

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
СУМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

На правах рукописи

Журба Вячеслав Олегович

УДК 621.385.6

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В
ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ УСИЛИТЕЛЯ НА
ЭФФЕКТЕ СМИТА-ПАРСЕЛЛА**

01.04.01 – физика приборов, элементов и систем

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

Воробьев Геннадий Савельевич

доктор физико-математических наук,

профессор

СУМЫ – 2009

СОДЕРЖАНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ	4
ВВЕДЕНИЕ	5
РАЗДЕЛ 1 НЕРЕГУЛЯРНЫЕ КВАЗИОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ В ЭЛЕКТРОНИКЕ МИЛЛИМЕТРОВЫХ И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН	12
1.1. Распределенные источники излучения, используемые в электронике МСМ волн	12
1.2. Резонансные квазиоптические системы	15
1.3. Волноводные квазиоптические системы	20
1.4. Классификация нерегулярных квазиоптических систем и постановка задач	24
Выводы к разделу 1	30
РАЗДЕЛ 2 МЕТОДЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В НЕРЕГУЛЯРНЫХ КВАЗИОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ	31
2.1. Аналитические методы анализа электронно-волновых процессов	31
2.2. Численные методы моделирования электромагнитных полей в нерегулярных квазиоптических системах	40
2.3. Метод экспериментального моделирования электронной волны тока пространственного заряда поверхностной волной диэлектрического волновода	44
2.4. Методика экспериментальных исследований	48
Выводы к разделу 2	54
РАЗДЕЛ 3 ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОННО-ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В УСИЛИТЕЛЕ НА ЭФФЕКТЕ СМИТА-ПАРСЕЛЛА	55
3.1. Постановка задачи	55
3.2. Самосогласованное решение задачи	56
3.3. Анализ электронно-волновых процессов	66
3.4. Приближенный анализ КПД	73

	3
Выводы к разделу 3	76
РАЗДЕЛ 4 МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ЭЛЕКТРО- ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ УСИЛИТЕЛЯ НА ЭФФЕКТЕ СМИТА-ПАРСЕЛЛА	77
4.1. Общая характеристика нерегулярных квазиоптических систем усилителя на эффекте Смита-Парселла.....	77
4.2. Волновые процессы в плоско-параллельном открытом волноводе.....	87
4.3. Особенности квазиоптических нерегулярных волноводов с квадратичными корректорами.....	96
4.4. Открытые волноводы с планарными металлодиэлектрическими структурами	105
Выводы к разделу 4	121
РАЗДЕЛ 5 ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЙ	122
5.1. Пример реализации режима усиления волны на эффекте Смита- Парселла.....	122
5.2. Анализ возможности реализации режимов возбуждения дифракционно-черенковского излучения на планарных МДС.....	126
5.3. Реализация режима направленного ответвления мощности в двухзеркальном открытом волноводе с дифракционно-связанными источниками излучения.....	129
Выводы к разделу 5	137
ВЫВОДЫ	138
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	140

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ СОКРАЩЕНИЙ

- АДИ – аномальное дифракционное излучение
- БВПЗ – быстрая волна пространственного заряда
- БЦВ – быстрая циклотронная волна
- ГДИ – генератор дифракционного излучения
- ДВ – диэлектрический волновод
- ДИ – дифракционное излучение
- ДН – диаграмма направленности
- ДП – диэлектрическая призма
- ДР – дифракционная решетка
- ДЧИ – дифракционно-черенковское излучение
- КСВ – коэффициент стоячей волны
- K_{Π} – коэффициент передачи
- ЛБВ – лампа бегущей волны
- ЛОВ – лампа обратной волны
- ЛСЭ – лазер на свободных электронах
- МВПЗ – медленная волна пространственного заряда
- МДС – металлодиэлектрическая структура
- МСМ – миллиметровые и субмиллиметровые волны
- МЦВ – медленная циклотронная волна
- НО – направленный ответвитель
- ОВ – открытый волновод
- ОР – открытый резонатор
- СЭВ – собственная электронная волна
- ЧИ – черенковское излучение
- ЭП – электронный поток

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на успешное применение твердотельных усилителей и генераторов в электронике миллиметровых и субмиллиметровых (МСМ) волн, электровакуумные приборы широко используются при решении актуальных задач экспериментальной физики, астрономии, исследовании природных ресурсов, радиолокации, в коммуникационных системах и медицине [1-3]. Возрастающие требования к параметрам электровакуумных генераторов и усилителей электромагнитных колебаний стимулировали поиск новых конструктивно-технологических решений и механизмов преобразования энергии электронного потока (ЭП) в энергию электромагнитного поля. Так, например, наряду с развитием классических приборов типа лампы обратной волны (ЛОВ), лампы бегущей волны (ЛБВ), магнетрон, клистрон [4-7], были предложены и развивались принципиально новые устройства, использующие радиационные эффекты: генератор дифракционного излучения (ГДИ), оротрон, черенковский генератор, мазер на циклотронном резонансе, лазер на свободных электронах [8-14]. К таким эффектам относятся черенковское и переходное излучения, а также их разновидности: индуцированное излучение, излучение Смита-Парселла (дифракционное излучение) [15-18].

