за круговой обход δ от числа Френеля свободного пространства N для мод EH₁₁ (1), EH₁₂ (2), EH₁₃ (3), EH₁₄ (4) резонатора с амплитудно-ступенчатым зеркалом. $S_{1,2} = 0,02 \ a_2$, $\Delta S_{1,2} = 0$



Рисунок 11.24. Зависимости потерь за круговой обход δ от ширины поглощающих масок $S_{1,2}$ для мод EH₁₁ (1), EH₁₂ (2), EH₁₃ (3), EH₁₄ (4) резонатора с амплитудно-ступенчатым зеркалом. N = 2,0

Уголковый отражатель 7 обеспечивает сохранение направления распространения ИК излучения лазера при его перестройке эшелеттом. Зеркало резонатора 3 закреплено на пьезокорректоре 4, что позволяет плавно перестраивать частоту в границах контура усиления с помощью источника постоянного тока 5. Выходная мощность лазера не менее 15 Вт на любой линии Р и R ветвей.

С помощью плоского 11 и сферического (с радиусом кривизны 1 м) 12 зеркал модулированное механическим прерывателем 27 излучение СО2лазера фокусируется на отверстии связи резонатора терагерцовой ячейки.

Терагерцовая ячейка представляет собой вакуумный объем, выполненный из стеклянной трубы с внутренним диаметром 80 мм и длиной 550 мм. Резонатор образован медными волноводами 15 диаметром 19,8 мм и длиной 445 и 465 мм, СПЗ и двумя плоскими зеркалами 14 и 26. СПЗ состоит из двух сферических зеркал 19 с фокусным расстоянием 80 мм и плоского зеркала 16. Диаметр отражающей поверхности плоского зеркала 16 изменялся от 2 до 10 мм расположенной вплотную к ней ирисовой диафрагмой 17. Изменение диаметра диафрагмы производится специальным механизмом 18, управление которым осуществляется за пределами вакуумного объема. Зеркало 14 изготовлено из нержавеющей стали с алюминиевым покрытием, имеет центральное отверстие связи диаметром 1,5 мм для ввода излучения накачки. Зеркало 26 представляет собой плоскопараллельную пластину кристаллического кварца, напыленную алюминием с внутренней стороны. Для вывода терагерцового излучения в эксперименте использовались пластины с ненапыленной центральной частью диаметром 3, 4, 5, 6, 8, 10 мм. Кроме того, в качестве полупрозрачного отражателя применялась напыленная на кварцевой пластине двумерная решетка с квадратным элементом 80×80 мкм и расстоянием между элементами 17 мкм, которая имела прозрачность 5% на $\lambda = 118,8$ мкм.

Все элементы резонатора расположены на общей станине, на которой закреплен механизм плоскопараллельного перемещения 20 зеркала 14. С по-

мощью микрометрического винта 21, расположенного за пределами вакуумного объема, изменяется положение зеркала 14 и соответственно длина резонатора. Автоматическое управление движением зеркала осуществляется электродвигателем 22, ось которого жестко связана с винтом 21. Система откачки 23 и газонаполнения 25 обеспечивает возможность напуска выбранного рабочего вещества в терагерцовый объем и поддержания давления, позволяющего получить максимальную выходную мощность лазера. Исследование эффективности работы модового селектора проводилось в коротковолновой области, где потери большего числа поперечных мод незначительны. Лазер на молекуле CH₃OH ($\lambda = 118,8$ мкм) перестраивался при перемещении зеркала 14 электроприводом (рис. 11.25) и измерялись значения выходной мощности на различных модах генерации. Модулированное выходное терагерцовое излучение принималось пироэлектрическим детектором 28 с чувствительностью 4 B/Bт.



