

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ НАУЧНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
«ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ ИМ. А.В. ГАПОНОВА-ГРЕХОВА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК»
(ИПФ РАН)

На правах рукописи

Егорова Екатерина Дмитриевна

МУЛЬТИПЕРИОДИЧЕСКИЕ БРЭГГОВСКИЕ СТРУКТУРЫ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ МОЩНОГО
ПРОСТРАНСТВЕННО-КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МИКРОВОЛНОВОГО,
ТЕРАГЕРЦОВОГО И ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНОВ

1.3.4. Радиофизика

Диссертация на соискание степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
Доктор физико-математических наук
Песков Николай Юрьевич

Нижний Новгород - 2026

Содержание

Введение.....	4
Глава 1. МСЭ-генераторы на основе брэгговских структур, реализующих трехмерное рассеяние волновых потоков.....	19
1.1. Электродинамические характеристики трехмерных брэгговских структур планарной геометрии.....	21
1.1.1. Модель и основные уравнения.....	21
1.1.2. Дисперсионные характеристики и спектр мод.....	24
1.1.3. Результаты трехмерного моделирования.....	31
1.1.4. S-параметры 3D брэгговской структуры.....	38
1.1.5. Исследование 3D брэгговской структуры в «холодных» электродинамических тестах	40
1.2. Динамика МСЭ с односекционным 3D брэгговским резонатором.....	46
1.2.1. Модель и основные уравнения.....	46
1.2.2. Результаты моделирования.....	49
1.3. Динамика МСЭ с комбинированным резонатором на основе 3D и 1D брэгговских рефлекторов.....	53
1.3.1. Модель и основные уравнения.....	53
1.3.2. Результаты моделирования.....	54
1.4. Проект мультигигаватного МСЭ на базе ускорителя «У-2».....	58
1.4.1. Электронно-оптическая система формирования электронного пучка.....	59
1.4.2. Высокоселективная электродинамическая система, основанная на 3D брэгговской структуре.....	61
1.4.3. Система вывода излучения из МСЭ-генератора.....	63
1.4.4. Моделирование электронно-волнового взаимодействия.....	64
Глава 2. Черенковские мазеры на основе мультипериодических брэгговских структур.....	67
2.1. Электродинамические свойства замедляющей системы с мультипериодической 1D гофрировкой, позволяющей реализовать поперечный вывод энергии.....	69
2.1.1. Модель и основные уравнения.....	69
2.2.2. Результаты моделирования.....	71
2.2. Динамика генераторов поверхностной волны на основе двоякопериодических 1D замедляющих структур, обеспечивающих поперечный вывод энергии.....	76

2.3. Электродинамические характеристики замедляющей системы ГПВ на основе 2D брэгговских структур, позволяющей реализовать поперечный вывод энергии.....	83
2.3.1. Модель и основные уравнения.....	83
2.3.2. Результаты моделирования.....	85
2.4. Динамика генераторов поверхностной волны на основе 2D брэгговских структур, обеспечивающих поперечный вывод энергии.....	88
Глава 3. РОС- гетеролазеры с выводом излучения под углом к поверхности структуры	93
3.1. Электродинамические свойства диэлектрических брэгговских структур, обеспечивающих вывод излучения под углом к поверхности	94
3.2. Нестационарная динамика РОС - лазеров с поперечным выводом энергии в рамках квазиоптической модели.....	102
3.3. Экспериментальные исследования.....	106
Заключение	112
Литература	115
1. Список цитированной литературы	115
2. Список трудов автора по теме диссертации	125
Приложение	129

Введение

Актуальность темы диссертации. Создание мощных ($10^3 - 10^9$ Вт) источников когерентного электромагнитного излучения, работающих в коротковолновой части миллиметрового диапазона и субмиллиметровом диапазоне длин волн, остается одной из ключевых задач современной электроники больших мощностей (освоение так называемого «субтерагерцового / терагерцового провала»). Потребность в таких источниках обусловлена широким кругом фундаментальных задач и инженерных приложений [1 - 7].

К настоящему времени в режиме длинных импульсов (от микросекунд до непрерывного режима) наибольшая мощность излучения в указанных диапазонах (от $\sim 10^6$ Вт в суб-ТГц диапазоне [8 - 11] до $\sim 10^3 - 10^4$ Вт в ТГц диапазоне [12 - 15]) получена с помощью гиротронов. Радикальное повышение мощности импульсного излучения (от единиц и десятков до сотен наносекунд) до уровня $\sim 10^7 - 10^9$ Вт в этих диапазонах может быть достигнуто в релятивистских генераторах на основе интенсивных электронных пучков с токами килоамперного уровня.

Одним из актуальных приложений мощного импульсного излучения, широко обсуждаемых в настоящее время, является создание так называемых ТГц - ускорителей [16 - 22]. Переход в высокочастотные диапазоны призван увеличить градиенты ускорения (вплоть до мульти-ГэВ/м) и обеспечить, таким образом, относительную компактность ускоряющих структур, а также снизить пробойные и тепловые ограничения в указанных структурах. Для запитки ускорителей подобного класса требуются узкополосные источники, работающие в диапазоне 0.1 - 0.3 ТГц и выше с мощностью на уровне $\sim 10^7 - 10^8$ Вт. В частности, в настоящее время развиваются различные схемы ускорителей данного типа в рамках проектов AXSIS (DESY, Германия), CLARA (Daresbury Lab., Великобритания) и др. [23, 24]. Однако вопрос об источниках, способных обеспечить формирование импульсов излучения с обсуждаемыми параметрами, фактически остается открытым. В частности, рассматриваются мощные оптические генераторы, которые обеспечивают формирование ТГц - импульсов требуемой интенсивности за счет эффектов выпрямления мощных фемто-аттосекундных лазерных импульсов при их взаимодействии с нелинейными средами (см., например, [25]) Однако эффективность таких процессов крайне низка. В качестве альтернативы обсуждаются также возможность компрессии импульсов от мегаваттных гиротронов [26]. Вместе с тем более эффективную генерацию импульсов излучения с требуемыми параметрами можно обеспечить в релятивистских мазерах на основе сильноточных электронных пучков.

Еще одной перспективной возможностью использования мощных суб-ТГц/ТГц импульсов следует рассматривать разработку компактных рентгеновских ЛСЭ комптоновского типа [27 - 29], где для раскачки поперечных баунс-осцилляций электронов вместо «традиционных» магнитостатических ондуляторов (формирующих периодическое магнитостатическое поле) используется электромагнитная волна накачки, формируемая в так называемых СВЧ - ондуляторах. Это позволяет кардинально увеличить баунс-частоту и тем самым существенно снизить энергии частиц, необходимые для генерации рентгеновского излучения. Разработка электромагнитных ондуляторов с запиткой мощным излучением от микроволнового до ТГц - диапазона активно ведется в настоящее время различными научными группами [30 - 33] как перспективный подход к созданию компактных рентгеновских ЛСЭ.

Высокую актуальность в настоящее время имеют также инженерные приложения, основанные на использовании мощных импульсных генераторов суб-ТГц/ТГц диапазонов. Важным вызовом современного мира является обеспечение мер безопасности и противодействия терроризму, которое связано с созданием систем визуализации скрытых объектов, обнаружения и уничтожения террористических угроз [34]. Обсуждается возможность использования мощных импульсных источников для диагностики плазмы в разрабатываемых установках УТС нового поколения [35]. Ведутся исследования в области биомедицины (неинвазивное воздействие на ткани, лечение онкологических заболеваний и др.) и медицинской диагностики (спектроскопия тканей). Наконец, большой интерес к мощным импульсным генераторам, работающим в суб-ТГц/ТГц диапазонах, связан в последнее время с радиотехническими приложениями [36 - 39], включая развитие высокоскоростных беспроводных систем связи (вплоть до 6G), радиоастрономию (с использованием атмосферных «окон прозрачности», например, в областях частот 94 ГГц, 140 ГГц, 220 ГГц и др.) и создание систем мониторинга космических объектов, разработку систем локации с высоким временным и пространственным разрешением, систем радиоподавления, радиопротиводействия и др.

Увеличение мощности генераторов и их продвижение в высокочастотные диапазоны сопряжено с необходимостью увеличения их сверхразмерности. С точки зрения увеличения мощности это связано с требованием уменьшения напряженности ВЧ - полей, повышения электропрочности системы по отношению к ВЧ - пробую, снижению тепловых нагрузок на стенки и т.д. Переход в область более высоких частот при сохранении параметров электронного пучка также неизбежно влечет за собой увеличение поперечных размеров в масштабе длины волны излучения. Таким образом, одной из основных проблем на пути создания мощных высокочастотных

генераторов становится проблема разработки электродинамических систем, способных обеспечить селективное возбуждение рабочей моды в условиях существенной сверхразмерности, а также ее вывод и транспортировку для последующего использования в потенциальных приложениях.

В электронике СВЧ накоплен большой опыт эффективного решения проблемы электродинамической и электронной селекции мод [40 - 48]. Одним из наиболее успешных решений явилось использование квазиоптических резонаторов в виде отрезков слабонерегулярных волноводов, в которых электронный поток возбуждает моды на квазикритических частотах. Такой метод селекции широко применяется в гиротронах [49] и оротронах [50], где он обеспечивает селекцию мод как по продольному, так и по поперечному индексам, позволяя использовать в этих приборах существенно сверхразмерные электродинамические системы. В результате, в современных мегаваттных гиротронах одномодовая генерация реализована при диаметрах резонатора, составляющих до 20 - 30 длин волн излучения λ [9, 10]. Однако, методы селекции, используемые в подобных генераторах, не применимы к релятивистским мазерам, в которых для обеспечения доплеровского повышения частоты используется взаимодействие с волнами, распространяющимися вдоль электронного потока.

Широкое применение как в электронике СВЧ, так и в квантовой электронике в качестве элементов электродинамических систем генераторов получили периодические структуры брэгговского типа, представляющие собой секции волноводов с неглубокой гофрировкой боковых поверхностей (стенок) в случае вакуумных СВЧ - приборов [51 - 53] или структур с периодической модуляцией показателя преломления в случае твердотельных лазеров [54, 55]. Использование брэгговских резонаторов позволило успешно реализовать мощные узкополосные релятивистские генераторы микроволнового диапазона, основанные на различных механизмах индуцированного излучения, такие как мазеры на свободных электронах (МСЭ) [56 - 62], мазеры на циклотронном авторезонансе (МЦАР) [63 - 66] и черенковские мазеры [67]. Лазеры с распределенной обратной связью на основе брэгговских структур (как распределенных брэгговских отражателей, так и объемных брэгговских решеток) были реализованы в широком диапазоне частот: от терагерцового до ультрафиолетового [68 - 72], в инфракрасном диапазоне были реализованы квантовокаскадные лазеры с рекордными характеристиками (КПД до 27% при комнатной температуре [73] и мощность излучения в непрерывном режиме до 5 Вт [74]).

В работе рассмотрены актуальные задачи разработки электродинамических систем, возникающие в разных классах генераторов: МСЭ, черенковских генераторах поверхностной волны и гетеролазерах, основанных на использовании различных модификаций брэгговских структур.

I. МСЭ - генераторы

В настоящее время брэгговские структуры в виде гофрированных волноводных секций стали «традиционными» электродинамическими системами релятивистских мазеров на базе интенсивных электронных пучков. Достоинством данных микроволновых структур являются: хорошая совместимость с электронно-оптической системой формирования сильноточных релятивистских электронных пучков (РЭП), способность обеспечения эффективной селекции по продольному индексу мод, а также по поперечным индексам мод при поперечных размерах, составляющих до $2 - 3\lambda$. Однако дальнейшее увеличение поперечного размера подобных резонаторов приводит к потере их селективности по поперечным индексам мод в результате сближения, а затем перекрытия соседних брэгговских зон, соответствующих рассеянию волноводных мод с различной поперечной структурой.

Универсальным методом решения проблемы селекции мод в мощных пространственно-развитых релятивистских мазерах является использование двумерной распределенной обратной связи (РОС) [75, 76]. Механизм двумерной РОС реализуется в двумерных (двумерно-периодических) брэгговских структурах при возникновении дополнительных поперечных волновых потоков, обеспечивающих синхронизацию излучения широких электронных потоков ленточной и трубчатой конфигурации. Проведенные к настоящему времени теоретические и экспериментальные исследования продемонстрировали высокие потенциальные возможности использования двумерной РОС для получения мощного узкополосного излучения в релятивистских мазерах различных типов, поперечные размеры которых по одной из поперечных координат на порядок и более превосходят длину волны [77 - 79]. Работоспособность нового механизма обратной связи продемонстрирована в МСЭ, успешно реализованных в предшествующих совместных экспериментах ИПФ РАН (Нижний Новгород) и ИЯФ СО РАН (Новосибирск) в сотрудничестве со специалистами Исследовательского центра Карлсруе (Германия) (планарная геометрия) [80, 81] и Статклайдского университета (Великобритания) (коаксиальная геометрия) [82, 83].

Однако дальнейшее увеличение мощности и частоты генераторов данного типа требует увеличение сверхразмерности пространства взаимодействия по второй поперечной координате. В этих условиях использование брэгговских структур, реализующих двумерную РОС, становится не эффективно, т.к. они также (подобно «традиционным» одномерно-периодическим аналогам) теряют свои селективные свойства. Таким образом, встает проблема разработки электродинамической системы, способной обеспечить эффективную селекцию мод в условиях существенной сверхразмерности по обеим поперечным координатам.

II. Генераторы поверхностной волны

Черенковские генераторы поверхностной волны (ГПВ) на основе сильноточных РЭП привлекают в настоящее время значительное внимание как один из перспективных видов источников мощного узкополосного излучения, работающих вплоть до суб-ТГц и ТГц диапазонов частот [84 - 90]. В этих приборах используется резонансное взаимодействие прямолинейного электронного пучка с медленной основной гармоникой ВЧ - поля в замедляющей системе (так называемый режим π - вида), что обеспечивает высокий импеданс электронно-волнового взаимодействия. Это открывает возможность увеличения сверхразмерности данных генераторов и, в итоге, выходной мощности по сравнению с другими типами черенковских приборов: лампами бегущей волны (ЛБВ) и лампами обратной волны (ЛОВ).

Поверхностную волну можно рассматривать как «супермоду», которая представляет собой набор нескольких волноводных мод с коррелированными фазами, прижатых к поверхности замедляющей системы. Это решает проблему пространственной когерентности излучения в направлении по нормали к поверхности (радиальном в случае цилиндрической геометрии) при произвольных поперечных размерах системы. Использование двумерных (двумерно-периодических) замедляющих структур, реализующих механизм двумерной РОС, позволяет решить проблему селекции по «широкой» поперечной (азимутальной) координате и обеспечить реализацию одномодового режима генерации в ГПВ при поперечных размерах, составляющих до десятков и сотен длин волн [91, 92]. При этом выходная мощность суб-ТГц/ТГц излучения может достигать суб-ГВт уровня.

Однако структура поля прижатой к поверхности замедленной волны затрудняет вывод генерируемого излучения как в случае одномерной (1D), так и двумерной (2D) замедляющих систем. В этой связи возникает проблема разработки электродинамической системы, обеспечивающей эффективный вывод излучения из генератора.

III. Гетеролазеры

Генерация мощного пространственно-когерентного излучения остается одной из важных задач физики полупроводниковых лазеров. Расширение активного объема является естественным способом увеличения мощности излучения. Одной из проблем обеспечения селекции мод в лазерах с активной средой, характеризующейся большим коэффициентом усиления за один проход, является отражение от краев волновода. Однако данные отражения могут создавать «паразитную» цепь обратной связи, которая увеличивает добротность многих мод и потенциально затрудняет установление одномодового режима генерации. Перспективным решением для подавления указанных негативных эффектов является разработка брэгговской структуры, позволяющей одновременно обеспечить необходимую обратную связь и, в то же время, рассеяние основной части генерируемого излучения в когерентные пучки, распространяющиеся под углом к поверхности структуры [70, 71].

Целью диссертационной работы является исследование возможности использования электродинамических систем на основе нового типа брэгговских структур с мультипериодической гофрировкой для решения указанных задач в описанных классах генераторов. В рамках данного направления в настоящей работе проведено:

- исследование электродинамических характеристик и селективных свойств предложенных брэгговских структур;
- моделирование пространственно-временной динамики генераторов на их основе и исследование условий установления одномодовых и многомодовых режимов работы;
- оценка параметров для реализации генераторов, основанных на использовании разработанных электродинамических систем, на базе существующих сильноточных ускорительных комплексов и перспективы их продвижения в суб-ТГц и ТГц диапазоны на высоком уровне мощности и стабильности одномодового режима генерации в условиях существенной сверхразмерности;
- моделирование и разработка брэгговской структуры с мультипериодической гофрировкой и реализация на ее основе гетеролазера с эффективным наклонным выводом излучения.

Научная ценность и новизна результатов.

1. Предложены брэгговские структуры с мультипериодической гофрировкой поверхности и исследована возможность их использования:

- в качестве высокоселективных резонаторов, реализующих механизм так называемой «трехмерной» обратной связи в МСЭ-генераторах планарной геометрии путем взаимного рассеяния волновых потоков, распространяющихся в трех взаимно-перпендикулярных направлениях;
- в качестве замедляющих систем в планарных черенковских генераторах поверхностной волны для организации поперечного (по отношению к замедляющей структуре) вывода излучения;
- в качестве электродинамических систем (диэлектрических брэгговских решеток) квантово-каскадных гетеролазеров на основе КРТ (кадмий-ртуть-теллур) - структур для реализации вывода излучения под углом к их поверхности.

2. Развита оригинальные модели для описания электронно-волнового взаимодействия в предложенных схемах генераторов. В рамках этих моделей исследована пространственно-временная динамика генераторов новых типов, результаты теоретического анализа подтверждены PIC (particle-in-cell – метод частиц в ячейках) - моделированием с использованием универсальных коммерческих кодов. Определены оптимальные условия для обеспечения стабильного одномодового режима генерации с высоким уровнем выходной мощности в условиях существенной сверхразмерности пространства взаимодействия.

3. Разработаны проекты пространственно-развитых релятивистских генераторов на основе предложенных электродинамических систем, обеспечивающие достижение рекордных уровней мощности импульсного излучения в микроволновом, субтерагерцовом и терагерцовом диапазонах. Проведена оценка параметров для реализации данных проектов на базе ускорительных комплексов, формирующих интенсивные релятивистские электронные пучки ленточной конфигурации.

4. Разработан проект квантово-каскадного гетеролазера ИК - диапазона с выводом излучения под углом к поверхности структуры. Результаты теоретического анализа и электродинамического моделирования подтверждены экспериментальным исследованием КРТ - лазера.

Практическая значимость работы. В результате проведенных исследований разработаны новые типы электродинамических систем, позволяющие обеспечить селекцию мод в условиях существенной сверхразмерности в МСЭ - генераторах, осуществить эффективный вывод генерируемого излучения в генераторах поверхностной волны и гетеролазерах. Полученные в процессе выполнения диссертационной работы результаты могут быть также использованы при создании высокоселективных электродинамических систем и разработке других типов мощных

узкополосных электронных мазеров суб-ТГц/ТГц диапазона с уникальными параметрами излучения. Данные генераторы перспективны для использования в ряде фундаментальных и инженерных приложений.

Положения, выносимые на защиту.

1. «Трехмерные» брэгговские резонаторы планарной геометрии с мультипериодической гофрировкой поверхности позволяют реализовать связь и взаимное рассеяние волновых потоков, распространяющихся в трех взаимно перпендикулярных направлениях, и, в результате, обеспечить высокую селективность основной высокочастотной моды в условиях существенной сверхразмерности по всем трем пространственным координатам.

2. Использование брэгговских резонаторов, основанных на трехмерном рассеянии волновых потоков, в планарных мазерах на свободных электронах позволяет обеспечить одномодовый режим генерации при поперечных размерах, достигающих от десятков до сотен длин волн по обеим поперечным координатам. Это открывает возможность получения в суб-ТГц диапазоне частот выходного излучения с мультигигаваттным уровнем мощности и энергосодержанием в импульсах до $10^4 - 10^5$ Дж на базе существующих сильноточных релятивистских электронных пучков.

3. В релятивистских генераторах поверхностной волны планарной геометрии использование дополнительной гармоники гофрировки, обеспечивающей рассеяние поверхностных волн в волновые потоки, распространяющиеся в поперечном направлении, позволяет реализовать вывод излучения по нормали к гофрированной области с высоким гауссовым содержанием выходной волны.

4. В гетеролазерах на основе кадмий-ртуть-теллур структур наличие поверхностного диэлектрического слоя с брэгговской гофрировкой, содержащей нескольких пространственных гармоник, позволяет организовать распределенную обратную связь и одновременный вывод генерируемого излучения под углом к поверхности. При этом направление распространения излучения зависит от номера гармоники гофрировки.

Апробация результатов работы. Основные результаты работы опубликованы в реферируемых российских и зарубежных журналах и трудах конференций [A2 - A35] и докладывались автором и соавторами на XLV и XLVI Международных симпозиумах по фотонике и электромагнетизму (PIERS) (Чэнду, Китай, 2024 и Абу-Даби, ОАЭ, 2025), XXIV Международной конференции по вакуумной электронике (IVEC) (Чэнду, Китай, 2023), Международной конференции

«Синхротронное излучение и лазеры на свободных электронах» (SFR) (Новосибирск, Россия, 2024), V Международной конференции «Терагерцовое и СВЧ излучение: генерация, детектирование и приложения» (TERA) (Москва, Россия, 2023), XXIV, XXV и XXVI Международных симпозиумах «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2020, 2021 и 2023), XII, XIII и XIV Всероссийских конференциях «Электроника и микроэлектроника СВЧ» (Санкт-Петербург, 2023, 2024 и 2025), IX Всероссийской микроволновой конференции (RMC) (Москва, 2024), а также Нижегородских сессиях молодых ученых и внутренних семинарах ИПФ РАН и ИЯФ СО РАН. Доклад, представленный на VIII Всероссийском молодежном научном форуме «Наука будущего - наука молодых» получил первую премию за лучшую научную работу в секции «физика и астрономия» в 2023 году, доклад на конференции PIERS-2025 удостоен второй премии в номинации работ молодых ученых, а доклады на конкурсах работ молодых ученых ИПФ РАН удостоены поощрительной премии XXV конкурса в 2023 году и второй премии XXVIII конкурса в 2026 году. Полученные в диссертационной работе результаты вошли в цикл работ *«Формирование килоамперных пучков релятивистских электронов и их применение для генерации мультимегаваттных потоков миллиметрового и терагерцового излучения в плазме и электродинамических системах»* (совместно с сотрудниками ИЯФ СО РАН Е.С. Сандаловым и Д.А. Самцовым), который в 2025 году удостоен медали РАН с премией для молодых ученых по направлению «общая физика и астрономия».

Личный вклад автора в проведенные исследования. Основные результаты, представленные в диссертации и вошедшие в работы [A1 - A34] получены либо автором лично, либо при непосредственном участии автора. Вклад соискателя состоит в аналитическом исследовании новых типов брэгговских структур, описанных в работе, численном моделировании их электродинамических характеристик, электронно-волнового взаимодействия и нелинейной пространственно-временной динамики генераторов на их основе. Теоретические исследования предложенных схем генераторов проводились автором при консультативной поддержке со стороны Н.Ю. Пескова (научного руководителя) и Н.С. Гинзбурга при участии соавторов совместных работ. Расчеты выполнялись на основе оригинальных программ, созданных автором самостоятельно, а также с помощью вычислительных кодов, разработанных А.С. Сергеевым. Автор выражает благодарность В.Ю. Заславскому за консультативную помощь в использовании программы CST Studio Suite для проведения PIC - моделирования микроволновых генераторов, а также Д.И. Соболеву за помощь в проведении электродинамического тестирования «трехмерных» брэгговских структур. Исследование черенковских ГПВ с одномерно-периодическими структурами, обеспечивающими поперечный вывод излучения, проводилось при ключевом участии

А.Э. Федотова. Квазиоптический подход к теории черенковских ГПВ с поперечным выводом энергии предложен и развит А.М. Малкиным.

Определяющая роль в изготовлении образцов, создании экспериментальной установки и проведении на ее основе исследований КРТ - гетеролазера ИК - диапазона принадлежит сотрудникам ИФМ РАН С.В. Морозову и В.В. Уточкину, при этом автором была выполнена основная часть расчетов, моделирование и конструирование проекта данной установки. Экспериментальные измерения, обсуждение и интерпретация результатов проводились совместно с соавторами.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Объем диссертации составляет 129 страниц, включая 2 таблицы и 61 рисунка, списки цитированной литературы (143 наименований), авторских публикаций (34 наименования) и 1 приложения.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы и сформулирована цель работы. Кратко, по главам, изложено содержание диссертации.

Глава 1 диссертации посвящена разработке нового типа высокоселективных резонаторов и исследованию возможности их использования для создания мощных пространственно-развитых планарных МСЭ на базе интенсивных ленточных РЭП. В **разделе 1.1** предложены брэгговские резонаторы, основанные на взаимном рассеянии парциальных волновых потоков, распространяющихся в трех взаимно перпендикулярных направлениях, и реализующие, таким образом, механизм трехмерной обратной связи - так называемые «трехмерные» (3D) брэгговские резонаторы [A1]. Развита теоретическая модель для описания данных резонаторов в рамках метода связанных волн (квазиоптическое и геометрооптическое приближения), проведено исследование их электродинамических характеристик. В рамках построенной аналитической теории, подтвержденной прямым численным моделированием на основе кода CST Microwave Studio, продемонстрированы высокие селективные свойства предложенных структур в условиях высокой сверхразмерности в масштабе длины волны излучения λ по всем трем пространственным координатам: при длине l_z , ширине l_x и величине зазора системы a_0 , составляющих до $l_{z,x}/\lambda \sim 100$, $a_0/\lambda \sim 20$. В результате, разработаны высокоселективные 3D брэгговские резонаторы с рабочими частотами 75 ГГц, 300 ГГц и 600 ГГц, проведена оптимизация их параметров для дальнейшего использования в проектах МСЭ - генераторов [A2 - A8]. Проведены экспериментальные

исследования электродинамических свойств 3D брэгговских структур планарной геометрии в W-диапазоне (рабочая частота около 75 ГГц), продемонстрирована реализуемость данных структур и их работоспособность. Измерены коэффициенты поперечного рассеяния в 3D брэгговской структуре, проведено сравнение ширины брэгговской полосы и положения собственных мод с расчетом. Показано хорошее соответствие экспериментальных данных, результатов теоретического анализа и трехмерного моделирования.

В **разделе 1.2** в рамках развитого квазиоптического приближения метода связанных волн проведено моделирование динамики МСЭ с односекционным 3D брэгговским резонатором, реализующим трехмерное рассеяние парциальных волновых потоков (механизм трехмерной обратной связи) [A9, A10]. Продемонстрирована возможность установления стабильного одночастотного режима генерации при поперечных размерах системы $l_x/\lambda \sim 400$, $a_0/\lambda \sim 10$. Недостатком данной схемы МСЭ-генератора является относительно высокий уровень омических потерь, который связан с наличием в резонаторе квазикритических волновых потоков и может достигать до 10% от излученной пучком мощности.

Для решения указанной проблемы в **разделе 1.3** предложено использование комбинированной двухзеркальной схемы резонатора на основе 3D и 1D брэгговских структур, выполняющих роль селективных рефлекторов [A11 - A12]. В данной схеме установленная на входе 3D брэгговская структура обеспечивает селекцию колебаний в условиях высокой сверхразмерности по обеим поперечным координатам. Усиление в основном имеет место в регулярной секции двухзеркального резонатора, а на выходе системы оказывается достаточным использование «традиционной» 1D брэгговской структуры с относительно небольшим (при использовании интенсивного РЭП) коэффициентом отражения для замыкания цепи обратной связи. Моделирование показывает, что в МСЭ с комбинированным двухзеркальным резонатором, реализующим механизм трехмерной РОС, при расчетных оптимальных параметрах также реализуется устойчивый одномодовый режим генерации в условиях указанной сверхразмерности. В то же время, амплитуда квазикритических волновых потоков, возникающих во входной 3D брэгговской структуре, относительно невелика, что позволяет снизить омические потери до уровня $\sim 3\%$. При этом благоприятная для взаимодействия с электронным пучком продольная структура поля синхронной волны приводит к увеличению электронного КПД, который в данной схеме может достигать до 20%.

Раздел 1.4 посвящен разработке проекта сверхмощного МСЭ W - диапазона частот (рабочая частота около 75 ГГц) на базе ускорительного комплекса «У-2» (ИЯФ СО РАН) [A13, A14], формирующего ленточные электронные пучки 1 МэВ / 140 кА / 7 мкс с поперечным сечением до

1 см × 140 см и энергозапасом до 0.5 МДж. Приведены расчеты электронно-оптической и магнитной систем формирования электронного пучка (планарного ондулятора и соленоида, осуществляющего фокусировку и транспортировку РЭП), электродинамической системы на основе 3D брэгговской структуры и выходной системы формирования волнового пучка с высоким гауссовым содержанием (для его вывода, транспортировки и дальнейшего использования в рамках потенциальных приложений). В рамках моделирования пространственно-временной динамики МСЭ показано, что разработанная электродинамическая система позволяет обеспечить стабильный одночастотный режим генерации при поперечных размерах, составляющих около $8\lambda \times 250\lambda$, что является рекордной сверхразмерностью как для релятивистских мазеров [3], так и для мощных гиротронов [9, 10]. При этом выходная мощность может достигать экстремально высокого уровня $\sim 10 - 15$ ГВт, а энергосодержание в импульсах излучения до $10^4 - 10^5$ Дж.

Глава 2 диссертации посвящена разработке нового типа замедляющих систем для генераторов черенковского типа с целью повышения эффективности вывода излучения. Рассмотрены замедляющие системы генераторов поверхностной волны (ГПВ) планарной геометрии на основе 1D-периодических и 2D-периодических брэгговских структур. Исследована возможность использования дополнительной гармоники гофрировки, обеспечивающей рассеяние волн, бегущих в плоскости гофрировки, в волновые потоки, распространяющиеся в поперечном направлении (т.е. по нормали к замедляющей структуре и электронном потоку).

В **разделе 2.1** проведено исследование электродинамических характеристик 1D-периодических замедляющих структур с дополнительной гармоникой гофрировки, период которой в 2 раза больше периода основной [A15]. Расчет структуры и оптимизация параметров подобных двоякопериодических структур выполнен в рамках метода связанных волн и трехмерного моделирования с использованием кода CST Microwave Studio. Показана возможность вывода до 90% мощности, излучаемой электронным пучком, в поперечном направлении с высоким гауссовым содержанием. На основе проведенного моделирования разработана двояко-периодическая замедляющая структура для использования в проекте ГПВ G - диапазона (рабочая частота ~ 150 ГГц), исследование которого ведется в ИПФ РАН на базе ускорителя «Синуки» 600 кэВ / 1 кА / 15 нс, формирующие ленточные РЭП с шириной $l_x \approx 2$ см (т.е. $l_x/\lambda \sim 10$).

Исследование динамики ГПВ с разработанной двоякопериодической замедляющей системой представлено в **разделе 2.2**. Проведен теоретический анализ в рамках квазиоптической модели метода связанных волн и прямое PIC моделирование с использованием кода CST Studio Suite, показано хорошее соответствие результатов. Моделирование показывает, что в предложенной схеме

ГПВ электронный КПД может составлять до 20%, а выходная мощность ~ 70 МВт. При этом формируется благоприятная продольная структура поля, позволяющая повысить поперечную компоненту вектора Пойтинга (по сравнению с «холодной» системой) до величины более 90%. Предложенная модификация замедляющей системы позволяет разделить генерируемое излучение и интенсивный РЭП в области коллектора. При этом структура поля выходного излучения имеет высокое гауссово содержание, что необходимо для эффективного вывода излучения из генератора, его транспортировки и дальнейшего использования [A16, A17].

Возможность развития поперечного сечения планарных ГПВ рассмотрена в **разделе 2.3**. В подобных пространственно-развитых генераторах (поперечный размер которых существенно превосходит параметр Френеля) предложено использование мультипериодических замедляющих структур на основе 2D-периодических брэгговских гофрировок (профиль которых аналогичен 3D брэгговским структурам, рассмотренным в Главе 1) [A18, A19]. Показано, что аналогично структурам с 1D-периодической гофрировкой, добавление дополнительной гармоники позволяет обеспечить эффективное рассеяние продольно и поперечно распространяющихся волновых потоков в плоскости структуры (которое имеет место на основной 2D-периодической брэгговской гофрировке) в волновой поток, излучаемый по нормали к этой структуре. В рамках CST - моделирования разработана мультипериодическая электродинамическая система с параметром сверхразмерности $l_x/\lambda \sim 60$, позволяющая осуществить в ГПВ вывод $\sim 70\%$ мощности в поперечном направлении при структуре поля выходного излучения, близкой к гауссовому распределению. Данная структура ориентирована на использование в проекте черенковского генератора J - диапазона, разрабатываемого на базе ускорительного комплекса «Синуки».

В **разделе 2.4** проведено моделирование динамики ГПВ с мультипериодической брэгговской структурой, основанной на трехмерном рассеянии волновых потоков, которая позволяет реализовать вывод излучения по нормали к замедляющей системе. Разработан проект ГПВ J - диапазона (рабочая частота около 300 ГГц) на базе ускорителя «Синуки» с шириной $l_x \approx 2$ см (т.е. $l_x/\lambda \sim 20$). Проведена оптимизация параметров генератора в рамках развитой квазиоптической модели и верификация результатов путем прямого PIC - моделирования в среде CST Studio Suite. Согласно проведенному моделированию, при оптимальных параметрах в данном генераторе при использовании предложенной мультипериодической замедляющей системы обеспечивается установление стабильного одномодового режима с электронным КПД до 17% при выводе более 70% генерируемого излучения по нормали к гофрированной структуре с преобразованием в волновой поток с высоким гауссовым содержанием.

Третья глава диссертации описывает разработку электродинамической системы РОС - гетеролазеров, позволяющей осуществить вывод генерируемого излучения под углом к поверхности структуры. В отличие от «традиционного» варианта [71, 72], где генерируемая мощность выводится с торца структуры, предложенный в работе метод позволяет свести к минимуму отражения от торцов структуры, которые могут приводить к образованию высокодобротных мод в паразитной цепи обратной связи и, как следствие, срыву генерации. Вместе с тем, распределённое по площади структуры излучение способствует равномерной генерации во всей активной области. Для реализации данного метода также предлагается использование гофрировки, включающей в себя несколько гармоник, нанесённой на поверхность многослойной диэлектрической структуры лазера. Прототипом данной структуры являются планарные наногетероструктуры КРТ, разрабатываемые в ИФМ РАН [93, 94].

В **разделе 3.1** представлен теоретический анализ и трехмерное моделирование электродинамических характеристик брэгговской решетки предложенного типа для РОС - гетеролазера. Показана возможность вывода генерируемого излучения в два луча, направленных под углом к гофрированной области, при этом угол зависит от периода гофрировки и номера гармоники, на которой происходит рассеяние. Однако в данной схеме образуются волновые потоки, идущие в подложку, которые являются паразитными. Проведена оптимизация параметров структуры, направленная на минимизацию указанных потоков. Результаты теоретического анализа подтверждены 3D моделированием, в рамках которого проведена верификация оптимальных параметров разработанной брэгговской структуры [A23, A24].

Моделирование динамики гетеролазеров с брэгговскими структурами нового типа проведено в **разделе 3.2**. Показана возможность установления стабильного одномодового режима генерации при равномерном распределении инверсии населенности по всей площади структуры [A26]. На основе рассчитанных параметров на базе ИФМ РАН изготовлены экспериментальные образцы КРТ-лазеров. В **разделе 3.3** описаны экспериментальные исследования КРТ - гетеролазеров с длиной волны 14 мкм, основанного на использовании предложенной электродинамической системы. Проведенные экспериментальные исследования продемонстрировали возможность установления одномодового режима генерации при различных способах накачки: импульсным и непрерывным СО₂-лазерами, квантово-каскадным лазером (ККЛ) среднего ИК-диапазона, и, в итоге, подтвердили эффективность предлагаемых брэгговских структур. В ходе экспериментов проведены измерения диаграммы направленности излучения, показано хорошее соответствие угла, полученного в рамках теоретического анализа и CST-моделирования, с результатами экспериментальных измерений.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы.

Глава 1. МСЭ-генераторы на основе брэгговских структур, реализующих трехмерное рассеяние волновых потоков

В настоящее время наиболее широко используемыми электродинамическими системами релятивистских мазеров различных типов (МСЭ, МЦАР, черенковских мазеров), в которых для обеспечения доплеровского повышения частоты используется взаимодействие с волнами, распространяющимися вдоль электронного потока, являются предложенные в [51, 52] брэгговские резонаторы в виде отрезков волноводов с неглубокой гофрировкой боковых стенок. В традиционном («одномерном») варианте (рисунок 1.1а) данные структуры, как и их оптические аналоги [54, 55], осуществляют связь и взаимное рассеяние двух встречно-распространяющихся параксиальных волновых потоков: попутного, синхронно взаимодействующего с электронным потоком, и встречного, формирующего цикл обратной связи. Достоинством микроволновых структур данного типа является (I) хорошая совместимость с электронно-оптической системой формирования интенсивных РЭП, (II) возможность обеспечения эффективной селекции по продольному индексу мод, также как и (III) по поперечным индексам мод (т.е. мод, обладающих различной поперечной структурой) при поперечных размерах, составляющих до 2 - 3 длин волн излучения λ . Увеличение поперечных размеров подобных электродинамических систем сопряжено с потерей их селективности.

Эффективная селекция мод в релятивистских генераторах с поперечно-развитым пространством взаимодействия может быть достигнута путем использования так называемых «двумерных» (2D) брэгговских резонаторов, реализующих механизм двумерной РОС [75, 76] (рисунок 1.1б). Резонаторы данного типа обладают двумерно-периодической гофрировкой, которая обеспечивает связь и взаимное рассеяние четырех парциальных волн, две из которых распространяются попутно и встречно по отношению к поступательному движению электронов (подобно «традиционным» брэгговским резонаторам), а две другие - в поперечном направлении. Как показывают проведенные исследования, резонаторы данного типа позволяют обеспечить эффективную селекцию мод по «широкому» поперечному индексу (т.е. по координате x , направленной вдоль пластин резонатора, см. рис. 1.1) вплоть до поперечных размеров системы $l_x/\lambda \geq 10^2$.

Развитие системы вдоль второго поперечного направления (по координате y , направленной вдоль зазора резонатора) может быть достигнуто при использовании другой разновидности - так называемых модифицированных брэгговских структур, отличительной особенностью которых

является включение в цепь обратной связи квазикритических волн [95 - 97] (рисунок 1.1в). Это позволяет существенно увеличить селективность подобных резонаторов по сравнению с «традиционными» аналогами и обеспечить селективное возбуждение рабочей моды при размерах пространства взаимодействия $a_0/\lambda \sim 20 - 40$.

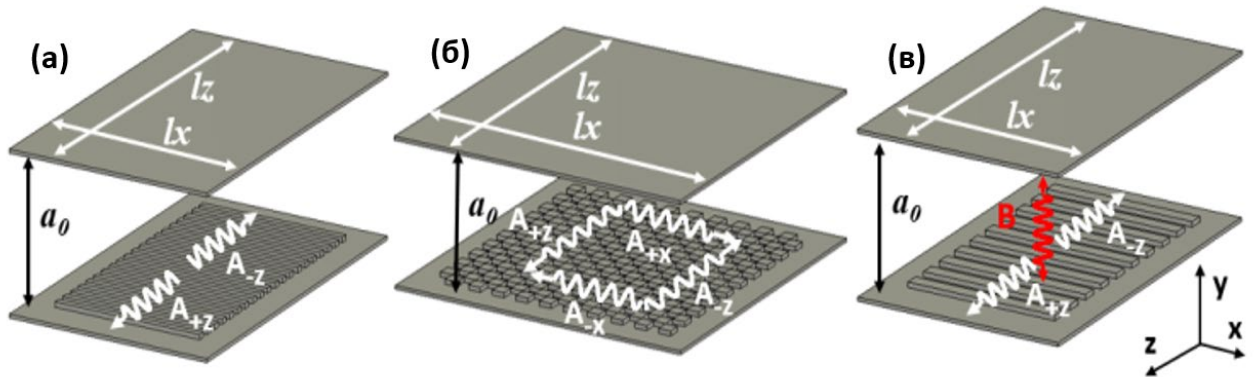


Рисунок 1.1 - Схемы брэгговских структур различных типов: **(а)** «традиционная» 1D структура, **(б)** 2D структура, **(в)** модифицированная структура, основанная на связи распространяющихся и квазикритических волн.

Работоспособность резонаторов нового типа подтверждена экспериментально в МСЭ-генераторах при использовании модифицированных брэгговских структур цилиндрической геометрии с диаметром $\sim 5\lambda$ вплоть до W-диапазона частот [98, 99]. МСЭ с 2D брэгговскими структурами успешно реализованы в коаксиальной геометрии в Ka-диапазоне при периметре системы около 30λ [82, 83] и в планарной геометрии в W-диапазоне при сверхразмерности (ширине) до 50λ соответственно [80, 81].

Глава 1 посвящена разработке МСЭ-генератора с новым типом брэгговских структур, основанных на комбинации методов селекции, реализуемых в двумерных и модифицированных брэгговских резонаторах - так называемых «трехмерных» (3D) брэгговских структурах [A1]. Структуры данного типа основаны на рассеянии волн, распространяющихся в трех взаимно-перпендикулярных направлениях, и тем самым позволяют осуществить селекцию мод по трем пространственным координатам. Как показано в работе, использование предложенного типа структур позволяет обеспечить устойчивый одномодовый режим генерации в МСЭ при рекордной сверхразмерности по обеим поперечным координатам: $l_x/\lambda \sim 300 - 400$ и $a_0/\lambda \sim 10 - 20$.

В Разделе 1.1 проведено аналитическое исследование электродинамических характеристик

3D брэгговских резонаторов в рамках метода связанных волн: исследованы дисперсионные характеристики, найден спектр собственных мод, получены коэффициенты рассеяния. Для верификации полученных результатов проведено трехмерное моделирование, выполнены «холодные» электродинамические тесты структур нового типа. Разделы 1.2 - 1.3 посвящены моделированию динамики и оптимизации параметров МСЭ-генераторов с различными типами резонаторов, основанных на трехмерном рассеянии волновых потоков: односекционным 3D брэгговским резонатором и комбинированным двухзеркальным резонатором на основе 3D и 1D брэгговских структур. В Разделе 1.5 обсуждается проект сверхмощного МСЭ-генератора W-диапазона на базе сильноточного ускорителя «У-2» (ИЯФ СО РАН).

1.1. Электродинамические характеристики трехмерных брэгговских структур планарной геометрии

1.1.1. Модель и основные уравнения

Брэгговский резонатор, реализующий трехмерное рассеяние волновых потоков, представляет собой отрезок планарного волновода с гофрировкой вида (см. рисунок 1.2) [A2, A3]

$$a = a_{3D,2} \cos(h_{3D}x) \cos(h_{3D}z) + a_{3D,1} [\cos(h_{3D}x + \varphi_x) + \cos(h_{3D}z + \varphi_z)], \quad (1.1)$$

где $h_{3D} = 2\pi/d$, d - период гофрировки, $a_{3D,1}$ и $a_{3D,2}$ - амплитуды ее соответствующих компонент (пространственных гармоник). При выполнении условия брэгговского резонанса

$$h_{3D} \approx h, \quad (1.2)$$

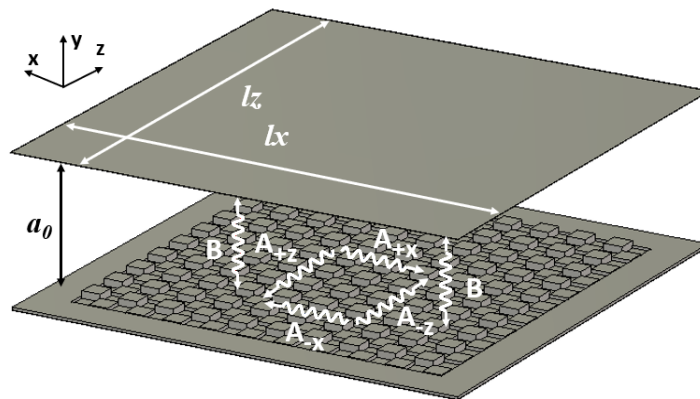


Рисунок 1.2 - Схема брэгговского резонатора планарной геометрии, реализующего трехмерное рассеяние волн. Стрелки показывают направления распространения парциальных волновых потоков.

эта гофрировка обеспечивает рассеяние волновых потоков, распространяющихся в трех взаимно перпендикулярных направлениях:

$$\left[(A_{+z}e^{-ihz} + A_{-z}e^{ihz} + A_{+x}e^{-ihx} + A_{-x}e^{ihx})\vec{E}_A + B\vec{E}_B \right] e^{i\omega t}, \quad (1.3)$$

где $A_{\pm z; \pm x}$ и B - медленноменяющиеся амплитуды парциальных волн, $E_{A;B}$ - функции, описывающие поперечную (по оси y) структуру этих волн, которая совпадает с одной из собственных мод невозмущенного планарного волновода. Первое слагаемое в (1.1) (аналогично двумерной брэгговской структуре [77 - 79]) отвечает за взаимное рассеяние волновых потоков $A_{\pm z}$ и $A_{\pm x}$, которые распространяются в $\pm z$ и $\pm x$ направлениях соответственно, а второе слагаемое (аналогично модифицированным брэгговским структурам [95 - 99]) - за рассеяние этих волн в квазикритическую волну B , которая согласно концепции Бриллюэна может быть интерпретирована как стоячая волна в направлении y , запертая между пластин планарного волновода. Будем для простоты считать, что волны $A_{\pm z; \pm x}$ относятся к низшему ТЕМ-типу и имеют поляризацию электрического поля E_y и магнитного поля H_x (волны $A_{\pm z}$) и H_z (волны $A_{\pm x}$). При этом волна B принадлежит к одной из TM_p волн планарного волновода, которая в условиях существенной сверхразмерности (т.е. $a_0 \gg \lambda$) имеет высокий поперечный индекс $p \gg 1$ и, соответственно, большое число вариаций вдоль зазора (по координате y). В этой волне электрическое и магнитное поле имеет компоненты E_x , E_z и H_x , H_z .

Следует отметить, что «идеальный» профиль гофрировки, описываемый тригонометрическими функциями (1.1), является достаточно сложным как с технологической точки зрения, так и для задания поверхности при трехмерном моделировании в рамках универсальных коммерческих кодов. Для аппроксимации гофрировки (1.1) могут быть использованы периодические функции типа меандра:

$$f(\xi) = \frac{\pi}{4} \text{sign}[\cos \xi], \quad (1.4)$$

которые имеют основной член в своем Фурье-разложении $f(\xi) \sim \cos \xi$. С использованием этих функций гофрировка (1.1) может быть аппроксимирована как

$$a = \frac{\pi^2 a_{3D,2}}{16} f(\bar{hx})f(\bar{hz}) + \frac{\pi a_{3D,1}}{4} [f(\bar{hx}) + f(\bar{hz})]. \quad (1.5)$$

Профили поверхности гофрировок, определяемых функциями (1.1) и (1.5), представлены на рисунке 1.3.

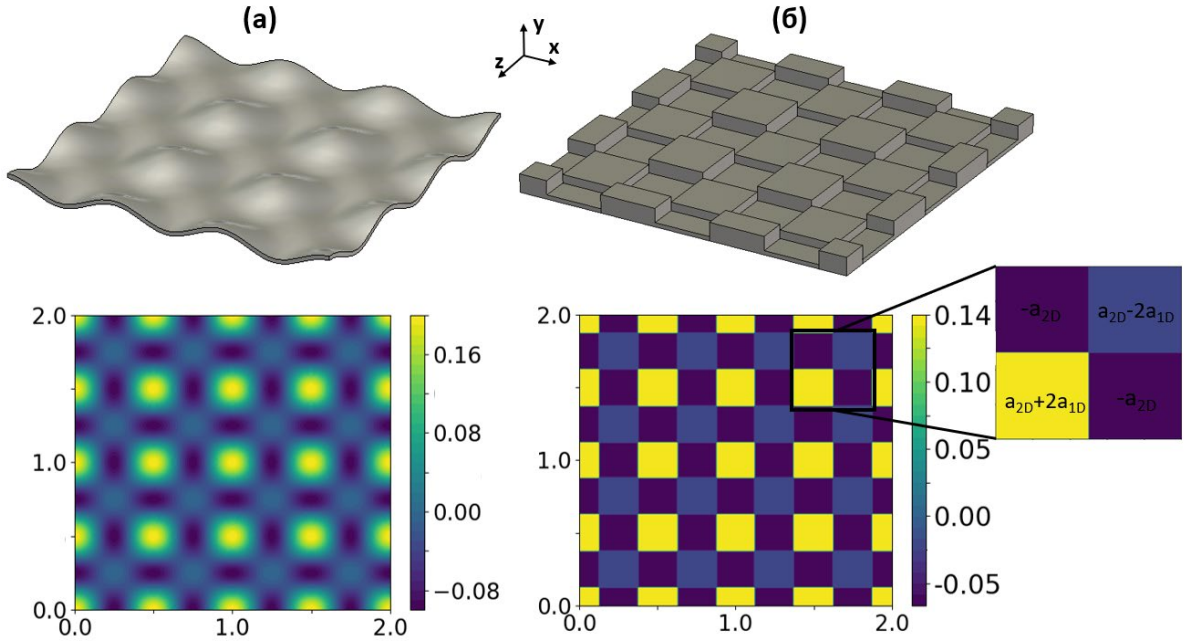


Рисунок 1.3 - Различные профили гофрировки, обеспечивающие рассеяние парциальных волновых потоков в трех взаимно перпендикулярных направлениях: **(а)** «идеальный» профиль гофрировки, описываемый соотношением (1.1), и **(б)** профиль, аппроксимированный функциями типа меандр (1.5) ($d_{3D} = 0.5$ мм, $a_{3D,2} = 0.1$ мм, $a_{3D,1} = 0.05$ мм).