Основной особенностью приборов, принцип действия которых основан на применении радиационных эффектов, является наличие нерегулярных открытых электродинамических систем, выполненных в виде открытых резонаторов (ОР) и открытых волноводов (ОВ). Такие системы являются более предпочтительными в МСМ диапазоне за счет формирования объемных электромагнитных волн и высокоэффективной селекции мод колебаний.

Открытые резонаторы являются важнейшими элементами целого ряда устройств МСМ волн [19-27]: резонансные волномеры, эталоны частоты, приборы для исследования свойств веществ, различные модификации генераторов и усилителей, включая полупроводниковые генераторы на

диодах Гана и ЛПД [28,29]. Широкое практическое применение квазиоптические резонансные системы нашли также в релятивистской электронике, например [1,30-32].

Актуальность темы. Одним из главных недостатков резонансных электродинамических систем при использовании в усилителях электромагнитных колебаний на объемных волнах, является их узкополосность. В этом плане более перспективными являются нерегулярные открытые волноводы различных модификаций, возбуждение которых осуществляется излучением Смита-Парселла. Впервые такая идея для нерелятивистских приборов рассматривалась в [33]. В дальнейшем был проведен анализ физических процессов взаимодействия ЭП с дифрагированным на периодической структуре полем цилиндрического ОВ и показана возможность усиления электромагнитных волн [34]. К настоящему времени развита линейная теория усилителя, использующего эффект Смита-Парселла в плоскопараллельном открытом волноводе с металлической периодической структурой и одномерным ЭП [35,36]. Проведено экспериментальное моделирование волновых процессов в такой системе [37], рассмотрена возможность вывода энергии через диэлектрический слой, расположенный между зеркалами ОВ [38,39]. Общим для таких систем при теоретическом и экспериментальном исследовании является наличие ОВ, содержащего распределенный источник излучения типа дифракционная решетка (ДР)–электронный поток или ДР–диэлектрический волновод. При этом основополагающим фактором в вопросе эффективного усиления электромагнитных колебаний является оптимизация параметров электродинамической системы ОВ, с точки зрения максимального преобразования энергии ЭП в энергию СВЧ колебаний и выводе ее в нагрузку с минимальными потерями. В этом плане перспективными, как и при использовании в резонансных системах типа ОР, являются металлодиэлектрические структуры (МДС) [25,40,41], которые позволяют реализовать режимы преобразования поверхностных волн в объемные на эффектах черенковского,

дифракционного и комбинации дифракционно-черенковского излучений [41]. Реализация данных режимов в ОВ с волноводно-диэлектрическими структурами открывает широкие возможности в плане расширения функциональных возможностей усилителей на эффекте Смита-Парселла, что показано в работах [41-44]. Кроме того, такие системы могут также использоваться в качестве многофункциональных устройств техники МСМ волн, при возбуждении их дифракционно-связанными источниками излучения [45]. Однако в реальных устройствах дифракционной электроники используются высокоинтенсивные ЭП, сопровождаемые продольным магнитным полем конечной величины, что не учитывается в одномерной теории [46]. Также следует отметить, что к настоящему времени недостаточно изучены электродинамические характеристики ОВ с фазовой коррекцией зеркал [47], а также характеристики новых модификаций ОВ: ОВ с диэлектрическим слоем и отражательной ДР, ОВ с планарной периодической МДС. Поэтому вопросы системного анализа электронно-волновых процессов, путем дальнейшего развития теории усилителя на эффекте Смита-Парселла и исследования электродинамических систем нерегулярных ОВ новых модификаций, являются актуальными.

Связь работы с научными программами, планами, темами. Работа выполнена в научно-исследовательской лаборатории «Новые технологии в физике и технике СВЧ» кафедры физической электроники Сумского государственного университета. Тематика работы соответствует научным программам Министерства образования и науки Украины по фундаментальным исследованиям. Основные результаты работы вошли в отчеты по госбюджетным темам «Волновые процессы в открытых электродинамических системах при движении нерелятивистских электронов вдоль периодических металлодиэлектрических структур» № 0103U000776 (2003 – 2005 гг.); «Физика волновых процессов в открытых волноводно-резонаторных металлодиэлектрических системах с распределенными источниками излучения» № 0106U001931 (2006 – 2008 гг.).