Рисунок 11.25. Структурная схема терагерцового лазера с модовым селектором: 1 – высоковольтный источник питания CO₂-лазера; 2 – разрядная трубка; 3 – сферическое зеркало; 4 – пьезоэлемент; 5 – источник напряжения постоянного тока; 6 – эшелетт; 7 – уголковый отражатель; 8 – система откачки CO₂-лазера; 9 – система напуска рабочей смеси CO₂-лазера; 10, 13 – пластины NaCl; 11 – плоское зеркало; 12 – сферическое зеркало; 14 – зеркало с отверстием для ввода излучения накачки; 15 – медные волноводы; 16 – плоское зеркало СПЗ; 17 – диафрагма; 18 – устройство установки диаметра диафрагмы; 19 – сферические зеркала СПЗ; 20 – механизм плоскопараллельного перемещения зеркала; 21 – микрометрический винт; 22 – электродвигатель; 23 – система откачки терагерцовой ячейки; 24 – вакуумный объем; 25 – система напуска рабочего газа в терагерцовую ячейку; 26 – выходное зеркало; 27 – механический модулятор; 28 – приемник терагерцового излучения; 29 – усилитель; 30 – осциллограф; 31 – самописец Напряжение с детектора подавалось на измерительный усилитель 29, показания которого пропорциональны выходной мощности лазера. Сигнал усилителя регистрировался также осциллографом 30 и самописцем 31. Использовалась временная синхронизация движения ленты самописца и перемещения зеркала 14. Для исследования поперечного распределения интенсивности выходного излучения предусмотрена возможность сканирования пироэлектрического приемника с пространственным разрешением 1,5 мм.

Исследование эффективности работы модового селектора проводилось в коротковолновой области, где потери большего числа поперечных мод незначительны. Лазер на молекуле CH₃OH ($\lambda = 118,8$ мкм) перестраивался при перемещении зеркала 14 электроприводом (рис. 11.25) и измерялись значения выходной мощности на различных модах генерации. Модулированное выходное терагерцовое излучение принималось пироэлектрическим детектором 28 с чувствительностью 4 В/Вт. Напряжение с детектора подавалось на измерительный усилитель 29, показания которого пропорциональны выходной мощности лазера. Сигнал усилителя регистрировался также осциллографом 30 и самописцем 31. Использовалась временная синхронизация движения ленты самописца и перемещения зеркала 14. Для исследования поперечного распределения интенсивности выходного излучения предусмотрена возможность сканирования пироэлектрического приемника с пространственным разрешением 1,5 мм в плоскости, перпендикулярной направлению излучения лазера.

Запись перестроечной характеристики представляет собой периодическую последовательность пиков выходной мощности лазера, которые возникают при сканировании линии усиления активного вещества поперечными модами лазерного резонатора. Период записи соответствует перемещению зеркала на $\lambda/2$. Благодаря тому, что добротность линии усиления терагерцового лазера одного порядка величины с добротностью резонаторных мод, запись самописца приблизительно является спектром лазерного резонатора. Для идентификации мод в таком спектре можно с определенным приближением применять ту же методику, что и для идентификации спектра пассивного резонатора [67].

На рис. 11.27 приведены перестроечные характеристики лазера с полупрозрачным выходным отражателем для трех различных диаметров плоского зеркала СПЗ (*d*). В спектре присутствуют в основном моды TE_{mn} (m = 0,1,2,..., n = 1,2,3,...). Данный спектр использовался в качестве опорного для идентификации мод лазерного резонатора с отверстиями связи. При уменьшении *d* вначале исчезает генерация на высших модах в связи с более быстрым ростом их дифракционных потерь. При малых размерах плоского зеркала лазер работает на низших модах TE_{01} и TE_{11} .



Рисунок 11.27. Перестроечные характеристики лазера (выходной отражатель – полупрозрачное зеркало)



Рисунок 11.28. Поперечное распределение интенсивности выходного излучения лазера: (*a*) *d* > 5 мм; (*б*) *d* < 5 мм



Рисунок 11.29. Зависимость выходной мощности лазера с полупрозрачным выходным отражателем от диаметра плоского зеркала СПЗ

В исследуемой конструкции резонатора лазера частотное расстояние между модами TE_{01} и TE_{02} меньше ширины контура усиления лазера, и при d > 5 мм генерация на этих модах происходит одновременно. Это видно из приведенного на рис. 11.28*a* поперечного распределения интенсивности, которое соответствует сумме распределений полей для мод TE_{01} и TE_{02} . При d < 5 мм потери моды TE_{02} значительно возрастают [24] и лазер работает на моде TE_{01} , что подтверждается приведенным на рис. 11.28*b* распределением интенсивности.

Зависимость выходной мощности лазера от диаметра плоского зеркала СПЗ для трех низших мод приведена на рис. 11.29. Ход данных зависимостей согласуется с зависимостью энергетических потерь мод резонатора от *d*, приведенных на рис. 11.18.