Следуя процедуре метода связанных волн [51, 52, 55], процесс взаимного рассеяния волн (1.3) на гофрировке (1.1) может быть описан уравнениями для их медленноменяющихся амплитуд $A_{\pm z; \pm x}(x, z)$, $B(x, z)$ [A3, A5]:

$$\frac{\partial \hat{A}_{+z}}{\partial Z} + i\delta \hat{A}_{+z} - i\alpha_{3D,2}(\hat{A}_{+x} + \hat{A}_{-x}) - i\alpha_{3D,1} \hat{B} = 0, \quad (1.6.1)$$

$$\frac{\partial \hat{A}_{-z}}{\partial Z} - i\delta \hat{A}_{-z} + i\alpha_{3D,2}(\hat{A}_{+x} + \hat{A}_{-x}) + i\alpha_{3D,1} \hat{B} = 0, \quad (1.6.2)$$

$$\frac{\partial \hat{A}_{+x}}{\partial X} + i\delta \hat{A}_{+x} - i\alpha_{3D,2}(\hat{A}_{+z} + \hat{A}_{-z}) - i\alpha_{3D,1} \hat{B} = 0, \quad (1.6.3)$$

$$\frac{\partial \hat{A}_{-x}}{\partial X} - i\delta \hat{A}_{-x} + i\alpha_{3D,2}(\hat{A}_{+z} + \hat{A}_{-z}) + i\alpha_{3D,1} \hat{B} = 0, \quad (1.6.4)$$

$$\frac{\partial^2 \hat{B}}{2\partial Z^2} + \frac{\partial^2 \hat{B}}{2\partial X^2} + (\delta + \Delta - i\sigma) \hat{B} - \alpha_{3D,1}(\hat{A}_{+x} + \hat{A}_{-x} + \hat{A}_{+z} + \hat{A}_{-z}) = 0, \quad (1.6.5)$$

где $(X, Z) = h_{3D}(x, z)$, $\delta = (\omega - \omega_{3D}) / \omega_{3D}$ - отстройка частоты парциальных волн от частоты брэгговского резонанса $\omega_{3D} = h_{3D}c$, $\Delta = (\omega_{3D} - \omega_{cut}) / \omega_{3D}$ - расстройка между брэгговской частотой

ω_{3D} и частотой отсечки ω_{cut} квазикритической волны, $\sigma = s/a_0$ - параметр омических потерь, s - толщина скин-слоя, $(\hat{A}_{\pm z, \pm x}, \hat{B}) = (A_{\pm z, \pm x}, B) / \sqrt{N_{A,B}}$, $N_{A,B}$ - нормы соответствующих волн. Коэффициенты связи волн в уравнениях (1.6) для мод выбранного типа при гофрировке обеих пластин даются соотношениями (ср. с [77, 95])

$$\alpha_{3D,2} = \frac{a_{3D,2}}{4a_0}, \quad \alpha_{3D,1} = \frac{a_{3D,1}}{\sqrt{2}a_0}. \quad (1.7)$$

Следует отметить, что уравнение (1.6.5) для квазикритической волны B является параболическим и учитывает дифракционные эффекты, без учета которых волна была бы заперта между пластинами резонатора. В то же время, для параксиальных волн $A_{\pm z, \pm x}$ в уравнениях (1.6.1) - (1.6.4) дифракционными эффектами можно пренебречь, так как они не оказывают существенного влияния на характеристики резонатора. Еще одним важным замечанием является учет омических потерь σ . Как показывает анализ, данный параметр наиболее значим для описания квазикритической волны B , и поэтому он учтен в уравнении (1.6.5). Для волн, бегущих вдоль пластин волновода $A_{\pm z, \pm x}$, омические потери могут быть опущены (аналогично двумерным и модифицированным брэгговским резонаторам).

1.1.2. Дисперсионные характеристики и спектр мод

Представляя решение уравнений (1.6) в виде $(\hat{A}_{\pm z, \pm x}; \hat{B}) \sim e^{i\Gamma_x X} e^{i\Gamma_z Z}$, получаем дисперсионное уравнение для нормальных волн в безграничной планарной трехмерной брэгговской структуре [A5]

$$\left[\delta + \Delta - i\sigma - \frac{1}{2}\alpha(\Gamma_x^2 + \Gamma_z^2) \right] \left[(\delta^2 - \Gamma_x^2)(\delta^2 - \Gamma_z^2) - 4\alpha^2\delta^2 \right] - 4\alpha^2\delta^3 - 8\alpha^3\delta^2 + 2\alpha^2\delta(\Gamma_x^2 + \Gamma_z^2) = 0. \quad (1.8)$$

При выводе (1.8) для простоты полагалось равенство коэффициентов связи волн в различных циклах обратной связи $\alpha_{3D,2} = \alpha_{3D,1} = \alpha$ что согласно (1.7) выполняется при $a_{3D,2} = 2\sqrt{2}a_{3D,1}$.

Дисперсионная диаграмма нормальных волн 3D брэгговской структуры $\delta(\Gamma_x, \Gamma_z)$ изображена на рисунке 1.4а и представляет собой пять поверхностей. На рисунке 1.4б изображено сечение этих дисперсионных поверхностей в плоскости $\Gamma_x = \Gamma_z$. Наиболее добротные собственные моды резонатора расположены вблизи точек экстремумов функции $\delta(\Gamma_x, \Gamma_z)$. Отличительной особенностью как двумерных и модифицированных брэгговских структур, так и рассматриваемых трехмерных структур (в сравнении с «традиционными» брэгговскими структурами) является наличие при $\Delta \approx 0$ (т.е. $\omega_{3D} \approx \omega_{cut}$) дисперсионной ветки, проходящей в окрестности точного

брэгговского резонанса $\delta \approx 0$ (т.е. $\omega \approx \omega_{3D}$). В рассматриваемом случае 3D брэгговских структур на указанной ветке, как следует из (1.8), реализуется дисперсионная зависимость шестой степени. Следует отметить, что в случае «традиционных» брэгговских структур имеет место дисперсионная зависимость второй степени [52 - 55], а в двумерных и модифицированных брэгговских структурах - четвертой степени [77 - 79, 95 - 99]. Поскольку добротность собственных мод резонатора обратно пропорциональна групповой скорости нормальных волн, формирующих эти моды (т.е. производной дисперсионной кривой), высокая степень зависимости $\delta(\Gamma_x, \Gamma_z)$ обуславливает формирование наиболее высокодобротных мод на данной ветке вблизи $\delta \approx 0$, а также их высокую селективность по отношению к семействам мод, расположенных на других дисперсионных ветках [A3, A5].

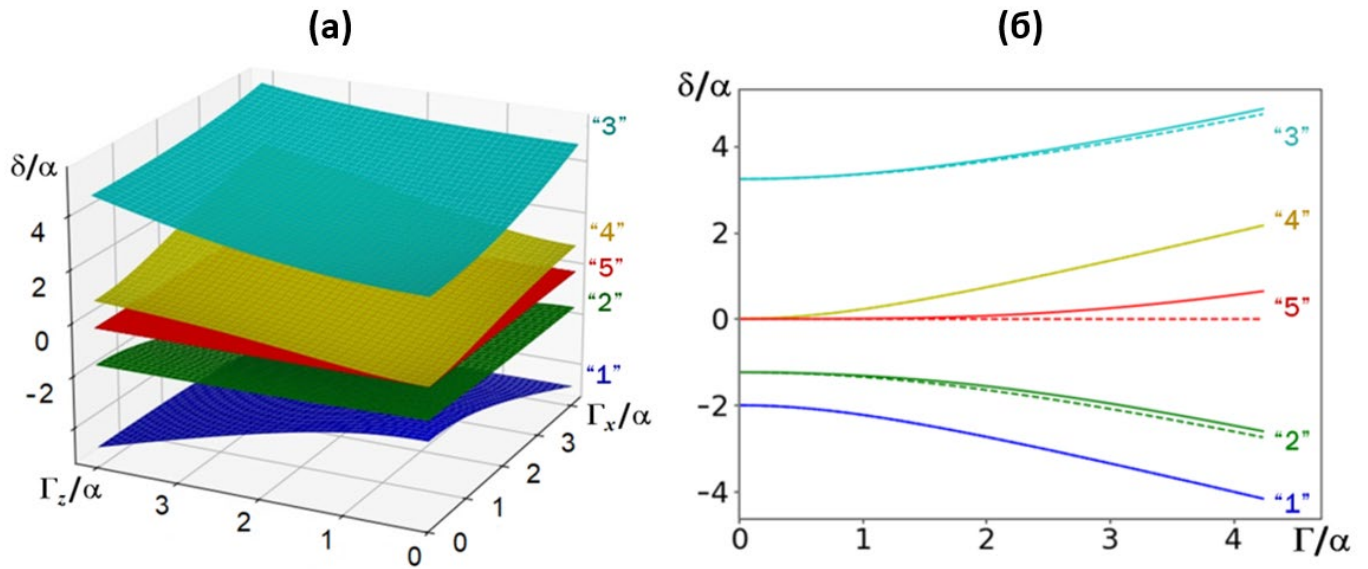


Рисунок 1.4 - (а) Дисперсионные характеристики нормальных волн безграничного 3D брэгговского резонатора $\delta(\Gamma_x, \Gamma_z)$ при $\Delta = 0$, найденные в рамках квазиоптического приближения и **(б)** их сечение в плоскости $\Gamma_x = \Gamma_z = \Gamma$ (сплошные линии). Пунктирные линии показывают дисперсионные зависимости, полученные в рамках геометрооптического приближения.

Геометрооптическое приближение соответствует пренебрежению в уравнении (1.6.5) членами $\sim \partial^2 / \partial(X; Z)^2$, описывающими дифракционные эффекты для квазикритической волны B . При этом дисперсионное уравнение (1.8) редуцируется к виду

$$[\delta + \Delta - i\sigma] \left[(\delta^2 - \Gamma_x^2)(\delta^2 - \Gamma_z^2) - 4\alpha^2 \delta^2 \right] - 4\alpha^2 \delta^3 - 8\alpha^3 \delta^2 + 2\alpha^2 \delta(\Gamma_x^2 + \Gamma_z^2) = 0. \quad (1.9)$$

Дисперсионные кривые, полученные в рамках геометрооптического приближения в результате

решения дисперсионного уравнения (1.9), показаны на рисунке 1.4б пунктиром. Видно, что указанное приближение не оказывает существенного влияния на дисперсионные кривые всех семейств, кроме наиболее добротного семейства «5» вблизи $\delta \approx 0$ (в общем случае, $\delta \approx -\Delta$). Для этого семейства геометрическое приближение приводит к спрямлению соответствующей дисперсионной ветки. Как показано далее, это приводит к вырождению мод данного семейства.

Для нахождения спектра собственных мод резонатора будем считать, что потоки электромагнитной энергии извне отсутствуют, и имеет место идеальное согласование для парциальных волн при излучении из резонатора. В этих предположениях граничные условия к уравнениям (1.6) имеют вид:

$$A_{+z}|_{Z=-\Lambda_z} = 0, A_{-z}|_{Z=\Lambda_z} = 0, A_{+x}|_{X=-\Lambda_x} = 0, A_{-x}|_{X=\Lambda_x} = 0, \quad (1.10.1-1.10.4)$$

$$\left[\frac{dB}{dZ} - i\sqrt{\Sigma}B \right]_{Z=-\Lambda_z} = 0, \left[\frac{dB}{dZ} + i\sqrt{\Sigma}B \right]_{Z=\Lambda_z} = 0, \quad (1.10.5-1.10.6)$$

$$\left[\frac{dB}{dX} - i\sqrt{\Sigma}B \right]_{X=-\Lambda_x} = 0, \left[\frac{dB}{dX} + i\sqrt{\Sigma}B \right]_{X=\Lambda_x} = 0, \quad (1.10.7-1.10.8)$$

где $\Sigma = 2(\delta + \Delta - i\sigma)$, $L_z = 2\Lambda_z = h_3 D l_z$ и $L_x = 2\Lambda_x = h_3 D l_x$ - нормированная длина и ширина резонатора. Такие граничные условия могут быть использованы для неглубокой в масштабе длины волны гофрировки и параксиальных парциальных волноводных мод с низкими индексами. Дополнительное согласование может быть достигнуто путем плавного уменьшения амплитуды гофрировки с торцов структуры на длине нескольких (2 - 3) периодов (добавление «стонов» гофрировки).

Аналитические решения спектра собственных мод «трехмерного» планарного брэгговского резонатора были найдены в рамках геометрического приближения. В этом приближении из уравнений (1.6) с учетом граничных условий (1.10.1)-(1.10.4) может быть получена систему характеристических уравнений

$$\left(\frac{\delta - \Gamma_x}{\delta + \Gamma_x} \right)^2 = e^{2i\Gamma_x L_x}, \quad (1.11.1)$$

$$\left(\frac{\delta - \Gamma_z}{\delta + \Gamma_z} \right)^2 = e^{2i\Gamma_z L_z}. \quad (1.11.2)$$

Совместное решение характеристических уравнений (1.11) и дисперсионного уравнения (1.9) определяют собственные числа $\Gamma_{x(n,m)}$, $\Gamma_{z(n,m)}$ и комплексные частоты $\delta_{n,m}$ мод резонатора. В условиях сильной связи волн $\alpha L_{x;z} \gg 1$ в предположении, что $\Delta \ll \alpha$, эти решения имеют вид:

$$\Gamma_{x(n,m)}^{(1)} = \frac{\pi n}{L_x} + i \frac{\pi n}{\alpha L_x^2}, \quad \Gamma_{z(n,m)}^{(1)} = \frac{\pi m}{L_z} + i \frac{\pi m}{\alpha L_z^2}, \quad (1.12.1)$$

$$\delta_{n,m}^{(1)} = -2\alpha - \frac{\pi^2}{4\alpha} \left(\frac{n^2}{L_x^2} + \frac{m^2}{L_z^2} \right) + i \left[\sigma + \frac{\pi^2}{2\alpha^2} \left(\frac{n^2}{L_x^3} + \frac{m^2}{L_z^3} \right) \right],$$

$$\Gamma_{x(n,m)}^{(2)} = \frac{\pi n}{L_x} + i \frac{2\pi n}{(\sqrt{5}-1)\alpha L_x^2}, \quad \Gamma_{z(n,m)}^{(2)} = \frac{\pi m}{L_z} + i \frac{2\pi m}{(\sqrt{5}-1)\alpha L_z^2}, \quad (1.12.2)$$

$$\delta_{n,m}^{(2)} = -(\sqrt{5}-1)\alpha - \frac{\pi^2}{4\sqrt{5}\alpha} \left(\frac{n^2}{L_x^2} + \frac{m^2}{L_z^2} \right) + i \left[\frac{\sqrt{5}-1}{2\sqrt{5}} \sigma + \frac{\pi^2}{(\sqrt{5}-1)\sqrt{5}\alpha^2} \left(\frac{n^2}{L_x^3} + \frac{m^2}{L_z^3} \right) \right],$$

$$\Gamma_{x(n,m)}^{(3)} = \frac{\pi n}{L_x} + i \frac{2\pi n}{(\sqrt{5}+1)\alpha L_x^2}, \quad \Gamma_{z(n,m)}^{(3)} = \frac{\pi m}{L_z} + i \frac{2\pi m}{(\sqrt{5}+1)\alpha L_z^2}, \quad (1.12.3)$$

$$\delta_{n,m}^{(3)} = (\sqrt{5}+1)\alpha + \frac{\pi^2}{4\sqrt{5}\alpha} \left(\frac{n^2}{L_x^2} + \frac{m^2}{L_z^2} \right) + i \left[\frac{\sqrt{5}+1}{2\sqrt{5}} \sigma + \frac{\pi^2}{(\sqrt{5}+1)\sqrt{5}\alpha^2} \left(\frac{n^2}{L_x^3} + \frac{m^2}{L_z^3} \right) \right],$$

$$\Gamma_{x(n,m)}^{(4)} = \frac{\pi n}{L_x} + i \frac{\pi(n^2+m^2)}{2\alpha n L_x L_z}, \quad \Gamma_{z(n,m)}^{(4)} = \frac{\pi m}{L_z} + i \frac{\pi(n^2+m^2)}{2\alpha m L_x L_z}, \quad (1.12.4)$$

$$\delta_{n,m}^{(4)} = \frac{\pi^2(n^2+m^2)}{4\alpha L_x L_z} + i \left[\frac{\pi^2 \sigma}{2\alpha^2} \left(\frac{n^2+m^2}{4L_x L_z} + \frac{n^2 m^2}{n^2 L_z^2 + m^2 L_x^2} \right) + \frac{\pi^2(n^2+m^2)^2}{4\alpha^2(n^2 L_z^2 + m^2 L_x^2)} \left(\frac{1}{L_x} + \frac{1}{L_z} \right) \right],$$

$$\Gamma_{x(n,m)}^{(5)} = \frac{\pi n}{L_x}, \quad \Gamma_{z(n,m)}^{(5)} = \frac{\pi m}{L_z}, \quad (1.12.5)$$

$$\delta_{n,m}^{(5)} = -\Delta + i\sigma,$$

где $n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ - поперечный (по оси x) и $m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ - продольный (по оси z) индексы мод. Комплексные частоты $\delta_{n,m}$ определяют частотный спектр $\omega_{n,m}$ и добротность $Q_{n,m}$ собственных мод резонатора

$$\omega_{n,m} \approx \omega_{3D} (1 + \operatorname{Re} \delta_{n,m}), \quad Q_{n,m} \approx (2 \operatorname{Im} \delta_{n,m})^{-1}. \quad (1.13.1-1.13.2)$$

В соответствии с анализом дисперсионных характеристик, представленным выше, частоты мод расположены в окрестности $\operatorname{Re} \delta_{n,m} \approx -2\alpha$ (семейство «1», определяемое соотношениями (1.12.1)), $\operatorname{Re} \delta_{n,m} \approx -(\sqrt{5}-1)\alpha$ и $\operatorname{Re} \delta_{n,m} \approx (\sqrt{5}+1)\alpha$ (семейства «2» и «3», (1.12.2) и (1.12.3)), $\operatorname{Re} \delta_{n,m} \approx 0$ (семейство «4», (1.12.4)) и $\operatorname{Re} \delta_{n,m} \approx -\Delta$ (семейство «5», (1.12.5)). Согласно проведенному анализу к последнему семейству мод «5» принадлежит основная мода, обладающая наибольшей добротностью. Однако в рамках использованного приближения моды данного семейства вырождены по частоте $\operatorname{Re} \delta_{n,m} \equiv -\Delta$, которая совпадает с частотой отсечки вовлеченной в цепь обратной связи квазикритической волны B : $\omega_{n,m} \equiv \omega_{cut}$, также как и по добротности, ограниченной только омическими потерями $Q_{n,m} \equiv Q_{ohm} = 1/2\sigma$. При $\Delta = 0$ моды этого семейства имеют частоту $\operatorname{Re} \delta_{n,m} \equiv 0$, т.е. $\omega_{n,m} \equiv \omega_{cut} = \omega_{3D}$ (рисунок 1.4 и рисунок 1.5 соответствуют этому случаю). Вырождение частот и добротностей данного семейства является следствием спрямления

соответствующей дисперсионной кривой (см. рисунок 1.4б). Моды на этой ветке имеют нулевую групповую скорость (т.е. нулевую производную) и, таким образом, бесконечную добротность в отсутствие омических потерь. Очевидно, учет дифракционных эффектов для квазикритической волны B в уравнении (1.6.5) снимает это вырождение.

Анализ предложенных резонаторов проводился в суб-ТГц и ТГц диапазонах частот, параметры исследования структур приведены в Таблице 1. Найденные в рамках проведенного анализа спектры мод резонатора при различной величине $\alpha L_{x,z}$ показаны на рисунке 1.5. Для семейства мод «5» на этом рисунке указана омическая добротность (полная добротность с учетом основных, дифракционных потерь найдена далее в рамках CST - моделирования). При этом предполагалось, что резонатор выполнен из меди с проводимостью $\sigma \sim 50$ МСм/м. Проведенный анализ показал, что при расчетных параметрах резонаторов в указанных диапазонах частот омическая добротность заметно превышает дифракционную добротность для мод всех семейств. В то же время, увеличение коэффициента связи волн приводит к росту добротностей мод и их сближению с омической добротностью (см. рисунок 1.5б), что, очевидно, ведет к росту потерь в резонаторе.

Таблица 1 - Параметры планарных 3D брэгговских структур суб-ТГц/ТГц диапазона.

параметры 3D брэгговской структуры:	Рисунок 1.5			
	(а)	(б)	(в)	(г)
рабочая частота f	300 ГГц		600 ГГц	
продольный/поперечный размер $l_x = l_z$	5 см			
величина зазора a_0	0.5 см		1 см	
параметр сверхразмерности $a_0 \times l_{x,z}$	$5\lambda \times 50\lambda$		$20\lambda \times 100\lambda$	
глубина гармоники гофрировки $a_{3D,2}$	0.2 мм	0.34 мм	0.2 мм	0.34 мм
глубина гармоники гофрировки $a_{3D,1}$	0.07 мм	0.12 мм	0.07 мм	0.12 мм
коэффициент связи волн $\alpha = \alpha_{3D,2} = \alpha_{3D,1}$	0.6 см^{-1}	1 см^{-1}	0.6 см^{-1}	1 см^{-1}
параметр связи $\alpha L_{x,z}$	3	5	3	5
геометрическая расстройка Δ	0			

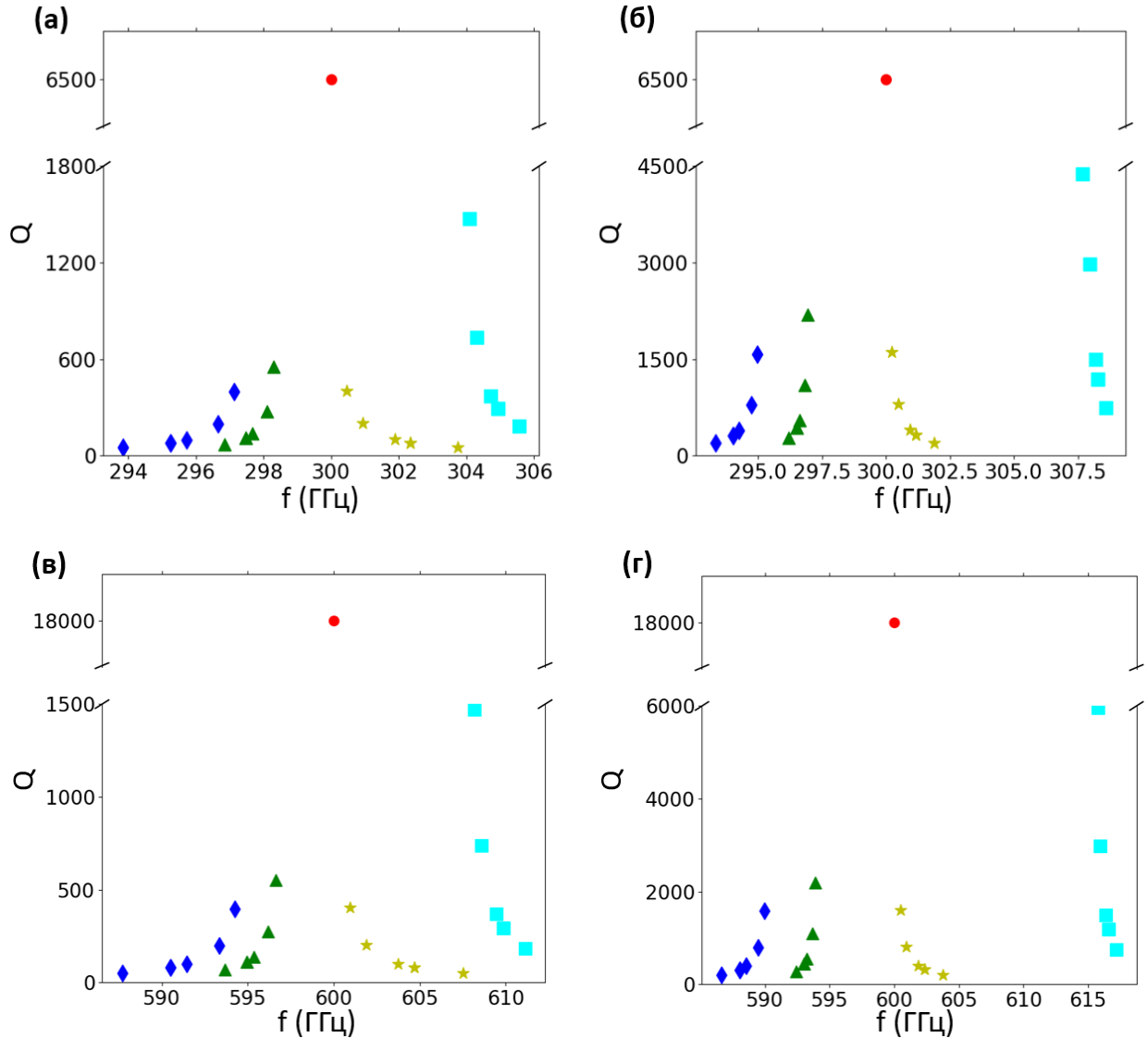


Рисунок 1.5 - Спектры собственных мод планарного трехмерного брэгговского резонатора, найденные в рамках геометрооптического приближения: синие ромбы соответствуют семейству мод «1», зеленые треугольники - семейству «2», лазурные квадраты - семейству «3», желтые звездочки - семейству «4». Красным символом показана омическая добротность вырожденного в рамках данного приближения семейства «5». Параметры структур приведены в таблице 1.

Аналитические решения (1.12.1) - (1.12.5) получены в приближении сильной связи волн, т.е. использовалось разложение по малому параметру $(\alpha L_{x;z})^{-1} \ll 1$. Для проверки точности данного метода и определения границ его применимости в зависимости от величины параметра $\alpha L_{x;z}$, было найдено численное решение системы уравнений (1.10), (1.11) с использованием итерационных методов (метод Крылова). Результаты расчетов приведены на рисунке 1.6. Проведенный анализ

показывает, что для мод с низкими индексами ($n; m$) аналитическое решение находится в хорошем соответствии с численным вплоть до параметров $\alpha L_{x,z} \sim 3$.

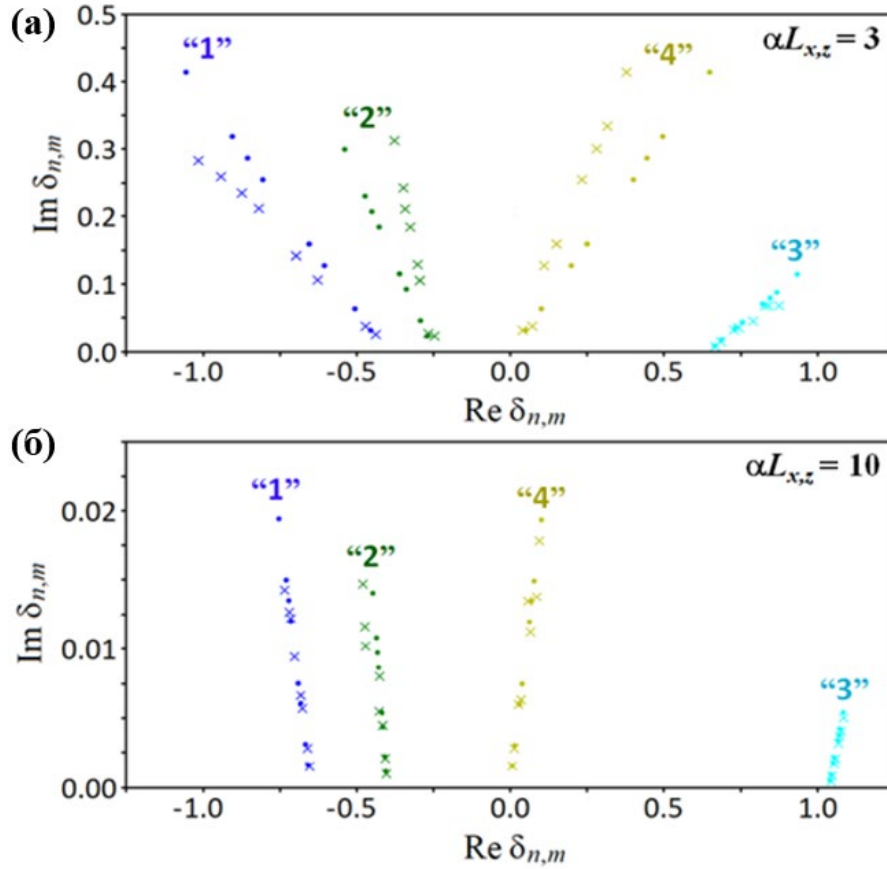


Рисунок 1.6 - Результаты сравнения точности аналитических решений (1.12), полученных в приближении сильной связи волн (показано крестиками), и численных решений уравнений (1.9), (1.11) (показано точками) при различной величине параметра $\alpha L_{x,z}$ ($\Delta = 0$): **(а)** $\alpha = 0.01$, $L_{x,z} = 300$ ($\alpha L_{x,z} = 3$); **(б)** $\alpha = 0.025$, $L_{x,z} = 400$ ($\alpha L_{x,z} = 10$).

Пространственные структуры парциальных волн, формирующих собственные моды резонатора, могут быть найдены из системы (1.6.1) - (1.6.5) с учетом граничных условий (1.9.1) - (1.9.8). В приближении геометрической оптики и в условиях сильной связи волн пространственные структуры парциальных волн могут быть представлены в следующем виде:

$$\hat{A}_{+z(n;m)} = C \sin(\Gamma_{z(n;m)}(Z + \Lambda_z))F(\Gamma_{x(n;m)}X), \quad (1.14.1)$$

$$\hat{A}_{-z(n;m)} = C \sin(\Gamma_{z(n;m)}(Z - \Lambda_z))F(\Gamma_{x(n;m)}X), \quad (1.14.2)$$

$$\hat{A}_{+x(n;m)} = C \sin(\Gamma_{x(n;m)}(X + \Lambda_x)) F(\Gamma_{z(n;m)} Z), \quad (1.14.3)$$

$$\hat{A}_{-x(n;m)} = C \sin(\Gamma_{x(n;m)}(X - \Lambda_x)) F(\Gamma_{z(n;m)} Z), \quad (1.14.4)$$

$$\hat{B} = \frac{2i\alpha_{3D,1} C}{\delta_{n,m} + \Delta} \left[\sin(\Gamma_{z(n;m)} Z) \cos(\Gamma_{z(n;m)} \Lambda_z) F(\Gamma_{x(n;m)} X) + \sin(\Gamma_{x(n;m)} X) \cos(\Gamma_{x(n;m)} \Lambda_x) F(\Gamma_{z(n;m)} Z) \right], \quad (1.14.5)$$

где C - произвольная постоянная,

$$F(\Gamma_{\xi(n,m)} \xi) = \left(1 + \frac{\Gamma_{\xi(n,m)}}{\delta_{n,m}} \right) e^{i\Gamma_{\xi(n,m)} \xi} - \left(1 - \frac{\Gamma_{\xi(n,m)}}{\delta_{n,m}} \right) e^{-i\Gamma_{\xi(n,m)} \xi}. \quad (1.15)$$

Структуры парциальных волн A_{+z} и B собственных мод с индексами (1; 1) из семейств «1» - «4» представлены на рисунке 1.7 для параметров резонатора $\alpha L_x = \alpha L_z = 3$ (более подробно параметры описаны в разделе 1.1.в). Структура парциальных волн A_{-z} зеркально симметрична структуре волны A_{+z} относительно центрального сечения резонатора (что эквивалентно замене z на $-z$ в соотношениях (1.14.1) и (1.14.2)). В рассмотренном случае планарного резонатора квадратной формы $L_x = L_z$ для мод с равными индексами $n = m$ парциальные волны A_{+x} and A_{-x} могут быть получены из волны A_{+z} поворотом на угол $\pm\pi/2$ соответственно (что эквивалентно взаимной замене координат z и x в (1.14)). Согласно проведенному анализу собственные моды разных семейств отличаются не только структурой поля, но также и значительной разницей в соотношении амплитуд волн $A_{\pm x; \pm z}$ и B . Структура наиболее высокодобротной волны, принадлежащей семейству «5» найдена в рамках численного моделирования, приведенного в разделе 1.1.в.

1.1.3. Результаты трехмерного моделирования

Для верификации результатов теоретического анализа, полученных в рамках метода связанных волн, было проведено моделирование с использованием трехмерного электромагнитного кода CST Microwave Studio. В рамках моделирования решалась задача, основанная на возбуждении брэгговской структуры внешним электромагнитным импульсом расположенного внутри диполя и последующим анализе эволюции затухания начальных возмущений. Начальный импульс имел гауссову форму и высокочастотное заполнение, длительность составляла 50 - 100 пс. Таким образом, ширина спектра этого импульса $\sim 15 - 25$ ГГц перекрывала частотный спектр собственных мод резонатора, найденный в рамках аналитического исследования.

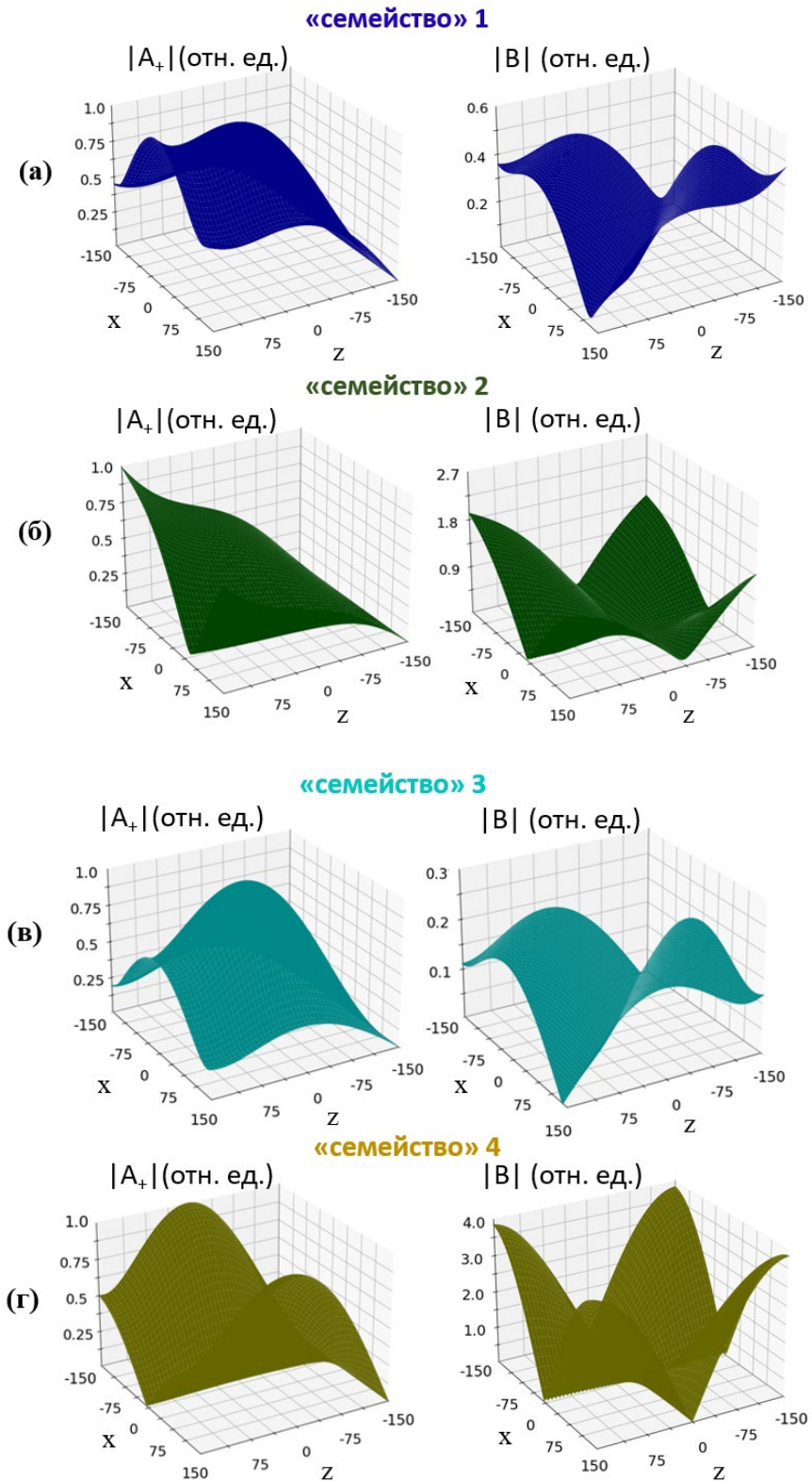


Рисунок 1.7 - Пространственные структуры парциальных волн A_{+z} и B для собственных мод с индексами $n = m = 1$ разных семейств 3D брэгговского резонатора: **(а)** семейство «1», **(б)** «2», **(в)** «3» и **(г)** «4» ($\alpha L_x = \alpha L_z = 3$, $\Delta = 0$, $\sigma = 0$).

Моделирование проводилось для 3D брэгговских структур, рассчитанных на работу в диапазонах 0.3 ТГц и 0.6 ТГц. Резонатор для работы в диапазоне около 0.3 ТГц имел следующие параметры: $l_x = l_z = 50$ мм (т.е. $\sim 50\lambda$), $a_0 = 10$ мм (т.е. $\sim 10\lambda$), $d = 1$ мм. Параметры резонатора выбирались так, чтобы обеспечить $\omega_{cut} \approx \omega_{3D}$ (т.е. $\Delta = 0$). Профиль гофрировки пластин резонатора задавался в виде (1.5) с использованием периодических функций типа меандр, аппроксимирующих «идеальный» профиль (1.1), глубины гармоник гофрировки составляли $a_{3D,1} = 0.03$ мм, $a_{3D,2} = 0.09$ мм (что отвечает равенствам коэффициентов связи волн $\alpha_{3D,1} \approx \alpha_{3D,2}$). Указанные параметры соответствуют $al_x \approx al_z \approx 3$ (см. Табл. 1).

Результаты моделирования пространственно-временной динамики ВЧ - поля в резонаторе представлены на рисунке 1.8, приведены зависимости амплитуды ВЧ - поля (компонента E_x) внутри структуры (рисунок 1.8а) и его спектры на начальной $1 \text{ нс} \leq t \leq 6 \text{ нс}$ и конечной $10 \text{ нс} \leq t \leq 15 \text{ нс}$ стадиях эволюции (рисунок 1.8б). Моделирование показывает, что на начальном этапе возбуждается большое число собственных мод структуры, принадлежащих к различным семействам, частоты которых находятся в хорошем соответствии с решениями (1.12.1) - (1.12.5). Далее происходит затухание волн и высвечивание из резонатора на временах, обратно пропорциональных их добротностям. В результате, на финальной стадии выделяется основная наиболее добротная мода системы, расположенная в центре полосы брэгговского рассеяния на частоте точного резонанса, определяемого соотношением (1.2), т.е. $\omega \approx \omega_{3D}$. Добротность этой моды может быть оценена по декременту затухания ВЧ - поля. На вставке на рисунке 1.8а показана аппроксимация амплитуды поля на финальной стадии эволюции экспоненциальной функцией. Оценка добротности по этой аппроксимации составляет $Q \sim 2000$. Следует отметить, что данная величина существенно ниже омической добротности, указанной на рисунке 1.5а, и, таким образом, определяется дифракционными потерями, связанными с вытеканием парциальных волн из резонатора. В то же время, сравнение со спектром мод, полученным в рамках метода связанных волн для структуры с теми же параметрами (см. рисунок 1.5а), показывает, что добротность основной моды, принадлежащей к семейству «5», заметно превышает добротности мод остальных семейств «1» - «4» и, таким образом, демонстрирует высокие селективные свойства резонатора. Структура ВЧ - поля в резонаторе на финальной стадии эволюции приведена на рисунке 1.8в и подтверждает установление в резонаторе нормальной волны, сформированной расчетной связкой парциальных волновых потоков в виде четырех бегущих волн ТЕМ - типа и квазикритической волны TM_{20} .

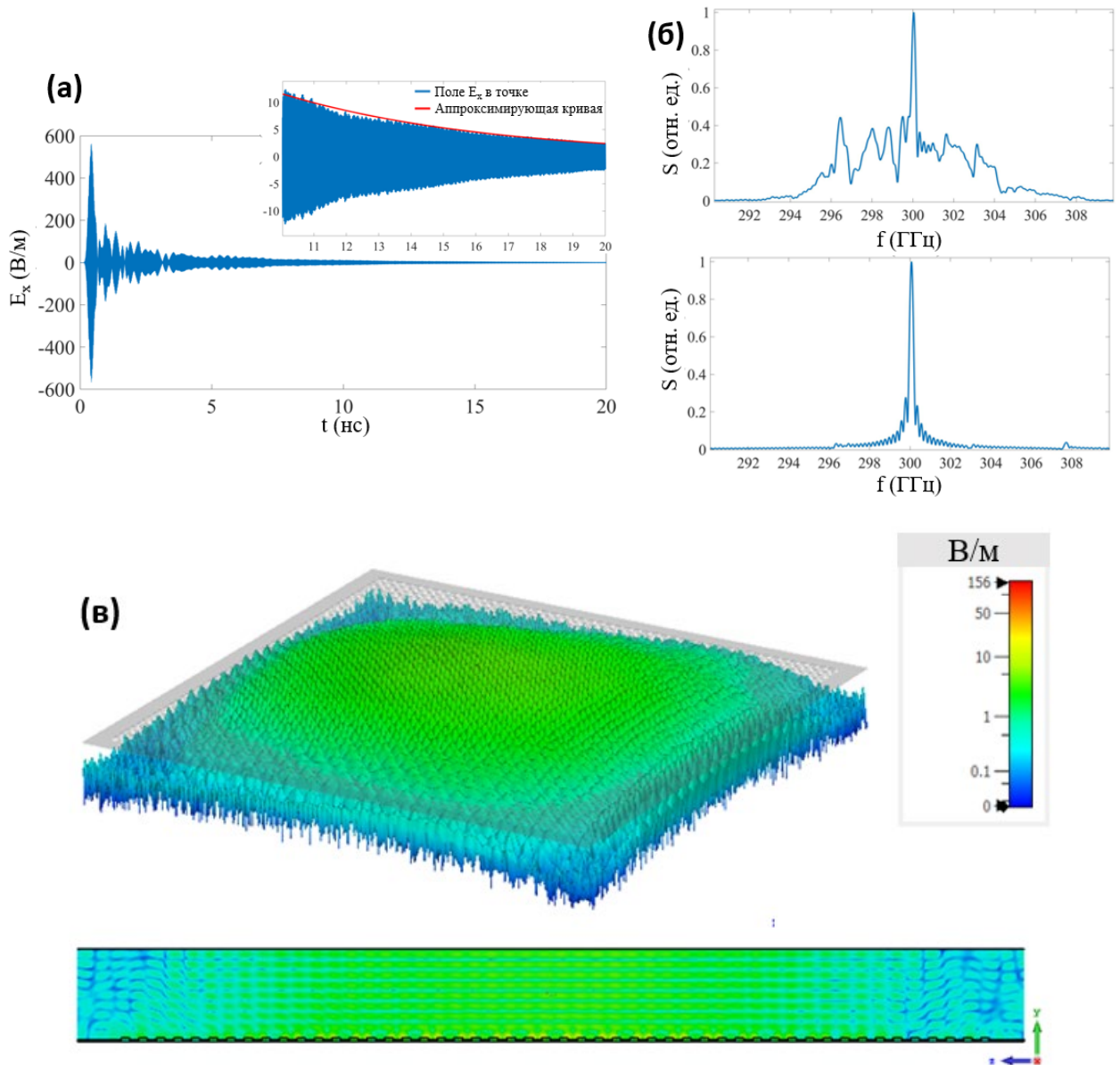


Рисунок 1.8 - Результаты CST - моделирования 3D брэгговского резонатора в диапазоне частот 0.3 ТГц. **(а)** Эволюция ВЧ - поля в резонаторе (на вставке показана аппроксимация затухания экспоненциальной функцией); **(б)** спектры ВЧ - поля на начальной (сверху) и конечной (внизу) стадиях; **(в)** пространственная структура ВЧ - поля в резонаторе на финальной стадии эволюции.

Дальнейшее исследование было выполнено для структуры, рассчитанной на работу на частоте около 0.6 ТГц. Эта структура была спроектирована с размерами $l_x = l_z = 50$ мм ($\sim 100\lambda$), $a_0 = 10$ мм ($\sim 20\lambda$), т.е. имела в 2 раза больший параметр сверхразмерности системы по оси y по сравнению со структурой, описанной выше. Гофрировка имела период $d = 0.5$ мм и соответствующие глубины компонент $a_{3D,1} = 0.05$ мм, $a_{3D,2} = 0.14$ мм, как и раньше, профиль

гофрировки задавался с использованием функций типа меандр. Спектр мод для структуры с указанными параметрами, найденный в рамках метода связанных волн, представлен на рис. 1.5в.

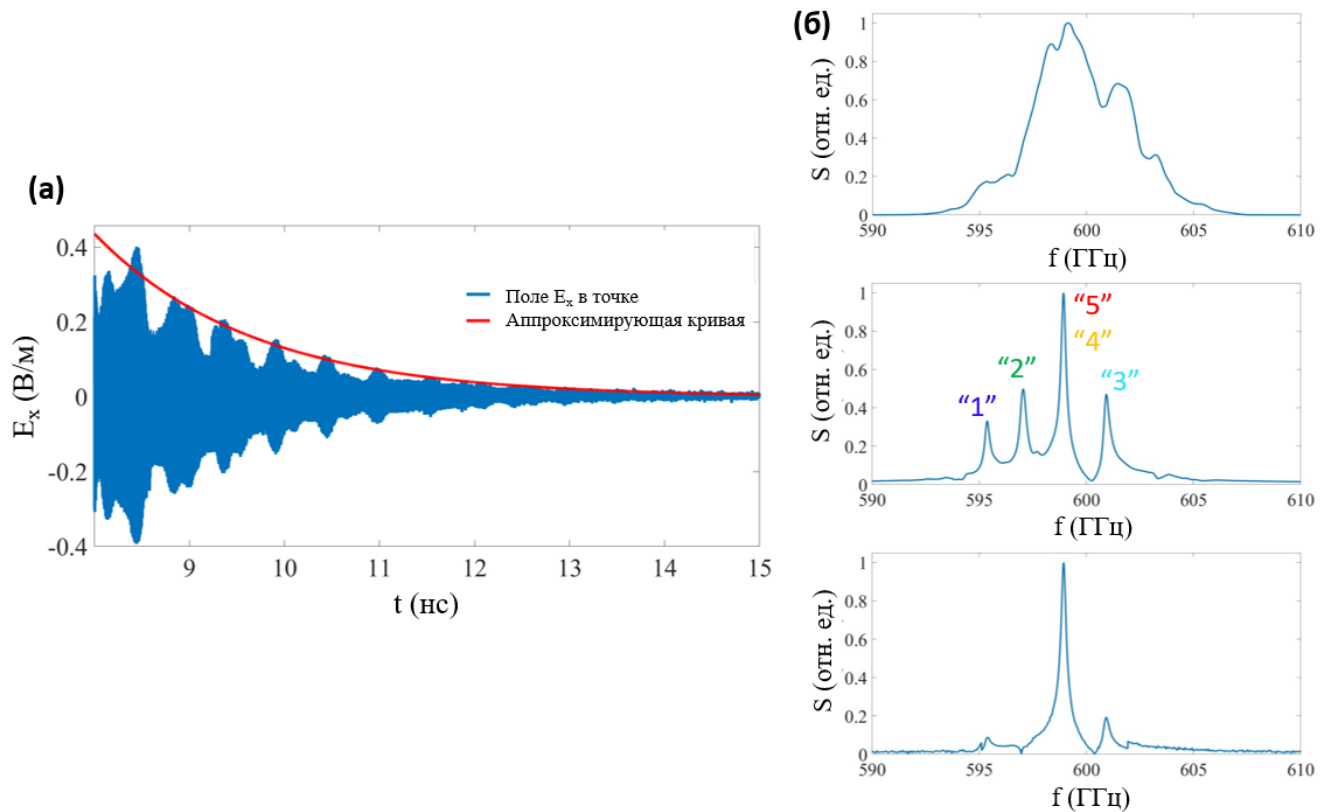


Рисунок 1.9 - Результаты CST-моделирования 3D брэгговского резонатора в диапазоне частот 0.6 ТГц. (а) Эволюция ВЧ - поля внутри резонатора (показана аппроксимирующая экспоненциальная кривая, иллюстрирующая затухание при добротности $Q \approx 2300$) и (б) спектры ВЧ - поля на разных стадиях эволюции: $0 \text{ нс} < t < 7 \text{ нс}$ (верхний фрагмент), $4 \text{ нс} < t < 11 \text{ нс}$ (в центре) и $8 \text{ нс} < t < 15 \text{ нс}$ (нижний фрагмент) (показаны частоты собственных мод, принадлежащих к разным семействам).

Результаты CST - моделирования приведены на рис. 1.9 и 1.10, использовалась описанная выше методика. Моделирование показывает, что на начальной стадии эволюции возбуждаются моды семейств «2» - «5». При увеличении сверхразмерности растет время затухания начальных возмущений (из-за увеличения времени пробега по цепи обратной связи в резонаторе), в результате на промежуточной стадии эволюции отчетливо видны биения мод, возбужденных начальным сигналом в резонаторе (см. рисунок 1.9б). Однако на финальной стадии также устойчиво выделяется основная мода резонатора на брэгговской частоте. Дифракционная добротность этой моды,

найденная в 3D моделировании по декременту затухания, составила $Q \sim 2300$, что заметно превышает добротность мод других семейств, полученную в рамках метода связанных волн. Установление основной моды подтверждает и структура поля на финальной стадии эволюции (см. рис. 1.10), которая имеет минимальное число вариаций по координатам x, z и соответствует интерференции четырех парциальных волновых потоков ТЕМ - типа и квазикритической волны типа TM_{40} .

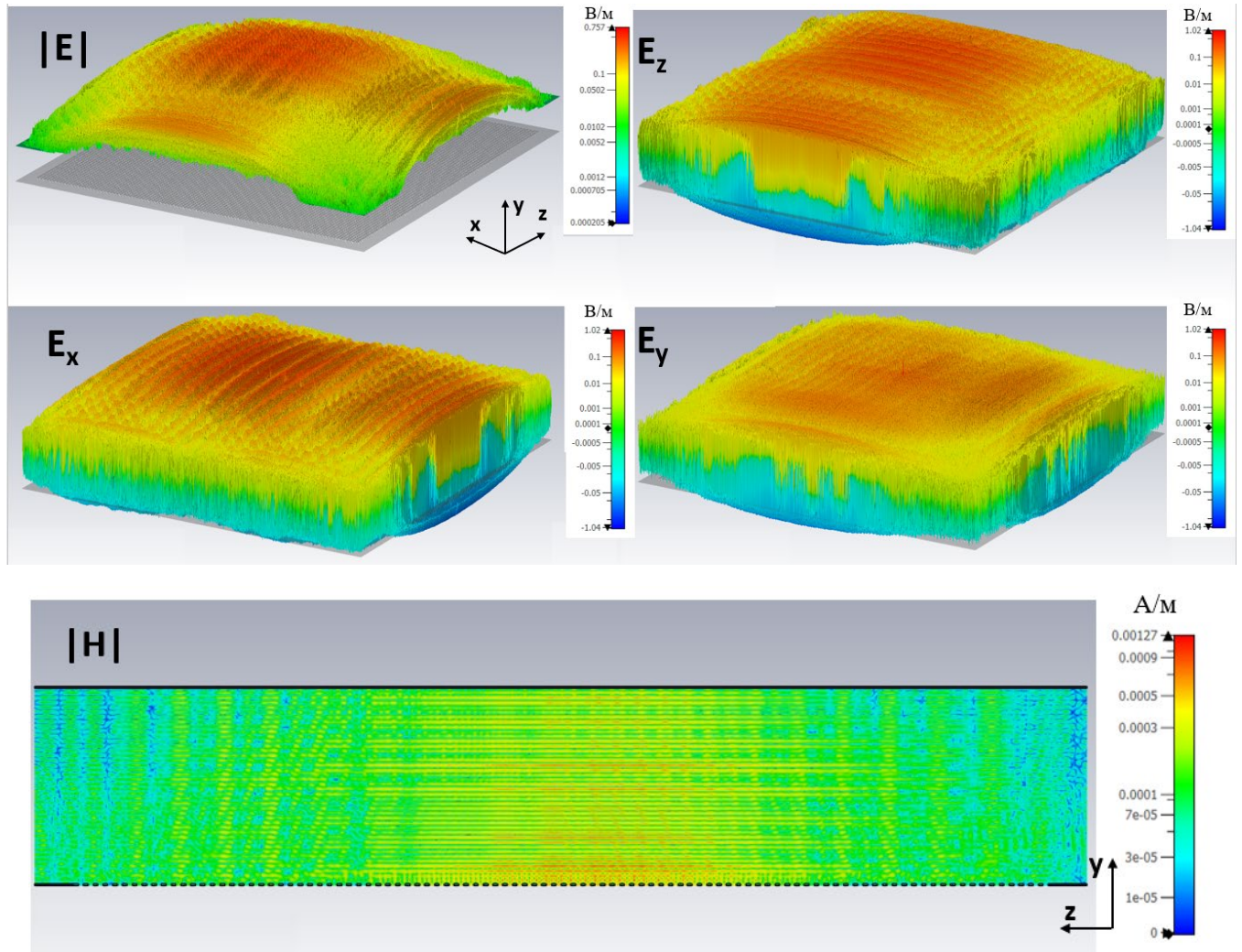


Рисунок 1.10 - Пространственные структуры ВЧ - поля на финальной стадии эволюции, полученные в рамках CST - моделирования планарного 3D брэгговского резонатора диапазона 0.6 ТГц: модуль электрического поля $|E|$ и его соответствующие компоненты (сечение $x - z$) и модуль магнитного поля $|H|$ в сечении $y - z$ в середине резонатора.