Цель и основные задачи исследования. Цель настоящего исследования – установить общие физические закономерности волновых и электронно-волновых процессов в различных модификациях электродинамических систем усилителя на эффекте Смита-Парселла и выработать на этой основе практические рекомендации по их реализации.

В соответствии с этим **в работе решены следующие задачи:**

- в линейном приближении развита теоретическая модель усилителя на эффекте Смита-Парселла с учетом конечной величины фокусирующего магнитного поля электронного потока;
- получены и проанализированы общее трансцендентное дисперсионное уравнение, учитывающее влияние продольных и поперечных электронных волн на характеристики усилителя, и приближенные дисперсионные уравнения аналитического вида, позволяющие наглядно проиллюстрировать физику волновых процессов;
- модифицирована и усовершенствована экспериментальная установка моделирования волновых процессов в ОВ, позволяющая исследовать пространственные и волноводные характеристики электродинамических систем различных модификаций;
- в миллиметровом диапазоне длин волн проведено численное и экспериментальное моделирование волновых процессов в нерегулярных ОВ и их элементах при изменении геометрических и электродинамических параметров.

Объект исследования – волновые процессы в электродинамической системе усилителя на эффекте Смита-Парселла.

Предмет исследования – дисперсионные уравнения, пространственные и волноводные характеристики различных модификаций электродинамических систем усилителя.

Согласно поставленным задачам **используются следующие методы исследований:**

- метод заданного тока и самосогласованного решения задач вакуумной электроники;
- итерационный метод Ньютона и метод графической аппроксимации;
- методы численного и экспериментального моделирования волновых процессов в нерегулярных квазиоптических системах: векторная теория резонансных систем, метод конечных разностей, метод экспериментального моделирования волновых процессов при использовании в качестве источника излучения поверхностной волны диэлектрического волновода;
- классические методы измерения пространственных и волноводных характеристик электромагнитных полей, например, методы подвижной антенны и активного зонда и метод панорамного измерения S -параметров.

Научная новизна полученных результатов. В диссертационной работе развита линейная теория усилителя на эффекте Смита-Парселла, исследованы волновые процессы в нерегулярных квазиоптических волноводно-диэлектрических структурах, которые являются основой при создании электровакуумных усилителей и элементной базы различных устройств МСМ диапазона волн. Получены следующие новые результаты:

– путем учета влияния фокусирующего магнитного поля на электронно-волновые процессы, развита линейная самосогласованная теория модели усилителя на эффекте Смита-Парселла;

– впервые получено и проанализировано общее трансцендентное дисперсионное уравнение, учитывающее влияние продольных и поперечных электронных волн на характеристики усилителя;

– впервые показана возможность реализации режима бегущей волны в ОВ, при использовании зеркал с квадратичной коррекцией и дифракционной связью излучающих апертур, экспериментально установлены интервалы

оптимальных значений радиусов R кривизны цилиндрических зеркал ($4\lambda \leq 2R \leq 6\lambda$, где λ – длина волны излучения);

– впервые, путем численного анализа и экспериментального моделирования, комплексно исследованы электродинамические характеристики планарных открытых волноводов с периодическими металлодиэлектрическими структурами, показано, что такие структуры могут быть использованы при создании низковольтных приборов дифракционной электроники в интегральном исполнении для значений ускоряющих напряжений в интервале $400 \text{ В} < U < 1200 \text{ В}$;

– впервые предложен и исследован перестраиваемый квазиоптический направленный ответвитель на дифракционно-связанных линиях передачи, который по своим параметрам превосходит аналогичные устройства на связанных диэлектрических волноводах: переходное ослабление $3 \div 10$ дБ при направленности порядка 30 дБ.

Практическое значение полученных результатов. Результаты линейной теории и численного моделирования волновых процессов в нерегулярных квазиоптических волноведущих системах являются основой для построения нелинейной теории и оптимизации параметров усилителя на эффекте Смита-Парселла. Результаты экспериментальных исследований квазиоптических нерегулярных волноводов могут быть использованы при создании многофункциональных устройств МСМ диапазона волн: делителей и разветвителей мощности, направленных ответвителей и др. В настоящее время результаты диссертационной работы и созданная экспериментальная база используются при постановке специальных учебных курсов для студентов и магистрантов по специальности "физическая и биомедицинская электроника", а также частично вошли в отчеты по указанным выше госбюджетным темам.