Аналогичные перестроечные характеристики лазера наблюдаются и при использовании в качестве выходного отражателя зеркала с отверстием связи. Для примера на рис. 11.30 приведены перестроечные характеристики для лазера с центральным отверстием связи диаметром 5 мм для трех различных d. При d < 4 мм лазер работает на модах TE_{01} и TE_{11} .



Рисунок 11.30. Перестроечные характеристики лазера (выходной отражатель – зеркало с отверстием связи диаметром 5 мм)

Зависимости выходной мощности лазера на трех низших модах от d для различных диаметров отверстия связи приведены на рис. 11.31. При диаметрах отверстия связи до 5 мм максимальная мощность наблюдается на модах TE_{1n} благодаря тому, что центральное отверстие выводит преимущественно эти моды. При отверстии связи более 5 мм потери указанных мод на отверстии связи становятся значительно выше оптимальных, и максимальная мощность лазера соответствует моде TE_{01} при любых значениях d.



Рисунок 11.31. Зависимость выходной мощности лазера от диаметра плоского зеркала СПЗ для различных отверстий связи: (*a*) $d_{cB} = 3$ мм (кривые 1); $d_{cB} = 5$ мм (кривые 2); (б) $d_{cB} = 6$ мм (кривые 3); $d_{cB} = 8$ мм (кривые 4)

Выходная мощность лазера определяется также потерями излучения накачки δ , которые, как показано в работе [64], начинают расти практически линейно, начиная с d = 5,5 мм с крутизной $\Delta \delta / \Delta d \approx -0,06$ мм⁻¹. Этим объясняется более быстрое снижение выходной мощности лазера при уменьшении $d_{,}$ не адекватное росту потерь терагерцового резонатора.

На рис. 11.32 приведены зависимости выходной мощности лазера от диаметра отверстия связи при d = 4 мм и d = 10 мм. При d = 4 мм и диаметре отверстия связи в пределах 6-7 мм лазер работает на двух поперечных модах TE_{01} и TE_{11} . Выходная мощность на моде TE_{01} составляет 65% от ее максимального значения в многомодовом режиме.



Рисунок 11.32. Зависимость выходной мощности лазера от диаметра отверстия связи: *d* = 4 мм (кривые 1); *d* = 10 мм (кривые 2)

При перестройке лазера с отверстием связи 6 мм по 10 линиям рабочих переходов молекул CH₃OH и HCOOH в диапазоне от 70,5 до 742 мкм путем соответствующего изменения d обеспечивалась генерация на моде TE₀₁ или TE₁₁. Возможно также добиться селекции моды TE₀₁ увеличением отверстия связи, но при этом не обеспечивается широкодиапазонный режим работы лазера. Так, при диаметре отверстия связи 10 мм на $\lambda = 118,8$ мкм получен одномодовый режим генерации с максимальной выходной мощностью. Однако при этом генерация наблюдалась только на рабочих перехо-454

дах с большим коэффициентом усиления $\lambda = 118,8$ мкм (CH₃OH) и $\lambda = 393,6$ мкм, 432,6 мкм (HCOOH).

Таким образом, показана возможность использования квазиоптического волноводного резонатора с предложенным селектором поперечных мод при создании широкодиапазонных малогабаритных терагерцовых лазеров с оптической накачкой. Регулировка диаметра селектирующей диафрагмы квазиоптического волноводного резонатора осуществляется без нарушения работы лазера на любой линии генерации. При этом выше порога генерации остается не более двух низших мод. Выбор той или иной моды, как правило, может быть достигнут настройкой резонатора благодаря малой ширине контура усиления терагерцового лазера. Эффективное подавление генерации на высших модах наблюдается также и в том случае, если в пределах контура усиления находится несколько мод резонатора одновременно.

При создании лазера, работающего на фиксированной линии генерации с большим коэффициентом усиления, эффективной селекции основной волноводной моды TE₀₁ можно добиться выбором диаметра отверстия связи.

Заключение

Таким образом, в настоящей главе рассмотрены различные вопросы, относящиеся к ТГц лазерам с оптической накачкой – основные принципы их работы, особенности резонансных систем, принципы построения и конструктивные особенности малогабаритных ТГц ЛОН. Предложен и экспериментально исследован оптически накачиваемый ТГц ЛОН с квазиоднородным профилем выходного пучка, созданный на основе комбинированного волноводного квазиоптического резонатора свернутой конструкции, включающего обобщенный конфокальной резонатор с неоднородным амплитудно-ступенчатым зеркалом и полигармонический волновод.