Таким образом, высокие селективные свойства предложенных пространственно развитых брэгговских резонаторов, реализующих трехмерное рассеяние волновых потоков, продемонстрированы в рамках проведенного теоретического анализа и подтверждены компьютерным 3D - моделированием. Согласно представленным исследованиям, резонаторы данного типа позволяют осуществлять селекцию мод в случае высокой сверхразмерности по всем трем пространственным координатам от десятков и вплоть до сотен длин волн. Такие поперечные размеры резонаторов являются рекордно высокими для релятивистских генераторов, работающих в микроволновом и терагерцовом диапазонах.

Следует отметить, что в последние годы значительный интерес связан с изучением так называемых фотонных структур или фотонных кристаллов (photonic band-gap (PBG) structures), активно исследуется возможность их использования в широком спектре различных потенциальных приложений [100 - 103], включая электродинамические системы микроволновых генераторов [104 - 106] и ускоряющие структуры высокоградиентных ускорителей [107 - 109]. Фотонные кристаллы топологически подобны исследуемым брэгговским резонаторам и представляют собой металлические и диэлектрические структуры с 2D или 3D периодичностью. Однако отличительной особенностью фотонных кристаллов является глубокая модуляция параметров (диэлектрической проницаемости, глубины гофрировки и т.д.), в результате которой в подобных структурах возникают зоны непрозрачности при произвольном направлении распространения волны (которые аналогичны запрещенным зонам в твердом теле). При этом введение дефектов периодичности приводит к появлению локализованных вблизи дефекта собственных мод, частоты которых лежат внутри зоны непрозрачности. В отличие от фотонных кристаллов предлагаемые 3D брэгговские структуры характеризуются небольшим изменением геометрических параметров (т.е. небольшой глубиной гофрировки), и высокочастотные собственные моды формируются внутри зоны брэгговского рассеяния вблизи частоты брэгговского резонанса при отсутствии дефектов периодичности. Это является важной фундаментальной особенностью как 3D брэгговских структур, так и исследованных ранее 2D брэгговских структур [110]. Более того, наряду с высокой селективностью важным преимуществом предложенных резонаторов является пространственная структура основной собственной моды, которая не сконцентрирована вблизи дефекта, а относительно равномерно распределена по объему и, в результате, способна обеспечить эффективное взаимодействие с пространственно-развитым электронным пучком (см. анализ, проведенный далее в разделе 1.2).

1.1.4. S-параметры 3D брэгговской структуры

Для определения коэффициентов рассеяния (S - параметров) будем предполагать, что на одну их границ 3D брэгговской структуры (для определенности, при $z = -l_z/2$) падает волновой пучок с плоским фазовым фронтом. При этом граничные условия к уравнениям (1.6) для попутной волны A_{+z} могут быть представлены в виде:

$$A_{+z}|_{z=-\Lambda_z} = A_0(x). \quad (1.16)$$

Граничные условия для остальных парциальных волн при исследовании процессов рассеяния падающей волны на 3D брэгговскую структуру остаются аналогичными (1.10.2) - (1.10.8).

В рамках метода связанных волн S - параметры могут быть найдены путем численного решения уравнений (1.6) с указанными граничными условиями. Для амплитуды падающей волны будем предполагать, что $\int_{-\Lambda_x}^{\Lambda_x} |A_0(x)|^2 dx = 1$. При этом интегральные коэффициенты отражения R , прохождения T и рассеяния в поперечных $\pm x$ направлениях $S_{\pm x}$ могут быть определены как

$$R = \int_{-\Lambda_x}^{\Lambda_x} |A_{-z}(X, -\Lambda_z)|^2 dx + F_{-z}, \quad (1.17.1)$$

$$T = \int_{-\Lambda_x}^{\Lambda_x} |A_{+z}(X, \Lambda_z)|^2 dx + F_{+z}, \quad (1.17.2)$$

$$S_{\pm x} = \int_{-\Lambda_z}^{\Lambda_z} |A_{\pm z}(\pm\Lambda_x, Z)|^2 dz + F_{\pm x}, \quad (1.17.3-1.17.4)$$

где

$$F_{\pm z} = \int_{-\Lambda_x}^{\Lambda_x} \text{Im} \left(\frac{\partial B}{\partial z} B^* \right) dx \Big|_{Z=\pm\Lambda_z}, \quad F_{\pm x} = \int_{-\Lambda_z}^{\Lambda_z} \text{Im} \left(\frac{\partial B}{\partial x} B^* \right) dz \Big|_{X=\pm\Lambda_x}.$$

Результаты моделирования интегральных коэффициентов R , T и $S_{+x} = S_{-x} (= S)$ (S - параметров) 3D брэгговской структуры при различных параметрах приведены на рисунке 1.11. Проведенный анализ показывает, что ширина зоны брэгговского рассеяния пропорциональна коэффициенту связи волн (в данном моделировании, как и ранее, для простоты предполагалось равенство коэффициентов связи волн в различных циклах обратной связи $\alpha_{3D,2} = \alpha_{3D,1} = \alpha$). Таким образом, согласно моделированию, уменьшение коэффициента связи волн приводит к сужению зоны рассеяния в частотной области, а также к уменьшению максимальной величины коэффициентов

рассеяния (см. рисунок 1.11а). В то же время, сохранение параметра αL позволяет обеспечить максимальные значения этих величин практически неизменными. Важно отметить, что точки экстремумов в интегральных коэффициентах рассеяния соответствуют собственным модам, определяемым (с определенной точностью при умеренном параметре αL) решениями (1.12). Присутствие экстремумов в коэффициентах R , T и S зависит от структуры парциальных волн, формирующих эти моды (ср. с (1.12) и рис. 1.7).

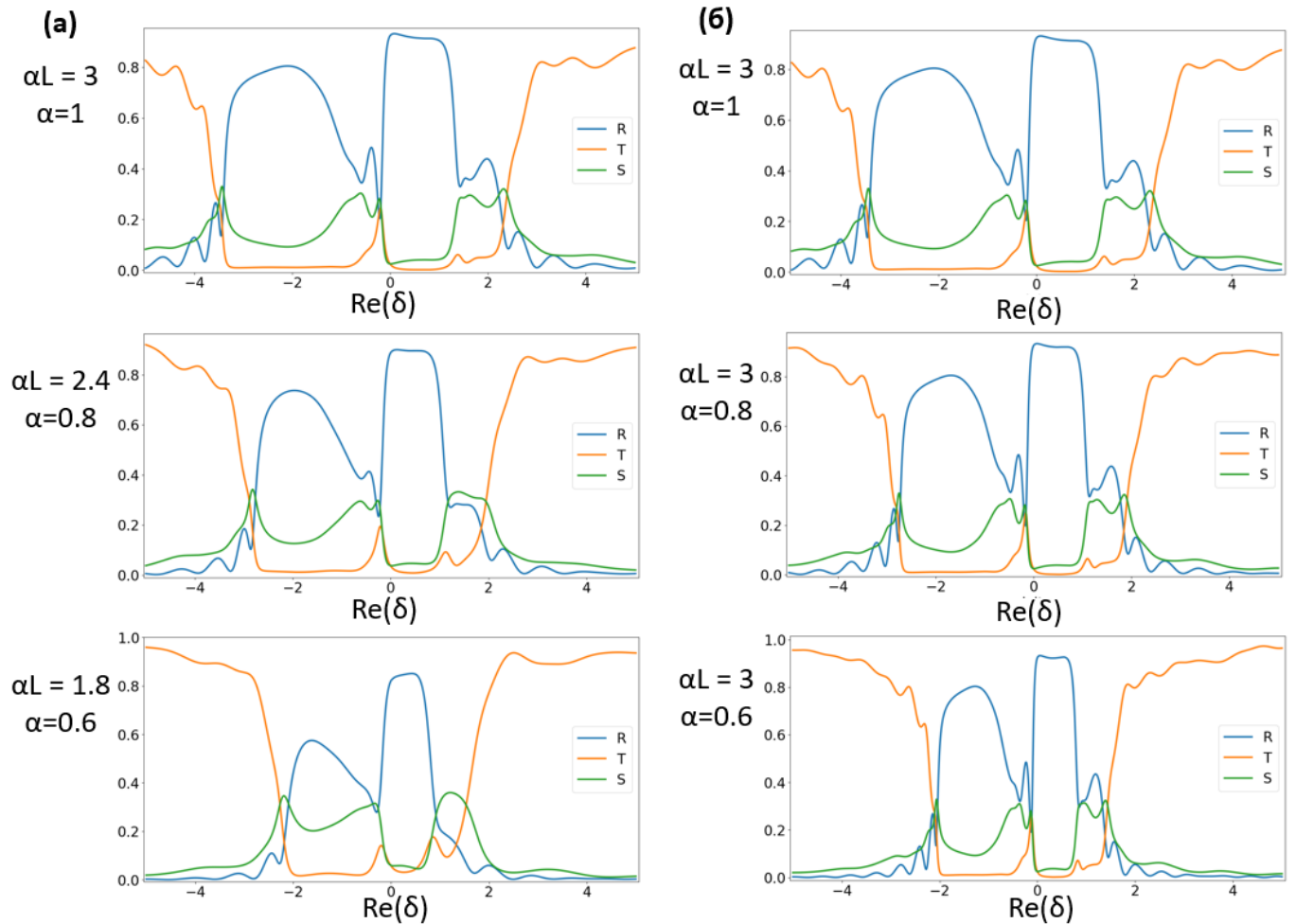


Рисунок 1.11 - Коэффициенты рассеяния (S - параметры), найденные в рамках метода связанных волн при варьировании коэффициента связи волн α : **(а)** с уменьшением и **(б)** с сохранением параметра αL ($\alpha L = 3$) (R - кривые синего цвета, T - желтого, S - зеленого).

Особенностью 3D брэгговских структур является просветление в центре зоны брэгговского рассеяния, которое наблюдается в интегральных коэффициентах прохождения T (см. рисунок 1.11). Это просветление связано с наличием собственных мод структур данного типа, принадлежащих к

семействам «4» и «5». Как уже отмечалось выше (см. раздел 1.1.в), формирование собственных мод внутри зоны брэгговского рассеяния в отсутствие дефектов гофрировки является одной из отличительных особенностей предлагаемых 3D брэгговских структур и их 2D аналогов, исследованных ранее, по сравнению с «традиционными» брэгговскими структурами и фотонными кристаллами. В то же время, возбуждение основной наиболее высокочастотной моды в 2D брэгговских структурах может быть осуществлено только в случае падения с границы волнового пучка, имеющего несимметричную структуру (или при наклонном падении плоского волнового пучка) [79, 110]. Как показывает проведенный анализ, в 3D брэгговской структуре возбуждение основной моды в центре брэгговской полосы наблюдается и в случае нормального падения плоской волны. Это подчеркивает разницу в пространственных структурах мод 3D и 2D брэгговских структур.

Важно также подчеркнуть, что наличие эффективной узкополосной зоны отражения позволяет использовать предлагаемые 3D брэгговские структуры в качестве селективных отражателей в двухзеркальных резонаторных схемах коротковолновых МСЭ-генераторов, исследованных далее в разделе 3. Проведенный анализ показывает, что подобные структуры, установленные на входе в пространство взаимодействия, позволяют обеспечить селекцию мод по поперечным координатам и установление одномодового режима генерации в МСЭ в условиях существенной сверхразмерности [A8].

На рисунке 1.12 приведены интегральные коэффициенты рассеяния 3D брэгговской структуры при различных значениях геометрической расстройки Δ (т.е. при несовпадении брэгговской частоты ω_{3D} и частоты отсечки квазикритической волны ω_{cut}). Видно, что небольшие расстройки Δ (в масштабе ширины зоны брэгговского рассеяния, определяемой коэффициентом связи волн α) не приводят к качественным изменениям S - параметров системы. Этот факт является важным при проектировании установки для проведения «холодного» тестирования 3D брэгговского резонатора, в котором параметры (период гофрировки, определяющий брэгговскую частоту ω_{3D} и зазор между пластинами, определяющий частоту отсечки квазикритической волны ω_{cut}) могут быть иметь определенную погрешность при изготовлении.

1.1.5. Исследование 3D брэгговской структуры в «холодных» электродинамических тестах

Экспериментальное исследование электродинамических свойств 3D брэгговских структур планарной геометрии проводилось в W-диапазоне (рабочая частота около 75 ГГц). Целью данных исследований была проверка реализуемости предложенных структур и верификация результатов

проведенного теоретического анализа и моделирования (сравнение ширины брэгговской полосы, амплитуды коэффициентов рассеяния, положения наиболее добротных собственных мод и др.). Рабочий диапазон был выбран для дальнейшего использования разработанных структур в проекте сверхмощного планарного МСЭ на базе ускорителя «У-2» (подробно описанного далее в разделе 1.4). Для проведения «холодных» тестов был разработан резонатор со следующими параметрами: период гофрировки вдоль x и z направлений $d_{3D} = 4$ мм, амплитуды ее соответствующих компонент $a_{3D,1} = 0.08$ мм и $a_{3D,2} = 0.15$ мм. Эта гофрировка обеспечивала рассеяние волновых потоков в виде четырех парциальных волн ТЕМ - типа и квазикритической волной ТМ₂ - типа. Структура имела квадратную форму с размерами $l_x = l_z = 16$ см (т.е. около 40λ), величина зазора составляла $a_0 = 4$ мм (т.е. $\sim \lambda$). Параметры структуры выбирались таким образом, чтобы обеспечить $\alpha_{3D,1} \approx \alpha_{3D,2} (= \alpha)$ и $\alpha l_{x,z} \approx 3$ (в соответствии с представленными выше расчетами), а также равенство брэгговской частоты и частоты отсечки квазикритической волны, т.е. $\Delta \approx 0$.

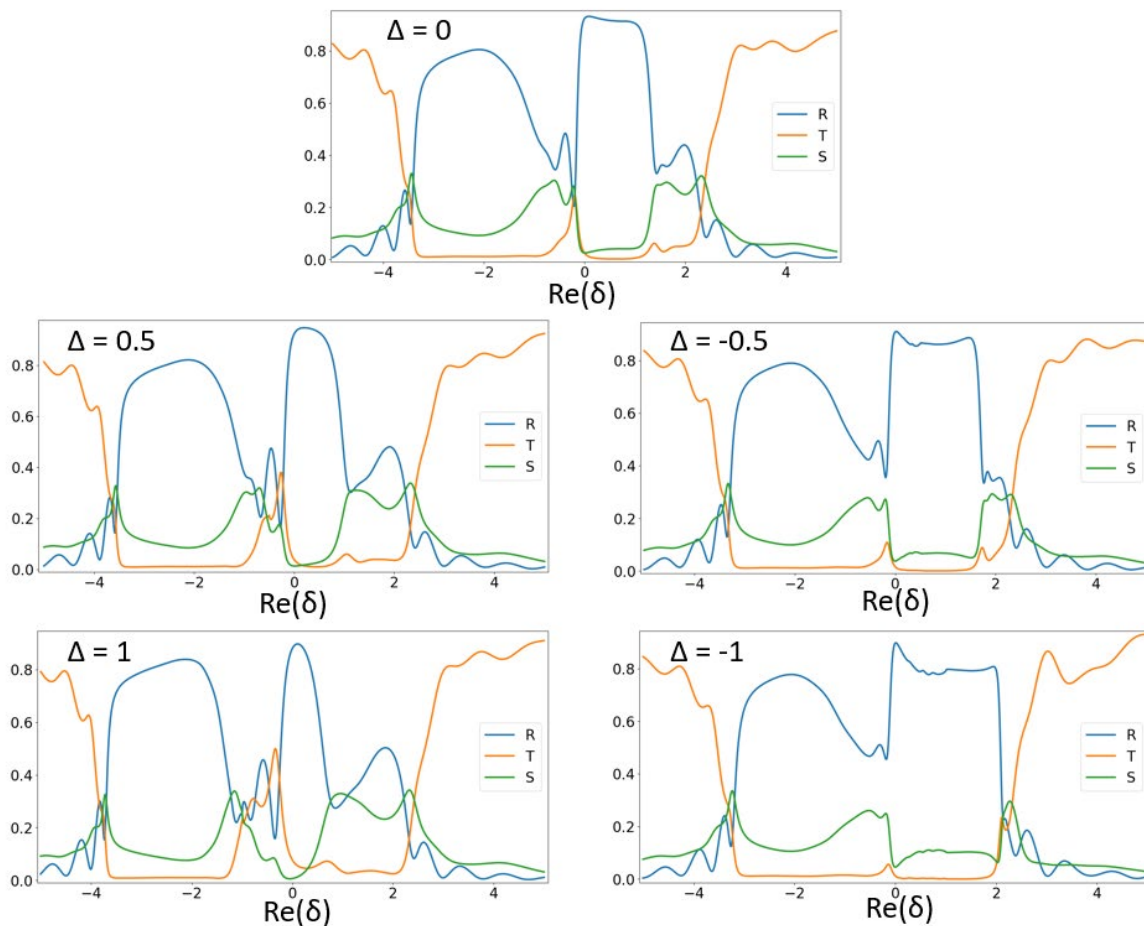


Рисунок 1.12 - Коэффициенты рассеяния, полученные в рамках аналитической теории при $\alpha L = 3$, $\alpha = 1$ и различных значениях геометрической расстройки Δ .

Анализ коэффициентов рассеяния разработанной 3D брэгговской структуры с указанными параметрами проводилось в рамках квазиоптического подхода метода связанных волн. Для верификации данных результатов использовалось моделирование на основе электромагнитного кода CST Microwave Studio, в рамках которого структура возбуждалась относительно коротким электромагнитным импульсом, падающим на одну из ее границ. Сравнение результатов, полученных в рамках двух различных подходов (см. рисунок 1.13а), демонстрирует их хорошее соответствие по ширине и положению зоны брэгговского рассеяния, по амплитуде коэффициента рассеяния, а также по положению экстремумов (локальных максимумов), которые соответствуют положению собственных мод 3D брэгговского резонатора. Пространственное распределение ВЧ-поля на частоте точного брэгговского резонанса $f_{3D} = 75$ ГГц приведено на рисунке 1.13б и соответствует возбуждению основной моды, сформированной четырьмя парциальными бегущими ТЕМ - волнами и квазикритической волной TM_2 - типа.

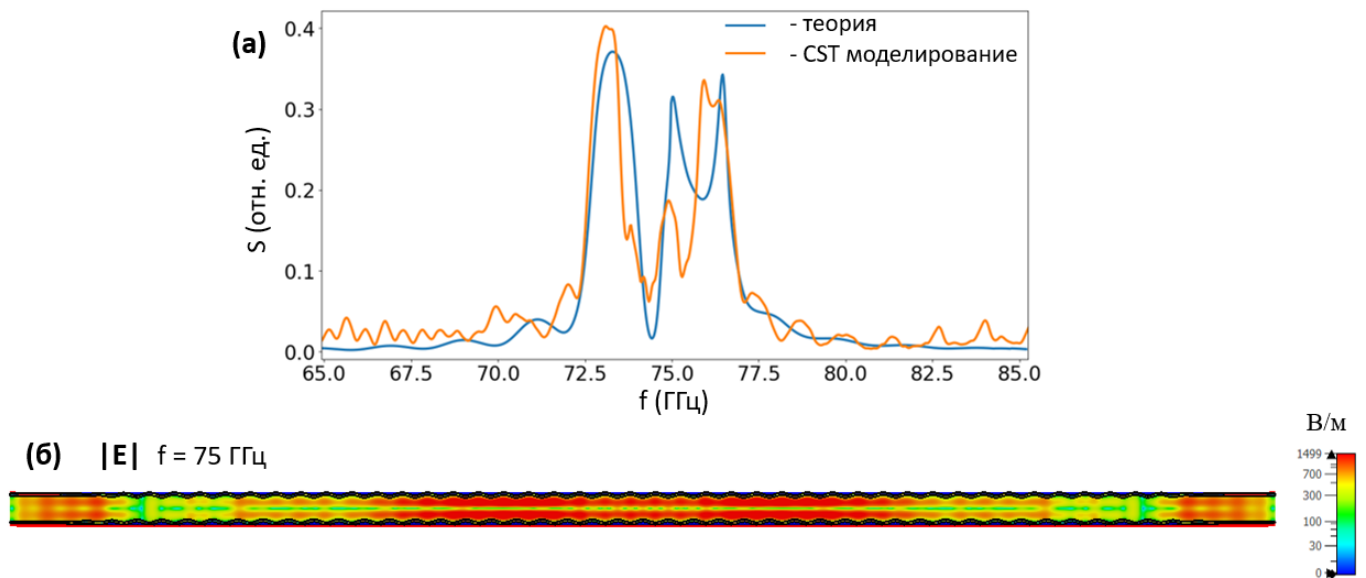


Рисунок 1.13 - Результаты моделирования (а) коэффициентов рассеяния 3D брэгговской структуры, разработанной для проведения «холодных» электродинамических тестов, которые получены в рамках метода связанных волн (кривая голубого цвета) и CST - моделировании (оранжевая кривая); (б) пространственное распределение ВЧ - поля на частоте 75 ГГц, соответствующей возбуждению ее основной моды.

По результатам моделирования был изготовлен макет 3D брэгговской структуры, фотография которого приведена на рисунке 1.14. Для изготовления структуры использовалась новая аддитивная

технология, которая активно развивается в настоящее время в ИПФ РАН [111]. Данная технология основана на фотополимерной компьютерной печати оправки (стадия 1) с последующим химическим нанесением тонкого медного слоя (стадия 2) и обеспечивает погрешность изготовления не хуже 1 мкм. Согласно проведенным исследованиям, эта технология позволяет изготавливать электродинамические компоненты для работы вплоть до суб-мм диапазона [112]. При этом толщина наносимого медного слоя составляет несколько мкм, что достаточно для проведения «холодных» тестов. Несомненными достоинствами новой технологии является высокая скорость технологического процесса, доступность и простота инженерной разработки при относительно низкой стоимости производства [111 - 114].

Изготовленная 3D брэгговская структура представляла собой две металлизированные пластины с гофрировкой вида (1.1). Расстояние между пластинами фиксировалось с помощью специально изготовленных муфт. Следует отметить, что длина и ширина изготовленной структуры $l_x = l_z = 16$ см ($\sim 40\lambda$) были ограничены максимально возможной областью печати 3D принтера. Величина зазора планарного резонатора $a_0 = 4$ мм ($\sim \lambda$) была ограничена системой формирования пространственно-развитого волнового пучка, используемого в данных экспериментах для запитки разработанного резонатора (эта система использовалась ранее для тестирования 2D брэгговских структур [110, 115] и не позволяла дальнейшего увеличения зазора).

Схема и фотография экспериментального стенда в процессе измерения коэффициента рассеяния в поперечном направлении изображены на рисунке 1.15. Измерения проводились на панорамном источнике, возбуждение резонатора осуществлялось широким волновым пучком с плоским фазовым фронтом. Для формирования такого пучка использовалась изготовленная ранее планарная квазиоптическая передающая линия. Она представляла собой две параллельные металлические пластины, между которыми было заключено параболическое зеркало. Волновой пучок в виде $TE_{1,0}$ волны прямоугольного волновода поступал из волноводного рупора 0.7×0.5 см, помещенного в фокусе этой квазиоптической линии, и формировал на выходе плоский волновой пучок с размерами 40 см \times 0.5 см и структурой TEM -волны планарного волновода. Следует отметить, что формируемый в данной квазиоптической линии волновой пучок имеет небольшую поперечную неоднородность вдоль выходного торца, однако меньшая по размеру 3D брэгговская структура располагалась в центральной области этого волнового пучка, где изменение его амплитуды незначительно. Аналогичная квазиоптическая линия использовалась для приема излучения, рассеянного в поперечном направлении в исследуемой 3D брэгговской структуре.

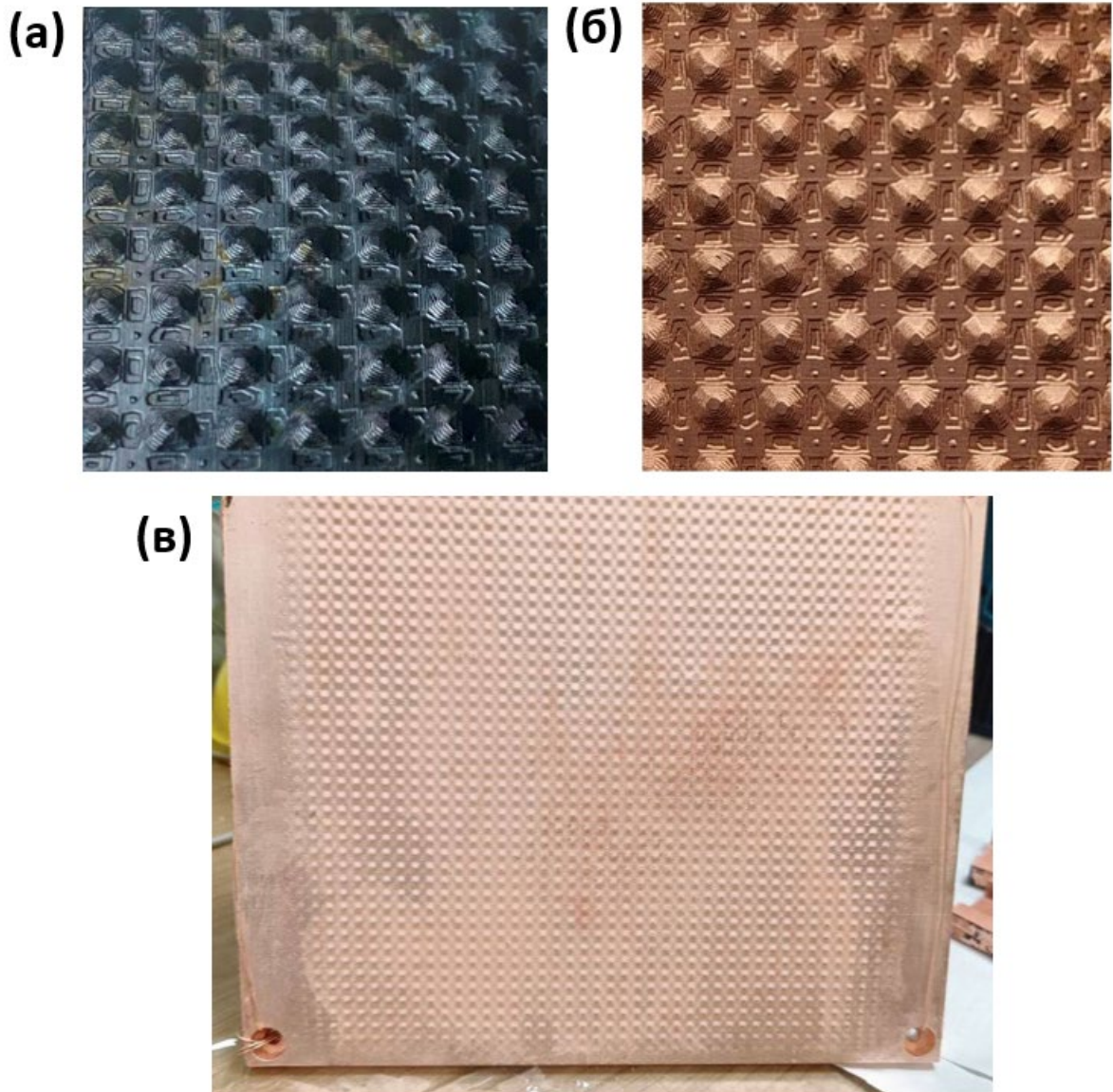


Рисунок 1.14. - Фотографии изготовленного макета 3D брэгговского резонатора планарной геометрии: **(а)** фотополимерная оправка на стадии 3D - печати и **(б)** после нанесения медного слоя; **(в)** одна из пластин после металлизации.

В соответствии с результатами теоретического анализа эффективная зона брэгговского рассеяния наблюдалась в исследуемом резонаторе вблизи рабочей частоты 75 ГГц. Эта зона соответствовала расчетному циклу обратной связи, сформированному из четырех парциальных волн ТЕМ - типа и квазикритической волны TM_2 - типа. Измеренные в «холодных» экспериментах коэффициенты рассеяния в поперечном направлении вблизи рабочей частоты приведены на рисунке 1.16. Сравнение с результатами CST - моделирования демонстрирует хорошее совпадение

по ширине брэгговской полосы и амплитуде коэффициента рассеяния, а также по положению локальных максимумов. Важно подчеркнуть, что расположение данных максимумов с высокой точностью соответствуют частотам наиболее добротных собственных мод резонатора, найденных в решениях (1.12) для различных семейств (соответствующие семейства указаны на рисунке 1.16).

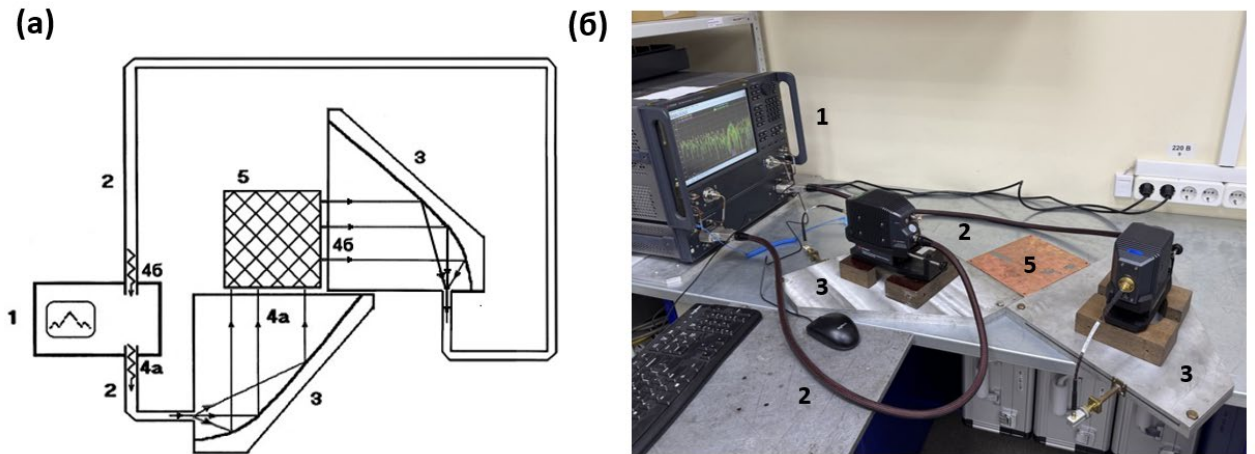


Рисунок 1.15. (а) Схема и (б) фотография экспериментального стенда по измерению электродинамических характеристик планарного 3D брэгговского резонатора: «1» - панорамный источник, «2» - стандартные одномодовые волноводные тракты W - диапазона, «3» - квази-оптические линии, используемые для запитки резонатора и приема рассеянного излучения, «4а» - падающий и «4б» - рассеянные волновые пучки, «5» - 3D брэгговский резонатор.

Следует отметить, что в «холодных» тестах также была проведена попытка измерения коэффициентов отражения и прохождения в разработанной 3D брэгговской структуре. В данных сериях экспериментов также наблюдалось хорошее совпадение с расчетной брэгговской полосой, однако интерпретация положения собственных мод резонатора была затруднена ввиду зашумленности «паразитными» отражениями на стыках используемого волноводного тракта.

Таким образом, проведенные исследования продемонстрировали реализуемость 3D брэгговских структур и их работоспособность в «холодных» тестах. Измеренные коэффициенты рассеяния находятся в хорошем соответствии с результатами теоретического анализа и трехмерного моделирования, подтверждая, таким образом, корректность развитой аналитической модели.

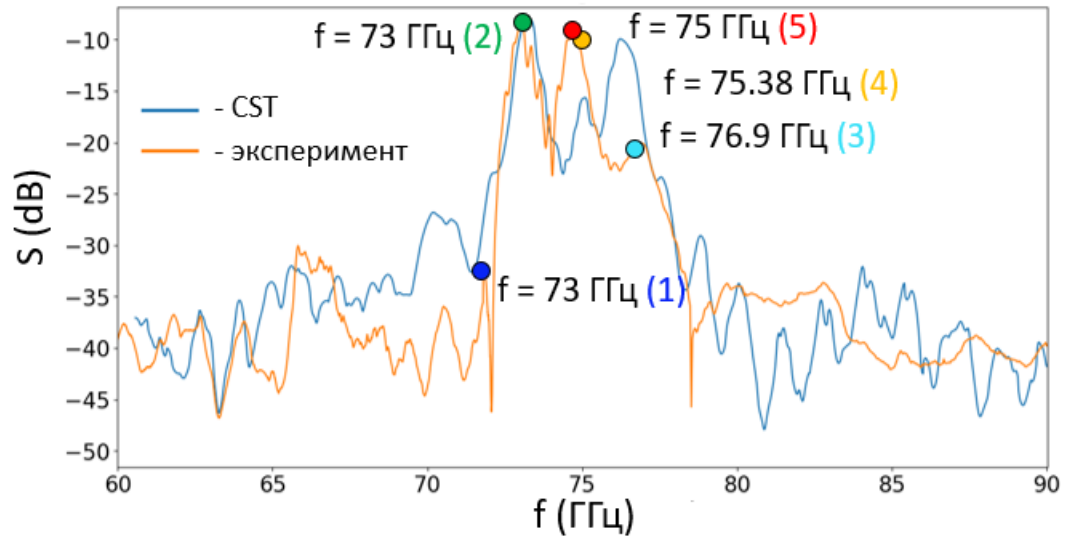


Рисунок 1.16. Результаты измерений коэффициента рассеяния планарной 3D брэгговской структуры в рамках «холодных» экспериментальных тестов (кривая оранжевого цвета) в сравнении с CST - моделированием (голубая кривая). Точками отмечены частоты наиболее добротных мод различных семейств, определяемые решениями (1.12) (номера семейств соответствуют номенклатуре мод, принятой в разделе 1.1.б).

1.2. Динамика МСЭ с односекционным 3D брэгговским резонатором

1.2.1. Модель и основные уравнения

Для моделирования динамики МСЭ с трехмерным брэгговским резонатором (рисунок 1.17) будем считать, что выполнено условие ондуляторного синхронизма

$$\omega - hv_{\parallel} \approx \Omega_b, \quad (1.18)$$

между попутной волной A_{+z} и электронами, движущимися в $+z$ направлении со скоростью $v_{\parallel} = \beta_{\parallel}c$ и осциллирующими в поле ондулятора с баунс-частотой $\Omega_b = h_u v_{\parallel}$ ($h_u = 2\pi/d_u$, d_u - период ондулятора). Предполагается, что фокусировка электронного пучка осуществляется однородным ведущим магнитным полем.

В рамках метода связанных волн взаимодействие ленточного РЭП с синхронной волной A_{+z} с учетом взаимного рассеяния парциальных волновых потоков (1.3) на гофрировке (1.1) может быть описано уравнениями для медленноменяющихся амплитуд [A9]:

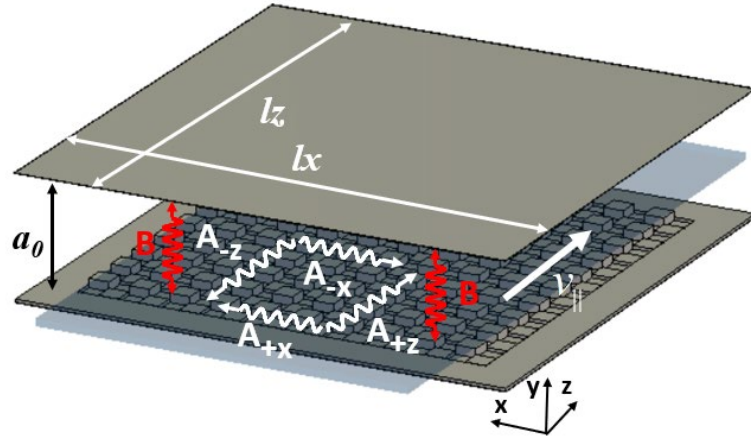


Рисунок 1.17 - Схема пространства взаимодействия МСЭ с односекционным брэгговским резонатором, реализующим трехмерную обратную связь. Показаны ленточный электронный пучок, движущийся в $+z$ направлении, и парциальные волновые потоки, формирующие цикл обратной связи.

$$\frac{\partial \hat{A}_{+z}}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{A}_{+z}}{\partial \tau} + i\alpha_{3D,2}(\hat{A}_{+x} + \hat{A}_{-x}) + i\alpha_{3D,1}\hat{B} = J \cdot F(X), \quad (1.19.1)$$

$$\frac{\partial \hat{A}_{-z}}{\partial Z} - \frac{\partial \hat{A}_{-z}}{\partial \tau} - i\alpha_{3D,2}(\hat{A}_{+x} + \hat{A}_{-x}) - i\alpha_{3D,1}\hat{B} = 0, \quad (1.19.2)$$

$$\frac{\partial \hat{A}_{+x}}{\partial X} + \frac{\partial \hat{A}_{+x}}{\partial \tau} + i\alpha_{3D,2}(\hat{A}_{+z} + \hat{A}_{-z}) + i\alpha_{3D,1}\hat{B} = 0, \quad (1.19.3)$$

$$\frac{\partial \hat{A}_{-x}}{\partial X} - \frac{\partial \hat{A}_{-x}}{\partial \tau} - i\alpha_{3D,2}(\hat{A}_{+z} + \hat{A}_{-z}) - i\alpha_{3D,1}\hat{B} = 0, \quad (1.19.4)$$

$$\frac{iC}{2} \frac{\partial^2 \hat{B}}{\partial Z^2} + \frac{\partial \hat{B}}{\partial \tau} + \sigma \hat{B} + i\alpha_{3D,1}(\hat{A}_{+z} + \hat{A}_{-z} + \hat{A}_{+x} + \hat{A}_{-x}) = 0. \quad (1.19.5)$$

Амплитуда электронного ВЧ-тока в уравнении (1.19.1)

$$J \approx \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0 \quad (1.20)$$

определяется из усредненных уравнений движения электронов, которые в режимах, удаленных от циклотронного резонанса, могут быть представлены в виде [116]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{||}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 \theta = \text{Re}(\mathcal{A}_{+z} e^{i\theta}), \quad (1.21)$$

где использованы следующие нормированные переменные и параметры: $\tau = C\omega_{3D}t$, $(X; Z) = Ch_{3D}(x; z)$, $(\hat{A}_{\pm z; \pm x}; \hat{B}) = eK\mu(A_{\pm z; \pm x}; B) / mc\omega_{3D}\gamma_0 C^2 \sqrt{N_{A;B}}$, $\omega_{3D} = h_{3D}c$ - частота точного брэгговского резонанса, которая выбрана в качестве несущей, θ - фаза электронов относительно синхронной волны,

$$C = \left(\frac{eI_0}{mc^3} \frac{\lambda^2 \mu K^2}{2\pi\gamma_0 a_0} \right) - \quad (1.22)$$

параметр усиления (Пирса), I_0 - погонный (по поперечному сечению) ток пучка, $F(x)$ - функция, описывающая распределение плотности электронного потока по «протяженной» поперечной координате x , $N_{A;B}$ - нормы соответствующих волн, $\sigma = s/Ca_0$ - параметр, характеризующий омические потери в резонаторе, s - толщина скин-слоя. Проведенный анализ показывает, что учет омических потерь принципиально важен для описания квазикритической волны B (см. (1.19.5)), в то же время, в уравнениях (1.19.1) - (1.19.4) для параксиальных волн $A_{\pm z; \pm x}$ ими можно пренебречь (аналогично резонаторам двумерного и модифицированного типов [79, 95]).

Коэффициенты связи волн в случае гофрировки обеих пластин равны

$$\alpha_{3D,2} = \frac{a_{3D,2}}{4Ca_0}, \quad \alpha_{3D,1} = \frac{a_{3D,1}}{\sqrt{2}Ca_0}, \quad (1.23)$$

для двумерного [77 - 79] и модифицированного [95 - 99] брэгговского рассеяния соответственно.

В рассматриваемом случае ленточной конфигурации электронного пучка и планарной геометрии ондулятора параметр инерционной группировки μ и коэффициент связи электронов с волной K в режимах, удаленных от циклотронного резонанса, определяются соотношениями [116]

$$\mu = \gamma_0^{-2} + \frac{\alpha_u^2(1+q^2)}{4\gamma_0^2(1-q^2)^2}, \quad K = \frac{\alpha_u q}{2\gamma_0(1-q^2)}, \quad (1.24)$$

где $\alpha_u = eH_u / h_u mc^2$, $q = \omega_{H0} / \gamma_0 \Omega_b$, $\omega_{H0} = eH_0 / mc$ - нерелятивистская гирочастота, H_u и H_0 - напряженности ондуляторного и ведущего магнитного поля, соответственно. Следует отметить, что согласно предшествующему анализу [62, 117, 118] подобные режимы являются преимущественными с точки зрения качества формирования магнитонаправляемых РЭП в ондуляторе и, таким образом, достижения высокой эффективности электронно-волнового взаимодействия в МСЭ.

В используемых нормировках интегральный КПД равен

$$\eta = \frac{C}{\mu(1-\gamma_0^{-1})} \hat{\eta}, \quad \hat{\eta} = \frac{1}{2\pi L_x} \int_0^{L_x} dX \int_0^{2\pi} \left(\frac{\partial \theta}{\partial Z} + \Delta \right) \Big|_{Z=L_z} d\theta_0. \quad (1.25)$$

На границах резонатора для параксиальных парциальных волн предполагаем идеальное согласование и отсутствие электромагнитных потоков извне, что описывается граничными условиям вида (ср. с (1.10))

$$\hat{A}_{+z} \Big|_{Z=0} = 0, \quad \hat{A}_{-z} \Big|_{Z=L_z} = 0, \quad (1.26.1-1.26.2)$$

$$\hat{A}_{+x} \Big|_{X=0} = 0, \quad \hat{A}_{-x} \Big|_{X=L_x} = 0, \quad (1.26.3-1.26.4)$$

где $L_{z,x} = h_{3D} l_{z,x}$ - нормированная длина и ширина резонатора соответственно. Граничные условия для квазикритической волны [119]

$$\left[\hat{B} - \sqrt{\frac{C}{2\pi i}} \int_0^\tau \frac{e^{-\sigma(\tau-\tau')}}{\sqrt{\tau-\tau'}} \frac{\partial \hat{B}(\tau')}{\partial Z} d\tau' \right] \Big|_{Z=0} = 0, \quad \left[\hat{B} + \sqrt{\frac{C}{2\pi i}} \int_0^\tau \frac{e^{-\sigma(\tau-\tau')}}{\sqrt{\tau-\tau'}} \frac{\partial \hat{B}(\tau')}{\partial Z} d\tau' \right] \Big|_{Z=L_z} = 0, \quad (1.27.1-1.27.2)$$

также соответствуют отсутствию отражений и ее свободному высвечиванию из резонатора.

Граничные условия для первоначально немодулированного моноэнергетического электронного потока имеют вид:

$$\theta \Big|_{Z=0} = \theta_0 \in [0; 2\pi), \quad \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_{\parallel}^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \theta \Big|_{Z=0} = \Delta_u, \quad (1.28.1-1.28.2)$$

где $\Delta_u = (\omega_{3D} - h_{3D}c - h_u c) / \omega_{3D} C$ - начальная расстройка ондуляторного синхронизма электронов с волной на несущей частоте.

1.2.2. Результаты моделирования

Моделирование проводилось при параметрах ленточных РЭП, близких к параметрам пучка, формируемого ускорителем «У-2» (см. Раздел 1.4) [A10]: энергия электронов около 1 МэВ, погонный (по ширине) ток пучка 1 кА/см, поперечное сечение пучка 1 см × 140 см. Для раскачки баунс-осцилляций электронов предполагается использовать планарный ондулятор с периодом $d_u = 4$ см и амплитудой поперечного ондуляторного поля на траектории пучка $H_u \approx 1$ кЭ, для фокусировки и транспортировки РЭП - однородное ведущее поле с напряженностью $H_0 \approx 12 - 15$ кЭ (магнитная система с аналогичными параметрами использовалась предшествующих экспериментах [80, 81]). При указанных параметрах величина рабочей поперечной скорости частиц в ондуляторе равна $\beta_{\perp} \approx 0.25$.

Трехмерный брэгговский резонатор был рассчитан на работу в W-диапазоне, частота основной (рабочей) моды составляла около 75 ГГц. Поперечные размеры резонатора выбирались так, чтобы осуществить транспортировку пучка, формируемого ускорителем «У-2», в пространстве взаимодействия МСЭ и обеспечить эффективное электронно-волновое взаимодействие. Таким образом, ширина системы принималась $l_x = 150$ см (что в W-диапазоне составляет $\sim 350 - 400\lambda$), расстояние между пластинами (зазор) $a_0 = 4$ см (т.е. около 10λ). Следует также отметить, что в моделировании параметры гофрировки обеспечивали равенство брэгговской частоты и частоты отсечки квазикритической волны B .

Результаты моделирования пространственно-временной динамики планарного МСЭ-генератора на основе односекционного 3D брэгговского резонатора представлены на рисунках 1.18 - 1.20 [A9]. Моделирование показывает, что использование брэгговского резонатора, реализующего механизм трехмерной обратной связи и, таким образом, эффективную селекцию мод по трем пространственным координатам, позволяет при оптимальных параметрах обеспечить установление устойчивого стационарного режим генерации в условиях рассмотренной существенной сверхразмерности (рисунок 1.18а). При этом частота генерации в установившемся режиме близка к брэгговской частоте (рисунок 1.18б), что соответствует возбуждению основной моды 3D брэгговского резонатора. Структуры полей парциальных волн $A_{\pm x}$, $A_{\pm z}$ и B в стационарном режиме (рисунок 1.19) также близки к структурам соответствующих парциальных волн наиболее добротной моды данного резонатора, найденным ранее в рамках «холодного» моделирования в Разделе 1.1.

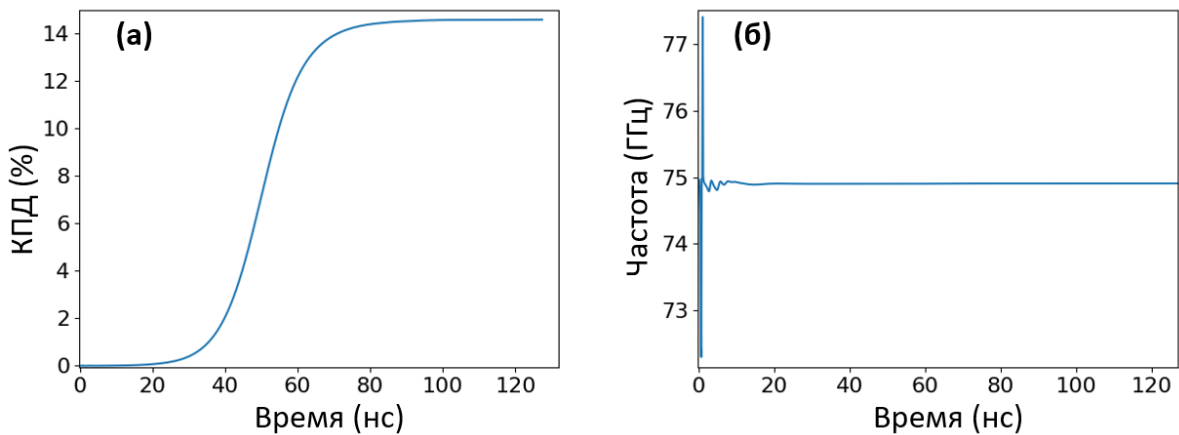


Рисунок 1.18 - Результаты моделирования планарного МСЭ с односекционным 3D брэгговским резонатором на основе ускорителя «У-2». Установление стационарного режима генерации при оптимальных параметрах: (а) зависимость КПД и (б) «текущей» частоты излучения от времени.

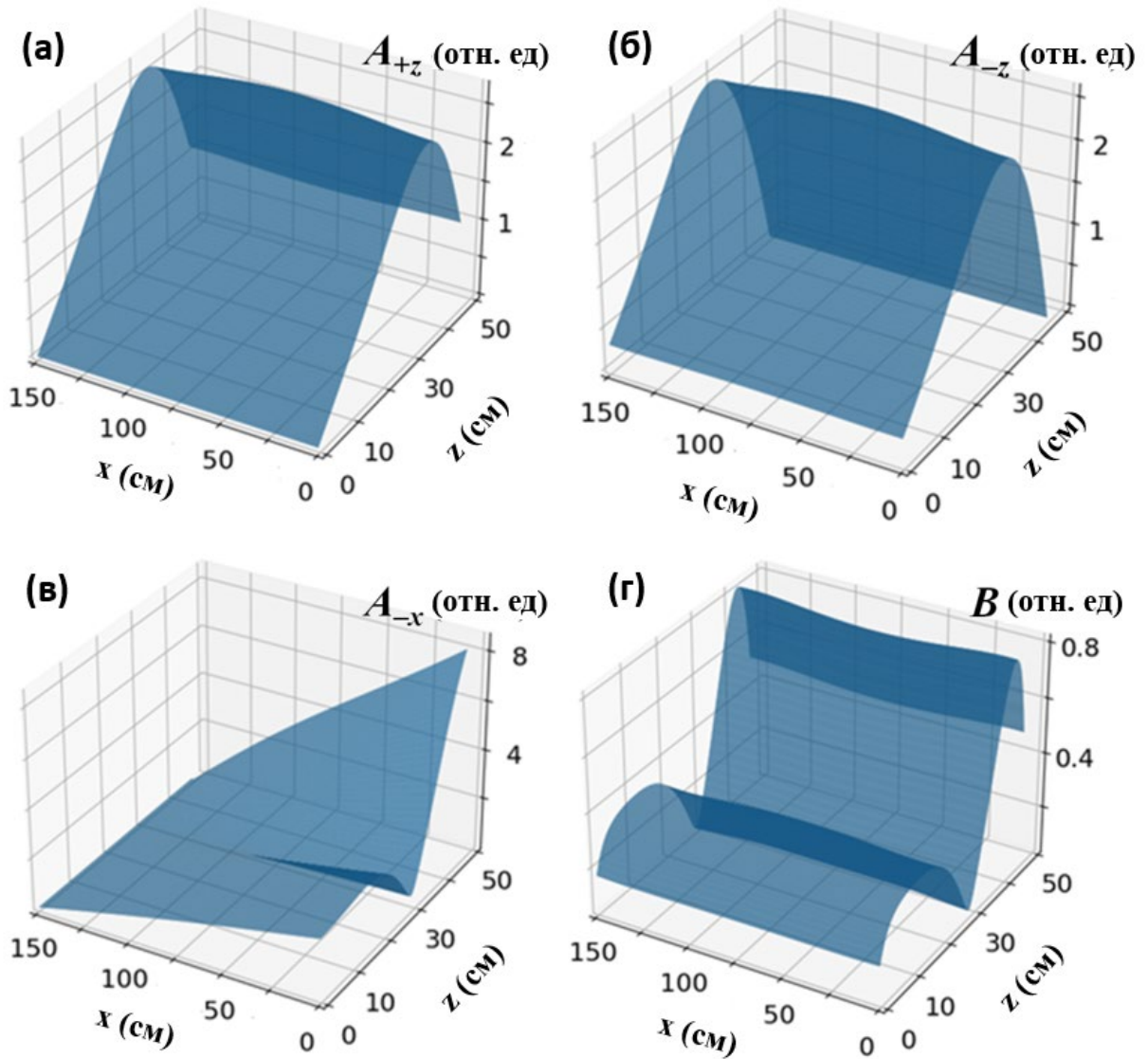


Рисунок 1.19 - Структуры полей парциальных волн в стационарном режиме генерации при оптимальных параметрах в МСЭ на основе односекционного 3D брэгговского резонатора: **(а)** попутная волна A_{+z} , взаимодействующая с РЭП **(б)** встречная волна обратной связи A_{-z} , **(в)** поперечно распространяющаяся волна «синхронизации» A_{-x} и **(г)** квазикритическая волна B .