Личный вклад соискателя. В основных работах, выполненных в соавторстве, автор принимал участие: в постановке задач, определенных руководителем; теоретических и экспериментальных исследованиях;

обсуждении результатов и написании статей. Лично соискателю принадлежат следующие работы: [46,135] – участие в постановке и решении задач линейной самосогласованной теории, разработке вычислительных программ и проведении численного анализа электронно-волновых процессов; [45,47,120,143] – модификация и монтаж экспериментального стенда, проведении экспериментов, в обработке и анализе результатов исследований; [25,48] – анализ литературных источников по теме обзора, обобщение теоретических и экспериментальных результатов.

Апробация результатов диссертации проводилась на следующих национальных и международных семинарах, конференциях и симпозиумах: The sixth international kharkov symposium on physics and engineering “MSMW’07” (Kharkov – 2007); харьковской нанотехнологической ассамблеи-2007 (г. Харьков – 2007г.); 15-й, 16-й, 17-й, 18-й Международных Крымских конференциях «СВЧ техника и телекоммуникационные технологии» (г. Севастополь – 2005-2008гг.); международных конференциях студентов и молодых ученых по теоретической и экспериментальной физике «ЕВРИКА-2006», «ЕВРИКА-2008» (г. Львов – 2006г., 2008г.); конференции молодых ученых и аспирантов «IEF-2007» (г. Ужгород – 2007г.); ежегодных научно-технических конференциях сотрудников, преподавателей и студентов СумГУ (г. Сумы – 2005-2008гг.).

Публикации. Результаты диссертации опубликованы в 8 статьях в специализированных научных журналах, входящих в перечень ВАК Украины, и 10 тезисах материалов конференций и симпозиумов.

РАЗДЕЛ 1

НЕРЕГУЛЯРНЫЕ КВАЗИОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ В ЭЛЕКТРОНИКЕ МИЛЛИМЕТРОВЫХ И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

В данном разделе рассмотрены и проанализированы основные типы нерегулярных квазиоптических систем, которые используются в электронных приборах МСМ диапазона волн, при возбуждении их распределенными источниками излучения типа электронный поток или диэлектрический волновод (ДВ). На основании литературного обзора определен круг вопросов (в плане оптимизации различных модификаций электродинамических систем усилителей на эффекте Смита-Парселла), который не был решен к началу выполнения данной работы. Сформулированы решаемые задачи и приведена классификация изучаемых объектов. Материалы данной главы частично опубликованы в [25,47-49].

1.1. Распределенные источники излучения, используемые в электронике МСМ волн

В электронике МСМ диапазонов для возбуждения квазиоптических систем в основном используются радиационные эффекты, которые возникают при движении заряженных частиц. К таким эффектам относятся черенковское и переходное излучения, а также их разновидности: индуцированное излучение, излучение Смита-Парселла (дифракционное излучение) [8,11,15-18,50-52].

Черенковское излучение (ЧИ) возбуждается при равномерном движении электронов (или другой заряженной частицы) в среде со скоростью v_e , большей скорости света в этой среде. Существует зависимость фазовой скорости света v_ϕ в безграничной среде от диэлектрической ϵ и магнитной μ относительных проницаемостей, которая определяется соотношением

$v_\phi = c/\sqrt{\epsilon\mu}$, где c – скорость света в вакууме. Данное электромагнитное излучение характеризуется специфическим угловым распределением, которое состоит в том, что волновой вектор излучаемых волн образует с вектором скорости v_e угол γ_0 , определяемый соотношением $\cos\gamma_0 = c/v_e\sqrt{\epsilon\mu}$. Поскольку $\cos\gamma_0$ всегда меньше единицы, то черенковское излучение возможно только при $v_e > v_\phi$. Черенковское излучение будет наблюдаться и в том случае, если электрон будет двигаться не только в сплошной среде, но и вблизи среды на расстоянии порядка длины излучаемой волны [15]. Однако, предложенные на начальном этапе развития вакуумной электроники схемы черенковских генераторов [53] не получили дальнейшего развития в связи с отсутствием в то время диэлектриков, имеющих большие значения ϵ и малые потери на высоких частотах. Появление таких диэлектриков как поликор, рутил и сплавов на основе $\text{BaLn}_2\text{Ti}_4\text{O}_{12}$, $\text{BaCe}_2\text{Ti}_4\text{O}_{12}$, CaZnO_3 - CaTiO_3 [54] стимулировало исследования ЧИ при возбуждении его в диэлектрической среде релятивистскими [55-57] и нерелятивистскими [11,58,59] электронными потоками.