Изучены возможности использования квазиоптического волноводного резонатора с различными селекторами поперечных мод для создания широкодиапазонных малогабаритных ТГц ЛОН.

Литература

1. Handbook ofLaser Wavelengths / ed. M. J.Weber. – Boca Raton: CRC Press LLC, 1999.

2. Басов Н. Г. Оптическая накачка газов / Н. Г. Басов, В. С. Летохов. – М.: ФИАН, 1969. (Препринт 80).

3. Chang T. Y. Laser action at 496 and 541 um in optically pumped CH_3F / T . J. Chang, T. J. Bridges // Opt. Commun. – 1970. – V.1, No. 9. – P. 423-426.

4. Дюбко С. Ф. Газовые лазеры субмиллиметрового диапазона с накачкой излучением CO₂-лазера / С. Ф. Дюбко, В. А. Свич, Л. Д. Фесенко // Письма в ЖТЭФ. – 1972. – Т. 16, Вып. 11. – С. 592-594.

5. Дюбко С. Ф. Таблицы линий генерации лазеров дальнего инфракрасного диапазона с оптической накачкой / С. Ф. Дюбко, Л. Д. Фесенко. – Харьков: ИРЭАНУССР, 1979. – (Препринт 137, 138). 6. Tobin M. S. Review of optically pumped NMMW lasers / M. S. Tobin // Proc. of IEEE. – 1985. –Vol.73, No. 1. – P. 61-80.

7. Marcatily E. A. J. Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers / E. A. J. Marcatily, R. A. Schmeltzer // Bell Syst. Tech. J. - 1964. – Vol. 43, No 4. – P. 1783-1809.

8. Röser H. P. Investigations of optically pumped submillimeter wave laser modes / H. P. Röser, M. Yamanaka, R. Wattenbach, G. V. Schultz // Int. Journal of Inf. and Millim. Waves. – 1982. – Vol. 3, No. 6. – P. 839-868.

9. Fetterman H. R. CW submillimeter laser generation in optically pumped Stark tuned NH₃ / H. R. Fetterman, H. R. Schossberg, C. D. Parker // Appl. Phys. Lett. – 1973. – V. 12, No. 23. –P. 684-686.

10. Tobin M. S. Far ir laser with metai-dielectric waveguide to observe the Stark effect / M. S. Tobin, R. E. Jensen // Appl. Opt. – 1976. – V. 15, No. 9. – P. 2023-2024.

11. Герасимов Г. Штарковская модуляция в NH₂D-лазере с оптической накачкой / Г. Герасимов, С. Ф.Дюбко // Квант. электрон. – 1989. – Т. 16, № 6. – С. 1205-1208.

12. Yamanaka M. Polarization characteristics in optically pumped, far-infrared rectangular waveguide lasers / M. Yamanaka, H. Tsuda, S. Mitani // Opt. Commun. – 1975. – V. 15, No. 3.– P.426-428.

13. Справочник по волноводам: пер. с англ. / под ред. Я. Н. Фельда. – М.: Сов. радио, 1952. – 432 с.

14. Gamble E. B. Rectangular metallic waveguide resonator-performance evaluation of near-millimeter wavelengths / E. B. Gamble, E. J. Danielewicz // IEEE J. Quantum Electron.– 1981. – V.QE-17, No.12. – P. 2254-2256.

15. Ulrich R. Variable metal mesh coupler for far infrared lasers / R. Ulrich, T. J. Bridges, M. A. Pollock // Appl. Opt. – 1970. – V. 11, No. 9. – P. 2511-2516.

16. Danielewiz E. J. Hybrid output coupler for optically pumped far infrared lasers / E. J. Danielewiz, T. K. Plant, T. A. De Temple // Opt. Comm. – 1975. – V. 13, No. 4. – P. 336-369.

17. Kumar S. R. Optically pumped submillimeter laser with Michelson interferometric coupling / S. R. Kumar, R. J. Tansey, J. Waldman // IEEE I. Quantum Electron. –1977. – V.QE-13, No. 1. – P. 30-33.

18. Julien F. Silicon Fabry-Perot interferometer as an optical FIR component: application to variable couplers with uniform transmission of FIR optically pumped lasers / F. Julien, J-M. Lourtioz // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. -1980. - V. 1, No. 2. - P. 175-194.

19. Dyrna P. A. TEM_{00} far infrared laser with integrated pump laser / P. Dyrna, M. Tacke // Appl. Phys. Lett. – 1979. – V. 35, No. 12. – P. 908-909.