Согласно проведенному моделированию, наиболее эффективное электронно-волновое взаимодействие достигается при длине пространства взаимодействия (резонатора) $l_z \approx 50 - 70$ см. В этих условиях синхронная парциальная волна A_{+z} имеет достаточно благоприятную продольную структуру для эффективной группировки и энергоотдачи электронов, а ее поперечное распределение практически не зависит от поперечной координаты x , обеспечивая идентичные условия взаимодействия для всех фракций пространственно-развитого ленточного РЭП (см. рисунок 1.19а).

Максимальный электронный КПД реализуется в области относительно больших по величине отрицательных расстройек синхронизма Δ_u , однако данные режимы характеризуются увеличением времени установления автоколебаний. В области оптимальных параметров при умеренных расстройках синхронизма характерное переходное время составляет $\sim 50 - 70$ нс, а электронный КПД в стационарном режиме достигает $\sim 10 - 15\%$, что при полном (интегральном) токе пучка около 140 кА соответствует выходной мощности на уровне $\sim 10 - 15$ ГВт. При этом, согласно проведенному моделированию, для резонатора, выполненного из меди, омические потери не превышают 10% от излученной пучком мощности.

Следует также отметить, что при больших положительных расстройках наблюдалось возбуждение более высоких мод резонатора (см. рисунок 1.20). Однако данные моды имеют менее благоприятную для взаимодействия с ленточным РЭП пространственную структуру поля и, таким образом, характеризуются более низким электронным КПД.

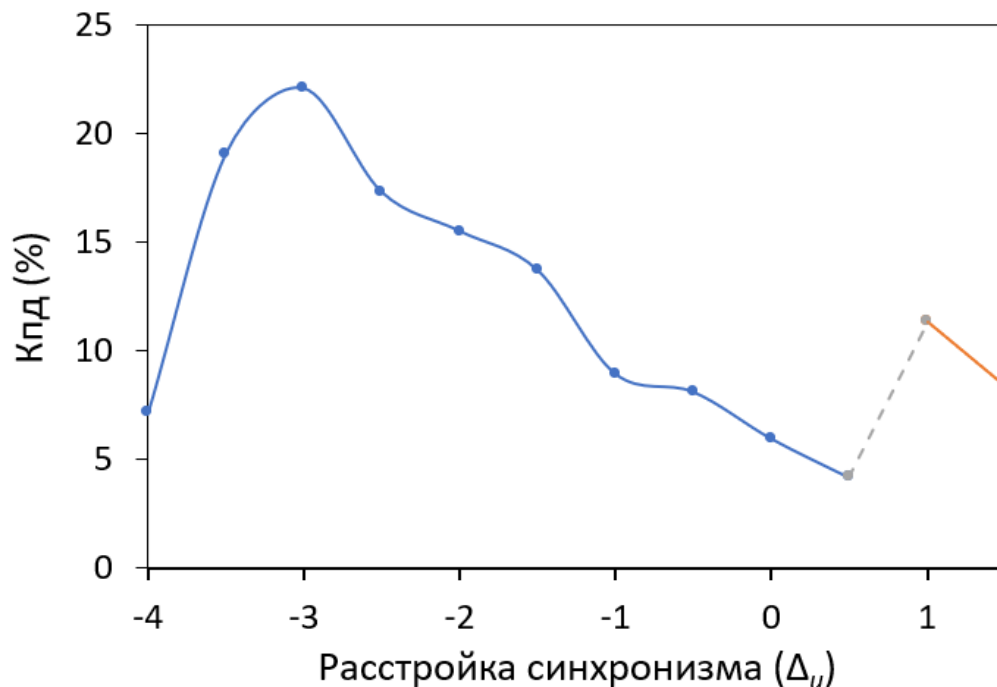


Рисунок 1.20 - Зависимость электронного КПД в установившемся режиме от величины расстройки ондуляторного синхронизма Δ_u . Кривой синего цвета показана зона возбуждения основной моды 3D брэгговского резонатора, оранжевого - более высоких мод.

1.3. Динамика МСЭ с комбинированным резонатором на основе 3D и 1D брэгговских рефлекторов

1.3.1. Модель и основные уравнения

С целью увеличения эффективности электронно-волнового взаимодействия и, в результате, выходной мощности излучения предложено использование комбинированной схемы резонатора, состоящей из двух брэгговских структур разных типов, разделенных участком регулярного волновода [A11]. Схема планарного МСЭ с электродинамической системой данного вида приведена на рисунке 1.21. На входе системы расположена 3D брэгговская структура, представляющая собой отрезок планарного волновода с гофрировкой по закону (1.1). Модель и основные уравнения, описывающие электронно-волновое взаимодействие в структуре данного типа, приведены в Разделе 1.2.а.

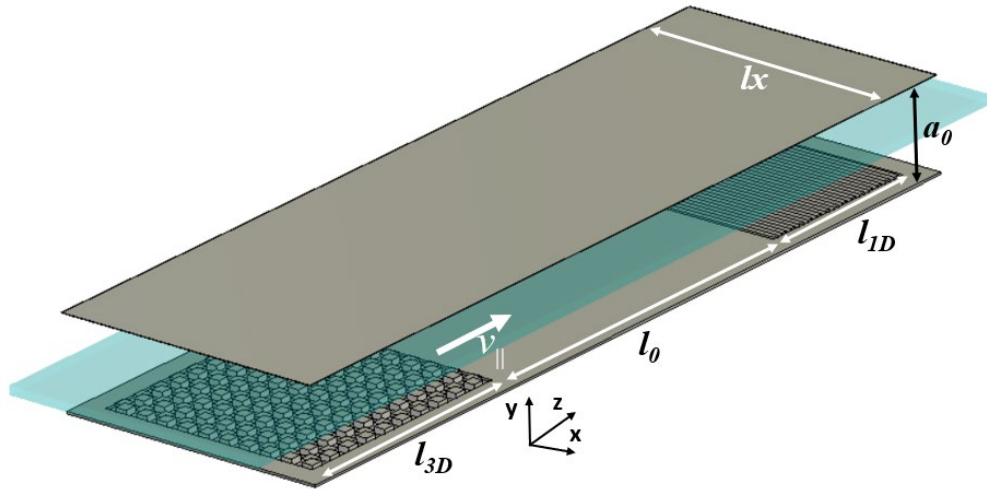


Рисунок 1.21 - Схема пространства взаимодействия МСЭ с комбинированным двухзеркальным резонатором на основе 3D и 1D брэгговских структур.

На выходе комбинированного резонатора установлена «традиционная» брэгговская структура [51 - 53] с одномерно-периодической гофрировкой вида

$$a = a_{1D} \cos(h_{1D}x), \quad (1.29)$$

где $h_{1D} = 2\pi/d_{1D}$, d_{1D} и a_{1D} - период и амплитуда 1D гофрировки, которая в условиях брэгговского резонанса

$$h_{1D} \approx 2h \quad (1.30)$$

обеспечивает связь и взаимное рассеяние двух встречно-распространяющихся волн A_{+z} и A_{-z} .

В подобной структуре взаимодействие электронного потока с ВЧ - полем может быть описано уравнениями [62]

$$\frac{\partial \hat{A}_{+z}}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{A}_{+z}}{\partial \tau} + i\alpha_{1D} \hat{A}_{-x} = J \cdot F(X), \quad (1.31.1)$$

$$\frac{\partial \hat{A}_{-z}}{\partial Z} - \frac{\partial \hat{A}_{-z}}{\partial \tau} - i\alpha_{1D} \hat{A}_{+x} = 0, \quad (1.31.2)$$

где

$$\alpha_{1D} = \frac{a_{1D}}{2Ca_0} - \quad (1.32)$$

коэффициент связи волн в структурах данного типа [51].

В регулярной части резонатора связь волн отсутствует, и усиление синхронной волны A_{+z} ленточным РЭП может быть описано уравнением (1.31.1), в котором следует положить $\alpha_{1D} \equiv 0$.

Как и раньше, предполагаем отсутствие потоков электромагнитной энергии извне, а также отражений на границах различных секций. При этом граничные условия к уравнениям (1.19), (1.31) для продольно распространяющихся волн $A_{\pm z}$ имеют вид (ср. с (1.26)):

$$\hat{A}_{+z} \Big|_{Z=0} = 0, \quad \hat{A}_{-z} \Big|_{Z=L_z} = 0, \quad (1.33.1-1.33.2)$$

где $L_z = l_{3D} + l_0 + l_{1D}$ - полная длина резонатора, l_0 - длина регулярной секции, $l_{3D,1D}$ - длины соответствующих рефлекторов. Граничные условия для поперечно распространяющихся волн и квазикритической волны предполагаем в виде (1.26.3), (1.26.4) и (1.27), что соответствует их свободному высвечиванию из 3D брэгговской структуры. Граничные условия для первоначально немодулированного моноэнергетического электронного потока имеют вид (1.28).

1.3.2. Результаты моделирования

Моделирование МСЭ с комбинированным двухзеркальным резонатором на основе 3D и 1D брэгговских структур также проводилось при параметрах РЭП, близких к условиям их формирования на ускорительном комплексе «У-2». Моделирование показывает, что использование в данном резонаторе входного брэгговского рефлектора, реализующего механизм трехмерной обратной связи, позволяет при оптимальных параметрах обеспечить установление устойчивого стационарного режим генерации в условиях рассмотренной колоссальной сверхразмерности (рисунок 1.22а) [A12]. При этом частота излучения в установившемся режиме близка к частоте точного брэгговского резонанса ω_{3D} (рисунок 1.22б), что из сопоставления спектра мод, рассмотренного ранее в Разделе 1.1.б, соответствует возбуждению основной наиболее добротной

моды входной 3D брэгговской структуры. Пространственные структуры полей волн $A_{\pm x}$, $A_{\pm z}$ и B в стационарном режиме генерации представлены на рисунке 1.23 и во входной 3D брэгговской структуре также близки к структурам соответствующих парциальных волн основной моды.

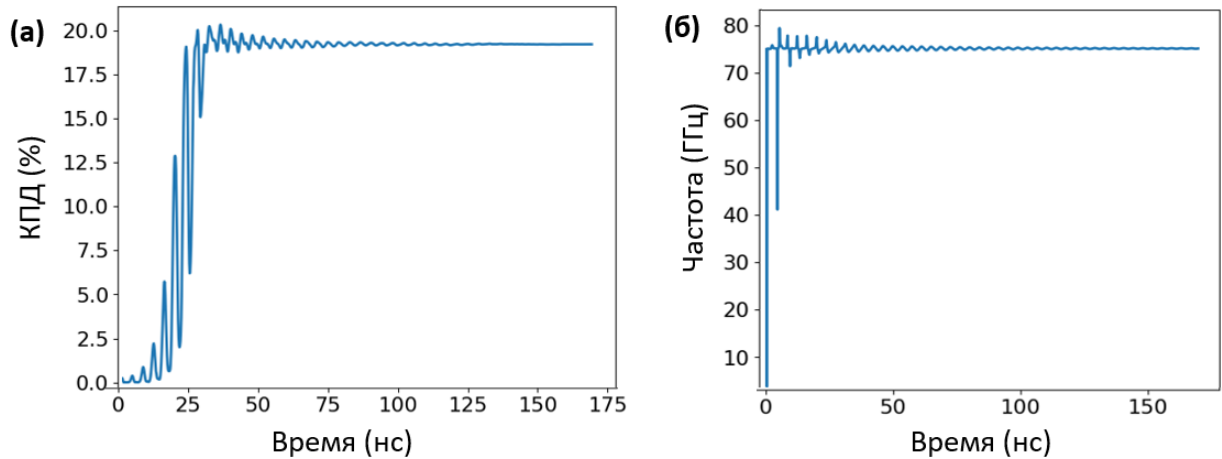


Рисунок 1.22. - Результаты моделирования планарного МСЭ с комбинированным резонатором, формируемым 3D и 1D брэгговскими структурами, на базе ускорителя «У-2». Установление стационарного режима генерации при оптимальных расчетных параметрах: зависимости от времени (а) электронного КПД и (б) «текущей» частоты излучения.

Наиболее эффективное электронно-волновое взаимодействие достигается при полной длине комбинированного резонатора $l_z \approx 50$ см при длинах соответствующих секций $l_{3D} = 15$ см, $l_0 = 30$ см и $l_{1D} = 5$ см. Как и в рассмотренном выше односекционном 3D брэгговском резонаторе, поперечное распределение поля синхронной попутной волны остается практически не зависящим от поперечной координаты x , обеспечивая идентичные условия взаимодействия для всех фракций широкого ленточного РЭП.

На рисунке 1.24 приведено сравнение продольной структуры поля синхронной волны $A_{\pm z}$ в МСЭ-генераторе с односекционным 3D брэгговским резонатором, исследованным выше в Разделе 1.2 и МСЭ с комбинированным резонатором на основе 3D и 1D брэгговских структур. Анализ данных схем показывает, что в комбинированном резонаторе реализуется более благоприятная структура поля синхронной волны. Это позволяет обеспечить увеличение электронного КПД до ~ 1.5 раз. В результате, в МСЭ с комбинированным двухзеркальным резонатором электронный КПД может достигать до 18 - 20% (рисунок 1.22а). Одновременно, в секционированной двухзеркальной схеме резонатора поперечно распространяющиеся и

квазикритические парциальные волновые потоки, обеспечивающие синхронизацию излучения в условиях существенной сверхразмерности, сосредоточены на входе пространства взаимодействия, а амплитуды их относительно невелики. Это позволяет существенно снизить омические потери в системе, которые в данном случае не превышают 3 - 5% от излученной пучком мощности. В результате, при полном (интегральном) токе пучка около 140 кА выходная мощность излучения может достигать ~ 20 ГВт.

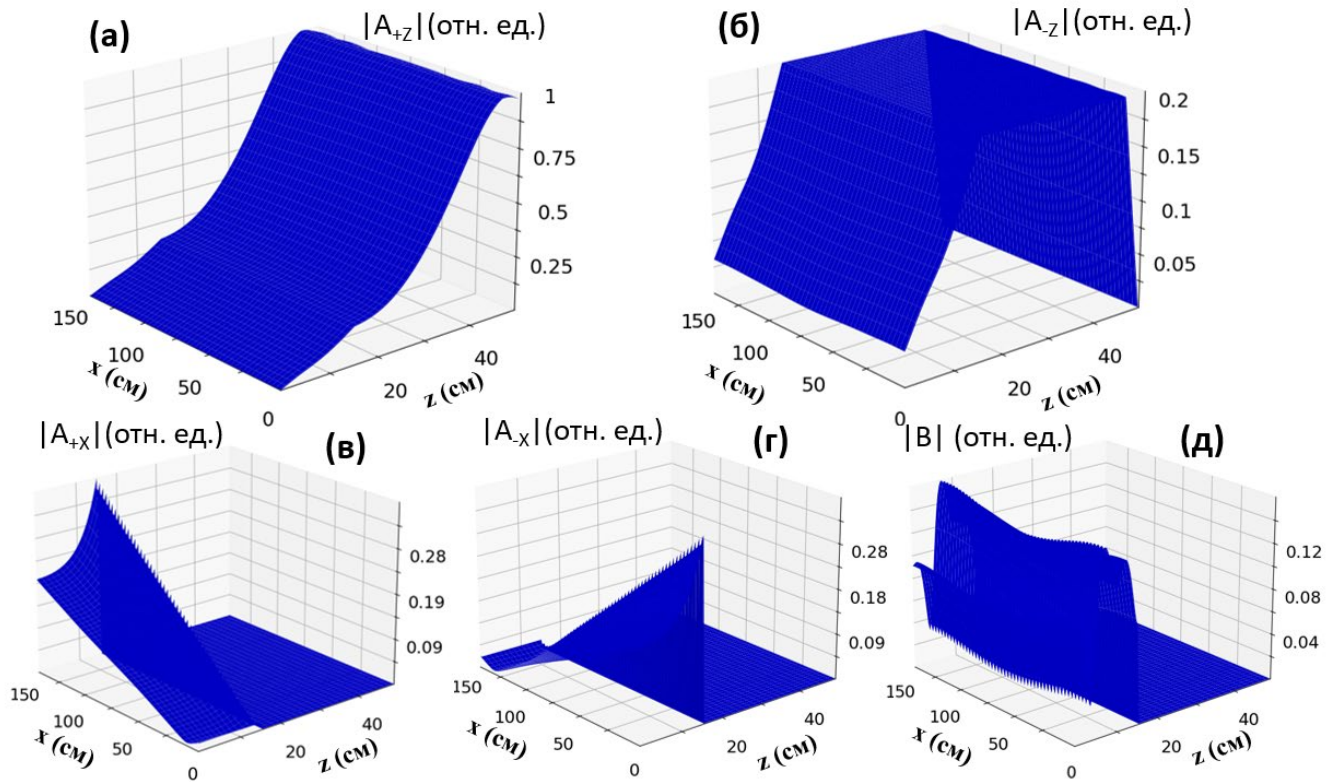


Рисунок 1.23 - Структуры полей парциальных волн в стационарном режиме генерации при оптимальных параметрах в МСЭ - генераторе с комбинированным резонатором на основе 3D и 1D брэгговских структур: (а) попутная волна A_{+z} , осуществляющая взаимодействие с электронным пучком, (б) встречная волна обратной связи A_{-z} , (в),(г) поперечно распространяющиеся волны «синхронизации» A_{-x} и A_{+x} и (д) квазикритическая волна B .

Исследование эффективности работы МСЭ-генератора с комбинированным двухзеркальным резонатором в зависимости от расстройки ондуляторного синхронизма показывает (рисунок 1.25), что максимальный электронный КПД до 25% достигается при $\Delta_u \approx -1.5$, однако при этом время установления автоколебаний превышает 150 - 200 нс. Таким образом, оптимальным представляется

область расстроек $\Delta_u \approx -1.0$, в которой реализуется КПД на уровне 20%, а время установления составляет $\sim 30 - 50$ нс (данный случай приведен на рисунке 1.22). Анализ траекторий частиц в фазовом пространстве показывает (см. рисунок 1.26), что данной области параметров имеет место наиболее эффективная группировка частиц. Следует также отметить, что в МСЭ с комбинированным двухзеркальным резонатором, в отличие от МСЭ на основе односекционного 3D брэгговского резонатора, при положительных значениях Δ_u не наблюдается возбуждение более высоких мод, что позволяет говорить о более устойчивом возбуждении рабочей моды генератора.

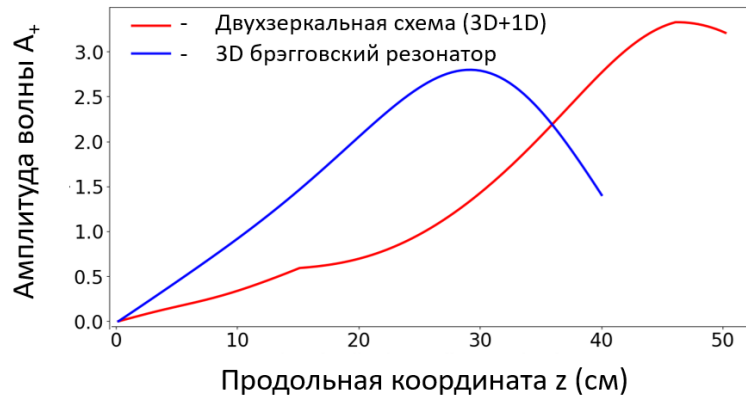


Рисунок 1.24 - Сравнение продольных структур взаимодействующей с ленточным РЭП парциальной волны A_{+z} , реализуемой в МСЭ с односекционным 3D брэгговским резонатором (синяя кривая) и МСЭ с комбинированным резонатором на основе 3D и 1D брэгговских структур (красная кривая).

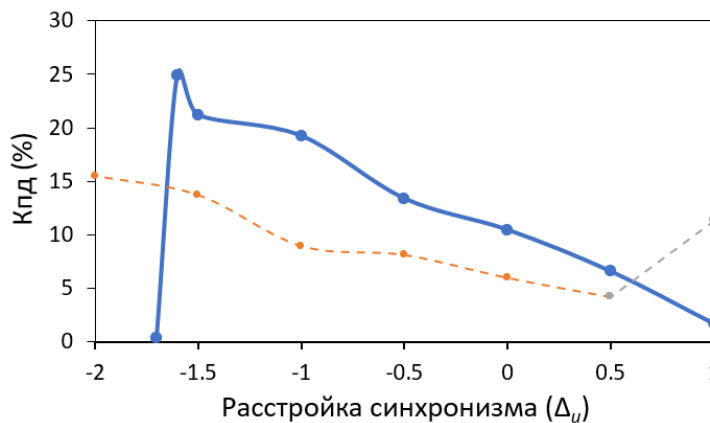


Рисунок 1.25 - Зависимость электронного КПД в стационарном режиме генерации от величины расстройки ондуляторного синхронизма Δ_u в МСЭ с комбинированным двухзеркальным резонатором (кривая синего цвета) и МСЭ с односекционным 3D брэгговским резонатором (оранжевым цветом показана зона возбуждения основной моды, серым - более высоких мод).

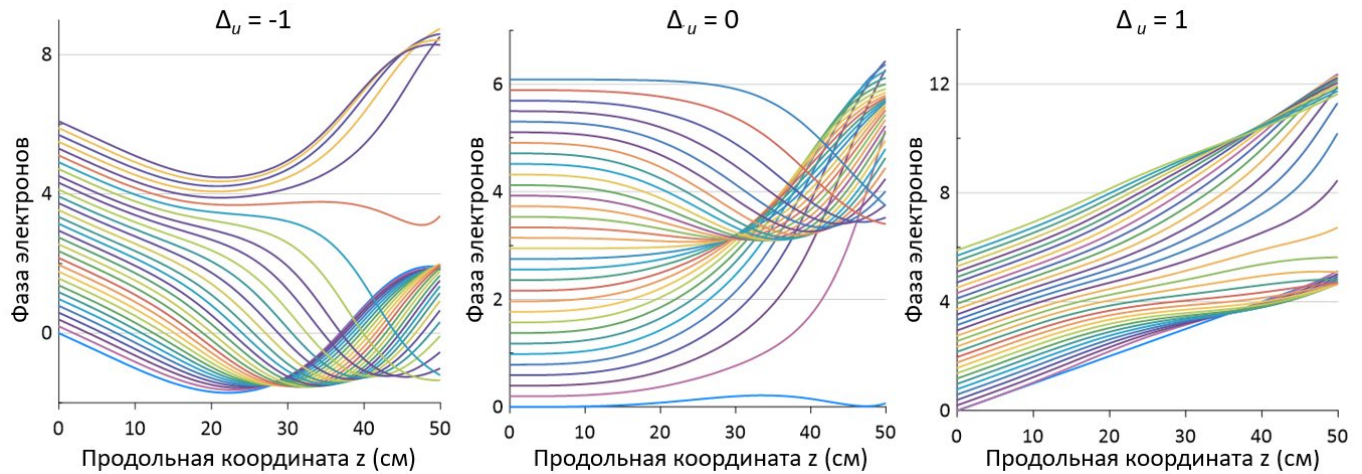


Рисунок 1.26 - Зависимость текущих фаз электронов θ от продольной координаты z при различной величине расстройки ондуляторного синхронизма Δ_u в стационарном режиме генерации в МСЭ в МСЭ с комбинированным двухзеркальным резонатором на основе 3D и 1D брэгговских структур.

1.4. Проект мультигигаватного МСЭ на базе ускорителя «У-2»

Концепция мощных пространственно-развитых релятивистских мазеров развивается на протяжении ряда лет в сотрудничестве ИПФ РАН (Нижний Новгород) и ИЯФ СО РАН (Новосибирск). Основной идеей этой концепции является переход к ленточной конфигурации сильноточных РЭП и планарной геометрии пространства взаимодействия, что позволяет обеспечить повышение интегральной мощности выходного излучения за счет увеличения одного из поперечных размеров генератора при сохранении значений плотностей тока и электромагнитных потоков. Экспериментальной базой развиваемой концепции служат ленточные РЭП, реализованные на различных ускорительных комплексах в ИЯФ СО РАН [120, 121]:

- пучок для моделирующих экспериментов 1 МэВ / 5 кА / 3 мкс с поперечным сечением 0.3 см × 20 см и энергозапасом ~ 10 кДж, формируемый ускорителем «У-3» на установке «ЭЛМИ» и
- полномасштабный пучок 1 МэВ / 140 кА / 7 мкс с поперечным сечением до 1 см × 140 см и энергозапасом до 0.5 МДж, формируемый ускорителем «У-2».

В ходе проведенных исследований на основе ускорителя «У-3» установки «ЭЛМИ» был создан МСЭ - генератор, работающий в W-диапазоне частот, в котором при поперечном размере системы $2.5\lambda \times 50\lambda$ продемонстрирован устойчивый узкополосный режим генерации с выходной мощностью на уровне ~ 100 МВт [80, 81], рекордной для данного класса генераторов. Синхронизация

излучения пространственно-развитых ленточных РЭП в этом МСЭ-генераторе достигалась с помощью 2D брэгговских структур, которые реализуют механизм двумерной РОС и позволяют осуществить развитие системы вдоль «широкой» (направленной параллельно пластинам планарной системы) поперечной координаты.

Для кардинального увеличения мощности МСЭ привлекательно использование полномасштабного ленточного РЭП, формируемого ускорителем «У-2». Однако величина зазора планарной системы, необходимая для транспортировки этого пучка через пространство взаимодействия МСЭ (с учетом амплитуды его баунс-колебаний в ондуляторе), составляет $\sim 3 - 4$ см, т.е. около 10λ в указанном диапазоне частот. Как уже обсуждалось выше, в этих условиях использование брэгговских структур, реализующих двумерную РОС, становится не эффективно, т.к. они теряют свои селективные свойства при увеличении размера по второй, «узкой» поперечной координате (направленной вдоль зазора планарной системы).

Для решения указанной проблемы в работе был предложен новый тип брэгговских структур - так называемые 3D брэгговские структуры [A1], проведено исследование электродинамических свойств (Раздел 1.1) и динамики МСЭ-генераторов на их основе (Разделы 1.2 и 1.3). В данном Разделе обсуждаются конструктивные элементы сверхмощного МСЭ - генератора с трехмерной обратной связью, проведена оценка параметров и возможность его реализации на базе ускорителя «У-2».

1.4.1. Электронно-оптическая система формирования электронного пучка

Разрабатываемый МСЭ [A13 - A14] основан на взрывоэмиссионном ускорительном комплексе «У-2», способном формировать РЭП с энергией до 1 МэВ, линейной плотностью тока около 1 кА/см и длительностью импульса ~ 7 мкс. Для проведения первых экспериментов по созданию сверхмощного МСЭ планируется использовать пучки с поперечным размером 1 см \times 90 см и полным током $\sim 70 - 90$ кА. Для транспортировки пучков внутри пространства взаимодействия предполагается использовать вакуумный канал, представляющему собой планарный волновод шириной $l_x \approx 100$ см и величиной зазора $a_0 \approx 3 - 3.5$ см. Фокусировка РЭП в условиях экспериментов на «У-2» осуществляется ведущим магнитным полем $\sim 1 - 1.5$ Тл.

Для формирования рабочего электронного пучка в МСЭ был сконструирован импульсный ондулятор планарной геометрии с периодом $d_u = 4$ см и амплитудой поперечного поля до $B_u \approx 0.15$ Тл. Ондулятор с аналогичными параметрами использовался в предшествующих экспериментах на ускорителе «У-3». Однако в условиях экспериментов, планируемых на комплексе

«У-2», для установки вакуумного канала с вышеуказанными размерами зазор ондулятора должен быть увеличен как минимум до $a_u \approx 4$ см. Очевидно, что это значительно увеличивает поперечную неоднородность ондуляторного поля, и процесс формирования РЭП в таких условиях требует дополнительного анализа.

Моделирование проводилось с использованием коммерческого программного обеспечения CST Studio Suite, параметры РЭП соответствовали условиям планируемых экспериментов на установке «У-2». Для накачки баунс-колебаний с частотой Ω_b в интенсивном магнитонаправленном ленточном РЭП, запитываемом разрабатываемый МСЭ, спроектирована входная секция ондулятора длиной $l_{in} \approx 20$ см (т.е. $\sim 5d_u$), обеспечивающая адиабатически плавное нарастание (включение) поперечного поля на входе в пространство взаимодействия (аналогично предшествующим экспериментам [80, 81]). Для работы МСЭ выбран режим «сильного» ведущего поля таким образом, чтобы соответствующая циклотронная частота $\omega_H = \omega_{H0}/\gamma_0$ была удалена от области резонанса с баунс-колебаниями пучка, т.е. $\omega_H > \Omega_b$. Такие режимы обладают малой чувствительностью к начальному разбросу параметров РЭП и обеспечивают качественное формирование рабочих баунс-колебаний во входной секции ондулятора [62, 116 - 118]. В условиях планируемых экспериментов этот режим реализуется при ведущем поле $B_0 \geq 1.2 - 1.5$ Тл. В этом случае расчетная длина входной профилированной секции (т.е. используемая адиабатичность) достаточна для формирования винтового РЭП с параметрами, приемлемыми для запитки МСЭ.

Результаты проведенного анализа подтверждает моделирование процесса формирования рабочего винтового электронного пучка в разработанном ондуляторе. Следует отметить, что для пространственно-развитого планарного РЭП вблизи центра по «широкой» поперечной координате x (в принятых обозначениях) условия формирования для всех фракций практически идентичны. Поэтому, чтобы сократить время компьютерных вычислений, поперечный размер пучка по координате x был уменьшен до 20 см при сохранении толщины пучка и размера системы вдоль зазора, что определяет получаемый разброс скоростей из-за различия в положении в условиях существенной неоднородности поля ондулятора по координате y .

Согласно проведенным расчетам, в условиях планируемых экспериментов в разработанном ондуляторе электроны пучка приобретают эффективную раскачку колебаний на рабочей баунс-частоте Ω_b с поперечной скоростью $\beta_{\perp} = v_{\perp}/c \approx 0.25 - 0.3$ (рисунок 1.27). При этом амплитуда «паразитных» колебаний на циклотронной частоте ω_H , приобретаемых электронами в процессе раскачки в ондуляторе, не превышает 2 - 3% от амплитуды рабочих баунс-колебаний во всем

расчетном диапазоне магнитных полей B_u и B_0 . В результате, использование данных пучков позволяет обеспечить высокую эффективность электронно-волнового взаимодействия в разрабатываемом МСЭ-генераторе.

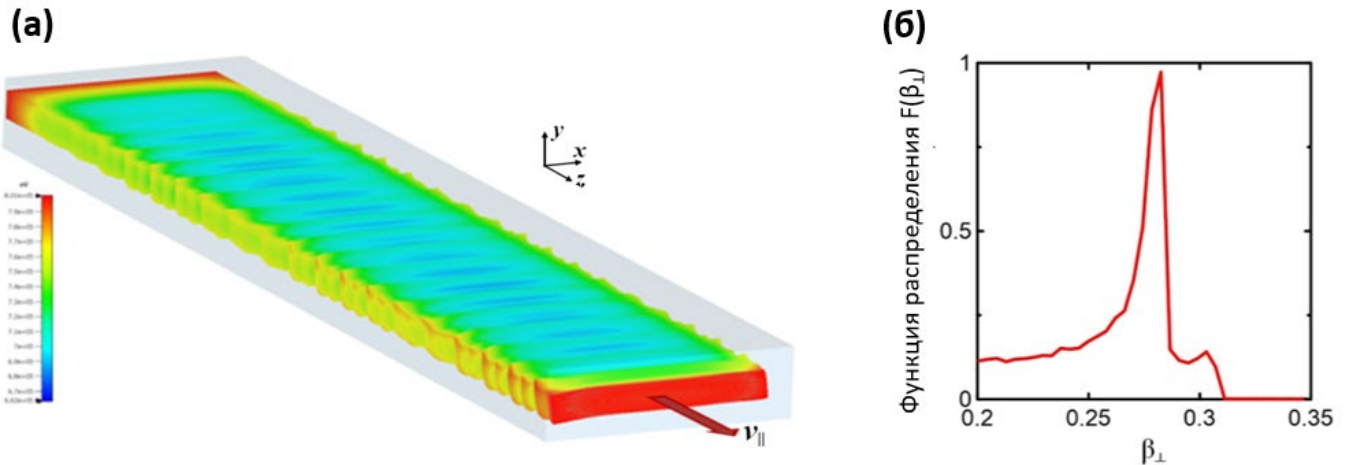


Рисунок 1.27 - Результаты CST-моделирования процесса формирования ленточного электронного пучка в спроектированном планарном ондуляторе в условиях планируемых экспериментов на ускорительном комплексе «У-2»: (а) траектории частиц и (б) функция их распределения по поперечным скоростям внутри пространства взаимодействия ($E_{\text{beam}} = 1$ МэВ, $I_{\text{beam}} = 1$ кА/см, $B_u = 0.15$ Т, $B_0 = 1.5$ Т, поперечное сечение пучка на входе ондулятора $1 \text{ см} \times 20 \text{ см}$).

1.4.2. Высокоселективная электродинамическая система, основанная на 3D брэгговской структуре

Для использования в качестве электродинамической системы МСЭ - генератора был разработан 3D брэгговский резонатор с шириной $l_x \approx 100$ см (что соответствует $\sim 250\lambda$ в обсуждаемом диапазоне частот) и расстоянием между пластинами $a_0 \approx 3.2$ см (т.е. около 8λ), что позволяет обеспечить прохождение электронного пучка без потерь тока в планируемых экспериментах. Оптимальная длина структуры была определена в рамках моделирования динамики МСЭ, описанного в Разделе 1.2.б, и составила $l_z \approx 15$ см (т.е. $\sim 40\lambda$) для дальнейшего использования в качестве селективного отражателя в комбинированном двухзеркальном резонаторе. Структура была рассчитана на работу на частоте около 75 ГГц, период гофрировки составил $d_{3D} \approx 4$ мм с глубиной соответствующих компонент гофрировки $a_{3D,1} \approx 0.07$ мм и $a_{3D,2} \approx 0.2$ мм. Расчетный цикл обратной связи на данной гофрировке формируется четырьмя бегущими волнами $A_{\pm z; \pm x}$ ТЕМ - типа и квазикритической волны B принадлежащей к TM_p - типу с поперечным индексом $p = 16$.

Для подтверждения высоких селективных свойств разрабатываемого резонатора было проведено полное трехмерное моделирование с использованием программы CST Microwave Studio. Методика моделирования аналогична описанной в Разделе 1.1.в, результаты моделирования представлены на рисунках 1.28 и 1.29.

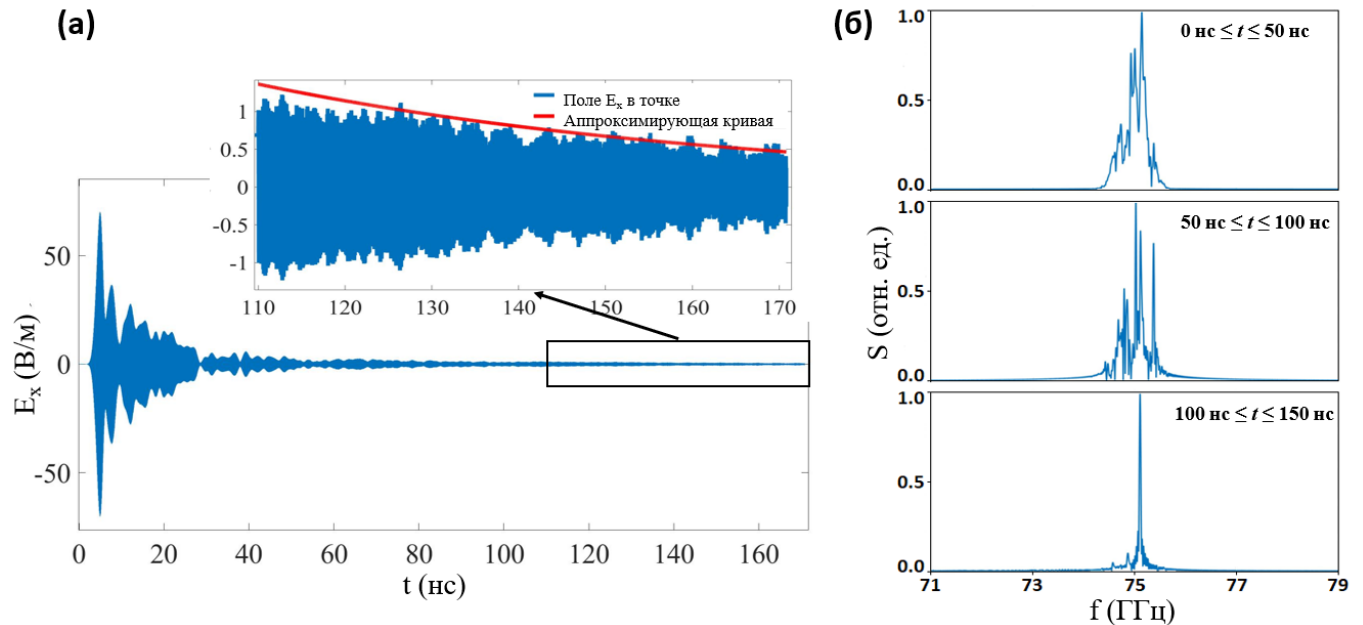


Рисунок 1.28 - Результаты CST-моделирования 3D брэгговской структуры, разработанной для проекта МСЭ - генератора на базе ускорителя «У-2»: (а) эволюция ВЧ - поля (E_x компонента) в резонаторе (на вставке показана аппроксимация экспоненциальной функцией на конечной стадии эволюции), (б) спектры ВЧ - поля на различных стадиях его эволюции.

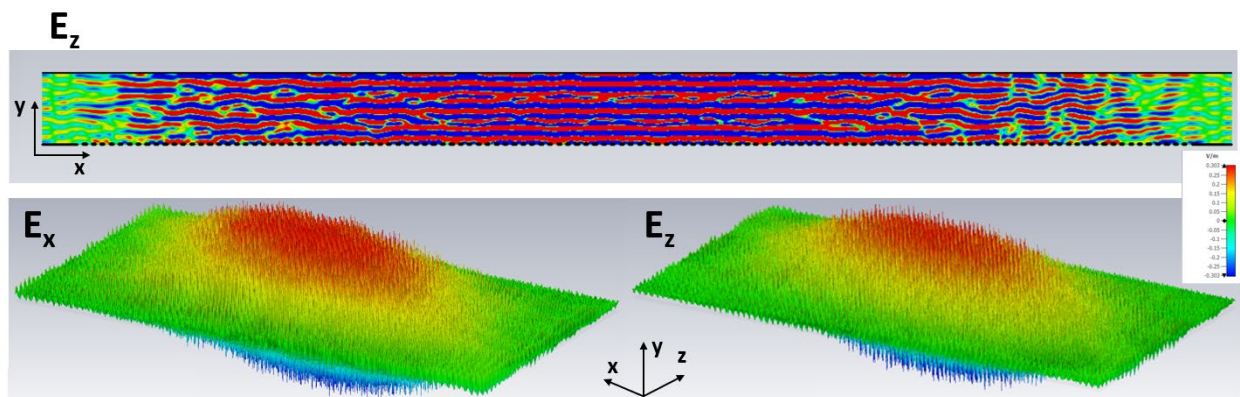


Рисунок 1.29 - Результаты CST-моделирования 3D брэгговской структуры, разработанной для проекта МСЭ - генератора на базе ускорителя «У-2»: пространственная структура ВЧ - поля в резонаторе на финальной стадии эволюции.

Моделирование показывает, что при проектных параметрах на заключительном этапе в структуре выделяется основная мода с наибольшей добротностью, расположенная в центре зоны брэгговского рассеяния (см. рисунок 1.28б). Оценка добротности этой моды по декременту затухания экспоненциальной аппроксимирующей функции составляет $Q \sim 4000$ (см. рисунок 1.28а), что значительно меньше расчетной омической добротности. Пространственное распределение ВЧ - поля в разработанной 3D брэгговской структуре на заключительной стадии эволюции показано на рисунке 1.29 и подтверждает установление рабочей волны, образованной связью парциальных волновых потоков в виде четырех бегущих волн ТЕМ-типа и квазикритической волны TM_{16} - типа.

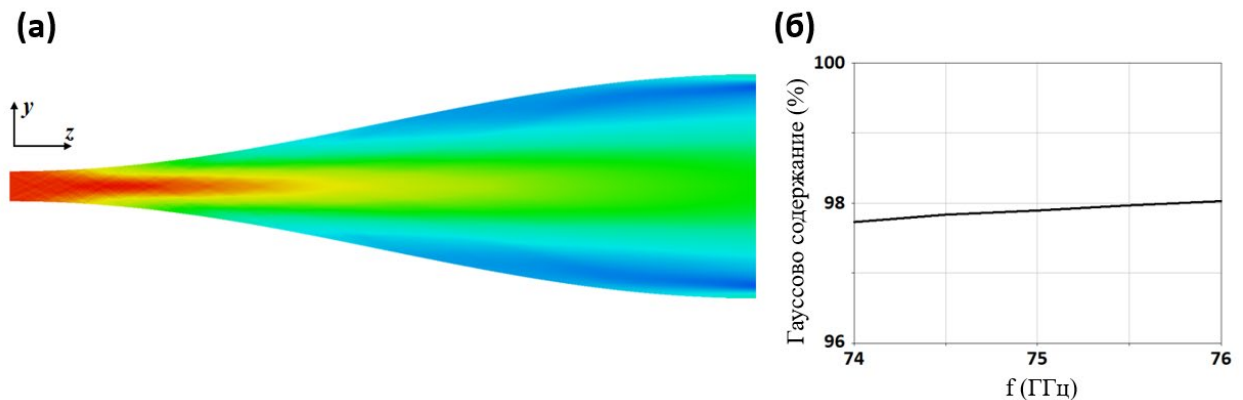


Рисунок 1.30 - Схема профилированного планарного рупора для вывода излучения в проекте МСЭ-генератора, разрабатываемого на базе ускорителе «У-2», и результаты его CST-моделирования: (а) мгновенное распределение электрического поля в плоскости $y - z$ и (б) гауссово содержание в выходном волновом пучке в зависимости от частоты.

1.4.3. Система вывода излучения из МСЭ-генератора

Для эффективного вывода излучения из МСЭ - генератора с возможностью его дальнейшей транспортировки и использования в актуальных приложениях разработан профилированный планарный рупор. Этот рупор должен обеспечивать преобразование излучения, выходящего из пространства взаимодействия МСЭ в виде волны ТЕМ - типа, в волновой пучок гауссова типа в диапазоне рабочих частот около 75 ГГц. Спроектированный рупор имеет плавный квазисинусоидальный профиль и обеспечивает увеличение поперечного размера по координате y с 3.2 см до 25 см на длине около 100 см. Использованный профиль волновода позволяет добиться низкого искажения распределения выходной ТЕМ - волны и уменьшить ее преобразование в

высокие волноводные моды. В то же время, в условиях большой сверхразмерности в разрабатываемом проекте предложенный рупор обеспечивает эффективное преобразование выходной волны в волны, распространяющиеся под небольшим углом к продольному направлению z , и, таким образом, ее эффективное преобразование в гауссов волновой пучок с отражением ниже -30 дБ. Результаты моделирования предложенной системы вывода показаны на рисунке 1.30 и демонстрируют возможность преобразования выходного волнового пучка ТЕМ-типа в волновой пучок, имеющий гауссово содержание около 98%, в полосе частот 75 ± 1 ГГц.

1.4.4. Моделирование электронно-волнового взаимодействия

Для проекта МСЭ на базе ускорителя «У-2» было проведено дополнительное моделирование электронно-волнового взаимодействия в разработанной электродинамической системе, основу которой составляет комбинированный резонатор на основе 3D и 1D брэгговских зеркал. Целью моделирования была оптимизация геометрии генератора с целью увеличения выходной мощности и стабильности рабочего одномодового режима генерации.

Для обеспечения транспортировки ленточного РЭП, формируемого ускорителем «У-2» с поперечным сечением 1 см \times 90 см, предполагается использовать электродинамическую систему с поперечным размером 3.2 см \times 100 см. На входе (катодном конце) двухзеркального резонатора должна быть установлена 3D брэгговская структура, описанная выше в Разделе 1.4.б. В качестве выходного рефлектора (установленного на коллекторном конце резонатора) разработана «традиционная» 1D брэгговская структура с периодом $d_{1D} \approx 2$ мм и амплитудой гофрировки $a_{1D} \approx 0.3$ мм, обеспечивающая связь и взаимное рассеяние двух встречно распространяющихся волн ТЕМ - типа. Общая длина резонатора, при которой достигается оптимальный режим генерации, составляет около 60 см при соответствующей длине секций $l_{3D} \approx 15$ см, $l_0 \approx 40$ см и $l_{1D} \approx 5$ см.

Результаты моделирования МСЭ - генератора на базе ускорителя «У-2» представлены на рисунке 1.31. Моделирование показывает, что использование брэгговской структуры нового типа, реализующей механизм трехмерной обратной связи, позволяет при оптимальных параметрах обеспечить реализацию стабильного одночастотного режима генерации в рассматриваемых условиях значительной сверхразмерности по обеим поперечным координатам. Как и в реализациях, рассмотренных в разделах 2 и 3, частота излучения в стационарном режиме близка к брэгговской частоте ω_{3D} , что соответствует возбуждению основной моды 3D брэгговской структуры.

Пространственное распределение ВЧ - поля внутри этой структуры в режиме стационарной генерации также близко к распределению ее основной наиболее добротной моды.

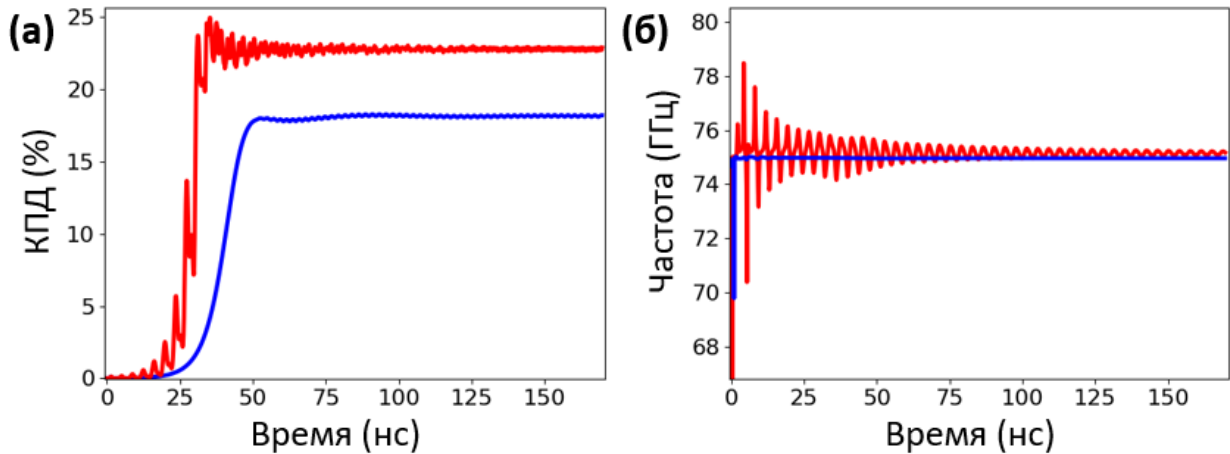


Рисунок 1.31 - Результаты моделирования планарного МСЭ с комбинированным двухзеркальным резонатором, разрабатываемого для экспериментальной реализации на базе ускорителя «У-2». Установление стационарного режима генерации при оптимальных расчетных параметрах: зависимости (а) электронного КПД и (б) «мгновенной» частоты излучения от времени (кривые красного цвета). Для сравнения показаны результаты моделирования МСЭ с односекционным 3D брэгговским резонатором (кривые синего цвета).

Согласно проведенному моделированию, при расчетных параметрах резонатора поперечное распределение волны A_{+z} слабо зависит от поперечной координаты x , обеспечивая высокую интегральную эффективность электронно-волнового взаимодействия. При этом в комбинированной двухзеркальной схеме оптимизация геометрии параметров (т.е. продольной структуры взаимодействующей с электронами волны A_{+z}) позволяет достичь электронный КПД на уровне 20 - 22% (для сравнения на рисунке 1.31 приведены результаты моделирования МСЭ с односекционным 3D брэгговским резонатором, оптимальная длина которого составляет $l_z \approx 55$ см). В результате, при интегральном токе пучка около 70 кА (линейная плотность тока ~ 0.8 кА/см) выходная мощность излучения, согласно расчетам, может достигать $\sim 10 - 15$ ГВт. При этом омические потери в генераторе не превышают 3% от излучаемой мощности.

Таким образом, в рамках проведенного анализа разработан проект сверхмощного МСЭ W-диапазона частот на базе ускорительного комплекса «У-2». Сконструированы компоненты электронно-оптической и электродинамической систем для реализации этого генератора. Согласно

проведенному моделированию, при проектных параметрах использование предложенного резонатора, реализующего механизм трехмерной РОС, позволяет обеспечить стабильную узкополосную генерацию в МСЭ при поперечных размерах, достигающих 8×250 длин волн. Указанные поперечные размеры превосходят известные аналоги как для релятивистских мазеров [3], так и для мощных гиротронов [9, 10]. При оптимальных параметрах электронный КПД может достигать более 20%, что при полном токе пучка обеспечивает достижение рекордного мультигигаваттного уровня выходной мощности. При микросекундной длительности энергосодержание в импульсах излучения может составлять $\sim 10^4 - 10^5$ Дж.

Глава 2. Черенковские мазеры на основе мультипериодических брэгговских структур

Релятивистские генераторы, основанные на черенковском механизме индуцированного излучения сильноточных электронных пучков, остаются в настоящее время наиболее мощными источниками импульсного излучения в сантиметровом и длинноволновой части миллиметрового диапазона длин волн [122 - 130, 84, 85]. Однако дальнейшее повышение их мощности, как и укорочение длины волны излучения неизбежно сопряжено с проблемой увеличения сверхразмерности пространства взаимодействия. Эффективным методом решения проблемы селекции мод в мощных черенковских генераторах является использование двумерной распределенной обратной связи (РОС) [131 - 135]. Механизм двумерной РОС в генераторах черенковского типа реализуется за счет использования двумерно-периодических замедляющих структур, которые в данном случае совмещают в себе свойства замедляющей системы, создающей условия эффективного взаимодействия с широким сильноточным прямолинейным РЭП, и высокодобротного резонатора, в котором (подобно МСЭ) происходит синхронизация излучения по «широкой» поперечной координате за счет возникновения поперечных волновых потоков. Одновременно, формируемые над двумерно-периодическими замедляющими структурами медленные поверхностные волны задают структуру поля по нормали к плоскости замедляющей системы, обеспечивая тем самым заданную пространственную структуру по этой координате фактически при произвольной сверхразмерности волновода.