В случае ЧИ предполагается, что среда, в которой возникает излучение, является однородной и ее свойства неизменны во времени. Если же свойства среды изменяются во времени вдоль траектории движения частицы, то излучение возникает при любой скорости движения заряда [60]. Такое излучение получило название переходного и в простейшем случае возникает на границе раздела двух сред при прямолинейном и равномерном движении заряда с любой скоростью. Переходное излучение нашло широкое применение при диагностике микроструктуры электронных пучков [61,62].

При движении частицы вблизи других неоднородностей, таких как экраны с отверстиями или тела конечных размеров, также возникает излучение, и оно получило название дифракционного излучения (ДИ) [8,17]. Физическая природа переходного и дифракционного излучений одна и та же. Поле пролетающей частицы наводит в неоднородности переменные токи или

заряды. Движущийся заряд и неоднородность представляют собой два необходимых компонента для того, чтобы возникло излучение. При периодическом расположении неоднородностей интенсивность и когерентность дифракционного излучения существенно возрастают [8,11].

В [11] показано, что нулевая гармоника ДИ идентична по своим свойствам черенковскому излучению в среде. Кроме того, дифракционное излучение имеет ряд особенностей, присущих только этому радиационному явлению: излучение в вакууме возможно только на отрицательных гармониках; существует перекачка энергии из одной излучающей гармоники в другую, т.е. имеют место аномалии Вуда; амплитуда гармоники ДИ уменьшается с увеличением ее номера.

Впервые электронно-волновой механизм возбуждения дифракционного излучения релятивистским ЭП, взаимодействующим с дифрагированным на решетке электромагнитным полем был изучен в [63], и в дальнейшем получил название эффекта Смита-Парселла. Суть данного эффекта заключается в том, что при пропускании сфокусированного электростатическим и магнитным полями релятивистского ЭП вблизи плоской оптической отражательной ДР с определенным периодом, положительная обратная связь осуществляется собственными волнами дифракционной решетки, которые обеспечивают фазировку при взаимодействии значительного количества электронов на минимальных расстояниях от решетки. В результате наблюдается когерентное излучение оптического диапазона, распространяющееся под разными углами.

Для нерелятивистских ЭП электронно-волновой механизм возникновения ДИ впервые был изучен в работах [64-66] и обобщен в [11]. Показано, что в реальных устройствах дифракционной электроники ЭП, возбуждающий дифракционное излучение, представляет собой сложную активную систему, описываемую в линейном приближении в виде суперпозиции множества продольных и поперечных электронных волн тока, распространяющихся с различными фазовыми скоростями. Такие изменения структуры ЭП приводят

к эффектам расщепления диаграмм направленности излучения, изменению поляризационных характеристик возбуждаемого поля, побочному ДИ. Дополнительные аспекты физики возбуждения излучения рассмотрены в работе [67], где развита теория эффекта Смита-Парселла немодулированного электронного потока с учетом двухрежимного взаимодействия, а также определены в слабосигнальном самосогласованном рассмотрении пространственные распределения амплитуд временных гармоник высокочастотного тока пучка.

Кроме потоков заряженных частиц (релятивистских и нерелятивистских), в качестве распределенных источников формирования объемных волн (аналог излучения), в электронике МСМ диапазона широкое применение нашли также планарные ДВ, которые при их расположении вдоль периодических неоднородностей различного типа позволяют, за счет наличия поверхностной волны, моделировать условия возбуждения черенковского и дифракционного излучений в нерегулярных квазиоптических системах [37,41]. Комбинация ДР-ДВ позволяет также решать вопросы создания сложных антенных систем [21,22] и организации вывода энергии в устройствах электроники [38,39].

1.2. Резонансные квазиоптические системы

Широкое распространение в электронике МСМ волн нашли полусферические ОР с периодическими неоднородностями типа отражательной дифракционной решетки (рис. 1.1). Такая электродинамическая система используется в оротронах и ГДИ [8,11].

Принцип действия ГДИ основывается на эффекте дифракционного излучения, возбуждаемого электронным потоком, который движется вблизи дифракционной решетки, расположенной в ОР [11,14,68-73]. При этом, взаимодействуя с дифрагированной на решетке падающей волной, реализуются режимы усиления и генерации электромагнитных колебаний.