20. Weber B. A. Tunable kilowatt ¹²CH₃F-laser emission from an unstable resonator / B. A. Weber, C. Simonis, S. M. Kulpa // Opt. Lett. – 1978. – V. 3, No. 6. – P. 229-231.

21. Affolter E. Far-Infrared distributed feedback gas laser / E. Affolter, F. K. Kneubuhl // IEEE J. Quantum Electron. – 1981. – V. QE-17, No. 6. – P. 1115-1122.

22. Бережный В. Л. Субмиллиметровый гетеродинный лазерный интерферометр/ В. Л. Бережный, В. А. Епишин, В. И. Кононенко, В. А. Маслов, О. С. Павличенко, В. А. Свич, А. Н. Топков. – Харьков, 1982. – 57 с. (Препринт / АН УССР. Физ.-техн. ин-т, № 82-48).

23. Епишин В. А. Исследование типов колебаний и оптимизация выходной мощности волноводных субмиллиметровых лазеров с оптической накачкой / В. А. Епишин, В. А. Маслов, Н. Г. Покормяхо, В. А. Свич // Квантовая электроника. – 1989. – Т. 16, № 8. – С. 1565-1570.

24. Гурин О. В. Селекция поперечных мод в лазерных резонаторах, содержащих волноводные и открытые участки / О. В. Гурин, А. В. Дегтярев, В. А. Маслов, В. А.

Свич, В. М. Ткаченко, А. Н. Топков // Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31, № 4. – С.346–350.

25. Епишин В. А. Открытые резонаторы с отверстиями в отражателях / В. А. Епишин // Квантовая электроника. – 1978. – Т. 5, № 6. – С. 1263-1271.

26. Каценеленбаум Б. З. Высокочастотная электродинамика. – М.: Наука, 1966. – 240 с.

27. Уилкинсон Р. Справочник алгоритмов на языке Алгол. Линейная алгебра / Р. Уилкинсон. – М.: Машиностроение, 1976. – 390 с.

28. Булышев А. Е. К расчету характеристик лазерного резонатора / А. Е. Булышев, Г. А. Ведерников, Н. Г. Преображенский // Квантовая электроника. – 1980. – Т. 7, № 5. – С. 1093-1095.

29. Birch J. R. The optical constants of ordinary glass from 0.29 to 4000 cm⁻¹. / J. R. Birch, R. J. Cook, A. F. Harding. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. -1975. - Vol. 8, N_{2} 1. - P. 1353-1368.

30. Нефедов Е. И. Открытые коаксиальные резонансные структуры / Е. И. Нефедов. – М.: Наука, 1982. – 220 с.

31. Маслов В.А. Компактный широкодиапазонный субмиллиметровый лазер / В. А. Маслов, В. А. Свич, В. М. Ткаченко, А. Н. Топков, Д.Н. Юндев // Физика плазмы. – 1994. – Т. 20, № 1. – С. 30-32.

32. Гурин О. В. Оптимизация металлического волноводного резонатора субмиллиметрового лазера / О. В. Гурин, А. В. Дегтярев, В. А. Свич, В. М. Ткаченко, А. Н. Топков // Квантовая электроника. – 1997. – Т. 24, № 1. – С. 33-36.

33. Техника субмиллиметровых волн / под ред. Р.А. Валитова. – М.: Сов. радио, 1969. – 480 с.

34. Jackson P.E. Comparisons of waveguide folding geometries in a CO₂ z-fold laser / P. E. Jackson, D. R. Hall, C. A. Hill // Appl. Optics. – 1989. – V. 28, N 5. – P. 935-941.

35. Banerji J.Transmission and coupling losses in a folded waveguide / J. Banerji, A. R. Davie, P. E. Jackson, R. M. Jenkins //Appl. Optics. – 1989. – V. 28, N 21. – P. 4637-4643.

36. Епишин В.А. Малогабаритная лазерная система в диапазоне длин волн 0,07–1 мм / В. А. Епишин, В. А. Свич, В. М. Ткаченко [и др.] // Научное приборостроение в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах радиоволн: сб. науч. тр. – Харьков: ИРЭ АН Украины, 1992. – С. 5-12.

37. Епишин В. А. Пат. 2025008 Российская Федерация. Резонатор / В. А. Епишин, В. Н. Рябых, В. М. Ткаченко, А. Н. Топков, Д. Н. Юндев. – №4947849/25; Заявл. 21.06.91; Б.И. – 1994. – № 23. – С. 171.