Перспективной разновидностью черенковских мазеров с точки зрения продвижения в коротковолновые диапазоны являются генераторы поверхностной волны (ГПВ), основанные на резонансном взаимодействии прямолинейных РЭП с замедленной основной гармоникой ВЧ - поля в режиме так называемого π - вида (см. рисунок 2.1). Это обеспечивает возможность увеличения их сверхразмерности и, в итоге, выходной мощности по сравнению с другими типами черенковских приборов: ЛОВ и ЛБВ, реализованные поперечные размеры которых не превосходят 2 - 3 длины волны излучения λ [122 - 130]. Согласно проведенным теоретическим и экспериментальным исследованиям использование в ГПВ двумерных (двумерно-периодических) замедляющих структур, реализующих механизм двумерной РОС, позволяет обеспечить реализацию одномодового режима генерации при поперечных размерах, составляющих до десятков и сотен длин волн, и, в результате, осуществить продвижение в суб-ТГц/ТГц диапазон при суб-ГВт уровне мощности выходного излучения [91, 92].

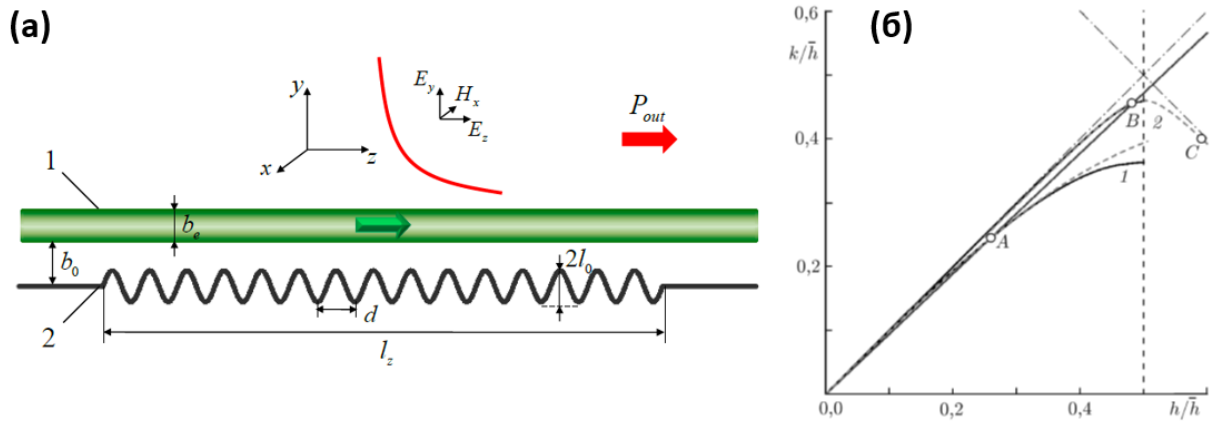


Рисунок 2.1. - (а) Схема генератора поверхностной волны: «1» - релятивистский электронный пучок, «2» - замедляющая система в виде секции гофрированного волновода. (б) Дисперсионные кривые, иллюстрирующие процесс электронно-волнового взаимодействия в релятивистских генераторах черенковского типа: «А» - режим лампы бегущей волны, «В» - режим генератора поверхностной волны (работа вблизи π -вида), «С» - режим лампы обратной волны.

Однако структура поля прижатой к поверхности замедленной волны затрудняет вывод генерируемого излучения в ГПВ как в случае одномерной (1D), так и двумерной (2D) замедляющих систем. В работе предложены модификации 1D и 2D электродинамических систем подобных генераторов планарной геометрии, которые позволяют реализовать вывод излучения в поперечном направлении по отношению к плоскости движения ленточного РЭП. Аналогичный метод поперечного вывода излучения был ранее применен в полупроводниковых РОС - лазерах [70, 136]. Для реализации данного механизма предлагается использовать дополнительную гармонику гофрировки в замедляющей системе, которая будет обеспечивать рассеяние волн, бегущих в плоскости гофрировки, в волновые потоки, распространяющиеся в поперечном направлении. Излучение, выводимое указанным способом, может иметь высокое гауссово содержание, т.е. может быть эффективно преобразовано и в дальнейшем использовано в рамках потенциальных приложений.

В данной главе проведен теоретический анализ релятивистских черенковских ГПВ на основе замедляющих структур нового типа. Расчеты и оптимизация параметров выполнены для проектов мощных планарных генераторов, которые разрабатываются в настоящее время в G и J - диапазонах (рабочая частота около 150 ГГц и 300 ГГц соответственно) в ИПФ РАН на базе сильноточного ускорителя «Синуки» 700 кВ / 1 - 2 кА / 15 нс, формирующего ленточные РЭП с

поперечным размером $l_x \approx 2$ см (что в указанных диапазонах соответствует параметру сверхразмерности $l_x/\lambda \sim 10 - 20$).

2.1. Электродинамические свойства замедляющей системы с мультипериодической 1D гофрировкой, позволяющей реализовать поперечный вывод энергии.

2.1.1. Модель и основные уравнения

Рассмотрим электродинамическую систему планарного генератора поверхностной волны (рисунок 2.2). Предположим, что на металлическую пластину, вдоль которой движется электронный пучок, нанесена неглубокая двоякопериодическая гофрировка вида [A15, A16]

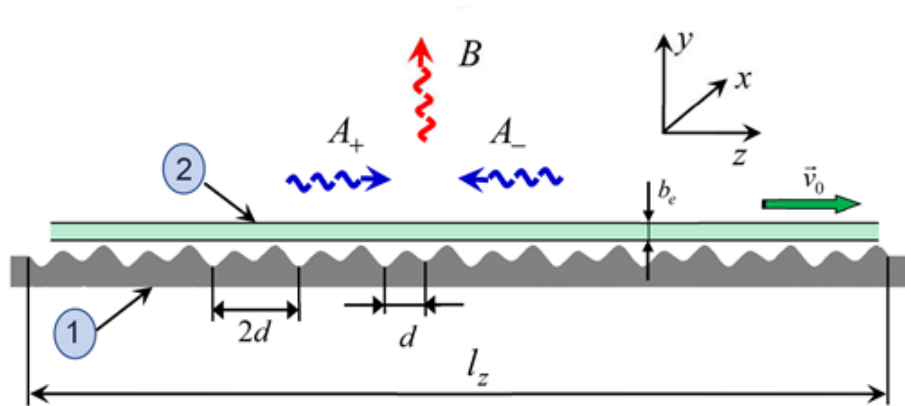


Рисунок 2.2 - (а) Схема ГПВ с поперечным выводом излучения: «1» - двоякопериодическая структура, обеспечивающая связь параксиальных волн A_{\pm} с поперечно-распространяющимся волновым потоком B , «2» - прямолинейный релятивистский электронный пучок.

$$b(z) = b_d \cos(\bar{h}z + \varphi) + b_{2d} \cos(\bar{h}z / 2), \quad (2.1)$$

где $\bar{h} = 2\pi / d$, d - период основной гофрировки, $b_{d,2d}$ - амплитуды основной и дополнительной гофрировок, соответственно, φ - разность фаз гофрировок. При выполнении условия брэгговского резонанса

$$\bar{h} \approx 2h_0 \quad (2.2)$$

на основной решетке с периодом d имеет место эффективная связь двух волн ТМ-типа, распространяющихся вдоль поверхности пластины во взаимно противоположных направлениях

$$E_y = H_x = \text{Re} \left(A_+(z, y, t) e^{-ih_0 z} + A_-(z, y, t) e^{ih_0 z} \right) e^{i\omega_0 t}, \quad (2.3.1)$$

$$E_z = \text{Re} \frac{i}{h_0} \left(\frac{\partial A_+}{\partial y} e^{-ih_0 z} + \frac{\partial A_-}{\partial y} e^{ih_0 z} \right) e^{i\omega_0 t}. \quad (2.3.1)$$

В (2.3) частота брэгговского резонанса $\omega_0 = c\bar{h}/2$ выбрана в качестве несущей, $h_0 = \omega_0/c$. Добавление дополнительной гофрировки с периодом $2d$ обеспечивает связь волн (2.3) с волновым потоком, распространяющимся перпендикулярно поверхности пластины

$$H_x = E_z = \text{Re} \left(B(z, t) e^{-ih_0 y} \right) e^{i\omega_0 t}. \quad (2.4)$$

В предположении малости амплитуд гармоник гофрировки в масштабе длины волны и их периодов (т.е. $b_{d,2d} \ll \lambda$, $b_{d,2d} \ll d$), используя метод виртуальных поверхностных токов [137, 138], может быть получена система параболических уравнений, описывающих связь и взаимное рассеяние волновых потоков (2.3), (2.4) на замедляющей структуре (2.1)

$$\frac{\partial A_+}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial A_+}{\partial t} + \frac{i}{2h_0} \frac{\partial^2 A_+}{\partial y^2} = \frac{ih_0}{2} \left(b_d A_-(y, z) e^{-i\varphi} + \frac{b_{2d}}{2} B(z) \right) \delta(y), \quad (2.5.1)$$

$$-\frac{\partial A_-}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial A_-}{\partial t} + \frac{i}{2h_0} \frac{\partial^2 A_-}{\partial y^2} = \frac{ih_0}{2} \left(b_d A_+(y, z) e^{i\varphi} + \frac{b_{2d}}{2} B(z) \right) \delta(y), \quad (2.5.2)$$

а также зависимость, связывающая уходящую от структуры волну B и параксиальные волновые пучки A_{\pm}

$$B(z, t) = i \frac{h_0 b_{2d}}{2} (A_+(y=0, z, t) + A_-(y=0, z, t)). \quad (2.6)$$

Из (2.5), (2.6) может быть получена следующая система уравнений

$$\frac{\partial A_+}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial A_+}{\partial t} + \frac{i}{2h_0} \frac{\partial^2 A_+}{\partial y^2} = (i\alpha e^{-i\varphi} A_- - \Gamma (A_+ + A_-)) \delta(y), \quad (2.7.1)$$

$$-\frac{\partial A_-}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial A_-}{\partial t} + \frac{i}{2h_0} \frac{\partial^2 A_-}{\partial y^2} = (i\alpha e^{i\varphi} A_+ - \Gamma (A_+ + A_-)) \delta(y), \quad (2.7.2)$$

где $\alpha = \frac{h_0 b_d}{2}$ - коэффициент связи параксиальных волн A_{\pm} , $\Gamma = \frac{h_0^2 b_{2d}^2}{8}$ - коэффициент связи этих волн

с поперечно-распространяющимся волновым потоком B , $\delta(y)$ - дельта функция.

Система уравнений (2.7) должна быть дополнена граничными условиями, соответствующими отсутствию волновых потоков, падающих на систему извне

$$A_+|_{z=0} = 0, \quad A_-|_{z=l_z} = 0, \quad (2.8.1-2.8.2)$$

где l_z - длина гофрированной области. В этом случае закон сохранения энергии в уравнениях (2.7) имеет вид

$$\frac{\partial W}{c \partial t} = P_+ + P_- + P_{\perp}, \quad (2.9)$$

где $W = \int_0^{l_z} \int_0^{\infty} (|A_+^2| + |A_-^2|) dy dz$ - энергия, запасенная в резонаторе, $P_+ = \int_0^{\infty} |A_+^2| \Big|_{z=l_z} dy$ - поток мощности, излучаемый в положительном и $P_- = \int_0^{\infty} |A_-^2| \Big|_{z=0} dy$ - отрицательном направлениях оси z , $P_{\perp} = 2\Gamma \int_0^{l_z} |A_+ + A_-|^2 \Big|_{y=0} dz$ - поток мощности в направлении, перпендикулярном поверхности.

При $\Gamma = 0$ гофрированная планарная структура образует брэгговский резонатор с набором высокодобротных собственных поверхностных волн с различной продольной структурой. При добавлении дополнительной гофрировки система сохраняет свои резонансные свойства, но появляются дополнительные потери энергии в поперечном направлении. При этом поперечный поток P_{\perp} является полезным, т.к. он используется для вывода энергии из ГПВ, а параксиальные потоки P_+ и P_- - «паразитными», т.к. они приводят к потерям излучаемой пучком энергии [A15].

2.2.2. Результаты моделирования

В рамках моделирования была исследована электродинамическая структура ГПВ, работающего в G - диапазоне (частота около 150 ГГц) [A16, A17]. Основной период гофрировки был выбран равным $d = 0.835$ мм, амплитуда $b_d = 0.15$ мм, что соответствует коэффициенту связи $\alpha = 0.28$, амплитуда дополнительной гофрировки варьировалась до $b_{2d} \leq 0.12$ мм ($\Gamma \leq 0.02$). Длина гофрированной области составляла $l_z = 40d = 35$ мм.

Моделирование проводилось на основе уравнений (2.7). Структура возбуждалась начальным электромагнитным импульсом. При этом на конечной стадии эволюции наблюдалось затухание начальных возмущений и выделение наиболее добротной моды исследуемой замедляющей структуры. На рисунках 2.3а,б представлены пространственные профили парциальных волновых потоков A_+ и A_- , волны имеют одну вариацию по оси z и экспоненциально спадают по оси y . Структура поперечной компоненты вектора Пойнтинга имеет высокое гауссово содержание (рисунок 2.3с), что позволяет осуществить эффективный вывод излучения из генератора и его дальнейшую транспортировку.

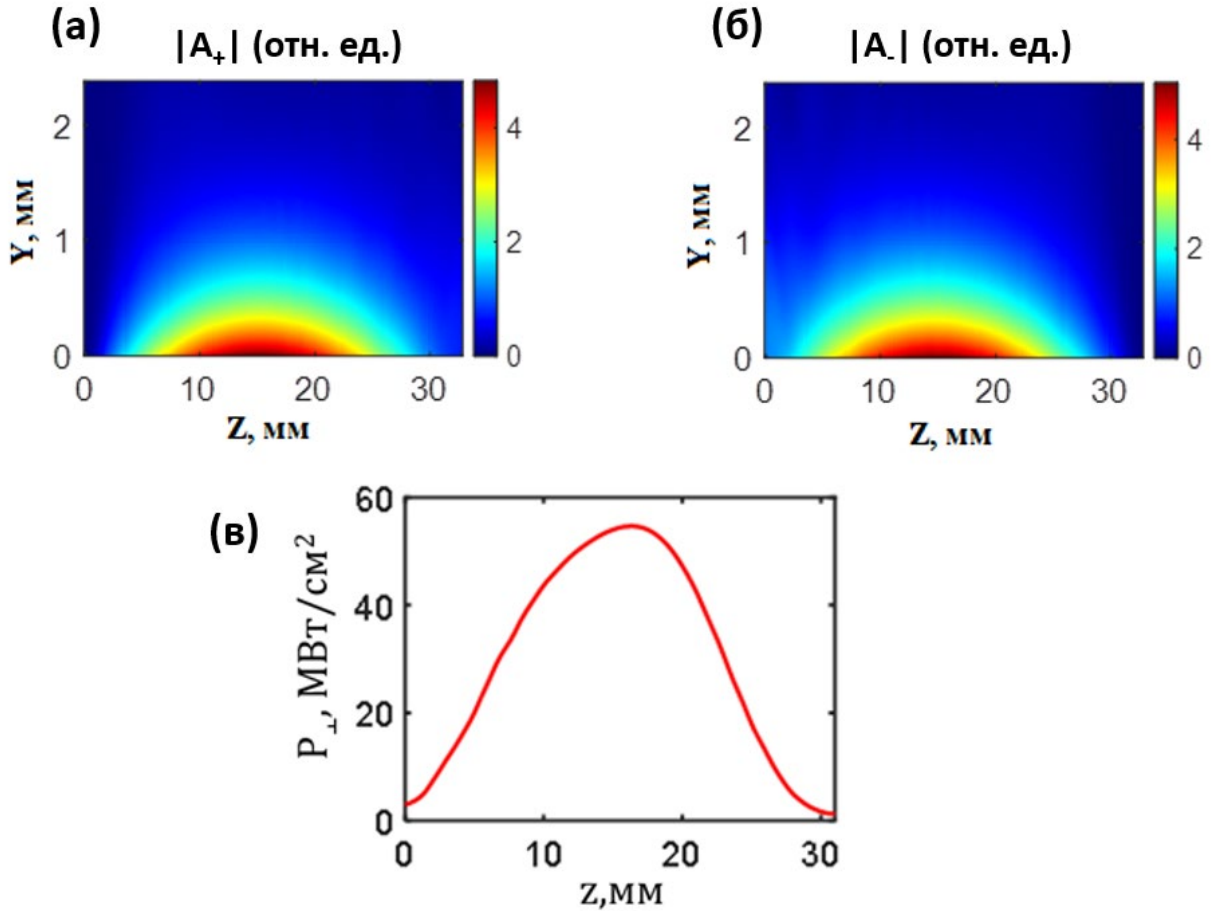


Рисунок 2.3. - Результаты моделирования двоякопериодической замедляющей структуры для генератора поверхностной волны G - диапазона в рамках развитой квазиоптической модели: (а),(б) пространственные структуры парциальных волновых потоков A_+ и A_- , соответственно; (в) распределение поперечно-распространяющейся компоненты вектора Пойнтинга P_{\perp} .

Для нахождения оптимальных параметров структуры были проведены расчеты при различных значениях разности фаз φ и глубины дополнительной гофрировки b_{2d} . Моделирование показало, что увеличение глубины дополнительной гофрировки приводит к снижению добротности основной моды, а отношение поперечного потока мощности к продольному $P_{\perp} / P_{\parallel}$ ($P_{\parallel} = P_+ + P_-$) растет (см. рисунок 2.4). При относительно небольших глубинах дополнительной гофрировки b_{2d} , при которых $\Gamma \leq 0.03$, максимальное отношение потоков достигается при $\varphi_{\text{opt}} \approx \pi$. При такой разности фаз максимумы и минимумы дополнительной гофрировки попадают в минимумы основной гофрировки, где амплитуда магнитного поля B_x максимальна, таким образом, максимизируется рассеяние в поперечном направлении. При этом добротность основной моды

снижается до $Q \approx 50$, а отношение мощности, излучаемой в поперечном направлении, к продольной может превышать 10.

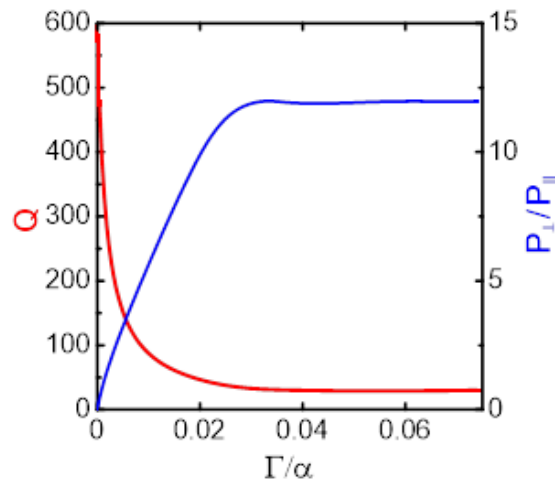


Рисунок 2.4 - Результаты моделирования двоякопериодической замедляющей структуры для генератора поверхностной волны G - диапазона в рамках развитой квазиоптической модели: зависимость добротности основной моды Q и отношения поперечного потока мощности к продольным P_{\perp}/P_{\parallel} от параметра рассеяния Γ/α .

Для подтверждения результатов аналитического рассмотрения было проведено трехмерное моделирование электродинамических характеристик исследуемых структур на основе коммерческого пакета программ CST Microwave Studio. В CST - моделировании также использовался нестационарный подход, основанный на возбуждении системы коротким начальным импульсом. Данная методика является эффективной для нахождения высокодобротных собственных мод различных типов в электродинамических системах. Моделирование проводилось в рамках двумерной модели, соответствующей бесконечной планарной структуре по поперечной координате x . По продольной координате z и поперечной координате y на некотором удалении от гофрированной пластины были установлены безотражательные граничные условия, соответствующие свободному вытеканию излучения в пространство. Система возбуждалась точечным диполем, расположенным на расстоянии $\sim \lambda/2$ от гофрированной поверхности. Диполь формировал короткий электромагнитный импульс, имеющий гауссову форму и высокочастотное заполнение. Длительность импульса составляла $\Delta t = 1/\Delta f \approx 0.1$ нс, что соответствовало спектральной ширине $\Delta\omega/\omega_0 \approx 0.07$.

Проведенное моделирование показывает, что на конечной стадии эволюции в структуре селективно выделяется основная наиболее добротная мода (см. рисунок 2.5). Амплитуда этой моды экспоненциально затухает, и по декременту затухания может быть оценена ее добротность Q :

$$Q = \pi f \tau, \quad (2.10)$$

где f - частота моды, τ - время, за которое ее амплитуда спадает в e раз. Потоки мощности в поперечном и продольном направлениях были рассчитаны путем интегрирования поля по пространственным координатам на экспоненциальной стадии затухания начальных возмущений и усреднения по высокочастотному периоду.

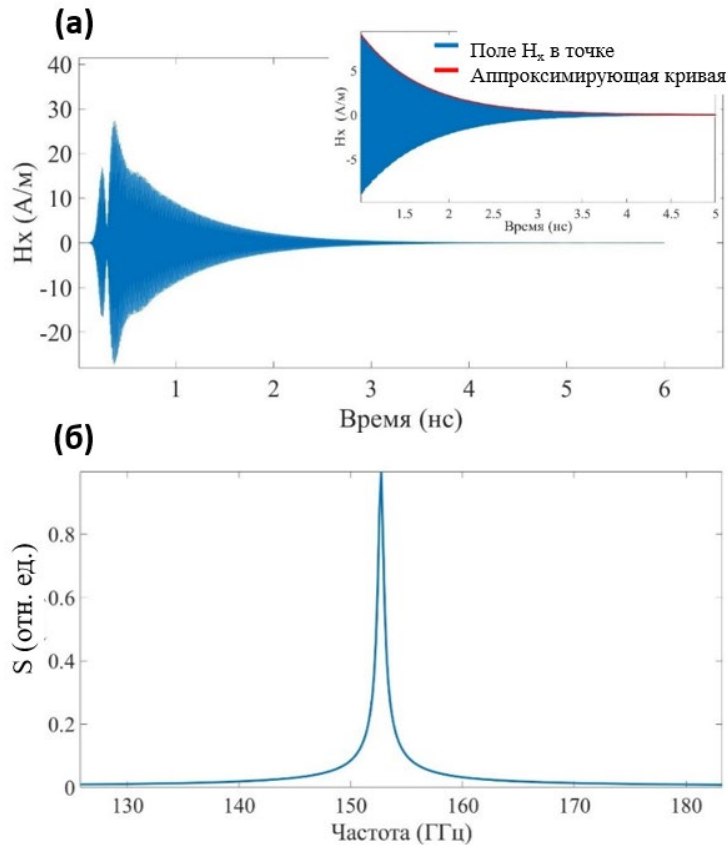


Рисунок 2.5 - Результаты CST - моделирования двоякопериодической замедляющей структуры для генератора поверхностной волны G - диапазона: **(а)** эволюция поля на поверхности структуры (на вставке показана финальная стадия затухания начальных возмущений), **(б)** спектральная интенсивность на интервале времени $t \geq 1.3$ нс.

В рамках CST - моделирования был также проведен анализ оптимальных геометрических параметров структуры: соотношения глубин основной и дополнительной гофрировки и разности их фаз. Результаты моделирования демонстрируют хорошее соответствие с результатами анализа в рамках квазиоптического приближения метода связанных волн, представленными выше (рисунок 2.4). В частности, CST - моделирование подтверждает, что при оптимальных параметрах соотношение потоков $P_{\perp} / P_{\parallel}$ может достигать 10.

На рисунке 2.6а,б представлены мгновенные структуры вектора Пойнтинга и поперечной компоненты магнитного поля H_x для структуры с параметрами, оптимизированными в рамках проведенного CST - моделирования: $b_d = 0.15$ мм, $b_{2d} = 0.04$ мм ($\Gamma / \alpha \approx 0.01$), $\varphi = \varphi_{opt} \approx \pi$ в момент времени $t = 1.5$ нс, когда имеет место выделение наиболее добротной моды (рисунок 2.5). Видно, что распространяющаяся перпендикулярно гофрированной поверхности волна, уходящая в направлении y , имеет одну вариацию поля по оси z и узконаправленный пространственный спектр (см. рисунок 2.6в). При указанных параметрах отношение потоков составляет $P_{\perp} / P_{\parallel} \approx 10$, а добротность основной моды $Q \approx 50$, что хорошо согласуется с результатами аналитической теории.

Таким образом, в рамках развитого квазиоптического приближения метода связанных волн исследованы электродинамические свойства замедляющей системы планарного генератора поверхностной волны с гофрировкой, представляющей собой суперпозицию гармоник с двумя кратными периодами. Определены оптимальные параметры, при которых на гофрировке данного типа в условиях брэгговского резонанса связываются три парциальных волновых потока, два из которых распространяются в продольном и встречном (по отношению к движению электронного пучка) направлениях, а третья - по нормали к поверхности замедляющей структуры. Последняя, в сравнении с «традиционными» замедляющими системами для рассматриваемого класса генераторов, позволяет обеспечить эффективный поперечный (по отношению к поверхности структуры и к плоскости ленточного РЭП) вывод излучения с высоким гауссовым содержанием. На основе проведенного моделирования в рамках развитой квазиоптической теории и с использованием коммерческого кода CST Microwave Studio продемонстрирована работоспособность предложенной электродинамической системы в суб-ТГц диапазоне частот с целью дальнейшего использования в макетах планарных генераторов поверхностной волны, разрабатываемых в ИПФ РАН.

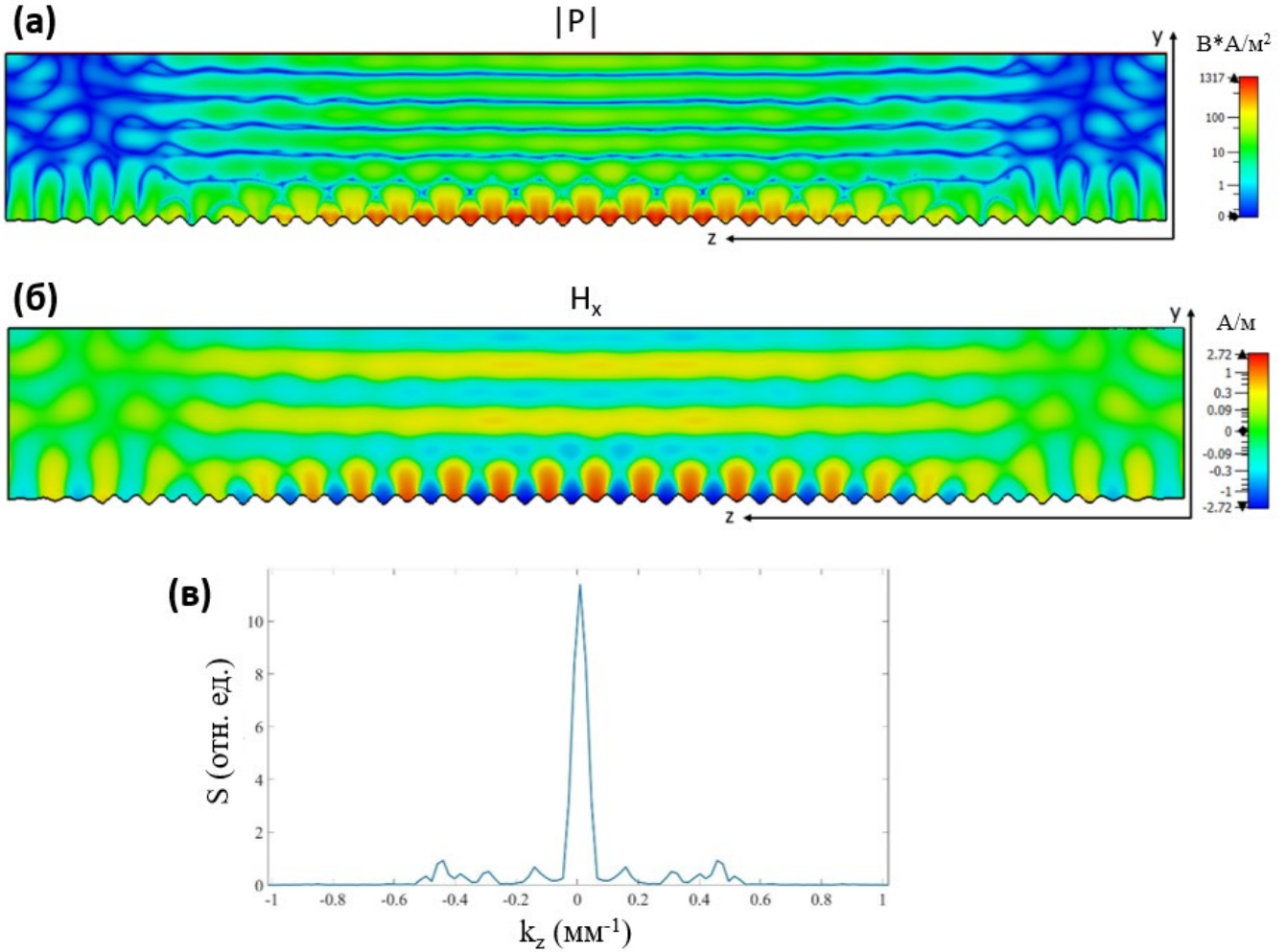


Рисунок 2.6 - Результаты CST - моделирования двоякопериодической замедляющей структуры для генератора поверхностной волны G - диапазона: **(а)**, **(б)** мгновенные структуры модуля вектора Пойнтинга $|P|$ и поперечной компоненты магнитного поля H_x на экспоненциальной стадии затухания начальных возмущений, **(в)** пространственный спектр волны, уходящей от структуры в поперечном y - направлении.

2.2. Динамика генераторов поверхностной волны на основе двоякопериодических 1D замедляющих структур, обеспечивающих поперечный вывод энергии.

В данном разделе проведен анализ электронно-волнового взаимодействия в генераторах поверхностной волны на основе предложенной схемы замедляющей структуры с двоякопериодической брэгговской гофрировкой 1D - типа, обеспечивающей вывод энергии в поперечном направлении. Предполагается, что электронный пучок движется над гофрированной поверхностью в $+z$ направлении и фокусируется однородным ведущим магнитным полем $\vec{H}_0 = H_0 \vec{z}_0$

. При выполнении условия черенковского синхронизма частицы взаимодействуют с продольной компонентой электрического поля синхронной волны A_+ . С учетом объемного заряда электронов действующее поле может быть записано в виде [132 - 133]

$$E_z = \text{Re} \left(\frac{i}{h_0} \left(\frac{\partial A_+}{\partial y} + \frac{4\pi}{c} j_z^{e\omega} \right) e^{i(\omega_0 t - h_0 z)} \right), \quad (2.11)$$

где $j_z^{e\omega}$ - амплитуда ВЧ электрического тока. Для моделирования динамики ГПВ уравнения (2.7), описывающие рассеяние парциальных волн на гофрировке (2.1), должны быть дополнены с учетом возбуждения синхронной волны A_+ электронным потоком. В этом случае самосогласованная система уравнений для релятивистского ГПВ с поперечным выводом энергии принимает вид [A16]

$$\frac{\partial A_+}{\partial Z} + \frac{\partial A_+}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 A_+}{\partial Y^2} + (1+i)\sigma A_+ \delta(Y) = \left(i\hat{\alpha} e^{i\varphi} A_- - \hat{\Gamma} (A_+ + A_-) \right) \delta(Y) - \frac{1}{\hat{b}_e} \frac{\partial}{\partial Y} (JF(Y)), \quad (2.12.1)$$

$$-\frac{\partial A_-}{\partial Z} + \frac{\partial A_-}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 A_-}{\partial Y^2} + (1+i)\sigma A_- \delta(Y) = \left(i\hat{\alpha} e^{-i\varphi} A_+ - \hat{\Gamma} (A_+ + A_-) \right) \delta(Y), \quad (2.12.2)$$

где $F(Y)$ описывает невозмущенное распределение плотности электронов, $\hat{b}_e = \int_0^\infty F(Y) dY$ эффективная толщина электронного пучка. Нормированная амплитуда ВЧ тока $J(Z, Y, \tau) = \pi^{-1} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0$ может быть найдена из уравнения движения электронов, которое в приближении относительно малого изменения их энергии может быть представлено в виде

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_0^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 \theta = \text{Re} \left(\frac{\partial \hat{A}_+}{\partial Y} e^{i\theta} - \frac{i}{\hat{b}_e} F(Y) J e^{i\theta} \right), \quad (2.13)$$

с граничными условиями

$$\theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_0^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \theta \Big|_{Z=0} = \hat{\Delta}_{ch}. \quad (2.14.1-2.14.2)$$

В (2.12) - (2.14) использованы следующие нормированные переменные и параметры: $Z = Gh_0 z$,

$$L = Gh_0 l, \quad Y = \sqrt{2G} h_0 y, \quad \tau = G\omega_0 t, \quad \hat{A}_\pm = i \frac{\sqrt{2e} A_\pm \mu}{mc\omega_0 \gamma_0 G^{3/2}} A_\pm, \quad \hat{\alpha} = \alpha \sqrt{2/G}, \quad \hat{\Gamma} = \Gamma \sqrt{2/G},$$

$G = \left(4\sqrt{2}\pi \frac{eI_0}{mc^3} \frac{\mu}{h_0 \gamma_0} \right)^{2/3}$ - параметр усиления (параметр Пирса), I_0 - линейная плотность тока,

$\mu \approx \gamma_0^{-2} \beta_0^{-3}$ - параметр инерционной группировки, $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$ - релятивистский фактор (фактор Лоренца), $\sigma = h_0 \delta / G$ - параметр омических потерь, пропорциональный толщине скин-слоя в

металле δ , $\theta = \omega_0 t - h_0 z$ - фаза электронов относительно синхронной волны A_+ , $\hat{\Delta}_{ch} = \Delta_{ch} / k_0 G$, $\Delta_{ch} = k_0(1 - \beta_0) / \beta_0$ - расстройка черенковского синхронизма электронов с синхронной волной на несущей частоте.

В стационарном режиме генерации $A_{\pm} \sim \exp(i\hat{\Omega}\tau)$, где $\hat{\Omega} = (\omega - \omega_0) / G\omega_0$. В этих условиях электронный КПД может быть записан в виде

$$\eta = \frac{G\hat{\eta}}{\mu(1 - \gamma_0^{-1})}, \quad \hat{\eta} = \frac{1}{2\pi\hat{b}_e} \int_0^B \int_0^{2\pi} \left(\frac{\partial\theta}{\partial Z} - \hat{\Delta}_{ch} \right) \Big|_{Z=L} F(Y) d\theta_0 dY, \quad (2.15.1-2.15.2)$$

На основе развитой модели в рамках уравнений (2.12) - (2.14) было проведено моделирование ГПВ G - диапазона (рабочая частота ~ 150 ГГц). Параметры замедляющей структуры соответствовали оптимальным, найденным в Разделе 2.1. Параметры ленточного электронного пучка принимались близкими к условиям экспериментов, проводимых в ИПФ РАН на ускорительном комплексе «Синуки»: энергия электронов 600 кэВ, линейная плотность тока $I = 0.5$ кА/см, толщина пучка (по y - координате) 0.2 мм, расстояние между пучком и гофрированной поверхностью 0.2 мм. Эти значения соответствуют следующим нормированным переменным: $G \approx 0.017$, $L = 1.8$, $\hat{\alpha} = 2.5$, $\hat{\Gamma} = 0.2$, $\hat{\Delta}_{ch} = 7$.

Результаты моделирования, полученные в рамках развитой квазиоптической модели метода связанных волн, представлены на рисунке 2.7. Моделирование демонстрирует установление стационарного режима генерации при проектных параметрах. При оптимальном подборе глубины и фазы дополнительной гофрировки большая часть излучения выводится в направлении, перпендикулярном плоскости движения ленточного электронного потока. При этом следует отметить, что отношение мощностей поперечного и продольных потоков, найденное при моделировании ГПВ, превышает значение, полученное ранее в «хододных» электродинамических расчетах замедляющей системы с аналогичными параметрами. Это может быть объяснено нарушением симметрии параксиальных волновых потоков: синхронной волны A_+ , взаимодействующей с ленточным РЭП, и встречной волны A_- , формирующей цепь обратной связи. Как следует из (2.4), амплитуда поперечно-распространяющейся волны B , осуществляющей вывод энергии из генератора, определяется интерференцией указанных волновых потоков. Таким образом, нарушение симметрии, вызванное электронным пучком, создает в ГПВ структуру поля, благоприятную для вывода энергии в поперечном направлении [A16].

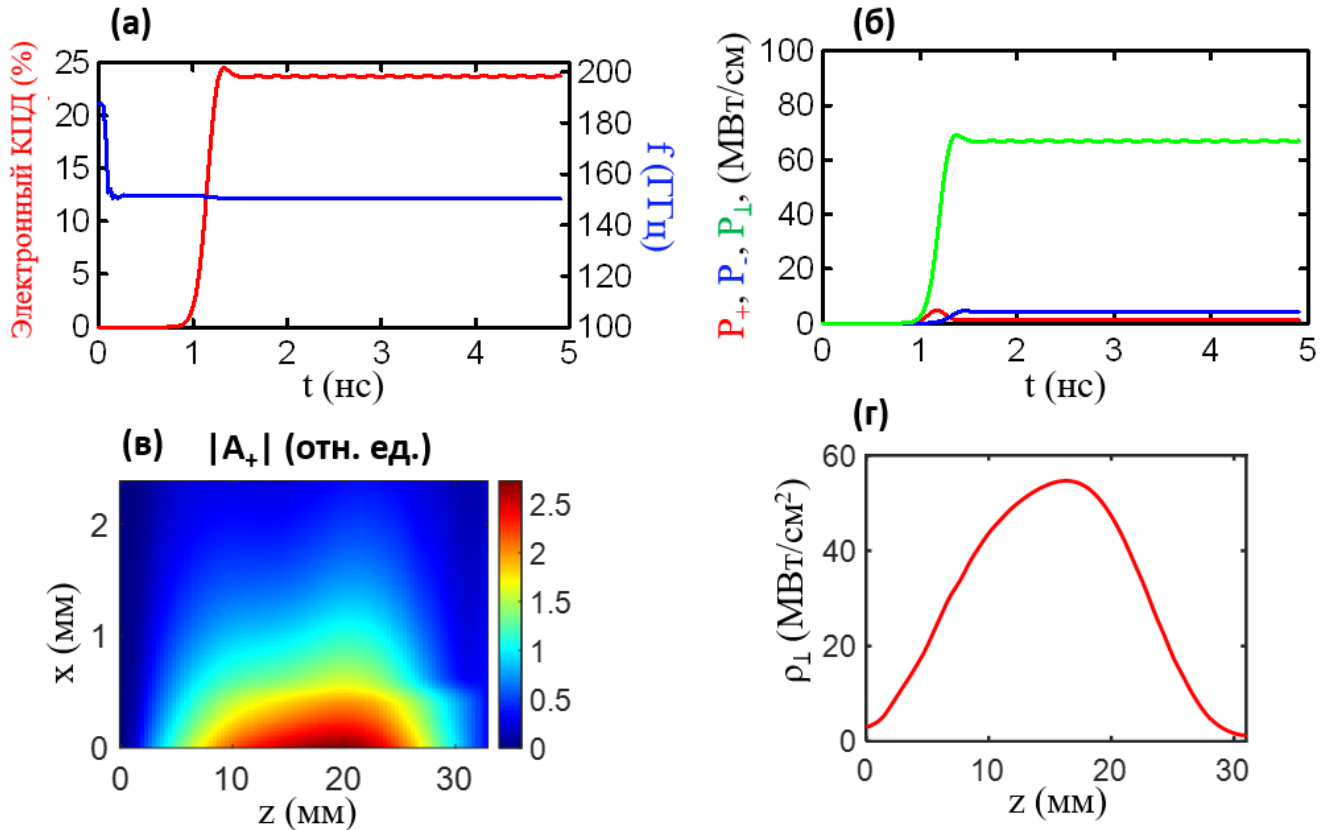


Рисунок 2.7 - Результаты моделирования ГПВ G - диапазона на основе двоякопериодической замедляющей системы в рамках развитой квазиоптической модели: **(а)** зависимость электронного КПД (кривая красного цвета) и текущей частоты генерации (синяя кривая) от времени; **(б)** зависимость поперечного (кривая зеленого цвета), попутного (красная кривая) и встречного (синяя кривая) по отношению к движению РЭП потоков мощности от времени; **(в)** структура синхронной волны A_+ в стационарном режиме генерации и **(г)** продольное распределение плотности поперечного потока мощности (вектора Пойнтинга).

Согласно проведенному моделированию, структура поля синхронной волны в предлагаемой схеме ГПВ имеет продольную структуру, благоприятную для обеспечения эффективного электронно-волнового взаимодействия (рисунок 2.7в). В результате, при расчетных параметрах электронный КПД может достигать до 25% (рисунок 2.7а), что соответствует выходной мощности излучения ~ 70 МВт. При этом омические потери в структуре, выполненной из меди, не превышают 10% (в традиционной схеме вывода генерируемого излучения это значение может достигать 30%). Пространственная структура выходной волны имеет высокое гауссово содержание (рисунок 2.7г), что позволяет осуществить эффективный вывод излучения и его дальнейшую транспортировку.

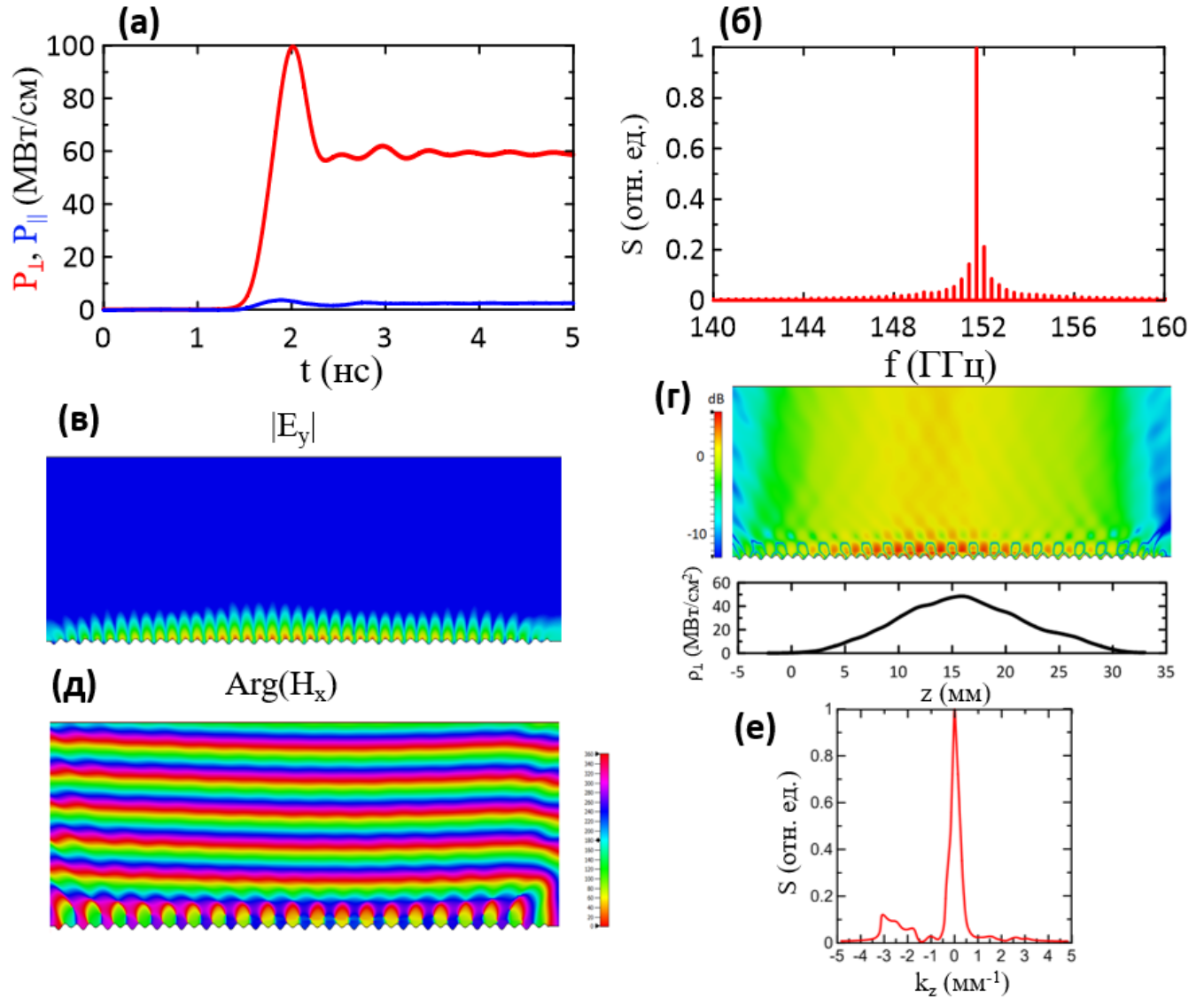


Рисунок 2.8 - Результаты CST - моделирования ГПВ G - диапазона на основе двоякопериодической замедляющей системы. Установление стационарного узкополосного режима генерации при расчетных параметрах: (а) зависимость продольных (кривая синего цвета) и поперечных (кривая красного цвета) потоков энергии от времени; (б) частотный спектр в установившемся режиме, (в) пространственное распределение поля E_y ; (г) структура и пространственное распределение поперечной компоненты вектора Понтинга; (д) пространственное распределение фазы поля H_x и (е) пространственный спектр поперечной компоненты ВЧ - поля.

Для верификации результатов, полученных в рамках квазиоптического подхода, было проведено прямое PIC - моделирование с использованием программного пакета CST Studio Suite. Результаты CST - моделирования ГПВ с поперечным выводом энергии при приведенных выше

параметрах замедляющей структуры и электронного пучка представлены на рисунок 2.8. Для транспортировки РЭП в моделировании использовалось ведущее магнитное поле ~ 3 Тл. Согласно моделированию, при расчетных параметрах имеет место установление стационарного режима генерации (см. рисунок 2.8а,б). Важной особенностью разрабатываемого ГПВ является быстрый ($\sim 1 - 2$ нс) старт генерации за из-за низкой добротности электродинамической системы. Это является важным фактором для реализации генератора на базе взрывоэмиссионного ускорителя «Синуки», имеющего длительность импульса тока до 15 нс.

Результаты CST - моделирования находятся в хорошем соответствии с моделированием на основе квазиоптической модели, представленным выше. Большая часть генерируемого излучения выводится в поперечном направлении, выходная плотность мощности достигает 60 МВт/см, что соответствует электронному КПД на уровне 20% (рисунок 2.8а). Пространственная структура генерируемого излучения представлена на рисунке 2.8в,г и подтверждает высокое гауссово содержание в выходной волне. Мгновенное распределение фазы поля H_x (рисунок 2.8е) характеризует исходящую от структуры в y - направлении волну с узконаправленным угловым спектром (рисунок 2.8д).

Таким образом, проведенный анализ в рамках усредненной квазиоптической модели и прямого РС - моделирования демонстрирует возможность реализации эффективного вывода генерируемого излучения в предлагаемой схеме ГПВ на основе двоякопериодической замедляющей структуры в поперечном y - направлении (т.е. в направлении по нормали к структуре и плоскости распространения ленточного электронного пучка). Следует отметить, что в данном разделе рассмотрена двумерная модель, бесконечная по поперечной координате x (т.е. в плоскости планарной структуры и ленточного РЭП). Полученные результаты применимы к генераторам конечной ширины l_x по указанной координате, если выполнено условие Френеля $l_x \leq \sqrt{l_z \lambda}$. Указанное условие означает, что дифракция волновых пучков обеспечивает синхронизацию и когерентность излучения ленточного РЭП вдоль этой координаты. В случае более широких пучков $l_x \gg \sqrt{l_z \lambda}$ для обеспечения когерентности излучения должны быть использованы 2D - периодические брэгговские структуры [A18, A19], исследованию которых посвящены Разделы 2.3 и 2.4 данной главы.

Важно отметить, что дополнительная гармоника гофрировки может быть эффективно использована не только для вывода излучения, но и для его ввода и возбуждения поверхностных волн внешним источником. Это открывает возможность разработки мощных релятивистских усилителей в суб-ТГц и ТГц диапазонах частот. В частности, за счет использования

секционированных участков ввода/вывода излучения возможна реализация усилительной схемы, представляющей собой клистрон с распределенным взаимодействием. В указанной схеме внешний сигнал, подаваемый в поперечном направлении в клистрон-усилитель, возбуждает поверхностную волну во входной (установленной с катодной стороны) двоякопериодической структуре. В данной структуре происходит энергетическая и скоростная модуляция пучка. Затем в регулярной секции волновода (пространстве дрейфа) электронный пучок группируется в отсутствие взаимодействия с синхронной волной. В выходной (катодной) двоякопериодической замедляющей структуре сгруппированный электронный пучок возбуждает поверхностную волну, которая за счет наличия дополнительной гармоники гофрировки с двойным периодом выводится в поперечном направлении.

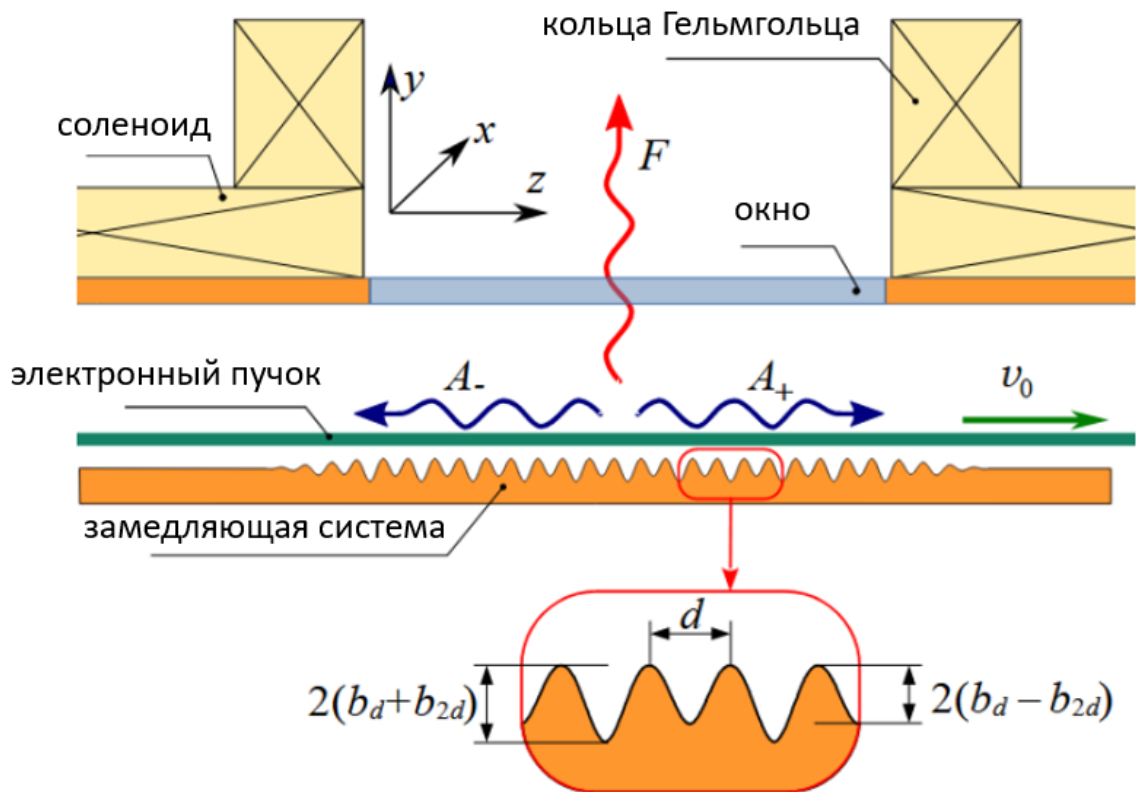


Рисунок 2.9 - Схема ГПВ с поперечным выводом энергии и магнитной системой, состоящей из двух соленоидов в конфигурации Гельмгольца.