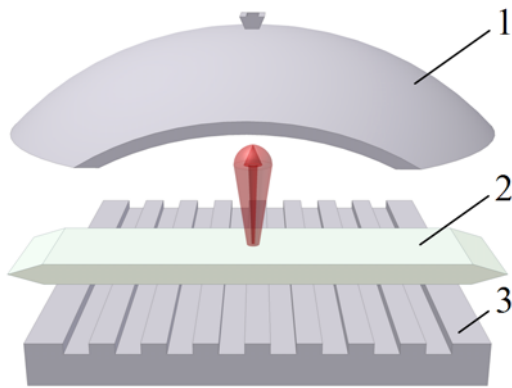


Рис. 1.1. Полусферический ОР с дифракционной решеткой:

- 1 – сферическое зеркало с выводом энергии;
- 2 – распределенный источник излучения;
- 3 – плоское зеркало с отражательной дифракционной решеткой

Следовательно, выходные характеристики ГДИ существенно образом определяются свойствами используемого ОР. Наличие периодической структуры в ОР ГДИ значительно видоизменяет электродинамические характеристики классических резонансных квазиоптических структур [19,48]. При выполнении плоского зеркала в виде отражательной дифракционной решетки (модель оротрона) [75-79], существенно возрастают полные потери, в результате чего добротность для такой системы уменьшается почти в четыре раза. Снижение добротности происходит в результате дополнительных потерь, которые появляются при утечке энергии на излучение волноводных волн, распространяющихся по канавкам к краям зеркала, где коэффициент отражения не равен единице.

Поэтому для таких систем был предложен полусферический ОР, у которого только центральная часть поверхности плоского зеркала покрыта дифракционной решеткой [8,11,74]. Такой резонатор имеет более разреженный спектр колебаний, потери на излучение в котором зависят от геометрических параметров решетки. Изменяя ширину решетки, можно

Следовательно, выходные характеристики ГДИ существенно образом определяются свойствами используемого ОР.

Принцип действия ГДИ основывается на эффекте дифракционного излучения, возбуждаемого электронным потоком, который движется вблизи дифракционной решетки, расположенной в ОР [11,14,74-79]. При этом, взаимодействуя с дифрагированной на решетке падающей волной, реализуются режимы усиления и генерации электромагнитных колебаний. Следовательно, выходные характеристики

существенно изменять не только количество типов колебаний, возбуждаемых в ОР, но и управлять расстояниями, на которых могут появляться колебания более высокого порядка. Потери в ОР заметно зависят от соотношения периода решетки и длины рабочей волны. Путем изменения глубины канавок отражательной решетки максимальная добротность колебаний может изменяться в несколько раз. В полусферическом ОР с локальной ДР, основным является TEM_{20q} тип колебания. Приведенные в [8,11] результаты исследований показали, что в такой системе возмущение за счет ДР незначительно, если минимум в распределении поля находится над границей между решеткой и зеркалом. Это происходит при ширине ДР, большей или равной ширине главного лепестка поля TEM_{20q} колебания.

При реализации полупроводниковых источников и элементной базы МСМ волн широкое применение также нашли уголково-эшелеттные ОР. На основе таких электродинамических систем в [80,81] предложены модификации квазиоптических твердотельных генераторов накачки со сферо-уголково-эшелеттными ОР, которые конструктивно реализованы по схемам с реактивноотражающим и проходным резонаторами. Как показано в [28,29] колебательная система уголково-эшелеттного ОР имеет ряд особенностей: степень разрежения спектра такого ОР несколько меньше, чем спектра ОР с плоским эшелеттным зеркалом, однако, в спектре имеются типы колебаний с аномально высокой добротностью, классифицируемые как квазиосновные типы колебаний; поле квазиосновных типов колебаний стянуто к оси ОР и плотность их энергии больше чем для основных и других типов колебаний; вблизи уголково-эшелеттного зеркала структура поля претерпевает трансформацию и при вершине ОР она близка к структуре поля в прямоугольном волноводе; уголково-эшелеттное зеркало является многоступенчатым трансформатором импеданса.

Разнообразие устройств релятивистской электроники, например, [1,9,56,82] обусловило необходимость разработки специальных открытых резонансных электродинамических систем, обладающих повышенной

электрической прочностью и эффективной селекцией типов колебаний. К таким резонансным системам относится, в частности, кольцевой резонатор, представляющий собой совокупность зеркал расположенных таким образом, чтобы луч, испытав отражения от резонаторных зеркал, замыкался сам на себя с разделением оптических лучей прямого и отраженных сигналов (рис. 1.2 а).