38. Епишин В. А. Пат. 2025007 Российская Федерация. Резонатор субмиллиметрового лазера с оптической накачкой / В. А. Епишин, В. А. Маслов, В. Н. Рябых, В. М. Ткаченко, А. Н. Топков, Д. Н. Юндев – №5032180/25; Заявл. 16.03.92; Б.И. – 1994. – №23. – С. 171.

39. Очкин В. Н. Волноводные газовые лазеры / В. Н. Очкин. – М.: Знание, 1988. – 64 с.

40. Borghi R. Modal structure analysis for a class of axially symmetric flat-topped laser beams / R. Borghi, M. Santarsiero // IEEE J. Quantum Electron. – 1999. – Vol. 35, No. 5. – P.745–750.

41. Gory F. Flattened gaussian beams / F. Gory // Opt. Commun. – 1994. – V. 107, No. 5-6. – P. 335-341.

42. Santarsiero M. Correspondence between super-Gaussian and flattened Gaussian beams / M. Santarsiero, R. Borghi // J. Opt. Soc. Am. A. – 1999. – V. 16, № 1. – P. 188-190.

43. Oron R. Transverse mode shaping and selection in laser resonators / R. Oron, N. Davidson, A. A. Friesem // Progress in optics. – 2001. – V. 42. – P. 325-386.

44. Бокуть Б. В. Резонатор для формирования квазиоднородного поля / Б. В. Бокуть, Е. С. Романенко, Н. А. Хило // Квантовая электроника. – 1991. – Т. 18, № 8. – С. 985-988.

45. Вахитов Н. Г. Сравнительный анализ резонаторов одномодовых лазеров / Н. Г. Вахитов, М. П. Исаев, В. Р. Кушнир, Г. А. Шариф // Квантовая электроника. – 1987. – Т. 14, № 8. – С. 1633-1637.

46. Ривлин Л. А. Полигармонические волноводы для когерентного света / Л. А. Ривлин, В. С. Шильдяев // Изв. вузов. Радиофизика. – 1968. – Т.11, № 4. – С. 572-578.

47. Григорьева Е. Е. Волноводная передача изображений в когерентном свете (обзор) / Е. Е. Григорьева, А. Т. Семенов // Квантовая электроника. – 1978. – Т. 5, № 9. – С. 1877-1895.

48. Banerji J. Laser resonators with self-imaging waveguides / J. Banerji, A. R. Davies, R. M. Jenkins // J. Opt. Soc. Am. B. – 1997. – Vol. 14, № 9. – P. 2378-2380.

49. Каценеленбаум Б. З. Высокочастотная электродинамика. / Б. З. Каценеленбаум. – М.: Наука, 1966. – 240 с.

50. Гудмен Дж. Введение в фурье-оптику: пер. с англ. / под ред. Г. И. Косоурова. – М.: Мир, 1970. – 364 с.

51. Гурин О. В. Полигармонические волноводы типа канал в диэлектрике для передачи пучков излучения вида функций сомбреро и супергауссиан / О. В. Гурин, В. А. Маслов, В. А. Свич, А. Н. Топков, Е. В. Фурсова // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. – 2001, вып.121. – С. 117-120.

52. Abrams R. L. Resonator theory for hollow waveguide lasers / R. L. Abrams, A. N. Chester // Applied Optics. -1974. - Vol. 13, N_{2} 9. - P. 2117–2125.

53. Гурин О. В. Формирование однородного распределения интенсивности излучения в волноводном квазиоптическом резонаторе с амплитудно-ступенчатым зеркалом / О. В. Гурин, В. А. Маслов, В. А. Свич, А. Н. Топков, Е. В. Фурсова // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2002. – Вып. 127. – С. 104-111.

54. Marcatily E. A. J. Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers / E. A. J. Marcatily, R. A. Schmeltzer // Bell Syst. Tech. J. – 1964. – V. 43, N_{0} 4. – P. 1783-1809.

55. Епишин В. А. Открытые резонаторы с плоскими зеркалами, на которых периодически расположены поглощающие полосы / В. А. Епишин, А. В. Лытов, В. А. Камышан // Тр. 5 Всесоюз. симпоз. по дифракции и распространению волн. Ленинград, 1971 г. – Л.: Наука, 1971. – С. 91-103.