Важной особенностью рассматриваемых схем ГПВ, основанных на использовании сильноточных РЭП, является наличие ведущего магнитного поля, осуществляющего их фокусировку и транспортировку в пространстве взаимодействия. При этом существуют, по крайней мере, две возможности ввода/вывода излучения в приборах данного типа с учетом наличия

соленоида, создающего ведущее магнитное поле. Первый - это установка дополнительного зеркала, обеспечивающего поворот поперечно-распространяющегося волнового потока в продольное направление в сторону коллектора. Очевидно, что для размещения этого зеркала необходимо иметь относительно большое пространство внутри вакуумной камеры и соленоида. Более эффективным способом обеспечения поперечного вывода излучения является использование магнитной системы, состоящей из двух соленоидов в так называемой конфигурации Гельмгольца, которая позволяет обеспечить определенный зазор между ними (см. рисунок 2.9). Моделирование показывает, что использование дополнительных корректирующих катушек и ферромагнитных вставок позволяет в данной конфигурации сформировать профиль магнитного поля, достаточно однородный для обеспечения транспортировки ленточного электронного пучка через пространство взаимодействия, и, одновременно, реализовать поперечный вывод излучения в зазоре между соленоидами.

2.3. Электродинамические характеристики замедляющей системы ГПВ на основе 2D брэгговских структур, позволяющей реализовать поперечный вывод энергии.

2.3.1. Модель и основные уравнения

Рассмотрим электродинамическую систему планарного генератора поверхностной волны с 2D - периодической гофрировкой. Подобная замедляющая структура осуществляет связь четырех параксиальных волновых потоков, два из которых $A_{\pm z}$ распространяются в попутном (по отношению к движению РЭП) и встречном $\pm z$ направлениях и два $A_{\pm x}$ в поперечных $\pm x$ направлениях, что позволяет синхронизировать излучение ленточных электронных пучков с поперечными размерами, достигающими $l_x/\lambda \sim 10^2 - 10^3$ [78, 79]. Аналогично замедляющим системам на основе 1D-периодических брэгговских структур, для реализации вывода генерируемого излучения в поперечном по отношению к замедляющей системе направлении в профиль 2D гофрировки должен быть добавлен компонент, осуществляющий связь волновых потоков $A_{\pm z}$ и $A_{\pm x}$ с волной, распространяющейся по нормали к замедляющей системе (рисунок 2.10). В этом случае профиль гофрировки может быть представлен в виде [A18, A19]:

$$b(x, z) = b_{2D} \cos(h_{2D}z) \cos(h_{2D}x) + b_{2D,adv} (\cos(h_{2D}z + \phi_z) + \cos(h_{2D}x + \phi_x)), \quad (2.16)$$

где $h_{2D} = 2\pi/d_{2D}$, d_{2D} - период основной 2D - периодической гофрировки, b_{2D} и $b_{2D,adv}$ - амплитуды основной и дополнительной гофрировок замедляющей структуры, соответственно, ϕ_z и ϕ_x - разности фаз гофрировок. Следует отметить, что профиль гофрировки (2.16) аналогичен профилю 3D брэгговских структур, исследованных ранее в Разделе 1.1, обеспечивающих связь взаимное

рассеяние волновых потоков, распространяющихся в трех взаимно-перпендикулярных направлениях. Таким образом, при выполнении условия брэгговского резонанса

$$h_{2D} \approx h_0 \quad (2.17)$$

на основной решетке (первый компонент в (2.16)) имеет место связь и взаимное рассеяние четырех парциальных волн ТМ - типа, поле которых может быть представлено в виде

$$H_x = \text{Re} \left(A_{+z}(x, z, y, t) e^{-ih_0 z} + A_{-z}(x, z, y, t) e^{ih_0 z} \right) e^{i\omega_0 t}, \quad (2.18.1)$$

$$H_z = \text{Re} \left(A_{+x}(x, z, y, t) e^{-ih_0 x} + A_{-x}(x, z, y, t) e^{ih_0 x} \right) e^{i\omega_0 t}. \quad (2.18.2)$$

Дополнительная гофрировка (второй компонент в (2.16)) обеспечивает связь этих волн с волновым потоком, распространяющемся перпендикулярно поверхности пластины

$$H_x = \text{Re} \left(B(x, z, t) e^{-ih_0 y} \right) e^{i\omega_0 t}, H_z = \text{Re} \left(B(x, z, t) e^{-ih_0 y} \right) e^{i\omega_0 t}. \quad (2.19)$$

Если амплитуды компонент гофрировки (2.16) малы в масштабе периода и длины волны излучения (т.е. $b_{2D;2D,adv} \ll d_{2D}$; $b_{2D;2D,adv} \ll \lambda$) то в рамках метода связанных волн может быть получена система параболических уравнений, описывающих взаимное рассеяние указанных волновых потоков (ср. с (2.5))

$$\frac{\partial A_{+z}}{\partial Z} + \frac{\partial A_{+z}}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 A_{+z}}{\partial Y^2} + (1+i)\sigma A_{+z} \delta(Y) = \left(i\alpha (A_{+x} + A_{-x}) - \Gamma (A_{+z} e^{i\phi_z} + A_{-z}) \right) \delta(Y), \quad (2.20.1)$$

$$-\frac{\partial A_{-z}}{\partial Z} + \frac{\partial A_{-z}}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 A_{-z}}{\partial Y^2} + (1+i)\sigma A_{-z} \delta(Y) = \left(i\alpha (A_{+x} + A_{-x}) - \Gamma (A_{+z} + A_{-z} e^{-i\phi_z}) \right) \delta(Y), \quad (2.20.2)$$

$$\frac{\partial A_{+x}}{\partial X} + \frac{\partial A_{+x}}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 A_{+x}}{\partial Y^2} + (1+i)\sigma A_{+x} \delta(Y) = \left(i\alpha (A_{+z} + A_{-z}) - \Gamma (A_{+x} e^{i\phi_x} + A_{-x}) \right) \delta(Y), \quad (2.20.3)$$

$$-\frac{\partial A_{-x}}{\partial X} + \frac{\partial A_{-x}}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 A_{-x}}{\partial Y^2} + (1+i)\sigma A_{-x} \delta(Y) = \left(i\alpha (A_{+z} + A_{-z}) - \Gamma (A_{+x} + A_{-x} e^{-i\phi_x}) \right) \delta(Y), \quad (2.20.4)$$

где $\alpha = h_0 b_{2D} / 2$ - коэффициент связи параксиальных волн, $\Gamma = h_0^2 b_{2D,adv}^2 / 8$ - коэффициент связи с волной, распространяющейся в перпендикулярном направлении. Зависимости, связывающие уходящие волновые потоки $B_{z,x}$ и параксиальные волны $A_{\pm z}$ и $A_{\pm x}$, принимают вид

$$B_z(x, z, t) = i \frac{h_0 b_{2D,adv}}{4} (A_{+z}(x, y=0, z, t) + A_{-z}(x, y=0, z, t)), \quad (2.21.1)$$

$$B_x(x, z, t) = i \frac{h_0 b_{2D,adv}}{4} (A_{+x}(x, y=0, z, t) + A_{-x}(x, y=0, z, t)). \quad (2.21.2)$$

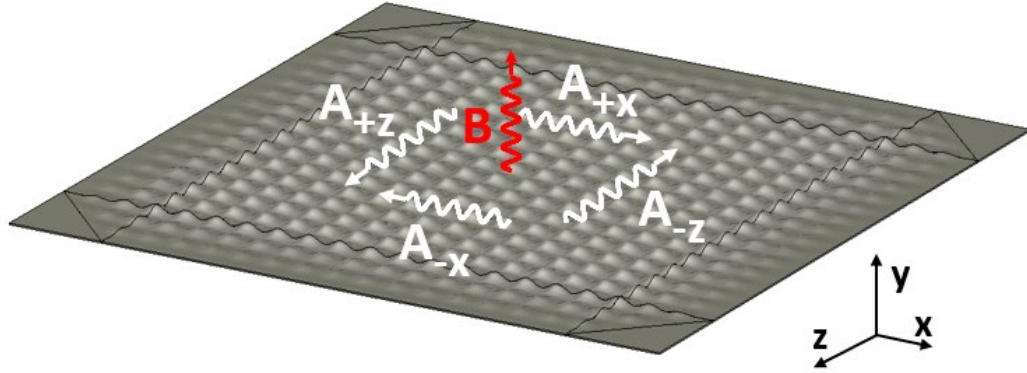


Рисунок 2.10 - Схема электродинамической системы ГПВ на основе мультипериодической замедляющей структуры, осуществляющей поперечный (по отношению к плоскости структуры) вывод излучения. Показаны параксиальные волновые потоки $A_{\pm z}$ и $A_{\pm x}$ и поперечно-распространяющийся волновой поток B .

Система уравнений (2.20) должна быть дополнена граничными условиями, соответствующими отсутствию внешних волновых потоков, падающих на систему

$$A_{+z}|_{z=0} = 0, A_{-z}|_{z=l_z} = 0, A_{+x}|_{x=0} = 0, A_{-x}|_{x=l_x} = 0, \quad (2.22.1-2.22.4)$$

где l_z, l_x - длина и ширина гофрированной области, соответственно.

Закон сохранения энергии в уравнениях (2.20) имеет вид (ср. с (2.9))

$$\frac{1}{c} \frac{\partial W}{\partial t} = P_{+z} + P_{-z} + P_{+x} + P_{-x} + P_{\perp}, \quad (2.23)$$

где $W = \int_0^{l_x} \int_0^{l_z} \int_0^{\infty} (|A_{+z}^2| + |A_{-z}^2| + |A_{+x}^2| + |A_{-x}^2|) dy dz$ - энергия, запасенная в резонаторе,

$$P_{+z} = \int_0^{\infty} |A_{+z}^2|_{z=l_z} dy, P_{-z} = \int_0^{\infty} |A_{-z}^2|_{z=0} dy, P_{+x} = \int_0^{\infty} |A_{+x}^2|_{x=l_x} dy, P_{-x} = \int_0^{\infty} |A_{-x}^2|_{x=0} dy, \quad (2.24.1-2.24.4)$$

потоки мощности, распространяющиеся в $\pm z$ и $\pm x$ направлениях, соответственно,

$P_{\perp} = 2\Gamma \int_0^{l_z} |A_{+z} + A_{-z} + A_{+x} + A_{-x}|_{y=0}^2 dz$ - поток мощности в направлении, перпендикулярном замедляющей структуре (y направлении).

2.3.2. Результаты моделирования

Исследование возможности реализации поперечного вывода излучения в пространственно-развитых ГПВ на основе 2D - периодических замедляющих систем проводилось в рамках

моделирования с использованием коммерческого кода CST Microwave Studio. Параметры моделирования принимались близкими к проекту генератора J - диапазона, разрабатываемого в ИПФ РАН на базе ускорительного комплекса «Синуки» 600 кэВ / 1 - 2 кА / 15 нс. Мультипериодическая замедляющая система была разработана для использования в ГПВ с рабочей частотой около 300 ГГц и имела следующие параметры: $d_{2D} = 1$ мм, $b_{2D} \approx 0.15$ мм, $b_{2D,adv} \approx 0.025$ мм, $l_x \approx l_z \approx 6$ см (т.е. около 60λ), что соответствует $\alpha \approx 0.24$, $\Gamma \approx 0.012$. Оптимизация геометрии гофрировки была направлена на максимизацию мощности выходного потока излучения в поперечном направлении.

Исследуемая структура возбуждалась коротким электромагнитным импульсом диполя, расположенного на расстоянии $\sim \lambda/4$ от замедляющей структуры. Далее проводился анализ эволюции поля в структуре. Для расчета соотношения потоков мощности, излучаемых разных направлениях, проводилось интегрирование вектора Пойнтинга в соответствующих направлениях (аналогично выражениям (2.25)) и его усреднение по периоду колебаний ВЧ - поля.

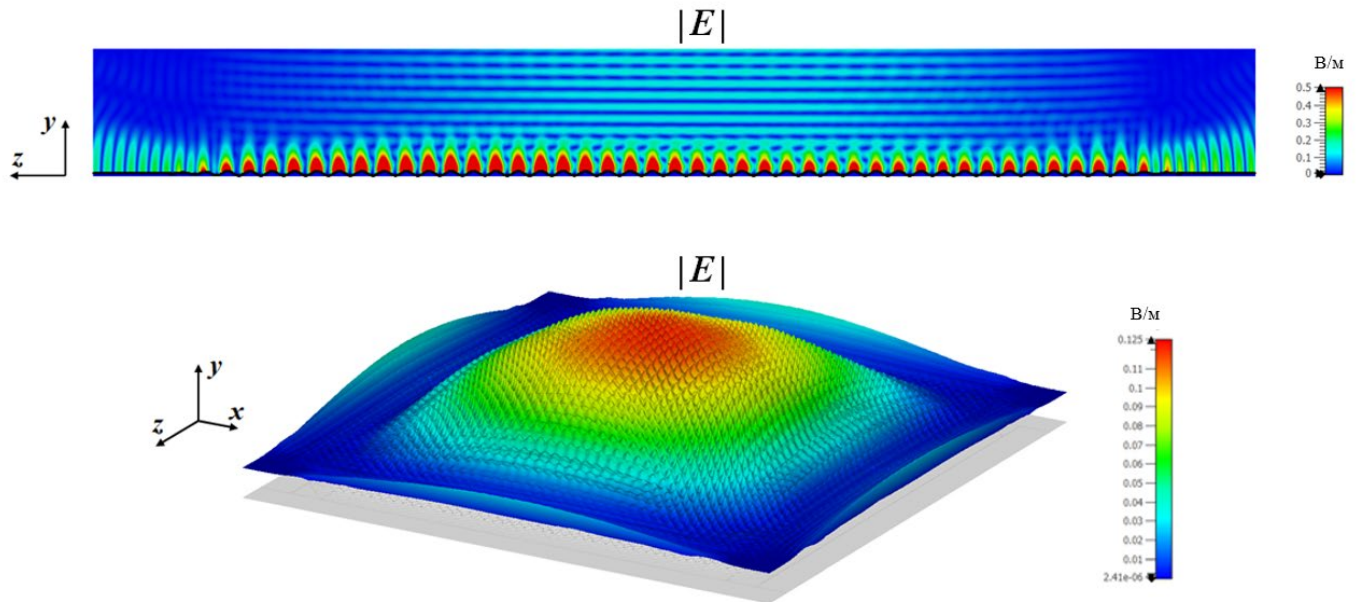


Рисунок 2.11 - Результаты моделирования 2D замедляющей системы с мультипериодической гофрировкой, обеспечивающей поперечный вывод энергии: модуль электрического поля $|E|$ в сечениях $y - z$ и $x - z$ ($d_{2D} = 1$ мм, $b_{2D} \approx 0.15$ мм, $b_{2D,adv} \approx 0.025$ мм, $l_x \approx l_z \approx 6$ см).

Результаты моделирования показывают, что на заключительной стадии эволюции, как и в двоякопериодических 1D брэгговских структурах, начальные возмущения поля в исследуемой мультипериодической 2D структуре затухают, и устанавливается мода с наивысшей добротностью.

При расчетных параметрах структуры добротность этой моды, оцененная по декременту затухания поля, составляет $Q \approx 300$.

Структура ВЧ - поля в мультипериодической 2D замедляющей системе на финальном этапе эволюции представлена на рисунке 2.11. Согласно моделированию, при оптимальных параметрах эта структура аналогична основной моде 2D - периодических брэгговских резонаторов и имеет одну вариацию поля вдоль осей x и z . Таким образом, добавление дополнительной гармоники гофрировки, обеспечивающей поперечный вывод излучения, практически не влияет на селективные свойства замедляющих систем данного типа.

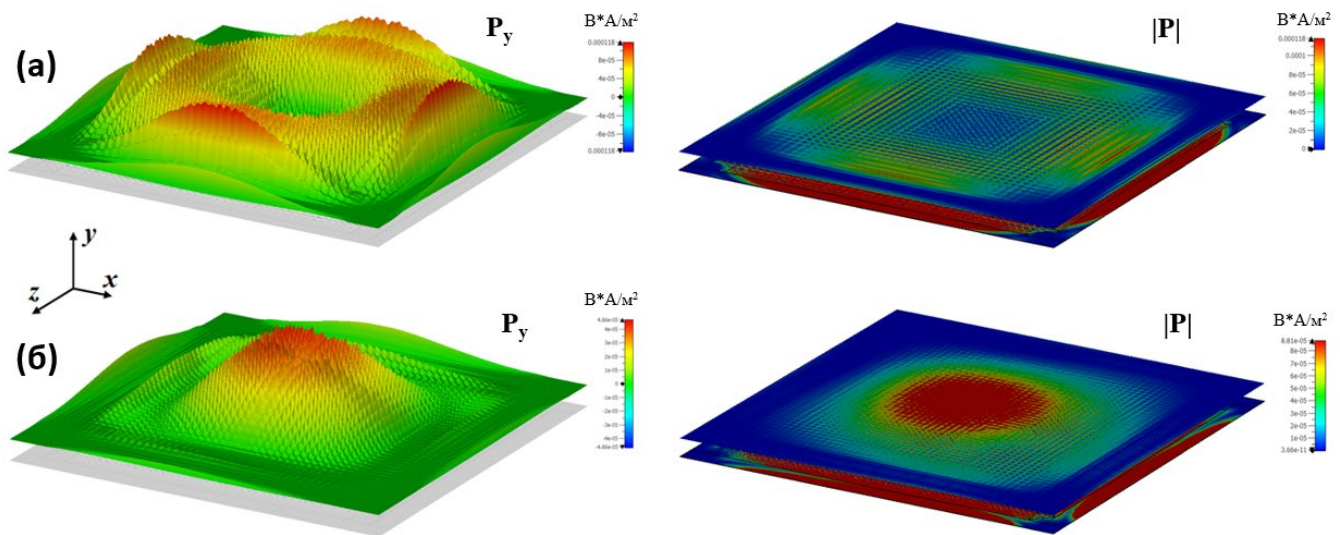


Рисунок 2.12 - Результаты моделирования 2D замедляющей системы с мультипериодической гофрировкой, обеспечивающей поперечный вывод энергии. Мгновенные структуры поперечной компоненты P_y (слева) и модуля $|P|$ (справа) вектора Пойнтинга при различной фазировке компонент гофрировки: **(а)** $\varphi_x = \varphi_z = 0$ и **(б)** $\varphi_x = \varphi_z = \pi/2$.

На рисунке 2.12 приведена структура поперечной составляющей вектора Пойнтинга для различных фазовых сдвигов компонент гофрировки (2.16). Моделирование показывает, что в случае синфазных компонент $\varphi_x = \varphi_z = 0$, максимум ВЧ - поля смещается к краям замедляющей системы (см. рисунок 2.12а). В то же время, оптимизация глубины компонент гофрировки при разности их фаз $\varphi_x = \varphi_z = \pi/2$ позволяет получить структуру выходного излучения с квазигауссовым распределением и максимумом ВЧ - поля, расположенным в центре замедляющей структуры. При этом, согласно моделированию, соотношение между поперечной составляющей вектора Пойнтинга P_y и составляющими $P_{\pm x; \pm z}$, распространяющимися вдоль гофрировки в $\pm x$ и $\pm z$ направлениях, может

достигать $P_y/P_{\pm x; \pm z} \approx 2$, т.е. основная часть излучения (около 70%) выводится в направлении, перпендикулярном области мультипериодической гофрировки. Квазигауссово распределение исходящего волнового потока позволяет обеспечить его эффективную транспортировку и использование после вывода из генератора.

Таким образом, проведенный анализ показал перспективность использования мультипериодических замедляющих структур в пространственно-развитых ГПВ планарной геометрии. Использование дополнительной гармоники гофрировки позволяет осуществить эффективный вывод излучения в направлении по нормали к поверхности структуры и плоскости движения ленточного электронного потока, разделяя, тем самым, интенсивный РЭП и мощное электромагнитное излучение на выходе генератора. Работоспособность предложенных электродинамических систем подтверждена численным моделированием в рамках коммерческого кода CST Microwave Studio. Определены оптимальные параметры замедляющих систем с мультипериодической гофрировкой, рассмотрена возможность их использования в проекте черенковского генератора J - диапазона, разрабатываемого в настоящее время в ИПФ РАН на базе ускорительного комплекса «Синуки».

2.4. Динамика генераторов поверхностной волны на основе 2D брэгговских структур, обеспечивающих поперечный вывод энергии

В данном разделе проведено исследование динамики генераторов поверхностной волны на основе 2D брэгговских структур, обеспечивающих поперечный вывод энергии. Аналогично разделу 2.2 предполагается, что электронный пучок движется над гофрированной поверхностью в $+z$ направлении и фокусируется однородным ведущим магнитным полем $\vec{H}_0 = H_0 \vec{z}_0$. При выполнении условия черенковского синхронизма частицы взаимодействуют с продольной компонентой электрического поля синхронной волны A_+ . Для моделирования динамики ГПВ уравнения (2.20), описывающие рассеяние парциальных волн на гофрировке (2.16), должны быть дополнены с учетом возбуждения синхронной волны A_+ электронным потоком. В этом случае уравнение (2.20.1) для релятивистского ГПВ с поперечным выводом энергии принимает вид [133]

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_{+z}}{\partial Z} + \frac{\partial A_{+z}}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 A_{+z}}{\partial Y^2} + (1+i)\sigma A_{+z} \delta(Y) = \\ = \left(i\alpha (A_{+x} + A_{-x}) - \Gamma_1 (A_{+z} + A_{-z} e^{i\vartheta_1}) \right) \delta(Y) - \frac{1}{\hat{b}_e} \frac{\partial}{\partial Y} (JF(Y)). \end{aligned} \quad (2.25)$$

Уравнения для остальных парциальных волн остаются аналогичными (2.20). Используемые в (2.25) нормированные переменные и параметры аналогичны параметрам, описанным в разделе 2.2. В ГПВ с 2D замедляющей системой электронный КПД может быть записан в виде

$$\eta = \frac{G\hat{\eta}}{\mu(1-\gamma_0^{-1})}, \quad \hat{\eta} = \frac{1}{2\pi B_e L_x^e} \int_{-L_x^e/2}^{L_x^e/2} \int_0^{2\pi} \left(\frac{\partial\theta}{\partial Z} - \hat{\Delta}_{ch} \right) \Big|_{Z=L_z} F(X, Y) d\theta_0 dY dX. \quad (2.26.1-2.26.2)$$

На основе развитой модели в рамках уравнений (2.20) - (2.26) было проведено моделирование ГПВ с 2D замедляющей структурой J - диапазона (рабочая частота ~ 300 ГГц), имеющей параметр сверхразмерности $l_x/\lambda = 20$, что соответствует параметру Френеля ~ 10 (как показано в [A25, A26], при указанной сверхразмерности использование «традиционных» 1D замедляющих структур становится малоэффективно из-за потери их селективности по поперечной координате). Параметры замедляющей структуры были найдены аналогично расчету электродинамической системы в разделе 2.3.б и соответствовали оптимальным по соотношению фаз и глубин гофрировок для максимизации поперечного потока мощности и реализации распределения поля близкого к гауссовому: $b_{2D} = 0.2$ мм, $b_{2D,adv} = 0.04$ мм. Параметры ленточного электронного пучка принимались близкими к условиям экспериментов, проводимых в ИПФ РАН на ускорительном комплексе «Синуки»: энергия электронов 600 кэВ, линейная плотность тока $I = 0.5$ кА/см, толщина пучка (по y -координате) 0.2 мм, расстояние между пучком и гофрированной поверхностью 0.2 мм, ширина пучка 20 мм. Эти значения соответствуют следующим нормированным переменным: $G \sim 0.01$, $L_x = 1.2$, $L_z = 3$, $\Gamma_{z,x} = 0.012$, $\alpha = 0.16$, $\Delta_{ch} = 3$.

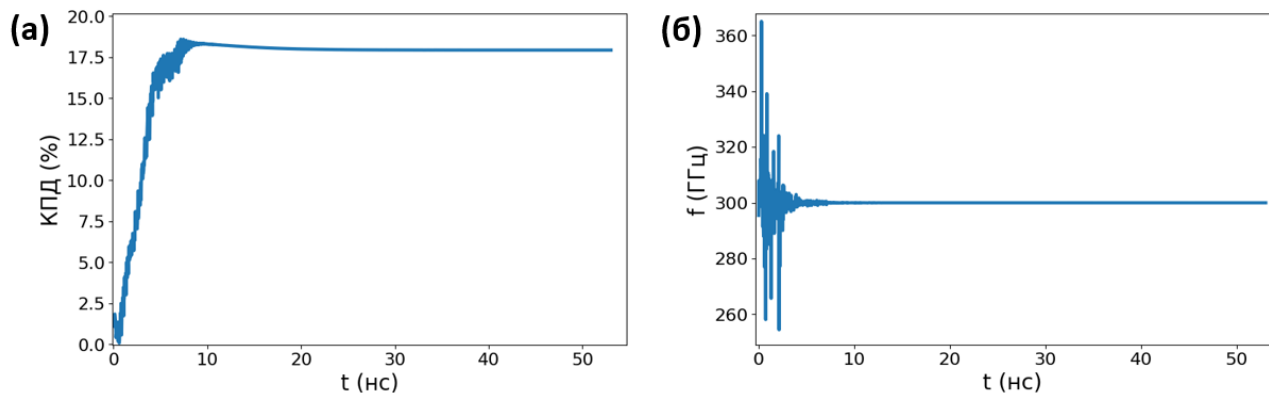


Рисунок 2.13 - Результаты моделирования динамики ГПВ с 2D замедляющей системой с мультипериодической гофрировкой, обеспечивающей поперечный вывод энергии. Установление стационарного режима генерации при оптимальных параметрах: **(а)** зависимость КПД и **(б)** «текущей» частоты излучения от времени.

Результаты моделирования пространственно-временной динамики разрабатываемого ГПВ при оптимальных проектных параметрах приведены на рисунке 2.13 и демонстрируют установление устойчивого одномодового режима генерации с КПД до 17.5%. Согласно проведенному моделированию, при оптимальной разности фаз гофрировок $\pi/2$ возможно обеспечение вывода около 75% мощности в поперечном направлении.

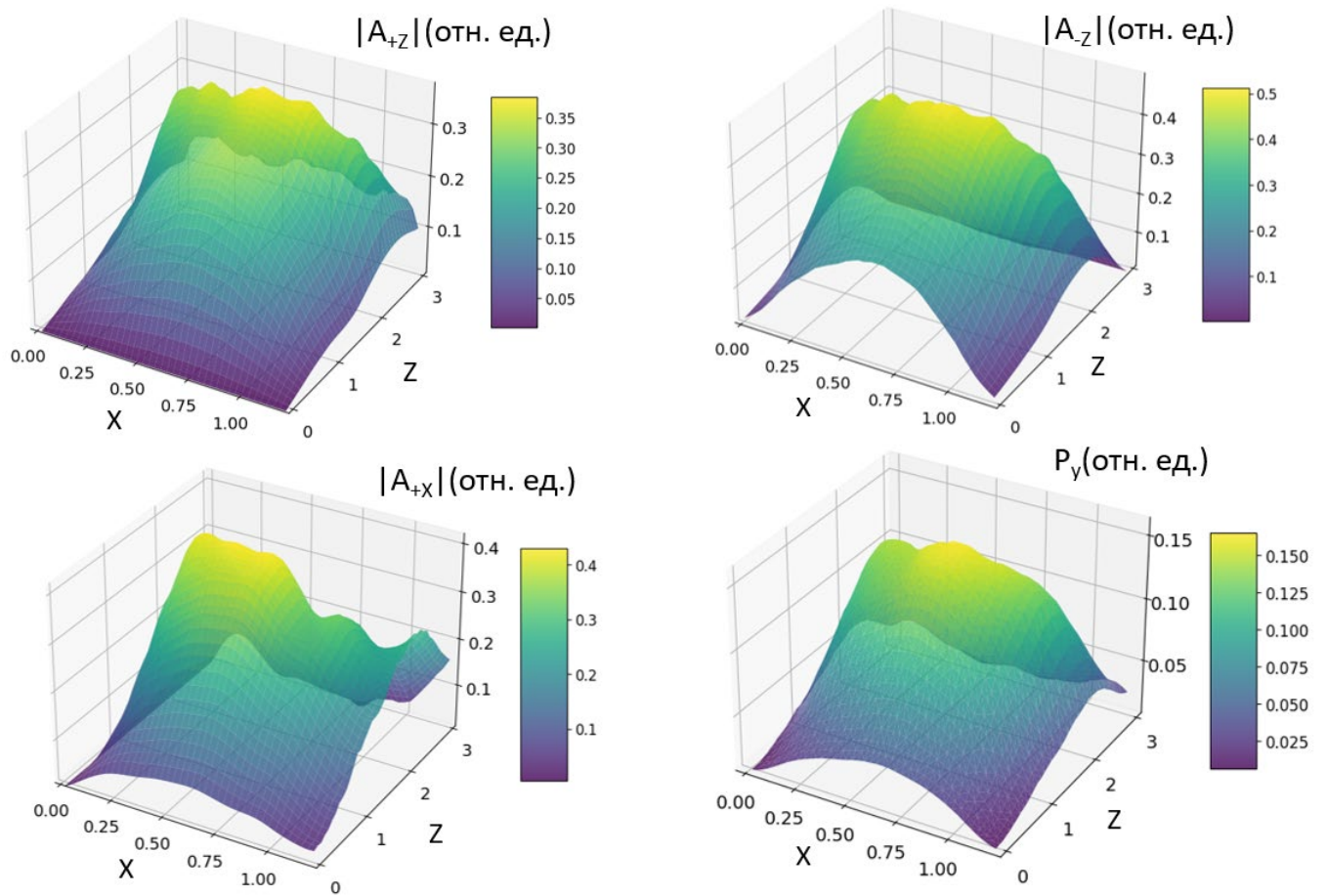


Рисунок 2.14 - Результаты моделирования динамики ГПВ с 2D замедляющей системы с мультипериодической гофрировкой, обеспечивающей поперечный вывод энергии. Структуры полей бегущих волн в стационарном режиме генерации $A_{\pm z}$ и A_{+x} , а также распределение мощности волны, бегущей по нормали к замедляющей системе P_y .

На рисунке 2.14 приведены структуры поля бегущих волн $A_{\pm z}$ и A_{+x} при указанных оптимальных параметрах (волна A_{-x} имеет структуру, аналогичную волне A_{+x} при зеркальном отражении относительно плоскости $z - y$), а также распределение мощности P_y парциальной волны B , бегущей по нормали к гофрированной поверхности. Видно, что максимум мощности расположен

в центре структуры, а распределение поля имеет высокое гауссово содержание. Это подтверждает эффективность использования предложенной мультипериодической системы для обеспечения эффективного вывода излучения в ГПВ на основе 2D замедляющих структур.

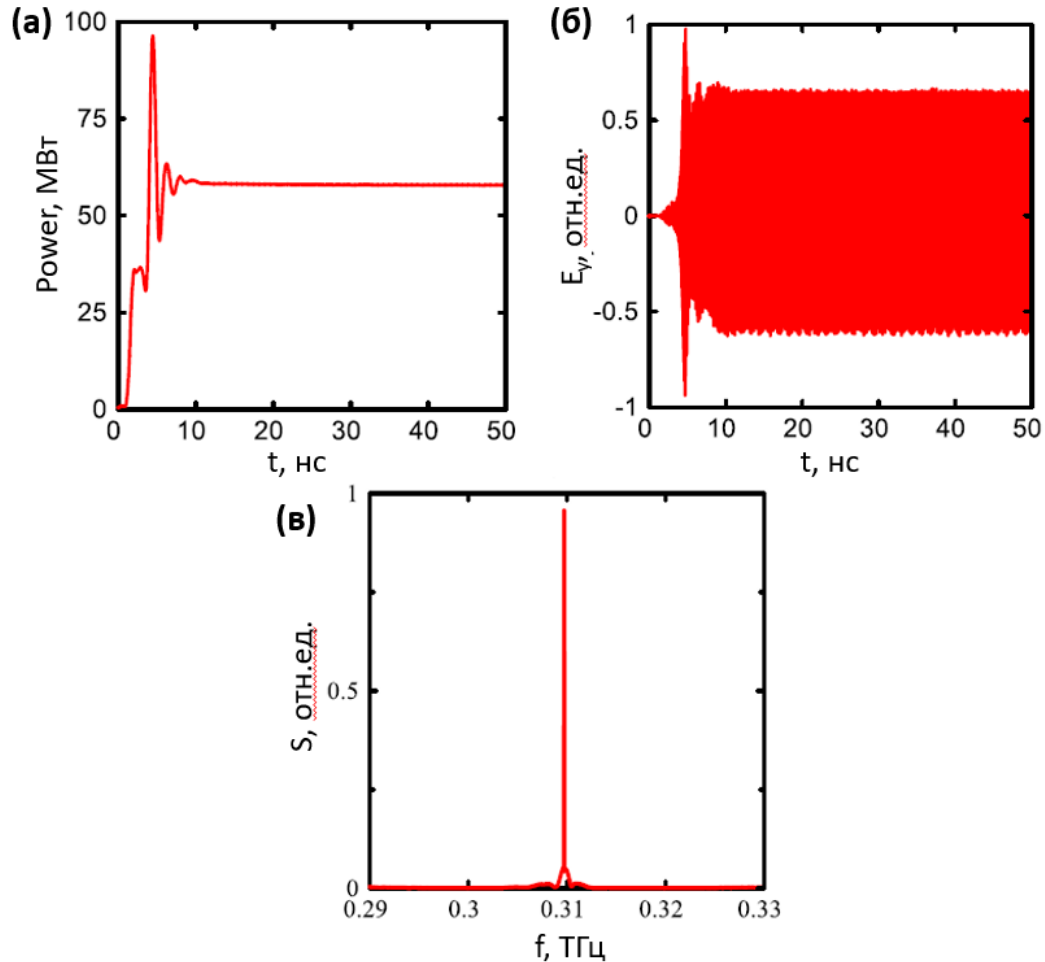


Рисунок 2.15 - Результаты CST - моделирования ГПВ J - диапазона на основе мультипериодической 2D замедляющей системы. Установление стационарного узкополосного режима генерации при расчетных параметрах: **(а)** зависимость выходной мощности излучения и **(б)** компоненты поля E_y на выходе генератора от времени, **(в)** частотный спектр излучения в стационарном режиме генерации.

Для верификации проведенных расчетов в рамках аналитической теории проведено прямое PIC - моделирование на основе кода CST Studio Suite, параметры моделирования соответствовали указанным выше. Результаты CST - моделирования представлены на рисунках 2.15-2.16 и находятся в хорошем соответствии с моделированием на основе квазиоптической модели. Согласно

моделированию, при оптимальных расчетных параметрах имеет место установление стационарного одночастотного режима генерации. Выходная плотность мощности достигает 60 МВт/см, что соответствует электронному КПД на уровне 17% (рисунок 2.15а). При этом большая часть генерируемого излучения (около 70%) выводится в поперечном направлении (по нормали к замедляющей структуре). Пространственная структура генерируемого излучения представлена на рисунке 2.16 и подтверждает высокое гауссово содержание в выходной волне.

Таким образом, проведенный анализ в рамках усредненной квазиоптической модели и прямого РС - моделирования демонстрирует возможность реализации эффективного вывода генерируемого излучения в предлагаемой схеме ГПВ на основе мультипериодических 2D брэгговских структур в поперечном y - направлении (т.е. в направлении по нормали к структуре и плоскости распространения ленточного электронного пучка).

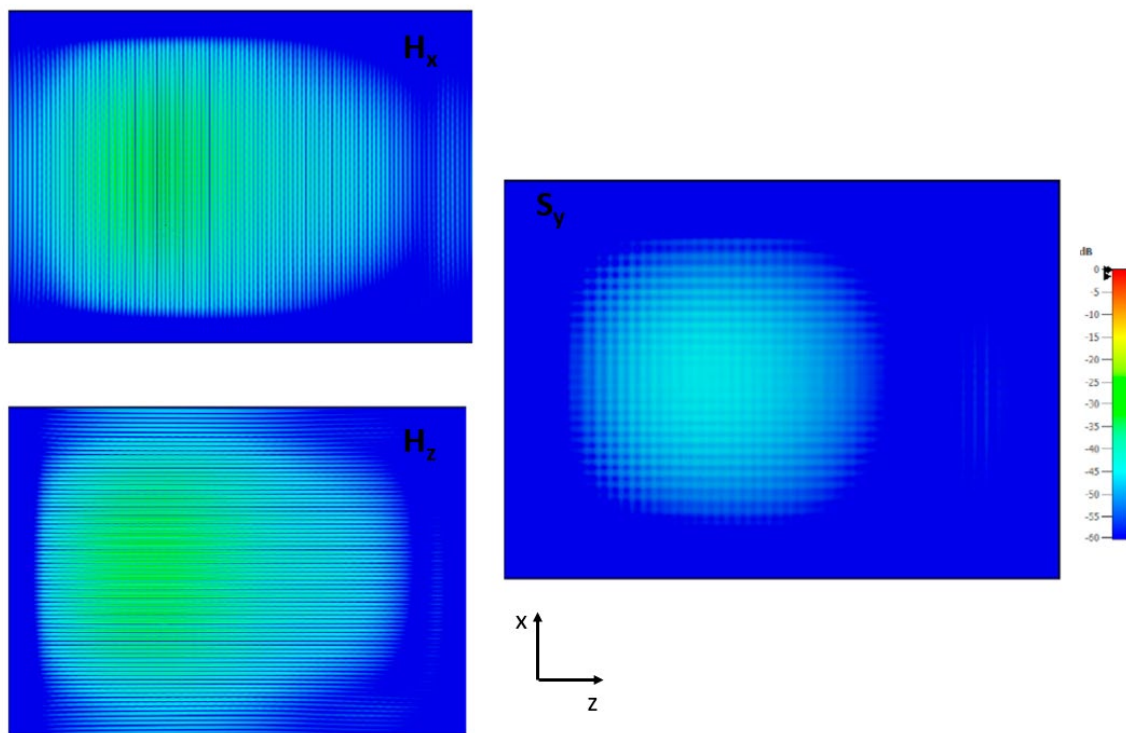


Рисунок 2.16 - Результаты CST - моделирования ГПВ J - диапазона на основе мультипериодической 2D замедляющей системы. Пространственные структуры компонент поля H_z , H_x и вектора Пойнтинга S_y в стационарном режиме генерации при оптимальных параметрах.

Глава 3. РОС- гетеролазеры с выводом излучения под углом к поверхности структуры

Генерация мощного пространственно-когерентного излучения также в настоящее время представляет собой одну из ключевых задач физики полупроводниковых лазеров. В этой связи расширение активного объема является естественным способом увеличения мощности излучения. Для установления одномодового режима генерации в квантовых генераторах широкое применение получили брэгговские резонаторы, выполненные в виде диэлектрических структур с периодически изменяющимся показателем преломления, которые позволяют обеспечить распределенную обратную связь (РОС) [54, 55, 139]. В случае РОС-лазеров на основе полупроводниковых гетероструктур брэгговские решетки могут быть нанесены на поверхность различными методами литографии, а также инкорпорированы внутрь структуры.

Одной из проблем обеспечения селекции мод в лазерах с активной средой, характеризующейся большим коэффициентом усиления за один проход, являются отражения от краев волновода. Это отражения могут создавать паразитную цепь обратной связи, что увеличивает добротность мод в образованном резонаторе и потенциально затрудняет установление одномодового режима генерации [68 - 72, 140]. Для подавления указанных негативных эффектов было предложено использование брэгговской структуры, которая позволяет обеспечить необходимую обратную связь и одновременное рассеяние основной части генерируемого излучения в когерентные пучки, распространяющиеся под углом к поверхности структуры [A24, A25]. Указанное рассеяние происходит со всей площади активной области, что потенциально позволяет свести к минимуму влияние отражений от торцов волноведущего слоя. Более того, в лазере с выводом излучения под углом к поверхности структуры область инверсии населенности может быть эффективно ограничена внутри решетки и, таким образом, отделена от краев областями поглощения в неинвертированной зоне гетероструктуры, что также позволяет снизить влияние краевых отражений.

Предложенная электродинамическая система представляет собой плоскую диэлектрическую многослойную структуру, на поверхность которой нанесена брэгговская гофрировка (см. рисунок 3.1). Структура состоит из подложки, волноведущего слоя с большим показателем преломления, а также активного слоя, который является достаточно тонким, чтобы не оказывать существенного влияния на спектр собственных мод. Прототипом данной структуры являются планарные наногетероструктуры кадмий-ртуть-теллур (КРТ) с длиной волны генерации 14 мкм [93, 94, 141]. Брэгговская гофрировка с прямоугольным профилем может быть нанесена на поверхность волноведущего слоя структуры с помощью методов литографии. В настоящей главе

исследована возможность реализации гетеролазеров на основе подобных электродинамических систем.

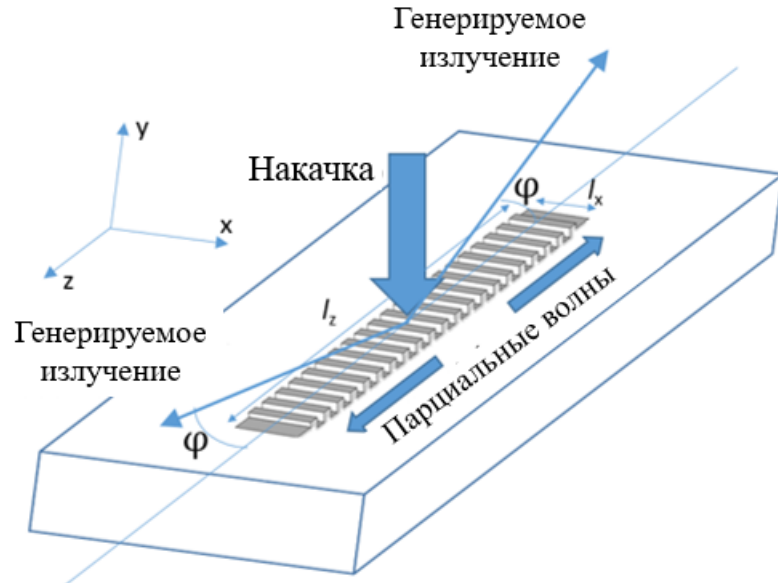


Рисунок 3.1 - Схема РОС-лазера с поперечным выводом излучения на основе КРТ гетероструктур.

3.1. Электродинамические свойства диэлектрических брэгговских структур, обеспечивающих вывод излучения под углом к поверхности

Для исследования электродинамических характеристик брэгговской структуры, позволяющей реализовать поперечный вывод генерируемого излучения в РОС - лазерах, рассмотрим задачу о рассеянии моды диэлектрического волновода (которая в общем случае может иметь как ТЕ, так и ТМ поляризацию) на гофрированном участке поверхности, выполненном в виде модуляции диэлектрической проницаемости в форме меандра с глубиной b_{Br} (рисунок 3.1)

$$\varepsilon = 1 + \frac{(\varepsilon_b - 1)}{2} (1 + \text{sign}[\sin(\bar{h}z)]), \quad (3.1)$$

где $\bar{h} = 2\pi / d$, d - период гофрировки, ε_b - диэлектрическая проницаемость материала гофрировки. В регулярном волноводе собственная мода с полями $\sim e^{i\omega t - ihz}$ характеризуется известной [139] дисперсионной характеристикой $h(\omega)$, которая связывает продольные волновые числа h и частоту ω . При этом отношение $n_{eff} = hc / \omega$ будем называть эффективным коэффициентом преломления волноведущего слоя. Гофрированный участок (3.1) может рассматриваться в качестве

дифракционной решетки, которая рассеивает волну в направлениях, задаваемых условиями синхронизма с соответствующими гармониками гофрировки. Таким образом, вектор-потенциал рассеянного поля в свободном пространстве над волноводом представляется в виде суммы

$$\vec{A} = \bar{x}_0 \operatorname{Re} \left(\sum_{s=-\infty}^{\infty} C_s e^{i\omega t - ih_s z - ig_s x} \right), \quad (3.2)$$

где $h_s = h + s\bar{h}$ и g_s - продольные и поперечные волновые числа рассеянных волн (лучей), связанные дисперсионным соотношением

$$(h + s\bar{h})^2 + g_s^2 = \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (3.3)$$

Из (3.3) следует, что распространяющимися, а следовательно, уносящими энергию волноводной моды, являются только волны, для которых $\frac{\omega^2}{c^2} - (h + s\bar{h})^2 > 0$. Здесь следует отдельно отметить, что для симметричной структуры ряд (3.2) будет содержать только слагаемые с нечетными индексами. Особую роль играет случай брэгговского резонанса, когда для некоего выделенного индекса $s = S$ выполняется условие

$$2h \approx S\bar{h}, \quad (3.4)$$

при котором рассеяние происходит в моду диэлектрического волновода, распространяющуюся в направлении, противоположном исходному. Таким образом, при условии (3.4) структура (3.1) помимо рассеяния в волны, распространяющиеся под углом к поверхности, обеспечивает связь и взаимное рассеяние двух встречных волновых потоков, которые можно охарактеризовать вектор-потенциалом \vec{A} , представленном в виде

$$\vec{A} = \bar{x}_0 \operatorname{Re} \left(a(y) \left(C_+(x, z, t) e^{-ihz} + C_-(x, z, t) e^{ihz} \right) e^{i\omega t} \right), \quad (3.5)$$

где $a(y)$ - нормированная функция, определяемая структурой поля соответствующей моды регулярного диэлектрического волновода, $C_{\pm}(x, z, t)$ - комплексные амплитуды парциальных волн. При этом волновые потоки (3.5) возбуждают убегающие волны в различных порядках дифракции, удовлетворяющих условию (3.3).

Брэгговская структура может использоваться в качестве резонатора для лазера [55, 139] при условии, что задаваемая (3.4) брэгговская частота попадает в полосу усиления активной среды. Будем для определенности предполагать, что брэгговская частота совпадает с центральной частотой полосы усиления $\omega = \omega_0 = 2\pi c / \lambda_0$, λ_0 - центральная длина волны излучения. При этом выбор

поляризации осуществляется активным слоем. В данной работе (аналогично [94, 141]) исследован случай, когда имеет место усиление только ТЕ -поляризованных волн.

Согласно (3.3) и (3.4), рассеянные волны являются распространяющимися при выполнении условия

$$\frac{\omega^2}{c^2} - h_s^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - h^2 \left(1 \pm \frac{2s}{S}\right)^2 = h^2 \left(n_{eff}^{-2} - \left(1 \pm \frac{2s}{S}\right)^2\right) > 0. \quad (3.6)$$

В этом случае происходит рассеяние волн (3.5) в плоскости $y - z$, вследствие чего энергия излучается из структуры под некоторым углом к поверхности $\varphi_s = \arctg(g_s / h_s)$ (рисунок 3.1). В противном случае пространственная гармоника волн (3.2) экспоненциально прижата к решетке и энергии не переносит. Соответственно, количество возможных направлений излучения зависит от пространственного индекса s и от эффективного показателя преломления невозмущенного диэлектрического волновода на центральной частоте полосы усиления активной среды $n_{eff} = h / \frac{\omega_0}{c} = h\lambda_0 / 2\pi$ и задается количеством целочисленных решений неравенства

$$\frac{1 - n_{eff}^{-1}}{2} S < s < \frac{1 + n_{eff}^{-1}}{2} S, \quad (3.7)$$

где s - номер гармоники, на которой происходит рассеяние. Угол между волновым вектором гармоники и поверхностью структуры определяется соотношением

$$\tg \varphi_s = \sqrt{\left(\frac{S}{n_{eff}(S - 2s)}\right)^2 - 1}. \quad (3.8)$$

Поскольку каждая из двух парциальных волн C_{\pm} рассеивается независимо, то дополнительные лучи появляются парами в $\pm\varphi$ направлениях. При этом существует одно важное исключение формирования вертикального луча $\varphi = 90^\circ$: если S четно, то всегда существует одно решение (3.7) в виде $s = S / 2$, при котором обе парциальные волны рассеиваются перпендикулярно поверхности волновода. Хотя использование вертикального луча для вывода излучения в одном направлении, нормальном к поверхности решетки, на первый взгляд кажется предпочтительным, такой вариант осложняется интерференцией между встречными парциальными волнами. Как известно [51 - 55], собственные моды брэгговского резонатора могут быть представлены в виде комбинации двух встречных парциальных волн (3.5) с различным числом вариаций поля по длине резонатора, наивысшую добротность имеют моды с одной вариацией поля. При этом имеет место вырождение по добротности для мод с собственными частотами, расположенными выше и ниже

относительно полосы брэгговского запираания (так называемые ВЧ и НЧ моды). Как показано в [136], добавление вертикального канала излучения эффективно для ВЧ моды. При этом добротность данной моды падает, и при наличии активной среды будет возбуждаться НЧ мода, для которой вследствие указанной интерференции поперечный вывод малоэффективен. Таким образом, вертикальный канал излучения обеспечивает селекцию мод, но при возбуждении более добротной НЧ моды поперечный вывод излучения практически отсутствует. В работах [142, A25, A26] был предложен альтернативный метод селекции ВЧ и НЧ мод, основанный на конечности поперечного (латерального) размера брэгговской структуры, где было показано что при поперечных размерах указанной структуры l_x , удовлетворяющей френелевскому условию $F = \sqrt{2\pi l_z} / l_x \sqrt{h} \leq 1$, поперечные дифракционные потери НЧ моды существенно меньше, чем для ВЧ моды.

Далее в работе рассматривается случай симметричной решетки, для которой запрещено рассеяние с четными значениями индексов гармоник s . Брэгговский резонанс в третьем порядке дифракции (т.е. при $S = 3$) позволяет осуществлять рассеяние только в один дополнительный луч, соответствующий $s = 1$.