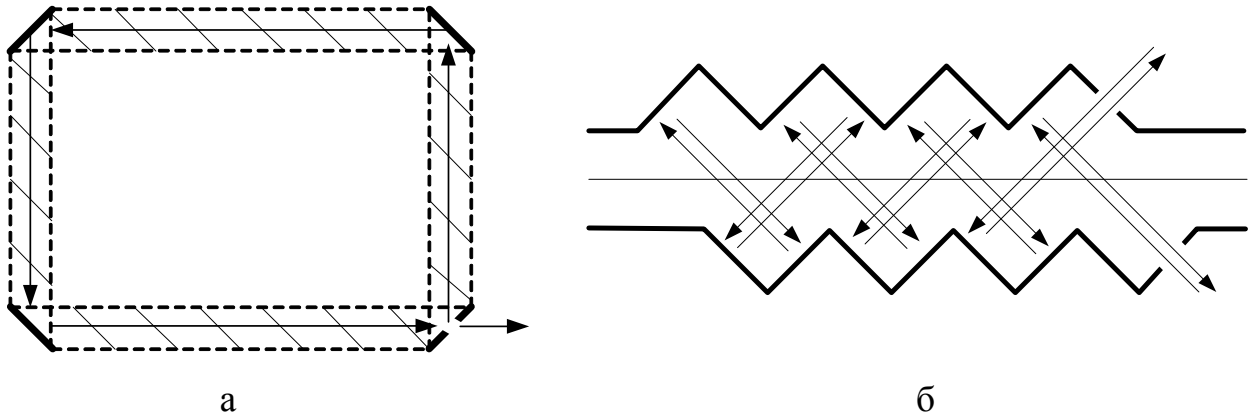


Рис. 1.2. Схемы квазиоптических резонансных систем релятивистских устройств электроники: а – кольцевой резонатор, б – брэгговский резонатор

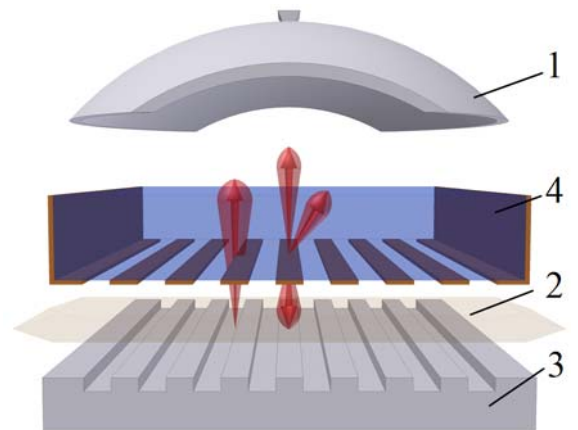
По сути, в объеме резонатора реализуется режим бегущих волн. Кроме этого, появляется не менее двух дополнительных оптических ветвей, через которые могут включаться другие устройства. Эта особенность была использована в одном из вариантов лазера на свободных электронах с каскадным повышением частоты [83]. В МСМ диапазоне перспективным является использование также брэгговских резонаторов (рис. 1.2 б). Конструктивно они состоят из резонаторов Фабри-Перо, зеркала которых образуют зубчатые либо волнистые зеркальные поверхности. Такие резонаторы в основном применяются в конструкциях лазеров на свободных электронах [12,83,84]. Отличаясь многофункциональностью, брэгговский резонатор является многочастотной системой. Кроме того, для волны накачки, распространяющейся вдоль оси резонатора, система зеркал является высокоселективной замедляющей структурой.

В работах [11,85-89] предложены и частично исследованы устройства дифракционной электроники на связанных ОР, которые по сравнению с однорезонаторными ГДИ обладают рядом преимуществ: имеют более широкий диапазон электронной перестройки частоты, могут эффективно использоваться в качестве генераторов, усилителей мощности и умножителей частоты. Связь ОР в таких устройствах может быть реализована либо через дифрагированное на краях зеркал поле [11,86,88], путем последовательного расположения резонаторов, либо через дифрагированное на ленточных решетках поле [89,90], путем параллельного включения ОР, относительно оси распределенного источника излучения.

В последнее время активно обсуждаются вопросы применения в электронике МСМ волн ОР с МДС, которые позволяют реализовывать различные режимы трансформации энергии поверхностных волн в объемные, путем изменения параметров их электродинамических систем [25,91-95]. Схема такого устройства приведена на рис. 1.3.