56. Sanderson R. L. Comparison of laser mode calculations / R. L. Sanderson, W. Streifer // Appl. Opt. – 1969. – Vol. 8, № 1. – P. 131-136.

57. Епишин В. А. Неискаженная передача пучка излучения по волноводу типа канал в диэлектрике / В. А. Епишин, В. А. Маслов, В. Н. Рябых, В. А. Свич, А. Н. Топ-ков // Радиотехника и электроника. – 1988. – Т. 33, № 4. – С. 700-705.

58. Бережный В. Л. Субмиллиметровый гетеродинный лазерный интерферометр / В. Л. Бережный, В. И. Кононенко, О. С. Павличенко, Ю. Е. Шабанов, А. Я. Аникеев, В. Н. Диденко, В. А. Епишин, Н. Г. Покормяхо, В. А. Свич, А. Н. Топков, В. М. Ткаченко. – Харьков, 1987 (Препринт ХФТИ АН УССР, № 87–37).

59. Техника субмиллиметровых волн / под ред. Р. А. Валитова. – М.: Сов. радио, 1969. – 480 с.

60. Birch J. R. The optical constants of ordinary glass from 0.29 to 4000 cm⁻¹ / J. R. Birch, R. J. Cook, A. F. Harding et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 1975. – Vol.8, N_{2} 1. – P.1353 – 1368.

61. Siegman A. E. Mode calculations in unstable resonators with flowing saturable gain. 1: Hermite-Gaussian expansion / A. E. Siegman, E. A. Sziklas // Appl. Opt. – 1974. – Vol.13, N 12. – P.2775–2792.

62. Gurin O.V. Waveguide cw CO2-laser with a uniform output beam. Proceedings of 1st International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers / O. V. Gurin, V. A. Maslov, V. A. Svich, A. N. Topkov // Alushta 16-20 September 2003, Alushta, 2003. – Vol. 1. – P. 140-144.

63. Тарасов Л. В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения / Л. В. Тарасов. – М.: Радио и связь, 1981. – 440 с.

64. Гурин О. В. Распространение инфракрасного излучения накачки в волноводном квазиоптическом резонаторе субмиллиметрового лазера / О. В. Гурин, А. В. Дегтярев, В. А. Маслов, В. А. Свич, А. Н. Топков // Вест. Харьк. нац. ун-та им. В.Н. Каразина. – 2002. – № 570, вып. № 2. – С. 50-52.

65. Хермен Г. Восстановление изображений по проекциям / Г. Хермен. – М.: Мир, 1983. – 349 с.

66. Гурин О. В. Волноводный квазиоптический резонатор с отверстиями связи в зеркалах / О. В. Гурин, А. В. Дегтярев, В. А. Маслов, В. А. Свич и др. // Вестн. Харьков. нац. ун-та им. В. Н. Каразина. Радиофизика и электроника. – 2002. – Вып. 1. – С. 212-216.

67. Дегтярев А. В. Металлические волноводные резонаторы субмиллиметровых лазеров с однородными отражателями / А. В. Дегтярев, В. А. Свич, В. М. Ткаченко, А. Н. Топков // Использование радиоволн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. – Харьков: Ин-т радиофизики и электроники АН Украины. – 1993. – С. 105-111.

68. Бережный В. Л. Аппаратура для субмиллиметровой лазерной диагностики высокотемпературной плазмы / В. Л. Бережный, В. И. Кононенко, О. С. Павличенко и др. – Харьков, 1987. – 33 с. (Препринт / АН СССР. ХФТИ; № 87 – 37).

Научное издание

ГЕНЕРАЦИЯ И УСИЛЕНИЕ СИГНАЛОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

Под редакцией А.Е. Храмова, А.Г. Баланова, В.Д. Еремки, В.Е. Запевалова, А.А. Короновского

Редактор Л.А. Скворцова

Компьютерная верстка Ю.Л. Жупиловой

Подписано в печать 15.03.16		Формат 60×84 1/16					
Бум. офсет.	Усл. печ. л. 28,75	Учизд. л. 26,7					
Тираж 500 экз.	Заказ 52	C 26					
Саратовский государственный технический университет							
410054, Саратов, Политехническая ул., 77							
Отпечатано в Издательстве СГТУ. 410054, Саратов, Политехническая ул., 77							
Тел.: 24-95-70; 99-87-3	9, e-mail: izdat@sstu.ru						