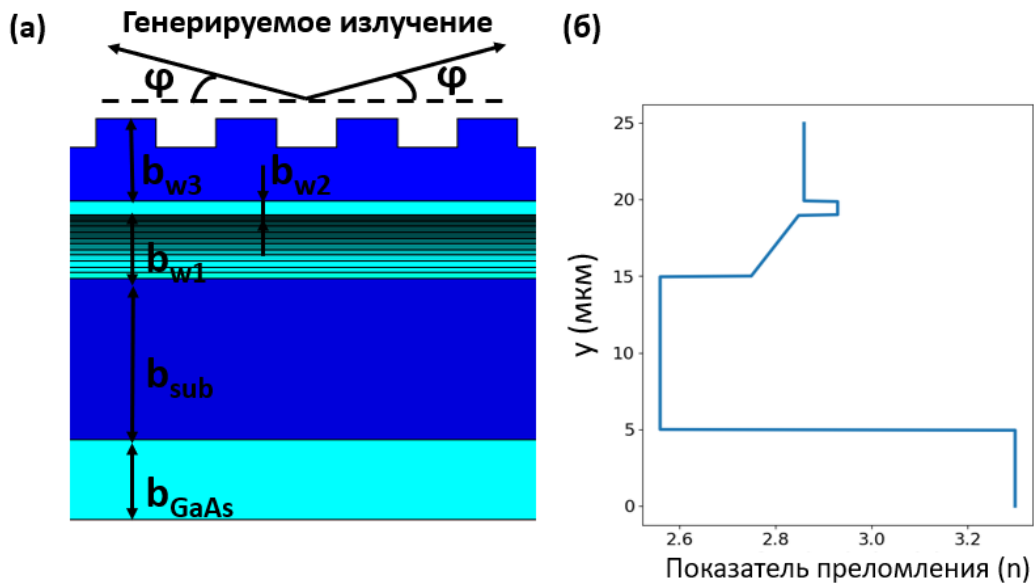


Рисунок 3.2 - (а) Схема поперечного сечения диэлектрической структуры КРТ - лазера и (б) зависимость показателя преломления для различных слоев структуры.

Исследование собственных мод брэгговской структуры проводилось с использованием пакета CST Microwave Studio в рамках двумерной модели, т.е. предполагалось, что структура не ограничена по оси x . Так как в работе проводилось исследование рассеяния ТЕ - волн, данное предположение

соответствует граничному условию $E_t = 0$ в плоскости $x = \text{const}$. В рамках моделирования была исследована структура для упомянутого выше КРТ-лазера (HgCdTe/CdHgTe) с длиной волны $\lambda_0 = 14$ мкм и брэгговской решеткой, выполненной путем травления поверхности волноведущего слоя. Модель структуры и зависимость показателя преломления КРТ-структуры приведены на рисунке 3.2, параметры указаны в Таблице 2.

Таблица 2. Параметры диэлектрической структуры КРТ - лазера.

параметры структуры:	
длина волны лазера λ_0	14 мкм
период гофрировки d	7.5 мкм
длина гофрированной области l_z	6 мм
толщина подложки b_{sub}	10 мкм
показатель преломления подложки n_{sub}	2.56
толщина волноведущего слоя b_{w1}	4 мкм
показатель преломления волноведущего слоя n_{w1}	2.75-2.85
толщина волноведущего слоя b_{w2}	0.9 мкм
показатель преломления волноведущего слоя n_{w2}	2.93
толщина волноведущего слоя b_{w3}	5.1 мкм
показатель преломления волноведущего слоя n_{w3}	2.86
показатель преломления подложки n_{GaAs}	3.3

Собственная мода, обладающая наибольшей добротностью, с учетом распределения потерь энергии по различным каналам излучения может быть найдена путем решения нестационарной задачи, основанной на возбуждении резонатора внешним электромагнитным импульсом диполя, расположенного внутри резонатора. В рамках данного метода в процессе затухания начальных возмущений должна выделяться наиболее высокодобротная мода. При этом ширина спектра начального импульса в моделировании была ограничена величиной, при которой возбуждался только спектр НЧ мод, т.е. мод, собственные частоты которых лежат ниже зоны непрозрачности. На рисунке 3.3 представлены результаты моделирования: продольная структура поля по оси z внутри волновода для моды с центральной частотой 80 ТГц, соответствующей длине волны λ_0 и представляющей собой интерференцию двух встречных парциальных волн (рисунок 3.3а), распределение электромагнитного поля вдоль нормальной координаты y , которое близко к собственной моде регулярного плоского диэлектрического волновода (рисунок 3.3б), и структура

поля над поверхностью волновода, демонстрирующая выделение двух лучей, направленных под углом $\varphi \approx 20^\circ$ и имеющих плоские фазовые фронты (рисунок 3.3в).

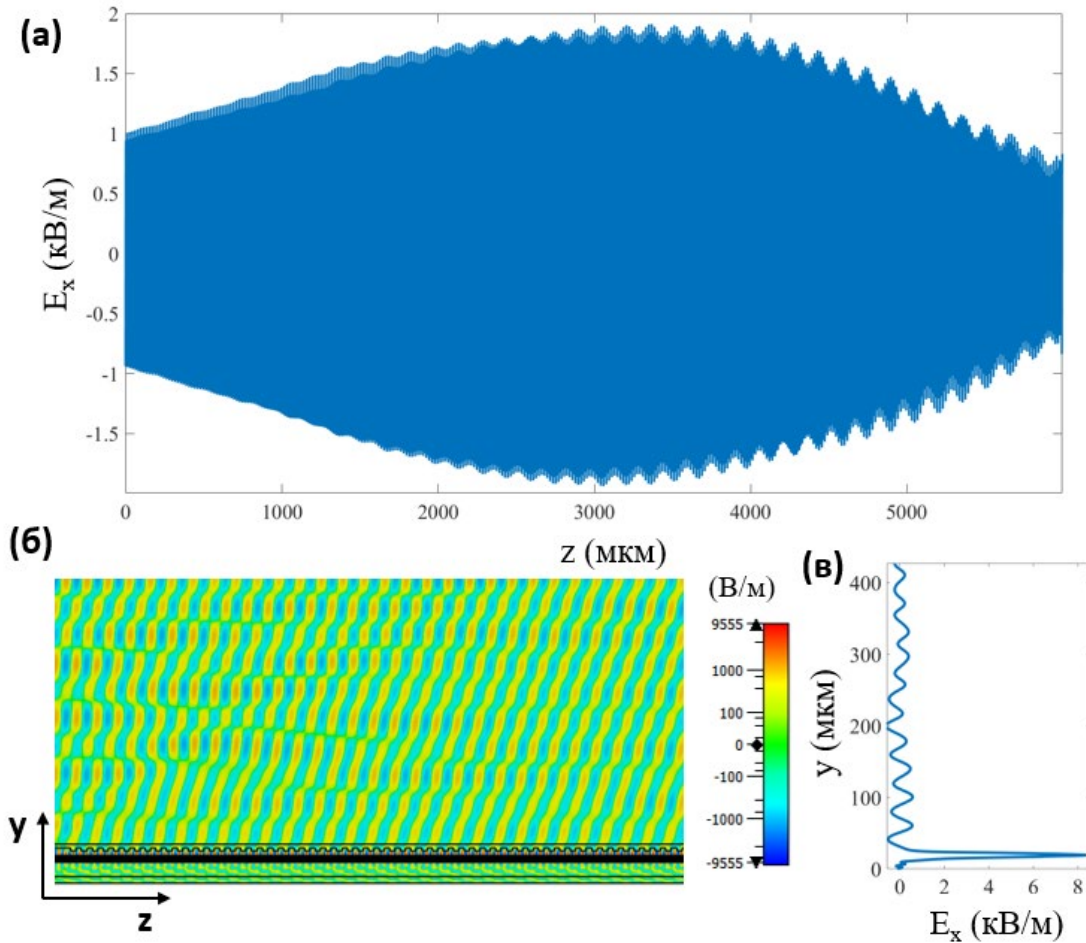


Рисунок 3.3 - Результаты CST - моделирования разработанной диэлектрической структуры КРТ - лазера: **(а)** продольное (по оси z) и **(б)** поперечное (по оси y) распределения компоненты электрического поля E_x для основной моды брэгговского резонатора, а также **(в)** структура поля над поверхностью волновода в плоскости $y - z$.

Следует, однако, отметить, что аналогичные лучи, согласно проведенному моделированию, также распространяются вниз в подложку. При этом баланс мощности между поверхностным выходом и каналом потерь внутрь структуры зависит от глубины брэгговской гофрировки. Для нахождения мощности излучения в рамках проведенного моделирования проводилось интегрирование мгновенного значения вектора Пойнтинга по сечению соответствующего направления и усреднение по ВЧ - периоду на экспоненциальной стадии начальных возмущений

(использовалось не менее 20 точек по времени на один период). На рис. 3.4 показана зависимость отношения потоков «вверх» P_{y+} (в положительном направлении оси y) к мощности P_{y-} , идущей в подложку (в отрицательном направлении оси y), а также зависимость P_{y+}/P , где P - полная мощность. В рамках моделирования было исследовано соотношение P_{y+}/P_{y-} в зависимости от глубины гофрировки. Согласно моделированию, при оптимальной глубине $b_{Br}^{opt} = 1.75 \div 2$ мкм может быть обеспечено соотношение потоков P_{y+}/P_{y-} вплоть до 1. При увеличении длины структуры потери излучения в торцы (в направлениях $\pm z$) значительно уменьшаются. В результате, при длине структуры $l_z = 800d$ потери в торцы не превышают 10%, что позволяет реализовать вывод до 40% генерируемого излучения в $+y$ - направлении под углом $\varphi \approx 20^\circ$ к поверхности структуры.

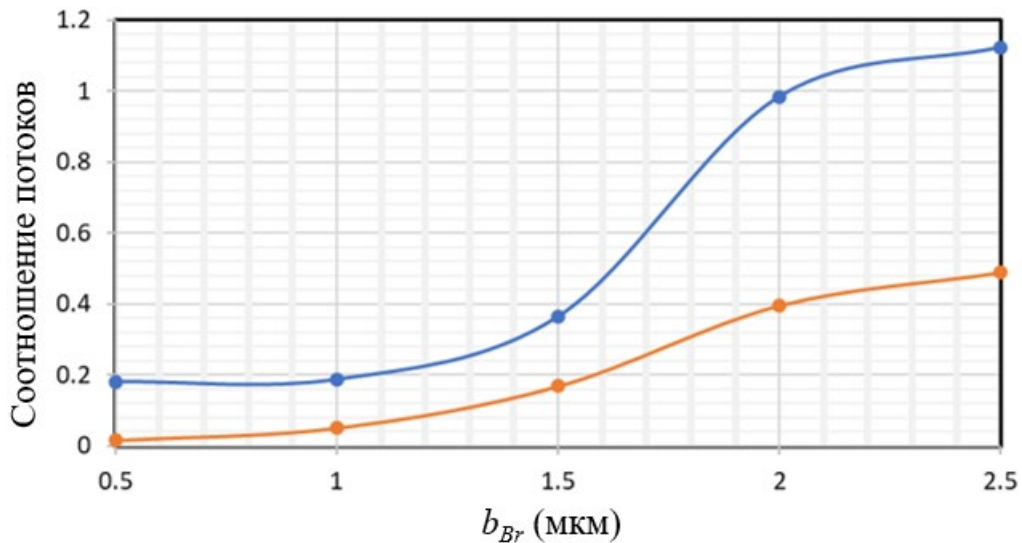


Рисунок 3.4 - Результаты CST - моделирования разработанной диэлектрической структуры КРТ-лазера: соотношения потоков P_{y+}/P_{y-} (голубая кривая) и P_{y+}/P (оранжевая кривая) в зависимости от глубины гофрировки b_{Br} .

Анализ электродинамических свойств разработанной структуры проводился в рамках метода связанных волн [55, 139]. Предполагалось, что встречные волновые потоки связываются на брэгговской решетке, а излучаемые под углом гармоники представляют собой дополнительный к омическим канал потерь. В данном приближении взаимное рассеяние парциальных волн (3.3) на структуре (3.1) может быть описано уравнениями

$$\frac{1}{v_{gr}} \frac{\partial C_+}{\partial t} + \frac{\partial C_+}{\partial z} + \gamma C_+ + i\alpha C_- = 0, \quad (3.9.1)$$

$$\frac{1}{v_{gr}} \frac{\partial C_-}{\partial t} - \frac{\partial C_-}{\partial z} + \gamma C_- + i\alpha C_+ = 0, \quad (3.9.2)$$

где α - коэффициент связи волн, γ - коэффициент потерь, v_{gr} - групповая скорость волны в волноводе.

При малой величине модуляции диэлектрической проницаемости коэффициент связи и потерь могут быть найдены аналитически [139]. Однако при величине модуляции, при которой проводилось моделирование, представленное на рисунке 3.3, возникает достаточно сильное расхождение по добротности между CST - моделированием и аналитической теорией. Для улучшения сходимости было использовано следующее приближение. В рамках CST - моделирования определялись частотные зависимости коэффициента отражения при различных длинах брэгговской структуры, для этого структура возбуждалась с торца заданной модой диэлектрического резонатора (рисунок 3.5). Далее эти результаты сопоставлялись с аналитической формулой, которая может быть получена из решения уравнений (3.9) для коэффициента отражения на брэгговской частоте:

$$R(\alpha, \gamma, l) = \frac{i\alpha th(l\Lambda)}{-i\gamma th(l\Lambda) + \Lambda}, \quad (3.10)$$

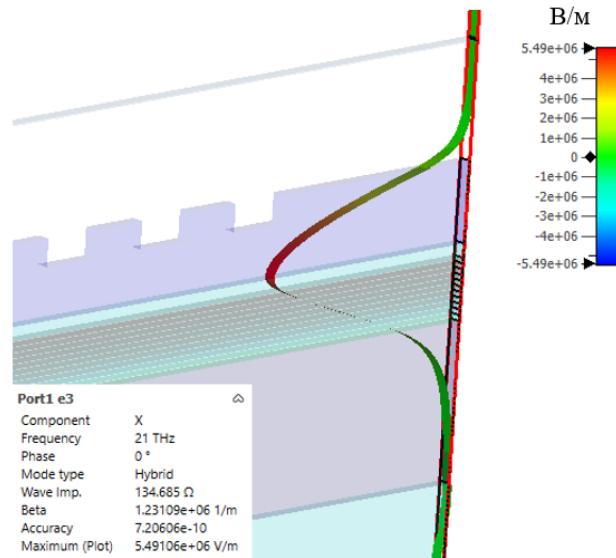


Рисунок 3.5 - Структура поля E_x моды, использованной для нахождения коэффициентов отражения в CST - моделировании.

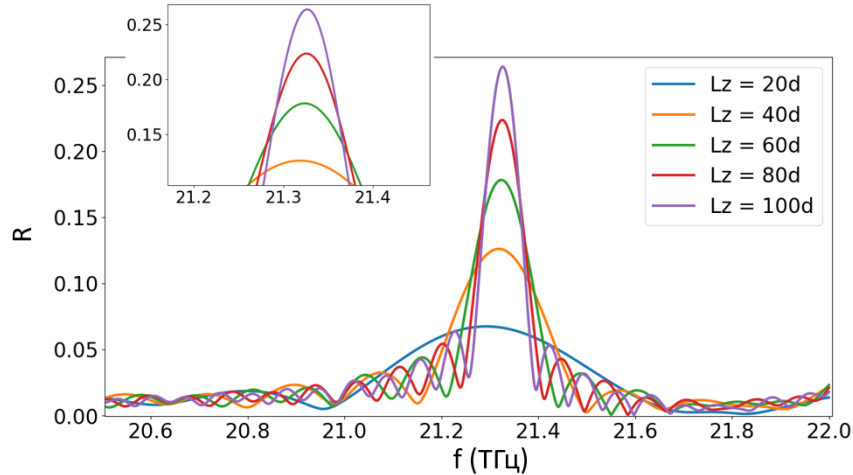


Рисунок 3.6 - Частотные зависимости коэффициента отражения моды планарного диэлектрического волновода от брэгговской структуры при различных значениях ее длины.

где $\Lambda = \sqrt{\gamma^2 + \alpha^2}$, l - длина брэгговской структуры. Выражение (3.10) позволяет оценить коэффициенты связи и потерь из следующих алгебраических уравнений:

$$\begin{cases} R(\alpha, \gamma, l_1) = R_1 \\ R(\alpha, \gamma, l_2) = R_2. \end{cases} \quad (3.11)$$

Зависимости коэффициента отражения от частоты для различных длин гофрированной области приведены на рисунке 3.6. Значения коэффициентов связи и потерь, полученные из решения (3.8) при различных («произвольных») парах значений длины решетки (l_1, l_2) совпадают с высокой точностью: $\alpha \approx 180 \text{ см}^{-1}$, $\gamma \approx 90 \text{ см}^{-1}$ [A23].

3.2. Нестационарная динамика РОС - лазеров с поперечным выводом энергии в рамках квазиоптической модели

Для исследования нелинейной динамики РОС - лазера используем трехмерную модель, где активная область и брэгговская структура имеют по латеральной координате x конечную ширину l_x . Поскольку центральная частота и основное направление распространения волновых потоков задаются полосой усиления активной среды и брэгговским условием (3.4), взаимодействие волновых потоков (3.5) можно рассматривать в квазиоптическом приближении с учетом их дифракционного расплывания вдоль координаты x . Как показано в [A25, A26], поперечная дифракция излучения по координате x обеспечивает условие для подавления возбуждения ВЧ моды брэгговской структуры,

частота которой выше полосы ее непрозрачности. При таком подходе связь парциальных волн в брэгговском резонаторе и его возбуждение активным слоем могут быть описаны следующей системой самосогласованных уравнений, полученных из уравнений Максвелла-Блоха [142, 143, A26]:

$$\left(i \frac{\partial^2}{\partial X^2} \pm \frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{C}_{\pm} + \hat{\gamma} \hat{C}_{\pm} + i \hat{C}_{\mp} = \hat{P}_{\pm}, \quad (3.12.1)$$

$$\frac{\partial \hat{P}_{\pm}}{\partial \tau} + \frac{\hat{P}_{\pm}}{\hat{T}_2} = \frac{\beta}{\hat{T}_2} \hat{C}_{\pm} \hat{\rho}, \quad (3.12.2)$$

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial \tau} + \frac{(\hat{\rho} - 1)}{\hat{T}_1} = -\text{Re}(\hat{C}_+ \hat{P}_+^* + \hat{C}_- \hat{P}_-^*), \quad (3.12.3)$$

где $X = \sqrt{a\hbar}x$, $Z = \alpha z$, $\tau = \alpha v_{gr} t$ - нормированные пространственные координаты и время, $\hat{\gamma} = \gamma/\alpha$ - нормированный коэффициент потерь на излучение, который описывает вывод излучения под углом к поверхности структуры, $\hat{\rho} = \frac{\rho}{\rho_e}$, ρ - поверхностная плотность инверсии активной среды, ρ_e - равновесный уровень инверсии без лазерного излучения, который характеризует интенсивность накачки, $\hat{C}_{\pm} = C_{\pm} (b_{TE} \omega_0 / \pi \rho_e \hbar c v_{gr})^{\frac{1}{2}}$, $\beta = \pi \rho_e |\mu|^2 T_2 \text{ca}(y = y_{active}) / \alpha \hbar \omega_0 b^{TE}$ - нормированный модовый коэффициент усиления активной среды, $\hat{T}_{1,2} = \alpha v_{gr} T_{1,2}$ - нормированные времена релаксации инверсии и поляризации активной среды, b^{TE} - эффективная толщина волновода для соответствующей волноводной моды, μ - дипольный момент, $\omega_0 = 2\pi c/\lambda$, $\hat{P}_{\pm} = P_{\pm} (\pi \omega_0 / \rho_e \alpha \hbar c v_{gr} b^{TE})^{\frac{1}{2}}$, P_{\pm} - поверхностная плотность резонансных компонент поляризации активной среды:

$$P = \delta(y - y_{active}) \text{Re} \left(i (P_+ e^{ihz} + P_- e^{-ihz}) e^{i\omega_0 t} \right), \quad (3.13)$$

где y_{active} - положение активного слоя.

Уравнения (3.12) были исследованы в балансном приближении в предположении, что время релаксации поляризации T_2 мало в сравнении с другими временными масштабами. В данном случае поляризационная часть (3.12) может быть сведена к алгебраической форме

$$\hat{P}_{\pm} = \beta \hat{C}_{\pm} \hat{\rho}, \quad (3.14)$$

и уравнения (3.12) приведены к виду

$$\left(i \frac{\partial^2}{\partial X^2} \pm \frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{C}_{\pm} + \hat{\gamma} \hat{C}_{\pm} + i \hat{C}_{\mp} = \beta \hat{C}_{\pm} \hat{\rho}, \quad (3.15.1)$$

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial \tau} + \frac{(\hat{\rho} - 1)}{\hat{\Gamma}_1} = -\beta \hat{\rho} \left(|\hat{C}_+|^2 + |\hat{C}_-|^2 \right), \quad (3.15.1)$$

Нормированные потоки мощности генерируемого излучения в поперечном направлении и продольном направлении характеризуются выражениями

$$W_x = \hat{\gamma} \int_0^{L_z} \int_{-L_x/2}^{L_x/2} \left(|\hat{C}_+|^2 + |\hat{C}_-|^2 \right) dXdZ, \quad (3.16.1)$$

$$W_z = \int_{-L_x/2}^{L_x/2} \left(|\hat{C}_+(Z=L_z)|^2 + |\hat{C}_-(Z=0)|^2 \right) dX. \quad (3.16.1)$$

Следует отметить, что парциальные волны (3.5) образуют стоячую волну в области взаимодействия. Эта стоячая волна формирует пространственную модуляцию инверсии населенности, которая также известна как эффект выжигания пространственных дыр и может быть описана введением дополнительных пространственных компонентов инверсии [142, A27]. Однако в рамках проведенного анализа предполагается, что для рассматриваемых полупроводниковых активных сред этот эффект подавляется диффузией носителей.

Начальные условия для процесса возбуждения РОС-лазера могут быть представлены в виде

$$\hat{C}_{\pm} \Big|_{\tau=0} = C_0(X, Z), \quad (3.17.1)$$

$$\hat{\rho}_0 \Big|_{\tau=0} = 0, \quad (3.17.1)$$

где $C_0(x, z)$ - начальное случайное распределение поля малой амплитуды. Граничные условия для парциальных волн соответствуют отсутствию отражений и внешних потоков энергии по краям области моделирования.

Результаты моделирования уравнений (3.15) при использовании разработанной брэгговской структуры, описанной выше, демонстрируют широкую область параметров, при которых лазер работает в одночастотном одномодовом режиме. При этом излучение практически полностью выводится в поперечном направлении $W_x \gg W_z$, в то время как потоки излучения за пределы области решетки по направлению к краям незначительны. Отметим, что в отличие от брэгговских резонаторов с фиксированной структурой поля по оси x одномодовые режимы с учетом описываемых уравнениями (3.15) поперечных дифракционных потерь реализуются в отсутствие

скачка фазы решетки. Процесс возбуждения и установления стационарного режима генерации показан на рисунок 3.7а.

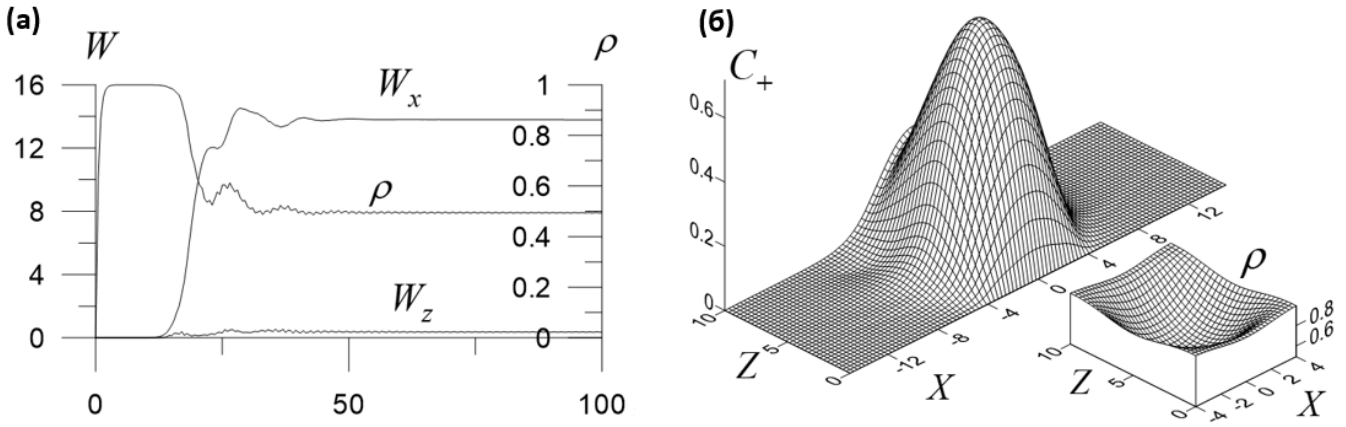


Рисунок 3.7 - (а) Зависимости мощности, излучаемой в поперечном W_x и продольном W_z направлениях, а также инверсии населенности ρ в центре активной зоны от времени. **(б)** Пространственное распределение амплитуды поля парциальной волны C_+ и средней инверсии ρ в стационарном режиме генерации ($L_z = 10$, $L_x = 8$, $\gamma = 0.5$, $\beta = 0.8$).

Пространственные распределения парциальных волн и инверсия населенности в стационарном режиме представлены на рисунке 3.7б. Видно, что распределенные потери обеспечивают эффективное использование инверсии по всему активному объему. Важно подчеркнуть, что установление одномодового режима генерации имеет место при значениях параметра Френеля $F = \sqrt{2\pi l_z} / l_x \sqrt{h} = \sqrt{2\pi L_z} / L_x \approx 1$, где $L_z = \alpha l_z$, $L_x = \sqrt{\alpha h} l_x$ - нормированные значения длины и ширины области взаимодействия, соответственно. В таких условиях дифракционные потери ВЧ моды в поперечном латеральном направлении существенно превышают потери НЧ моды. В результате, устанавливается генерация на частоте данной моды с одной вариацией поля по указанной координате. Нормированные параметры, использованные в моделировании, соответствуют длине и ширине активной области $l_z \approx 1000$ мкм, $l_x \approx 80$ мкм и модовому коэффициенту усиления $\alpha\beta \approx 140$ см⁻¹.

3.3. Экспериментальные исследования

Для проведения экспериментального исследования разработанной структуры необходимо было выработать требования на точность ее изготовления. Прежде всего, это касалось требований на точность формы гофрировки, так как используемая технология не позволяет получить идеальные вертикальные границы меандра. Для получения численных оценок влияния «неидеального» профиля было проведено дополнительное CST - моделирование структуры с гофрировкой в виде трапеций (рисунок 3.8а). Моделирование показывает (рисунок 3.8б), что «наклон меандра» α вплоть до 15° практически не влияет на эффективность брэгговской решетки. Указанная точность изготовления меандра может быть обеспечена в рамках используемой технологии травления структуры.

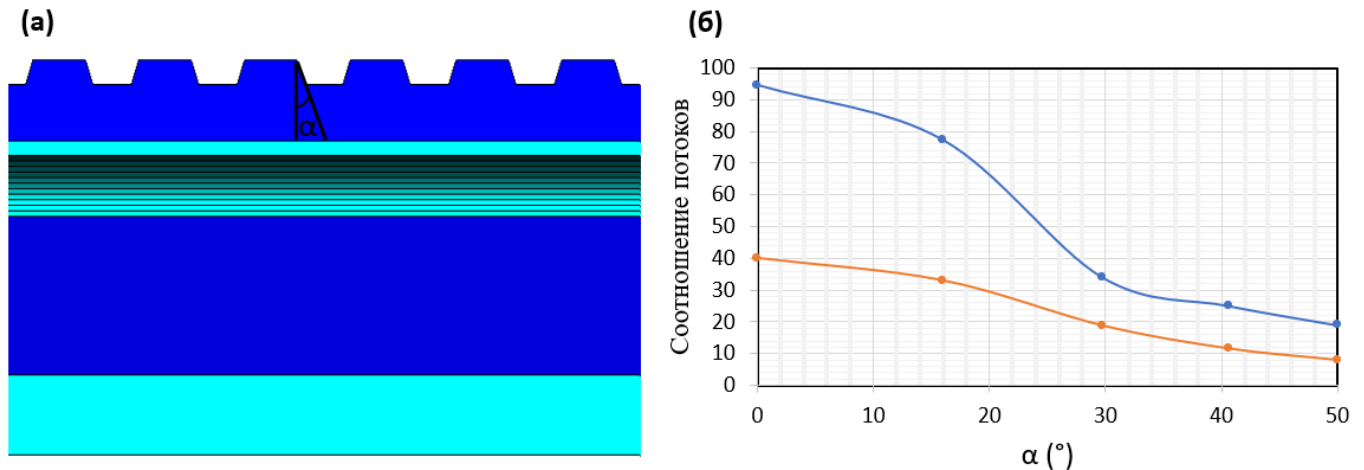


Рисунок 3.8 - (а) Схема структуры с трапециевидной гофрировкой и (б) результаты ее моделирования: соотношение потоков P_{y+}/P_{y-} (голубая кривая) и P_{y+}/P (оранжевая кривая) в зависимости от угла наклона боковой стороны трапеции α .

В институте физики микроструктур РАН (ИФМ РАН, Нижний Новгород) был создан прототип разрабатываемого лазера с выводом генерируемого излучения под углом к поверхности структуры. На подложке с активной средой были изготовлены три модификации брэгговских решеток: одна решетка с длиной гофрировки 1 см и две решетки с длиной 2 см. Параметры структур соответствовали расчетам, представленными выше в Разделах 3.1 и 3.2. На рисунке 3.9а показаны схемы образцов, на рисунке 3.9б - фотографии изготовленных структур.

Для проверки точности изготовления профиля гофрировки и наличия дефектов был проведен анализ изготовленных образцов с использованием электронного микроскопа. Фотографии и

результаты исследования приведены на рисунке 3.10. Видно, что профиль гофрировки значительно отличается от расчетного: в нем представлено меньше высоких гармоник, следовательно, возможно уменьшение коэффициента связи встречных волн. Измеренный период гофрировки составил 7.778 мкм (рисунок 3.10а). На рисунках 3.10б,в приведены фотографии типичных дефектов на краях и основной части гофрировки соответственно. Согласно проведенному анализу, наличие дефектов, в целом, незначительное и не должно оказать существенного влияния на работу структуры.

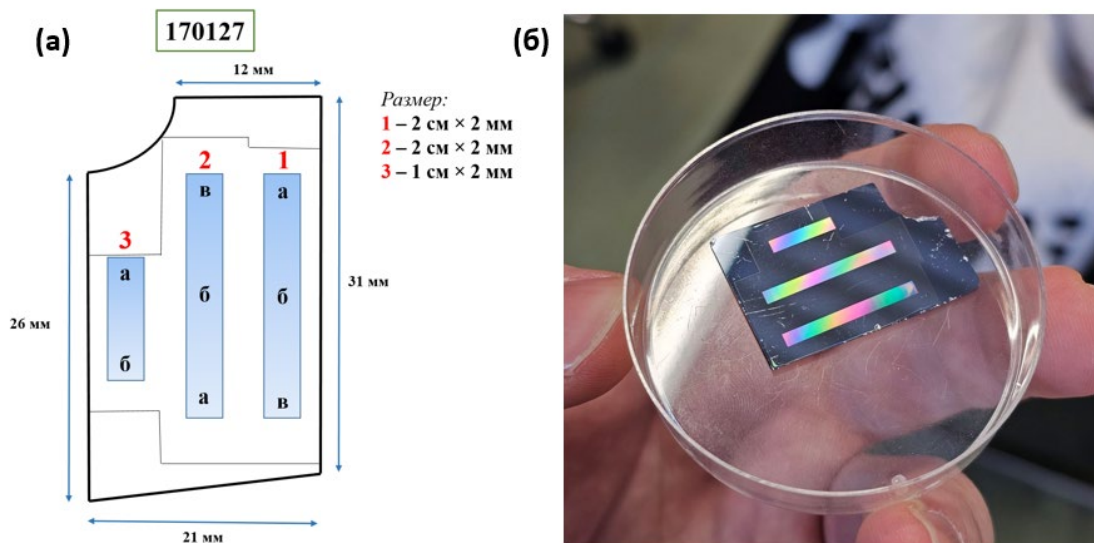


Рисунок 3.9 - (а) Схемы экспериментальных образцов и (б) фотография изготовленного КРТ - лазера с брэгговскими структурами предложенного типа.

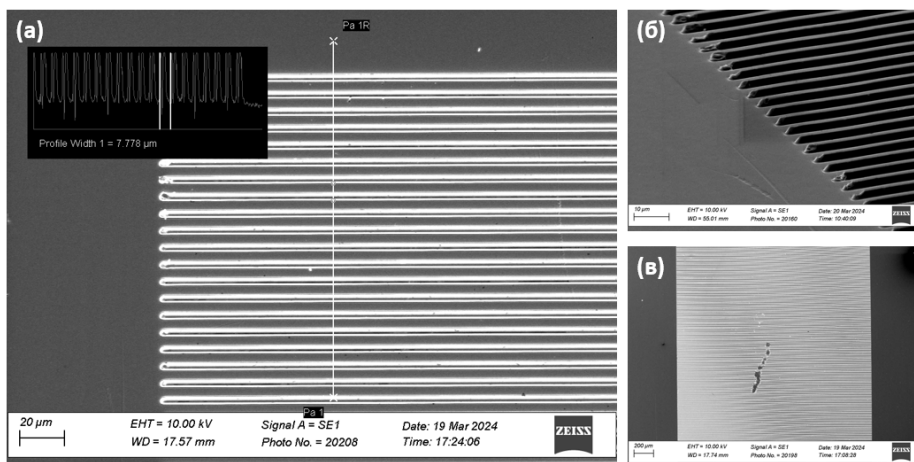


Рисунок 3.10 - (а) Фотография изготовленной структуры с помощью электронного микроскопа (измеренный период структуры составляет 7.778 мкм), а также фотографии ее дефектов (б) на краю и (в) в середине гофрировки.

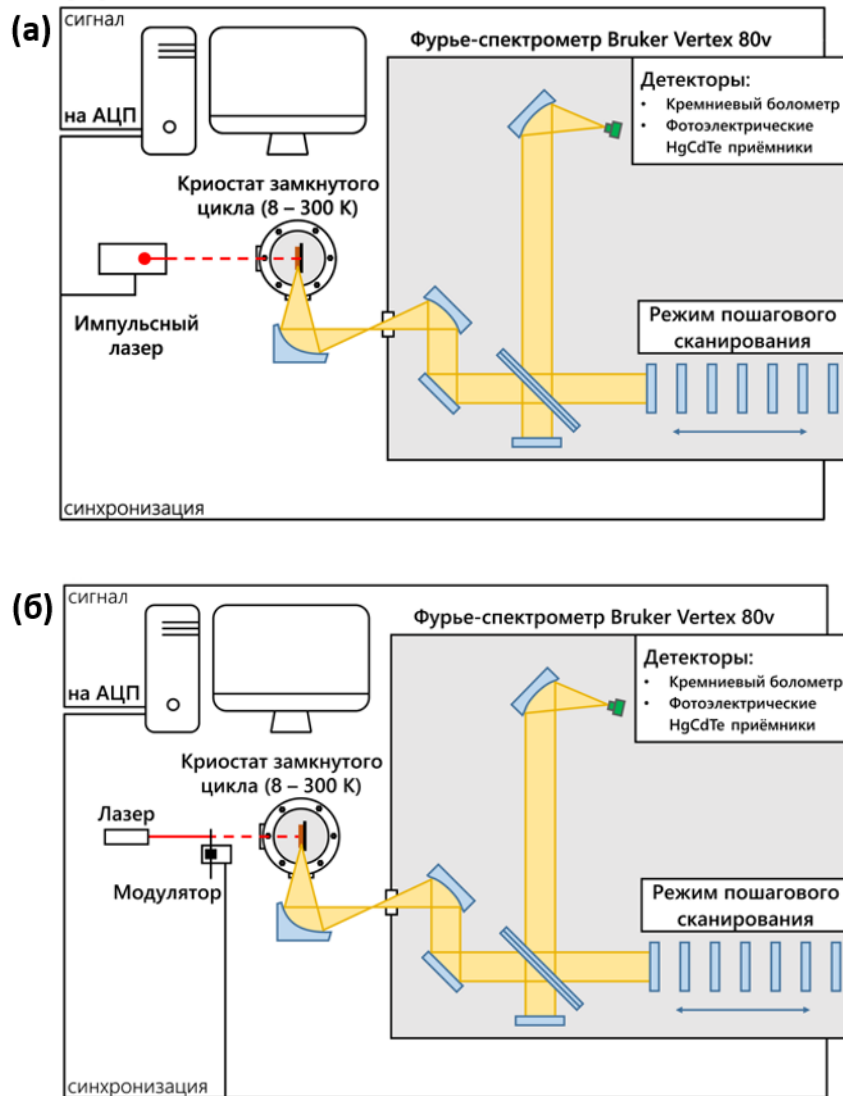


Рисунок 3.11 - Схема экспериментальных исследований спектра излучения КРТ - гетеролазера на основе предложенной брэгговской структуры с накачкой (а) импульсным и (б) непрерывным лазером.

Первая серия экспериментальных исследований была направлена на определение спектра разработанного лазера при использовании разных источников накачки:

- импульсный CO_2 -лазер Infralight-100 с длиной волны 10.6 мкм и мощностью ~ 100 кВт, размер пучка 5×12 мм;

- непрерывный волоконный Tm лазер IPG Photonics TLM-10 с длиной волны 1.91 мкм, мощностью 8 Вт, размер пучка 3 - 3.5 мм;

- непрерывный CO₂-лазер Synrad 48-10 с длиной волны 10.6 мкм, мощностью ~ 12 Вт, размер пучка 3 - 4 мм;

- квантово-каскадный лазер (ККЛ) среднего ИК-диапазона (ФТИ им. А.Ф. Иоффе) с длиной волны 8 мкм, мощностью ~ 4 Вт, размер пучка 2.5 - 3.5 мм.

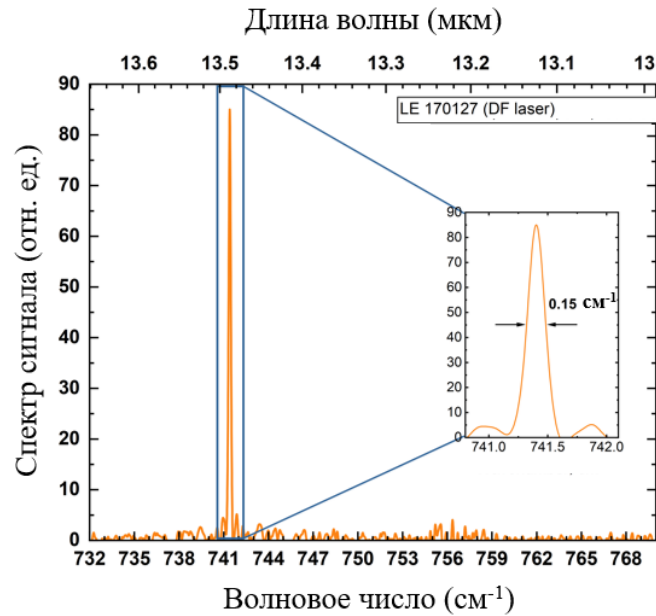


Рисунок 3.12 - Результаты измерения спектра генерируемого излучения в КРТ - гетеролазере с предложенной брэгговской структурой.

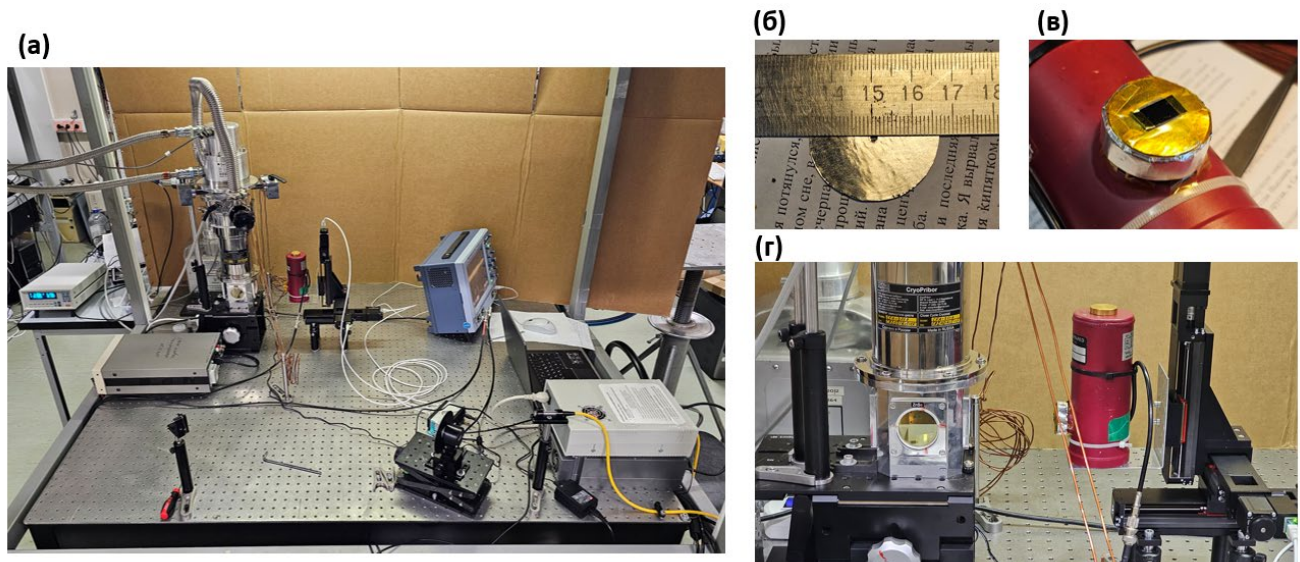


Рисунок 3.13 - Схема экспериментальной установки для измерения диаграммы направленности генерируемого излучения в разработанном КРТ - гетеролазере.

Проведенные экспериментальные исследования продемонстрировали возможность установления одномодового режима генерации в исследуемой структуре [А34]. На рисунке 3.12 показан измеренный спектр генерируемого излучения одного из изготовленных образцов (образец №1 на рисунке 3.9а) при накачке импульсным CO_2 -лазером Infralight-100. Измерения показывают реализацию стабильного одночастотного режима генерации на расчетной частоте. При этом наблюдаемая ширина спектра обусловлена разрешением спектрометра.

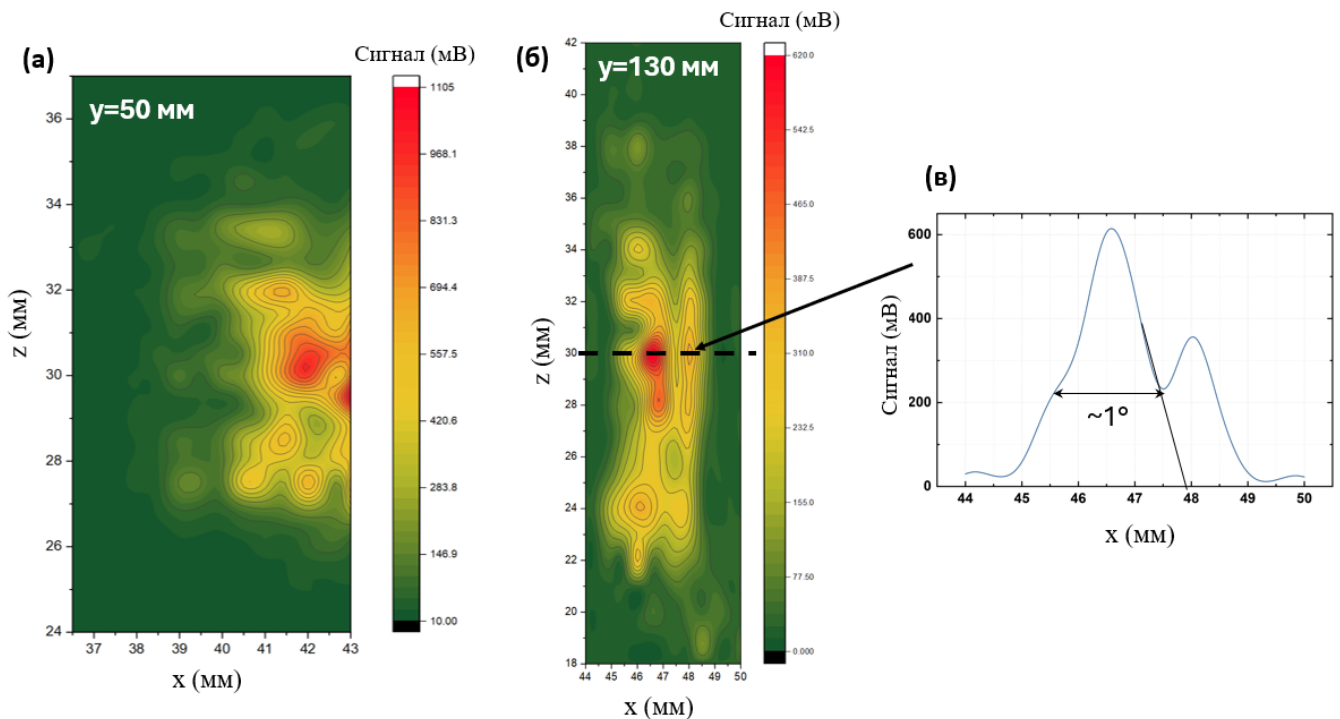


Рисунок 3.14 - Результаты измерения диаграммы направленности КРТ - гетеролазера на расстоянии (а) 50 мм и (б) 130 мм; (в) амплитуда сигнала в сечении $z = \text{const}$, соответствующем максимуму излучения.

Наиболее важным для подтверждения результатов теоретического анализа и моделирования разработанной брэгговской структуры в рамках экспериментальных исследований служило измерение диаграммы направленности излучения. Для этого был сконструирован экспериментальный стенд, позволяющий измерять мощность лазерного излучения в зависимости от углового положения приемника. Фотографии разработанного экспериментального стенда приведены на рисунке 3.13. Приемник с апертурой ~ 1 мм был закреплен на подвижном штативе с электронной калибровкой положения относительно выходного окна криокамеры, в которой

установлен исследуемый лазер. По результатам теоретических расчетов образец закреплен таким образом, чтобы выходное излучение шло по нормали к выходному окну. В ходе проведенных экспериментов проводилось перемещение положение приемника с шагом 0.5 мм по двум координатам. Полученная зависимость мощности излучения в плоскости, перпендикулярной выходному окну камеры с лазером, на удалении 50 мм и 130 мм представлена на рисунке 3.14а и рисунке 3.14б, соответственно. Координаты максимума излучения, найденные в двух измерениях: на расстоянии 50 мм от структуры и 130 мм от структуры, совпадают с высокой точностью. Измеренное значение угла вывода излучения составило 24° , что хорошо согласуется с расчетным значением 21° с учетом погрешности измерений.

Таким образом, проведенные исследования продемонстрировали возможность реализации гетеролазера на основе КРТ - структуры с брэгговской гофрировкой, которая обеспечивает в нем распределённую обратную и одновременный вывод генерируемого излучения в два когерентных луча под углом к поверхности. В рамках CST - моделирования найдены оптимальные параметры структуры, при которых до 40% мощности излучается в поперечном направлении, а остальная часть излучения распространяется в подложку и рассеивается в ней. Моделирование процесса генерации в предложенной схеме гетеролазера проведено в рамках квазиоптического приближения для волновых потоков и балансных уравнений для активной среды, продемонстрирована возможность установления одночастотного одномодового режима лазерной генерации. На основе проведенных теоретических расчетов изготовлены прототипы гетеролазеров с предложенной электродинамической системой, проведена серия экспериментальных исследований, в которых подтверждена возможность получения в них одночастотного режима генерации при использовании различных источников накачки. Измеренный угол вывода излучения хорошо согласуется с полученным в рамках проведенного теоретического анализа.

Заключение

Основные результаты диссертационной работы сводятся к следующему:

1. Предложен новый тип брэгговских структур - так называемые «трехмерные» (3D) брэгговские структуры, позволяющие осуществить связь и взаимное рассеяние волновых потоков, распространяющихся в трех взаимно-перпендикулярных направлениях. Проведено исследование электродинамических характеристик 3D брэгговских резонаторов в рамках метода связанных волн (квазиоптического и геометрооптического приближений). Показано, что резонаторы данного типа позволяют обеспечить эффективную селекцию мод при поперечных размерах, составляющих от нескольких десятков до сотен длин волн по всем трем пространственным координатам. Результаты теоретического анализа подтверждены 3D - моделированием на основе CST Microwave Studio, а также экспериментальными исследованиями параметров рассеяния в W-диапазоне. Разработаны высокоселективные 3D брэгговские резонаторы для их дальнейшего использования в проектах МСЭ - генераторов суб-ТГц и ТГц диапазона частот.
2. Для описания динамики планарных МСЭ - генераторов с новым типом электродинамической системы развита оригинальная квазиоптическая модель в рамках метода связанных волн. В проведенном на основе данной модели моделировании исследован процесс установления автоколебаний в различных схемах МСЭ на основе 3D брэгговских структур, обладающих высокой степенью сверхразмерности, включая односекционные и комбинированные двухзеркальные схемы резонаторов. Показано, что использование механизма трехмерной обратной связи в резонаторах данных типов позволяет при оптимальных параметрах обеспечить устойчивый одномодовый режим генерации в МСЭ при поперечных размерах, на порядки превышающих длину волны излучения λ . Продемонстрированы преимущества комбинированных двухзеркальных резонаторов на основе трехмерных и «традиционных» одномерных брэгговских структур с точки зрения повышения КПД электронно-волнового взаимодействия и снижения уровня омических потерь в МСЭ-генераторах.
3. Проведена оценка параметров для реализации проекта сверхмощного планарного МСЭ - генератора с трехмерной обратной связью в W-диапазоне частот (рабочая частота около 75 ГГц) на базе ускорительного комплекса «У-2» (ИЯФ СО РАН), формирующего релятивистские электронные пучки (РЭП) 1 МэВ / 140 кА / 10 мкс, которые имеют ленточную конфигурацию с поперечным сечением до 1 см × 140 см. В рамках PIC - моделирования исследован процесс формирования интенсивного магнитонаправляемого ленточного РЭП в планарном ондуляторе с высокой поперечной неоднородностью поля.

Разработана высокоселективная электродинамическая система на основе 3D брэгговской структуры и выходная система для создания и вывода волнового пучка с высоким гауссовым содержанием. Выполнено моделирование электронно-волнового взаимодействия, продемонстрирована возможность получения в проектируемом генераторе устойчивого одномодового режима генерации при рекордных поперечных размерах, составляющих до $10\lambda \times 400\lambda$. При проектных параметрах выходная мощность МСЭ-генератора может достигать экстремально высокого уровня ~ 15 ГВт, а энергосодержание в импульсах излучения до $10^4 - 10^5$ Дж.

4. Исследована возможность использования дополнительной гармоники гофрировки в замедляющей системе релятивистских генераторов поверхностной волны (ГПВ), которая обеспечивает рассеяние поверхностных волн в волновые потоки, распространяющиеся в поперечном направлении, и, таким образом, реализует эффективный вывод излучения. В рамках квазиоптической модели метода связанных волн выполнено моделирование и оптимизация параметров мультипериодических замедляющих систем на основе брэгговских структур 1D и 2D типа, прослежена аналогия последних с 3D брэгговскими структурами. Результаты проведенного анализа подтверждены трехмерным моделированием в рамках PIC - кода CST Studio Suite. Показано, что использование дополнительной гармоники гофрировки в 1D замедляющих структурах позволяет обеспечить в ГПВ вывод более 90% генерируемой мощности в поперечном направлении. В ГПВ на основе мультипериодических замедляющих структур, обеспечивающих трехмерное рассеяние волновых потоков, эффективность поперечного вывода излучения составляет $\sim 70\%$ по мощности. Проведена оценка параметров для реализации поперечного вывода излучения в проектах планарных генераторов поверхностной волны G - диапазона (рабочая частота около 150 ГГц) и J - диапазона (частота ~ 300 ГГц) на базе ускорительного комплекса «Синуки» (ИПФ РАН).

5. Исследована возможность реализации поперечного вывода излучения в квантово-каскадных гетеролазерах с распределенной обратной связью (РОС) на основе кадмий-ртуть-теллур (КРТ) структур. Предложена модификация двоякопериодической брэгговской гофрировки, в которой основная компонента обеспечивает обратную связь, а добавление дополнительной гармоники позволяет осуществить вывод излучения под углом к гофрированной поверхности, зависящим от номера гармоники. Проведен теоретический анализ электродинамических характеристик брэгговских структур данного типа и их прямое численное моделирование, продемонстрировано хорошее соответствие результатов в рамках этих подходов. Разработан проект двоякопериодической

структуры для прототипа КРТ - гетеролазера, позволяющей обеспечить вывод до 40% мощности генерируемого излучения на третьей гармонике гофрировки под углом 20° к его поверхности. В рамках моделирования динамики РОС - лазера на основе балансных уравнений показана возможность установления стационарного режима генерации при использовании предложенных брэгговских структур. При этом реализация поперечного вывода излучения в данных структурах позволяет добиться более равномерной инверсии населенности по всей активной области лазера.

6. Разработан проект электродинамической системы КРТ - гетеролазера с длиной волны 14 мкм для реализации поперечного вывода излучения, изготовлены экспериментальные образцы данных структур. В ходе проведенных на базе экспериментальных комплексов ИФМ РАН исследований продемонстрировано установление стабильной одномодовой генерации в разработанных гетеролазерах с реализацией вывода излучения под углом к поверхности при использовании различных типов накачки. Измеренный в экспериментальном прототипе КРТ - гетеролазера угол вывода излучения хорошо согласуется с расчетными данными.

Литература

1. Список цитированной литературы

1. Братман В.Л., Литвак А.Г., Суворов Е.В. *Освоение терагерцового диапазона: источники и приложения* // Успехи физических наук. 2011. Т.181, №8. С.867-874.
2. Cairns R.A., Phelps A.D.R. (Eds.). *Generation and application of high power microwaves*. Boca Raton, USA: CRC Press, 2020.
3. Benford J., Swegle J.A., Schamiloğlu E. *High Power Microwaves* (3rd ed.). Boca Raton, USA: CRC Press, 2015.
4. Okress E. C. (Ed.). *Microwave power engineering: Applications*. New Jersey, USA: Academic Press, 2013.
5. Osepchuk J.M. *Microwave power applications* // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. 2002. V.50, No.3. P.975-985.
6. O'Shea P.G., Freund H.P. *Free-electron lasers: Status and applications* // Science. 2001. V.292, No.5523. Art.no.1853.
7. Gold S.H., Nusinovich G.S. *Review of high-power microwave source research* // Review of Scientific Instruments. 1997. V.68, No.11. P.3945-3974.
8. Nusinovich G.S., Thumm M.K.A., Petelin M.I. *The gyrotron at 50: historical overview* // J. of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves. 2014. V.35. P.325-381.
9. Litvak A.G., Denisov G.G., Glyavin M.Yu. *Russian gyrotrons: achievements and trends* // IEEE J. of Microwaves. 2021. V.1. P.260-268.
10. Thumm M.K.A., Denisov G.G., Sakamoto K., Tran M.Q. *High-power gyrotrons for electron cyclotron heating and current drive* // Nuclear Fusion. 2019. V.59, No.7. Art.no.073001.
11. Новожилова Ю.В., Денисов Г.Г., Глявин М.Ю., Рыскин Н.М., Бакунин В.Л., Богдашов А.А., Мельникова М.М., Фокин А.П. *Стабилизация частоты гиротрона под влиянием внешнего монохроматического сигнала или отраженной от нагрузки волны: обзор* // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2017. Т.25, №1. С.4-34.
12. Glyavin M.Yu., Luchinin A.G., Golubiatnikov G.Yu. *Generation of 1.5-kW, 1-THz coherent radiation from a gyrotron with a pulsed magnetic field* // Physical Review Letters. 2008. V.100. P.015101.
13. Bratman V.L., Kalynov Yu.K., Manuilov V.N. *Large-orbit gyrotron operation in the terahertz frequency range* // Physical Review Letters. 2009. V.102. P.245101.
14. Glyavin M.Y., Kuftin A.N., Morozkin M.V., Proyavin M.D., Fokin A.P., Chirkov A.V., Manuilov V.N., Sedov A.S., Soluyanov E.A., Sobolev D.I., Tai E.M., Tsvetkov A.I., Luchinin A.G., Kornishin S.Yu., Denisov G.G. *A 250-Watts, 0.5-THz continuous-wave second-harmonic gyrotron* // IEEE Electron Device Letters. 2021. V.42, No.11. P.1666-1669.
15. Kalynov Yu.K., Bandurkin I.V., Osharin I.V., Savilov A.V. *Third-harmonic 1 THz large-orbit gyrotron with an improved quasi-regular cavity* // IEEE Electron Device Letters. 2023. V.44, No.10. P.1740-1743.
16. Nanni E.A., Huang W.R., Hong K.-H., Ravi K., Fallahi A., Moriena G., Dwayne Miller R.J., Kartner F.X. *Terahertz-driven linear electron acceleration* // Nature Communication. 2015. V.6, No.1. Art.no.8486.

17. Grishunin K.A., Ilyin N.A., Sherstyuk N.E., Mishina E.D., Kimel A., Mukhortov V.M., Ovchinnikov A.V., Chefonov O.V., Agranat M.B. *THz electric field-induced second harmonic generation in inorganic ferroelectric* // Scientific Reports. 2017. V.7, No.1. Art.no.687.
18. Zhang D., Fallahi A., Hemmer M., Wu X., Fakhari M., Hua Y., Cankaya H., Calendron A.L., Zapata L.E., Matlis N.H., Kartner F.X. *Segmented terahertz electron accelerator and manipulator (STEAM)* // Nature Photonics. 2018. V.12, No.6. P.336-342.
19. Degiovanni A., Wuensch W., Giner Navarro J. *Comparison of the conditioning of high gradient accelerating structures* // Physical Review Accelerators and Beams. 2016. V.19, No.3. Art.no.032001.
20. Ginzburg N.S., Fedotov A.E., Kuzikov S.V., Sharypov K.A., Shpak V.G., Shunailov S.A., Vikharev A.A., Yalandin M.I., Zotova I.V. *Demonstration of high-gradient electron acceleration driven by subnanosecond pulses of Ka-band superradiance* // Physical Review Accelerators and Beams. 2023. V.26, No.6. Art.no.060401.
21. Вихарев А.А., Зотова И.В., Федотов А.Э., Гинзбург Н.С., Яландин М.И. *Высокоградиентные структуры для ускорения электронов коротковолновыми импульсами черенковского сверхизлучения* // Известия вузов. Радиофизика. 2025. Т.68, №1. С.29-35.
22. Vikharev A.A., Fedotov A.E., Zotova I.V., Yalandin M.I. *Development of compact source of multi-MeV electrons accelerated by W-band superradiant pulses* // Physics of Plasmas. 2026. V.33, No.2. Art.no.023101.
23. Fakhari M., Fallahi A., Kartner F.X. *THz cavities and injectors for compact electron acceleration using laser-driven THz sources* // Physical Review Accelerators and Beams. 2017. V.20, No.4. Art.no.041302.
24. Wei Y., Ischebeck R., Dehler M., Ferrari E., Hiller N., Jamison S., Xia G., Hanahoe K., Li Y., Smith J.D.A., Welsch C.P. *Investigations into dual-grating THz-driven accelerators* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 2018. V.A877. P.173-177.
25. Овчинников А.В., Чефонов О.В., Ситников Д.С., Ильина И.В., Ашитков С.И., Агранат М.Б. *Источник терагерцевого излучения с напряженностью электрического поля свыше 1 МВ/см на основе фемтосекундного хром-форстеритового лазера с частотой следования импульсов 100 Гц* // Квантовая электроника. 2018. Т.48, №6. С.554-558.
26. Denisov G.G., Palitsin A.V., Sobolev D.I., Kuftin A.N., Parshin V.V., Morozkin M.V., Chirkov A.V., Glyavin M.Yu. *Compression of 20 kW 170 GHz gyrotron output radiation by quasi-optical resonator with laser activated GaAs switch* // IEEE Electron Device Letters. 2024. V.45, No.10. P.2040-2043.
27. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И. *Энергетические возможности релятивистского комптоновского лазера* // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т.28, №4. С.207-211.
28. McDermot D.B., Marshall T.C., Sclesinger S.E., Parker R.K., Granatstein V.L. *High-power free-electron laser on stimulated Raman backscattering* // Physical Review Letters. 1978. V.41, No.5. P.1368-1371.
29. Gover A., Sprangle P. *A unified theory of magnetic bremsstrahlung, electrostatic bremsstrahlung, Compton-Raman scattering, and Cerenkov-Smith-Purcell free-electron laser* // IEEE J. Quantum Electronics. 1981. V.QE-17, No.8. P.1196-1215.
30. Kuzikov S.V., Jiang Y., Marshall T.C., Sotnikov G.V., Hirshfield J.L. *Configurations for short period RF undulators* // Physical Review ST - Accelerators and Beams. 2013. V.16, No.7. Art.no.070701.

31. Tantawi S., Shumail M., Neilson J., Bowden G., Chang C., Hemsing E., Dunning M. *Experimental demonstration of a tunable microwave undulator* // Physical Review Letters. 2014. V.112, No.16. Art.no.164802.
32. Toufexis F., Tantawi S.G. *Development of a millimeter-period RF undulator* // Physical Review Accelerators and Beams. 2019. V.22, No.12. Art.no.120701.
33. Абубакиров Э.Б., Вихарев А.А., Гинзбург Н.С., Денисенко А.Н., Заславский В.Ю., Крапивницкая Т.О., Кузиков С.В., Песков Н.Ю., Савилов А.В. *Системы накачки комптоновских лазеров на свободных электронах: источники и СВЧ-ондуляторы* // Известия ВУЗов: Радиофизика. 2019. Т.62, №7-8. С.582-590.
34. Nusinovich G.S., Sprangle P., Semenov V.E., Dorozhkina D.S., Glyavin M.Yu. *On the sensitivity of terahertz gyrotron based systems for remote detection of concealed radioactive materials* // Journal of Applied Physics. 2012. V.111, No.12. Art.no.124912.
35. Booske J.H. *Plasma physics and related challenges of millimeter-wave-to-terahertz and high power microwave generation* // Physics of Plasmas. 2008. V.15, No.5. Art.no.055502.
36. Benford J. *Space applications of high-power microwaves* // IEEE Trans. on Plasma Science. 2008. V.36, No.3. P.569-581.
37. Wang Y., Li W., Ding J., Zhang J., Zhu M., Zhao F., Wang M., Yu J. *Integrated high-resolution radar and long-distance communication based-on photonic in terahertz band* // J. of Lightwave Technology. 2022. V.40, No.9. P.2731-2738.
38. Samsonov S.V., Denisov G.G., Glyavin M.Yu., Zheleznov I.V., Zotova I.V. *High-power Ka-band gyrotron rectifier for advanced systems of wireless power transmission* // J. of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2025. V.46, No.1. P.1-7.
39. Андрианов М.Н., Лихачев С.Ф., Рыскин Н.М., Торгашов Р.А., Черный Р.А. *Перспективы развития и создания высокоскоростных комплексов миллиметрового диапазона длин волн для дальней космической связи* // Известия вузов. Радиофизика. 2026. Т.69, №3. С.147-158.
40. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. *Введение в теорию колебаний и волн*. М.: Наука, 1984.
41. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И. *Селекция мод в высокочастотных релятивистских электронных генераторах с распределенным взаимодействием*, в кн: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. Вып.2. С.62-101.
42. Barker R.J., Luhmann N.C., Booske J.H., Nusinovich G.S. (Eds.). *Modern microwave and millimeter-wave power electronics*. New York, USA: John Wiley & Sons, 2005.
43. Granatstein V.L., Parker R.K., Armstrong C.M. *Vacuum electronics at the dawn of the twenty-first century* // Proc. of the IEEE. 1999. V.87, No.5. P.702-716.
44. Petelin M.I. *Mode selection in high power microwave sources* // IEEE Trans. on Electron Devices. 2001. V.48, No.1. P.129-133.
45. Гинзбург Н.С., Зотова И.В. *Электроника СВЧ как искусство управления потоками энергии* // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т.20, №5. С.51-83.
46. Рыскин Н.М., Трубецков Д.И. *Нелинейные волны*. Москва: URSS, ЛЕНАНД, 2017.
47. Кузнецов А.П., Кузнецов С.П., Рыскин Н.М. *Нелинейные колебания*. Москва: Физматлит, 2002.
48. Thumm M. *Modes and mode conversion in microwave devices*, in book: *Generation and application of high power microwaves*, R.A.Cairns, and A.D.R.Phelps (Eds.). Boca Raton, USA: CRC Press, 2020.

49. Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Григорьев Д.П., Орлова И.М., Панкратова Т.Б., Петелин М.И. *Индукцированное циклотронное излучение электронов в открытых резонаторах* // Письма в ЖЭТФ. 1965. Т.2, №9. С.430-435.
50. Русин Ф.С., Богомолов Г.Д. *Генерация электромагнитных колебаний в открытом резонаторе* // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т.4, №6. С.236-239.
51. Ковалев Н.Ф., Орлова И.М., Петелин М.И. *Трансформация волн в многомодовом волноводе с гофрированными стенками* // Известия вузов. Радиофизика. 1968. Т.11, №5. С.783-786.
52. Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Petelin M.I. *FEL's with Bragg reflection resonators: cyclotron autoresonance masers versus ubitrons* // IEEE J. of Quantum Electronics. 1983. V.19, No.3. P.282-296.
53. Денисов Г.Г., Резников М.Г. *Гофрированные цилиндрические резонаторы для коротковолновых релятивистских СВЧ генераторов* // Известия вузов. Радиофизика. 1982. Т.25, №5. С.562-569.
54. Kogelnik H., Shank C.V. *Coupled-wave theory of distributed feedback lasers* // J. of Applied Physics. 1972. V.43. P.2327-2335.
55. Yariv A. *Quantum Electronics*. New York, USA: John Wiley & Sons, 1975.
56. Mima K., Imasaki K., Kuruma S., Akiba T., Ohigashi N., Tsunawaki Y., Tanaka K., Yamanaka C., Nakai S. *Theory and experiments for the induction linac FEL* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 1991. V.A285. P.47-52.
57. Wang M., Wang Z., Chen J., Lu Z., Zhang L. *Experiments of a Raman free electron laser with distributed feedback cavity* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 1991. V.A304. P.116-120.
58. Chu T.S., Hartemann F.V., Danly B.G., Temkin R.J. *Single-mode operation of a Bragg Free-electron maser oscillator* // Physical Review Letters. 1994. Vol.72, No.15. P.2391-2395.
59. Cross A.W., Ginzburg N.S., He W., Jaroszynski D.A., Peskov N.Yu., Phelps A.D.R., Whyte C.G. *A 32 GHz Bragg FEM-oscillator with axial guide magnetic field* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 1998. V.A407. P.181-186.
60. Arzhannikov A.V., Ivanenko V.G., Ginzburg N.S., Kalinin P.V., Kuznetsov S.A., Peskov N.Yu., Sinitsky S.L. *Generation of hundred Joules microwave pulse at 4mm wavelength by FEM with sheet beam* // IEEE Trans. on Plasma Science. 1998. V.26, No.3. P.531-535.
61. Ginzburg N.S., Kaminsky A.A., Kaminsky A.K., Peskov N.Yu., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S. *High-efficiency single-mode Free-Electron Maser oscillator based on a Bragg resonator with step of phase of corrugation* // Physical Review Letters. 2000. V.84. P.3574-3577.
62. Песков Н.Ю., Гинзбург Н.С., Каминский А.К., Седых С.Н., Сергеев А.С. *Мощные мазеры на свободных электронах на основе линейных индукционных ускорителей* // Известия ВУЗов: Радиофизика. 2020. Т.63, №12. С.1032-1081.
63. Братман В.Л., Денисов Г.Г., Офицеров М.М. *Мазеры на циклотронном авторезонансе миллиметрового диапазона волн*, в кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1983. Вып.3. С.127-159.
64. Alberti S., Danly B.G., Gulotta G., Giguët E., Kimura T., Menninger W.L., Rullier J.L., Temkin R.J. *Experimental study of a 28 GHz high-power long-pulse Cyclotron Autoresonance Maser oscillator* // Physical Review Letters. 1993. V.71, No.13. P.2018-2021.

65. Bratman V.L., Denisov G.G., Kol'chugin B.D., Samsonov S.V., Volkov A.B. *Experimental demonstration of high-efficiency Cyclotron-Autoresonance-Maser operation* // Physical Review Letters. 1995. V.75, No.17. P.3102-3105.
66. Cooke S.J., Cross A.W., He W., Phelps A.D.R. *Experimental operation of a cyclotron autoresonance maser oscillator at the second harmonic* // Physical Review Letters. 1996. V.77. P.4836-4839.
67. Абубакиров Э.Б., Денисенко А.Н., Савельев А.В., Солуянов Е.И., Ястребов В.В. *Релятивистская резонансная лампа безущей волны с перестраиваемой частотой генерации* // Письма в ЖТФ. 2000. Т.26, №4. С.14-18.
68. Lopez J., Witjaksono G., Botez D. *Single-lobe surface-normal beam surface emission from second-order distributed feedback lasers with half-wave grating phase shift* // Applied Physics Letters. 1999. V.75, No.7. P.885-887.
69. Li S., Witjaksono G., Macomber S., Botez D. *Analysis of surface-emitting second-order distributed feedback lasers with central grating phaseshift* // IEEE J. of Selected Topics in Quantum Electronics. 2003. V.9, No.5. P.1153-1165.
70. Zhou P., Niu L., Hayat A., Fengzhao C., Tianrui Z., Xinping Z. *Operating characteristics of high-order distributed feedback polymer lasers* // Polymers. 2019. V.11, No.2. P.258-267.
71. Can L., Zhang P., Xiang M., Ma X., Jiang C., Tang B., Lu Q., Guo W. *Continuous-wave operation of DFB laser diodes based on GaN using 10th-order laterally coupled surface gratings* // Optics Express. 2020. V.45, No.13. P.3573-3576.
72. Tian K., Zou Y., Guan M., Shi L., Zhang H., Xu Y., Fan J., Tang H., Ma X. *Surface-emitting distributed feedback laser based on high-order gratings* // Optics Express. 2022. V.30. P.14243-14257.
73. Bai Y., Bandyopadhyay N., Tsao S., Slivken S., Razeghi M. *Room temperature quantum cascade lasers with 27% wall plug efficiency* // Applied Physics Letters. 2011. V.98, No.18. Art.no.181102.
74. Tsekoun A., Lyakh A., Maulini R., Lane M., Macdonald T., Go R., Patel N. *High power and efficiency quantum cascade laser systems for defense and security applications* // Proc. SPIE. 2009. V.7325. Art.no.73250L.
75. Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С. *Использование двумерной распределенной обратной связи в лазерах на свободных электронах* // Письма в ЖТФ. 1992. Т.18, №9. С.23-28.
76. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L. *Super-power free electron lasers with two-dimensional distributed feedback* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 1995. V.358, No.1-3. P.189-192.
77. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Phelps A.D.R., Konoplev I.V., Robb G.R.M., Cross A.W., Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L. *Theory and design of a free-electron maser with two-dimensional feedback driven by a sheet electron beam* // Physical Review E. 1999. V.60, No.1. P.935-945.
78. Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С., Барышев В.Р., Дорфман К.Е., Заславский В.Ю., Малкин А.М., Розенталь Р.М. *Использование планарных брэгговских структур для генерации и усиления когерентного излучения пространственно-развитыми активными средами* // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2006. Т.14, №4. С.43-70.
79. Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С., Заславский В.Ю., Аржанников А.В., Сеницкий С.Л. *Двумерная распределенная обратная связь как метод генерации мощного когерентного излучения*

от пространственно-развитых релятивистских электронных пучков // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2020. Т.28, № 6. С.575-632.

80. Аржанников А.В., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Иваненко В.Г., Иванов И.А., Калинин П.В., Кузнецов А.С., Кузнецов С.А., Песков Н.Ю., Сергеев А.С., Синицкий С.Л., Степанов В.Д. *Генерация пространственно-когерентного излучения в мазере на свободных электронах с двумерной распределенной обратной связью* // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т.87, №11. С.715-719.

81. Arzhannikov A.V., Ginzburg N.S., Kalinin P.V., Kuznetsov S.A., Malkin A.M., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Sinitsky S.L., Stepanov V.D., Thumm M., Zaslavsky V.Yu. *Using two-dimensional distributed feedback for synchronization of radiation from two parallel-sheet electron beams in a free-electron maser* // Physical Review Letters. 2016. V.117, No.11. Art.no.114801.

82. Konoplev I.V., Cross A.W., Phelps A.D.R., He W., Ronald K., Whyte C.G., Robertson C.W., Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu., Thumm M. *Experimental and theoretical studies of a coaxial free-electron maser based on two-dimensional distributed feedback* // Physical Review E. 2007. V.76, No.5. Art.no.056406.

83. Arzhannikov A.V., Cross A.W., Ginzburg N.S., He W., Kalinin P.V., Konoplev I.V., Kuznetsov S.A., Peskov N.Yu., Phelps A.D.R., Robertson C.W., Ronald K., Sergeev A.S., Sinitsky S.L., Stepanov V.D., Thumm M., Whyte C.G., Zaslavsky V.Yu. *Production of powerful spatially coherent radiation in planar and coaxial FEM exploiting two-dimensional distributed feedback* // IEEE Trans. on Plasma Science. 2009. V.37, No.9. P.1792-1800.

84. Bugaev S.P., Cherepenin V.A., Kanavets V.I., Klimov A.I., Kopenkin A.D., Koshelev V.I., Popov V.A., Slepков A.I. *Relativistic multiwave Cerenkov generators* // IEEE Trans. on Plasma Science. 1990. V.18. P.525-536.

85. Vlasov A.N., Shkvarunets A.G., Rodgers J.C., Carmel Y., Jr. Antonsen T.M., Abuelfadl T.M., Lingze D., Cherepenin V.A., Nusinovich G.S., Botton M., Granatstein V.L. *Overmoded GW-class surface-wave microwave oscillator* // IEEE Trans. on Plasma Science. 2000. V.28, No.3. P.550-560.

86. Shin Y.M., So J.K., Jang K.H., Won J.H., Srivastava A., Park G.S. *Evanescent tunneling of an effective surface plasmon excited by convection electrons* // Physical Review Letters. 2007. V.99. Art.no.147402.

87. Wang J., Wang G., Wang D., Li S., Zeng P., *A megawatt-level surface wave oscillator in Y-band with large oversized structure driven by annular relativistic electron beam* // Scientific Reports. 2018. V.8, No.1. Art.no.6978.

88. Ginzburg N. S., Ilyakov E.V., Kulagin I.S., Malkin A.M., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu. *Theoretical and experimental studies of relativistic oversized Ka-band surface-wave oscillator based on 2D periodical corrugated structure* // Physical Review Accelerators and Beams. 2018. V.21. Art.no.080701.

89. Annaka Y., Ogura K., Aoki M., Hamada S., Kato T., Ito M. *Effect of oversized factor on 0.1 THz surface wave oscillator* // Plasma and Fusion Research. 2022. V.17. Art.no.2406036.

90. Palitsin A.V., Rodin Yu.V., Goykhman M.B., Gromov A.V., Guznov Yu.M., Panin A.N., Parshin V.V., Zaslavsky V.Yu., Malkin A.M., Ginzburg N.S. *75 GHz relativistic surface-wave oscillator of planar geometry* // IEEE Electron Device Letters. 2023. V.44, No.2. P.317-320.

91. Peskov N.Yu., Zaslavsky V.Yu., Denisenko A.N., Abubakirov E.B., Malkin A.M., Proyavin M.D., Sergeev A.S., Ginzburg N.S. *Sub-gigawatt W-band oversized Surface-Wave Oscillator with 2D-periodical slow-wave structure of cylindrical geometry* // IEEE Electron Device Letters. 2023. V.44, No.10. P.1756-1759.

92. Zaslavsky V.Yu., Palitsin A.V., Rodin Yu.V., Goykhman M.B., Gromov A.V., Panin A.N., Parshin V.V., Gulyovsky D.R., Leshcheva K.A., Peskov N.Yu., Ginzburg N.S. *High-power G-band relativistic Surface-Wave Oscillator with 2D-periodic slow-wave structure of planar geometry* // IEEE Electron Device Letters. 2025. V.46, No.5. P.848-851.
93. Kudryavtsev K.E., Rummyantsev V.V., Aleshkin V.Ya., Dubinov A.A., Utochkin V.V., Fadeev M.A., Mikhailov N.N., Alymov G., Svintsov D., Gavrilenko V.I., Morozov S.V. *Temperature limitations for stimulated emission in 3-4 μm range due to threshold and non-threshold Auger recombination in HgTe/CdHgTe quantum wells* // Applied Physics Letters. 2020. V.117. Art.no.083103.
94. Morozov S.V., Rummyantsev V.V., Fadeev M.A., Zholudev M.S., Kudryavtsev K.E., Antonov A.V., Kadykov A.M., Dubinov A.A., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A., Gavrilenko V.I. *Efficient long wavelength in-terband photoluminescence from HgCdTe epitaxial films at wavelengths up to 26 μm* // Applied Physics Letters. 2017. V.111. Art.no.192101.
95. Ginzburg N.S., Malkin A.M., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu., Kamada K., Ando R. *Free electron laser with terahertz band Bragg reflectors* // Physical Review ST - Accelerators and Beams. 2009. V.12, No.6. Art.no.060702.
96. Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Зотова И.В., Малкин А.М., Песков Н.Ю., Сергеев А.С. *Лазеры на свободных электронах терагерцового диапазона с брэгговскими структурами, основанными на связи бегущих и квазикритических волн* // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т.91, №6. С.286-291.
97. Песков Н.Ю., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Корнишин С.Ю. *Сверхразмерные модифицированные брэгговские резонаторы для мощных длинноимпульсных лазеров на свободных электронах субтерагерцового диапазона* // Изв. ВУЗов: Радиофизика. 2020. Т.63, №5-6. С.488-498.
98. Гинзбург Н.С., Голубев И.И., Голубых С.М., Заславский В.Ю., Зотова И.В., Каминский А.К., Козлов А.П., Малкин А.М., Песков Н.Ю., Перельштейн Э.А., Седых С.Н., Сергеев А.С. *Мазер на свободных электронах с высокоселективным брэгговским резонатором, основанным на связи бегущих и квазикритических волн* // Письма в ЖТФ. 2010. Т.36, №20. С.50-59.
99. Peskov N.Yu., Ginzburg N.S., Golubev I.I., Golubykh S.M., Kaminsky A.K., Kozlov A.P., Malkin A.M., Sedykh S.N., Sergeev A.S., Sidorov A.I., Zaslavsky V.Yu. *Powerful oversized W-band free-electron maser with advanced Bragg resonator based on coupling of propagating and cutoff waves* // Applied Physics Letters. 2020. V.116. Art.no.0006047.
100. Duche D., Masclaux C., LeRouzo J., Gourgon C. *Photonic crystals for improving light absorption in organic solar cells* // J. of Appl. Phys. 2015. V.117, No.5. Art.no.053108.
101. Wang B., Cappelli M.A. *A plasma photonic crystal bandgap device* // Appl. Phys. Lett. 2016. V.108, No.16. Art.no.161101.
102. Wang H.X., Chen H., Jiang J.H., Guo G.Y. *Tunable edge states in reconfigurable photonic crystals* // J. of Appl. Phys. 2019. V.126, No.19. Art.no.193105.
103. Wang S., Cheng Q., Lv J., Wang J. *Photonic crystal sensor based on Fano resonances for simultaneous detection of refractive index and temperature* // J. of Appl. Phys. 2020. V.128, No.3. Art.no.034501.
104. Sirigiri J.R., Kreischer K.E., Machuzak J., Mastovsky I., Shapiro M.A., Temkin R.J. *Photonic-bandgap resonator gyrotron* // Phys. Rev. Lett. 2001. V.86, No.24. P.5628-5631.
105. Letizia R., Mineo M., Paoloni C. *Photonic crystal-structures for THz vacuum electron devices* // IEEE Trans. on Electr. Devices. 2014. V.62, No.1. P.178-183.

106. Stephens J.C., Rosenzweig G., Shapiro M.A., Temkin R.J., Tucek J.C., Kreischer K.E. *Subterahertz photonic crystal klystron amplifier* // Phys. Rev. Lett. 2019. V.123, No.24. Art.no.244801.
107. Smirnova E.I., Kesar A.S., Mastovsky I., Shapiro M.A., Temkin R.J. *Demonstration of a 17-GHz, high-gradient accelerator with a photonic-band-gap structure* // Phys. Rev. Lett. 2005. V.95, No.7. Art.no.074801.
108. Staude I., McGuinness C., Frolich A., Byer R.L., Colby E., Wegener M. *Waveguides in three-dimensional photonic bandgap materials for particle-accelerator on a chip architectures* // Opt. Express. 2012. V.20, No.5. P.5607-5612.
109. Zhao Z., Black D.S., England R.J., Hughes T.W., Miao Y., Solgaard O., Byer R.L., Fan S. *Design of a multichannel photonic crystal dielectric laser accelerator* // Photon. Research. 2020. V.8, No.10. P.1586-1598.
110. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Denisov G.G., Kuzikov S.V., Zaslavsky V.Yu., Arzhannikov A.V., Kalinin P.V., Sinitsky S.L., Thumm M. *Observation of the high-Q modes inside the resonance zone of two-dimensional Bragg structures* // Appl. Phys. Lett. 2008. V.92, No.19. Art.no.103512.
111. Проявин М.Д., Вихарев А.А., Федотов А.Э., Соболев Д.И., Песков Н.Ю., Махалов П.Б., Шмелёв М.Ю., Кузиков С.В. *Разработка электродинамических компонентов для приборов СВЧ электроники с использованием технологии фотополимерной трёхмерной печати с химической металлизацией поверхности* // Известия вузов. Радиофизика. 2020. Т. 63, №5-6. С.521-531.
112. Proyavin M.D., Morozkin M.V., Ginzburg N.S., Denisenko A.N., Kamenskiy M.V., Kotomina V.E., Manuilov V.N., Orlovskiy A.A., Osharin I.V., Peskov N.Yu., Savilov A.V., Zaslavsky V.Y. *Experimental studies of microwave tubes with components of electron-optical and electrodynamic systems implemented using novel 3D additive technology* // Instruments. 2022. V.6, No.4. Art.no.81.
113. Starodubov A.V., Serdobintsev A.A., Galushka V.V., Kozhevnikov I.O., Amanov T.M., Titov V.N., Ozhogin I.S., Chernozubkina K.S., German S.V., Molchanov S.Y., Bahteev I.S., Ryskin N.M. *Prototyping of electromagnetic components of sub-terahertz vacuum electron devices* // Progress in Additive Manufacturing. 2024. P.1-15.
114. Стародубов А.В., Ожогин И.С., Сердобинцев А.А., Кожевников И.О., Титов В.Н., Галушка В.В., Бахтеев И.Ш., Молчанов С.Ю., Рыскин Н.М. *Применение аддитивных технологий для быстрого прототипирования электродинамических структур миллиметрового диапазона длин волн* // Известия вузов. Радиофизика. 2025. Т.68, №2. С.121-131.
115. Peskov N.Yu., Ginzburg N.S., Denisov G.G., Sergeev A.S., Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L., Kalinin P.V., Stepanov V.D. *Electrodynamic properties of twodimensional Bragg resonators of planar geometry* // Optics Communications. 2001. V.187, No.ER4-6. P.311-316.
116. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu. *Nonlinear theory of a free electron laser with a helical wiggler and an axial guide magnetic field* // Physical Review ST - Accelerators and Beams. 2013. V.16, No.9. Art.no.090701.
117. Peskov N.Yu., Samsonov S.V., Ginzburg N.S., Bratman V.L. *Comparative analysis of electron beam quality on the operation of a FEM with axial guide magnetic field and a CARM* // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. 1998. V.A407, No.1-3. P.107-110.
118. Ginzburg N.S., Kaminsky A.K., Kaminsky A.A., Peskov N.Yu., Sedykh S.N., Sergeev A.P., Sergeev A.S. *Theoretical and experimental comparison of FEL-oscillators with conventional and reversed guide field* // IEEE Trans. on Plasma Science. 1998. V.26, No.3, P.536-541.

119. Гинзбург Н.С., Завольский Н.А., Нусинович Г.С., Сергеев А.С. *Установление автоколебаний в электронных СВЧ генераторах с дифракционным выводом излучения* // Известия вузов. Радиофизика. 1986. Т.29, №1. С.106-114.
120. Arzhannikov A.V., Nikolaev V.S., Sinitsky S.L., Yushkov M. V. *Generation and transport of 140 kJ ribbon electron beam* // Journal of Applied Physics. 1992. V.72, No.4. P.1657-1659.
121. Аржанников А.В., Синицкий С.Л. *Килоамперные электронные пучки для накачки колебаний в вакууме и плазме*. Новосибирск: ИПЦ НГУ, 2016.
122. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д., Сморгонский А.В., Цопп Л.Э. *Генерация мощных импульсов электромагнитного излучения потоком релятивистских электронов* // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т.18, №4. С.232-235.
123. Granatstein V.L., Herndon M., Sprangle P., Carmel Y., Nation J.A. *Gigawatt microwave from an intense relativistic electron beam* // Plasma Physics. 1975. V.17, No.1. P.23-28.
124. Ельчанинов А.С., Коровин С.Д., Месяц Г.А., Шпак В.Г., Яландин М.И. *Генерация мощного СВЧ-излучения с использованием сильноточных электронных мини-ускорителей* // Доклады Академии наук СССР. 1984. Т.279, №3. С.624-628.
125. Abe D.K., Carmel Y., Miller S.M., Bromborsky A., Levush B., Antonsen T.M., Destler W.W. *Experimental studies of overmoded relativistic backward-wave oscillators* // IEEE Trans. Plasma Science. 1998. V.26, No.3. P.591-604.
126. Gunin A.V., Klimov A.I., Korovin S.D., Kurkan I.K., Pegel I.V., Polevin S.D., Roitman A.M., Rostov V.V., Stepchenko A.S., Totmeninov E.M. *Relativistic X-band BWO with 3-GW output power* // IEEE Trans. on Plasma Science. 1998. V.26, No.3. P.326-331.
127. Кицанов С.А., Климов А.И., Коровин С.Д., Куркан И.К., Пегель И.В., Полевин С.Д. *Резонансная релятивистская ЛОВ дециметрового диапазона с импульсной мощностью 5 ГВт* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29, №6. С.87-94.
128. Rostov V.V., Elchaninov A.A., Romanchenko I.V., Yalandin M.I. *A coherent two-channel source of Cherenkov superradiance pulses* // Applied Physics Letters. 2012. V.100, No.22. Art.no.224102.
129. Ginzburg N.S., Golovanov A.A., Zotova I.V., Cross A.W., Phelps A.D.R., Mesyats G.A., Pedos M.S., Rukin S.N., Sharypov K.A., Shpak V.G., Shunailov S.A., Ulmaskulov M.R., Yalandin M.I., Romanchenko I.V., Rostov V.V. *Generation of electromagnetic fields of extremely high intensity by coherent summation of Cherenkov superradiance pulses* // Physical Review Letters. 2015. V.115, No.11. Art.no.114802.
130. Rostov V.V., Tsygankov R.V., Vykhodsev P.V., Konev V.Y., Stepchenko A.S. *Stable operation of a repetitively pulsed X-band relativistic backward wave oscillator* // IEEE Electron Device Letters. 2021. V.42, No.6. P.935-938.
131. Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Малкин А.М., Песков Н.Ю., Сергеев А.С. *Черенковские мазеры с двумерной распределенной обратной связью* // Письма в ЖТФ. 2010. Т.36, №2. С.77-86.
132. Ginzburg N.S., Malkin A.M., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu. *Quasi-optical theory of relativistic submillimeter surface-wave oscillators* // Applied Physics Letters. 2011. V.99, No.12. Art.no.121505.
133. Ginzburg N.S., Malkin A.M., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Y. *Quasi-optical theory of relativistic surface-wave oscillators with onedimensional and two-dimensional periodic planar structures* // Physics of Plasmas. 2013. V.20, No.11. Art.no.113104.

134. Ginzburg N.S., Ilyakov E.V., Kulagin I.S., Malkin A.M., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu. *Theoretical and experimental studies of relativistic oversized Ka-band surface-wave oscillator based on 2D periodical corrugated structure* // Phys. Rev. Accel. and Beams. 2018. V.21, No.8. Art.no.080701.
135. Ginzburg N.S., Zaslavsky V.Yu., Malkin A.M., Sergeev A.S., Zotova I.V., Sharypov K.A., Shunailov S.A., Shpak V.G., Ul'masculov M.R., Yalandin M.I. *Generation of intense spatially coherent superradiant pulses in strongly oversized 2D periodical surface-wave structure* // Appl. Phys. Lett. 2020. V.117, No.18. Art.no.183505.
136. Kazarinov R., Henry C. *Second-order distributed feedback lasers with mode selection provided by first-order radiation losses* // IEEE J. of Quantum Electronics. 1985. V.21, No.2. P.144-150.
137. Каценеленбаум Б.З. *Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами*. Москва: АН СССР, 1961.
138. Katsenelenbaum B.Z., Mercader del Rio L., Pereyaslavets M., Sorolla Ayza M., Thumm M. *Theory of Nonuniform Waveguides*. London. UK: Redwood Books, Trowbridge, 1998.
139. Kogelnik H. *Theory of dielectric waveguides*, in book: Integrated Optics. Topics in Applied Physics, vol.7. Berlin-Heidelberg: Springer. 1975. P.13-81.
140. Evans G.A., Hammer J.M. *Surface emitting semiconductor lasers and arrays*. San Diego, USA: Academic Press, 1993.
141. Дубинов А.А., Румянцев В.В., Фадеев М.А., Уточкин В.В., Морозов С.В. *Оптимизация диэлектрического волновода для лазерных структур дальнего инфракрасного диапазона на основе HgTe/CdHgTe* // Физика и техника полупроводников. 2021. Т.55, №5. С.455-459.
142. Гинзбург Н.С., Сергеев А.С., Кочаровская Е.Р., Малкин А.М., Заславский В.Ю. *Повышение мощности и улучшение направленности излучения широкоапертурных гетеролазеров при оптимизации размеров брэгговской решетки* // Физика и техника полупроводников. 2021. Т.55, №8. С.659-664.
143. Mansuripur T.S., Vernet C., Chevalier P., Aoust G., Schwarz B., Xie F., Caneau C., Lascola K., Zah C.-E., Caffey D.P., Day T., Missaggia L.J., Connors M.K., Wang C.A., Belyanin A., Capasso F. *Single-mode instability in standing-wave lasers: The quantum cascade laser as a self-pumped parametric oscillator* // Physical Review A. 2016. V.94. Art.no.063807.

2. Список трудов автора по теме диссертации

- A1. Песков Н.Ю., Егорова Е.Д., Сергеев А.С., Царьков И.М. *Брэгговская структура, обеспечивающая трехмерную распределенную обратную связь*. Патент на изобретение RU 2795733 C1 от 11.05.2023. Заявка № 2022132499 от 12.12.2022.
- A2. Егорова Е.Д., Песков Н.Ю., Сергеев А.С., Царьков И.М. *Высокоселективные «трехмерные» брэгговские резонаторы для мощных суб-ТГц ЛСЭ* // Электроника и микроэлектроника СВЧ. 2022. Т.1. С.150-153.
- A3. Песков Н.Ю., Егорова Е.Д., Сергеев А.С., Царьков И.М. *Высокоселективные брэгговские резонаторы, реализующие трехмерную распределенную обратную связь, для мощных пространственно-развитых лазеров на свободных электронах* // Письма в ЖТФ. 2023. Т.49, №8. С.16-20.
- A4. Egorova E.D., Peskov N.Yu., Sergeev A.S. *High-selective Bragg resonators with 3D distributed feedback for free-electron lasers of sub-THz/THz band* // IEEE Conferences Proceedings: The 24th International Vacuum Electronics Conference (IVEC-2023), Chengdu, China, Apr. 25-28, 2023. Art.no.10156968.
- A5. Peskov N.Yu., Egorova E.D., Sergeev A.S., Tsarkov I.M. *Using three-dimensional distributed feedback to enhance selectivity of Bragg structures for free-electron lasers operating at sub-THz to THz frequencies* // Physical Review Applied (letters). 2024. V.21, No.1. Art.no.L011003.
- A6. Egorova E.D., Peskov N.Yu., Sergeev A.S. *High-selective spatially-extended Bragg reflectors based on three-dimensional scattering of wave-fluxes* // IEEE Conference Proceedings: The 9th All-Russian Microwave Conference (RMC-2024), Moscow, Russia, Nov. 25-29, 2024. P.443-446.
- A7. Egorova E.D., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Vikharev A.A. *Electrodynamic study of high-selective three-dimensional Bragg resonators for spatially-extended free-electron masers* // IEEE Conference Proceedings: The 2025 Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS-2025), Abu Dhabi, UAE, May 4-8, 2025. Art.no.241114194739.
- A8. Peskov N.Yu., Savilov A.V., Egorova E.D., Sandalov E.S., Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L., Oparina Yu.S., Zaslavsky V.Yu., Nikiforov D.A. *Powerful long-pulse FEL based on linac LIU: simulations and optimization of parameters for initial experiments at 0.3 THz range* // IEEE Conferences Proceedings: The 24th International Vacuum Electronics Conference (IVEC-2023), Chengdu, China, Apr. 25-28, 2023. Art.no.10157814.
- A9. Песков Н.Ю., Егорова Е.Д., Гинзбург Н.С., Сергеев А.С., Аржанников А.В., Сеницкий С.Л. *Мощные пространственно-развитые мазеры на свободных электронах с трехмерной распределенной обратной связью* // Известия вузов. Радиофизика. 2023. Т.66, №7-8. С.575-584.
- A10. Egorova E.D., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Ginzburg N.S., Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L. *Super-power Free-Electron Masers with 3D distributed feedback* // The 5th International Conference “Terahertz and Microwave Radiation: Generation, Detection and Applications” (TERA-2023), Moscow, Russia, Feb. 27 - Mar. 2, 2023. Book of Abstracts. P.51-52.
- A11. Песков Н.Ю., Егорова Е.Д., Гинзбург Н.С., Сергеев А.С., Аржанников А.В., Сеницкий С.Л. *Использование комбинированного резонатора на основе трехмерного и одномерного брэгговских зеркал для получения сверхмощного когерентного излучения в планарном мазере на свободных электронах* // Известия вузов: Радиофизика. 2024. Т.67, №11-12. С.969-978.

- A12. Egorova E.D., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Ginzburg N.S., Arzhannikov A.V., Sinitsky S.L. *Superpower W-band free-electron maser with combined two-mirror resonator consisting of 3D and 1D Bragg reflectors* // IEEE Conference Proceedings: The 2024 Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS-2024), Chengdu, China, Apr. 21-25, 2024. Art.no.10617936.
- A13. Peskov N.Yu., Egorova E.D., Zaslavsky V.Yu., Leshcheva K.A., Vikharev A.A., Sergeev A.S., Ginzburg N.S., Arzhannikov A.V., Sandalov E.S., Samtsov D.A., Sinitsky S.L. *Project of multigigawatt power W-band free-electron maser with 3D distributed feedback driven by large-size sheet electron beam* // IEEE Conference Proceedings: The 2025 Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS-2025), Abu Dhabi, UAE, May 4-8, 2025. Art.no.241113152056.
- A14. Песков Н.Ю., Егорова Е.Д., Гинзбург Н.С., Сергеев А.С., Аржанников А.В., Синицкий С.Л. *Мультигигаватный суб-ТГц МСЭ планарной геометрии с трехмерной распределенной обратной связью: проектные параметры и моделирование* // Известия РАН: серия Физическая. 2025. Т.89, №9. С.1452-1458.
- A15. Федотов А.Э., Малкин А.М., Егорова Е.Д., Гинзбург Н.С. *Характеристики резонаторов поверхностной волны с поперечным выводом излучения* // Известия вузов. Радиофизика. 2024. V.67, №6. P.500-508.
- A16. Malkin A.M., Fedotov A.E., Zaslavsky V.Yu., Sergeev A.S., Egorova E.D., Ginzburg N.S. *Relativistic sub-terahertz surface-wave oscillators with transverse Gaussian-like radiation output* // IEEE Electron Device Letters. 2021. V.42, No.5. P.751-754.
- A17. Fedotov A.E., Malkin A.M., Zaslavsky V.Yu., Sergeev A.S., Egorova E.D., Ginzburg N.S. *Transverse radiation output for relativistic sub-terahertz Surface-Wave Oscillators* // IEEE Conferences Proceedings: The 22nd International Vacuum Electronics Conference (IVEC-2021), Rotterdam, Netherlands, Apr. 27-30, 2021. Art.no.9722533.
- A18. Egorova E.D., Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Malkin A.M., Zaslavsky V.Yu., Fedotov A.E. *Transverse radiation output in planar surface-wave oscillators based on 1D and 2D periodical slow-wave structures* // IEEE Conference Proceedings: The 9th All-Russian Microwave Conference (RMC-2024), Moscow, Russia, Nov. 25-29, 2024. P.439-442.
- A19. Egorova E.D., Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Malkin A.M., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu. *Multi-periodic 1D and 2D slow-wave structures for Surface-wave Oscillators with transverse radiation output* // IEEE Conference Proceedings: The 2025 Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS-2025), Abu Dhabi, UAE, May 4-8, 2025. Art.no.241114195232.
- A20. Peskov N.Yu., Zaslavsky V.Yu., Leshcheva K.A., Egorova E.D. *Surface-wave oscillators with advanced Bragg reflectors as a way to increase frequency stability and tuning* // IEEE Conference Proceedings: The 2024 Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS-2024), Chengdu, China, Apr. 21-25, 2024. Art.no.10618435.
- A21. Egorova E.D., Ginzburg N.S. Malkin A.M., Peskov N.Yu., Sergeev A.S. *Optimization of radiation output in surface-wave oscillators based on 2D-periodical slow-wave structures of planar geometry* // IEEE Conference Proceedings: The 2024 Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS-2024), Chengdu, China, Apr. 21-25, 2024. Art.no.10617953.
- A22. Arzhannikov A.V., Egorova E.D., Ginzburg N.S., Kalinin P.V., Peskov N.Yu., Sandalov E.S., Samtsov D.A., Sergeev A.S., Sinitsky S.L., Stepanov V.D., Zaslavsky V.Yu. *W-band planar Cherenkov maser with 2D-periodic slow-wave structure based on the ELMI accelerator: modeling and results of the first experiments* // IEEE Conference Proceedings: The 2025 Photonics &

- Electromagnetics Research Symposium (PIERS-2025), Abu Dhabi, UAE, May 4-8, 2025. Art.no.241113152739.
- A23. Барышев В.Р., Егорова Е.Д., Гинзбург Н.С., Кочаровская Е.Р., Малкин А.М., Заславский В.Ю., Морозов С.В., Сергеев А.С. *Разработка одномодового РОС-гетеролазера с выводом излучения под углом к поверхности структуры* // Физика и техника полупроводников. 2023. Т.57, №5. С.362-368.
- A24. Egorova E.D., Baryshev V.R., Ginzburg N.S., Kocharovskaya E.R., Malkin A.M., Zaslavsky V.Yu., Morozov S.B., Sergeev A.S. *Development of a single-mode DFB heterolaser with surface-emitted radiation output* // IEEE Conference Proceedings: The 2024 Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS-2024), Chengdu, China, Apr. 21-25, 2024. Art.no.10618753.
- A25. Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Kocharovskaya E.R., Malkin A.M., Egorova E.D., Zaslavsky V.Yu. *Diffraction mode selection in planar lasers with Bragg resonators* // ITM Web Conferences: The 29th International Crimean Conference "Microwave & Telecommunication Technology" (CriMiCo'2019), Sevastopol, Russia, Sept. 8-14, 2019. V.30. Art.no.06012.
- A26. Kocharovskaya E.R., Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Malkin A.M., Egorova E.D., Zaslavsky V.Yu. *Diffraction mode selection in planar Bragg resonators of optical and microwave wavelength ranges* // Physics Letter A. 2020. V.384, No.10. Art.no.126219.
- A27. Барышев В.Р., Егорова Е.Д., Гинзбург Н.С., Кочаровская Е.Р., Малкин А.М., Заславский В.Ю., Морозов С.В., Сергеев А.С. *Разработка одномодового РОС-гетеролазера с выводом излучения под углом к поверхности структуры* // XXVII Международный симпозиум «Нанопфизика и нанопэлектроника», Нижний Новгород, Россия, 13-16 марта 2023. Сборник трудов. Т.2. С.532-533.
- A28. Гинзбург Н.С., Сергеев А.С., Кочаровская Е.Р., Малкин А.М., Егорова Е.Д., Заславский В.Ю. *Дифракционная селекция мод в гетеролазерах с планарными брэгговскими структурами* // Физика и техника полупроводников. 2020. Т.54, №9. С.974-979.
- A29. Барышев В.Р., Гинзбург Н.С., Егорова Е.Д., Малкин А.М., Заславский В.Ю. *О возможности вертикального вывода в гетеролазерах с двумерной распределенной обратной связью* // XXIV Международный симпозиум «Нанопфизика и нанопэлектроника», Нижний Новгород, Россия, 10-13 марта 2020. Сборник трудов. Т.2. С.517-518.
- A30. Гинзбург Н.С., Сергеев А.С., Кочаровская Е.Р., Малкин А.М., Егорова Е.Д., Заславский В.Ю. *Дифракционная селекция мод в полупроводниковом лазере с планарной брэгговской структурой конечной ширины* // XXIV Международный симпозиум «Нанопфизика и нанопэлектроника», Нижний Новгород, Россия, 10-13 марта 2020. Сборник трудов. Т.2. С.539-540.
- A31. Барышев В.Р., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Малкин А.М., Егорова Е.Д., Сергеев А.С. *Оптимизация условий поперечного вывода в РОС лазерах на основе полупроводниковых гетероструктур* // XXV Международный симпозиум «Нанопфизика и нанопэлектроника», Нижний Новгород, Россия, 9-12 марта 2021. Сборник трудов. Т.2. С.576-577.
- A32. Es'kin V.A., Davydov D.V., Egorova E.D., Malkhanov A.O., Akhukov M.A., Smorkalov M.E. *About optimal loss function for training physics-informed neural networks under respecting causality* // Доклады Российской академии наук. Математика, информатика, процессы управления. 2024. Т.520, №2. С.193-215.

- A33. Peskov N.Yu., Egorova E.D. *Advanced Bragg structures open laterally as a way to enhance selectivity* // IEEE Conferences Proceedings: The 24th International Vacuum Electronics Conference (IVEC-2023), Chengdu, China, Apr. 25-28, 2023. Art.no.10157267.
- A34. Кирьянова Е.Н., Румянцев В.В., Разова А.А., Шенгуров Д.В., Гусев Н.С., Морозова Е.Е., Уточкин В.В., Барышев В.Р., Янцер А.А., Мажукина К.А., Фадеев М.А., Гинсбург Н.С., Малкин А.М., Егорова Е.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Гавриленко В.И., Морозов С.В. *Лазерное излучение в мезоструктуре с квантовыми ямами на основе HgCdTe с периодической системой гребней* // Физика и техника полупроводников. 2020. Т.54, №9. С.974-979.

Приложение

Патент: Егорова Е.Д., Песков Н.Ю., Сергеев А.С, И.М. Царьков «Брэгговская структура, обеспечивающая трехмерную распределенную обратную связь», №2022132499