Рис. 1.3. Резонансная квазиоптическая система с МДС:

- 1 – сферическое зеркало;
- 2 – распределенный источник излучения;
- 3 – отражательная ДР;
- 4 – периодическая МДС



Между зеркалами ОР расположена МДС, выполненная в виде диэлектрического резонатора. Такая электродинамическая система является базовой при создании дифракционно-черенковских генераторов. Однако при ее использовании необходимо учитывать все возможные режимы возбуждения дифракционно-черенковского излучения (ДЧИ) распределенным источником излучения, расположенным вблизи границы диэлектрической призмы с ленточной ДР. Частично экспериментальные результаты физики

волнового моделирования ДЧИ для пространственно ограниченных МДС проанализированы в [96]. Показано, что введение в открытый резонатор МДС может приводить к качественно новым электродинамическим свойствам такой системы [41,97]: при изменении параметров МДС возможна реализация режимов затухания энергии в ОР, увеличения амплитуды колебаний и их добротности, селекции колебаний. Дальнейшие исследования таких систем [49,97- 102] позволили предложить и обосновать конкретные схемы приборов дифракционной электроники с пространственно-развитыми резонансными структурами: дифракционно-черенковского генератора, черенковской ЛОВ.

1.3. Волноводные квазиоптические системы

Волноводные квазиоптические системы наиболее широкое применение нашли в релятивистской электронике, где они используются в качестве каналирующих либо локализирующих энергию электромагнитных волн элементов. В основном это нерегулярные или слабо нерегулярные волноводы. К их разновидностям можно отнести сверхразмерные волноводы различных форм и сечений, волноводы с периодическими неоднородностями, такими как, проводящие спиралевидные, типа гребенка, штыревые, брэгговские и диафрагмированные, различные разновидности диэлектрических волноводов.

Применение сверхразмерных волноводов определяется требованиями электрической прочности систем при наличии больших мощностей и использованием радиационных эффектов для генерации электромагнитных колебаний. Так, например, в черенковском генераторе [103] использована волноводная система с отношением диаметра к длине волны равным 13. Обычно это соотношение в различных релятивистских генераторах составляет 5–8 [9].

Вместе с функцией ввода и вывода СВЧ энергии из объема взаимодействия ЭП и электромагнитной волны, в некоторых конструкциях реляти-

вистских приборов открытые нерегулярные волноводы используются в качестве устройств обеспечивающих эффективный энергообмен между электронным потоком и электромагнитной волной. Например, основными элементами релятивистских приборов, таких как лазер на свободных электронах (ЛСЭ), релятивистские ГДИ, ЛБВ, оротроны, черенковские генераторы являются волноводные линии замедленных волн или замедляющие структуры. Другими словами замедляющие структуры могут выполнять функцию модуляции ЭП, обеспечивать выполнение условия фазовой фокусировки и, при выполнении условия перенаселенности электронов в тормозящей фазе электромагнитного поля, способствовать отбору энергии у ЭП. При этом периодические структуры являются селективными устройствами, определяющими свойства распространяющихся по ним волн, что в значительной мере определяет механизмы взаимодействия ЭП с электромагнитными волнами, а также способы ввода и вывода излучения из устройств.

Периодические замедляющие системы к тому же являются преобразователями электромагнитных сигналов в устройствах активных смесителей электромагнитных волн миллиметрового и субмиллиметрового диапазона, а так же трансформаторами поверхностных волн в объемные волны и наоборот. Периодические металлические структуры нашли применение в ЛСЭ – доплетронах, с накачкой СВЧ замедленной электромагнитной волной [83], в релятивистской ЛБВ [9,104], в черенковских генераторах [13,103], в релятивистских ГДИ и оротронах [9]. В системе накачки ЛСЭ (Е-убитрон) применяется виглерная бифилярная сверхпроводящая спираль [83], аналог которой используется в классических ЛБВ. В [12] использование брэгговской решетки планарной геометрии в дополнение дает широкие возможности для ввода-вывода излучения из ЛСЭ- усилителя.

Кроме металлических нерегулярных волноводов, используются и диэлектрические замедляющие системы, которые также могут совмещать в себе функции ввода-вывода энергии, а также участвовать в преобразовании

кинетической энергии ЭП в энергию электромагнитного поля. Например, в [13,55] исследован черенковский СВЧ усилитель с замедляющей системой в виде круглого волновода с диэлектрическим стержнем. Удобство такой системы состоит в возможности вывода излучения в свободное пространство без дополнительных трактов и преобразователей типов волн. Заметим, что существуют два различных по конструкции вида черенковских генераторов и усилителей. В первом в качестве источника излучения является диэлектрическая среда, над которой движется релятивистский ЭП (черенковское излучение). Во втором – ЭП и периодическая структура (дифракционное излучение).

Основные типы открытых волноводных систем, применяемых в релятивистской электронике представлены на рис. 1.4.

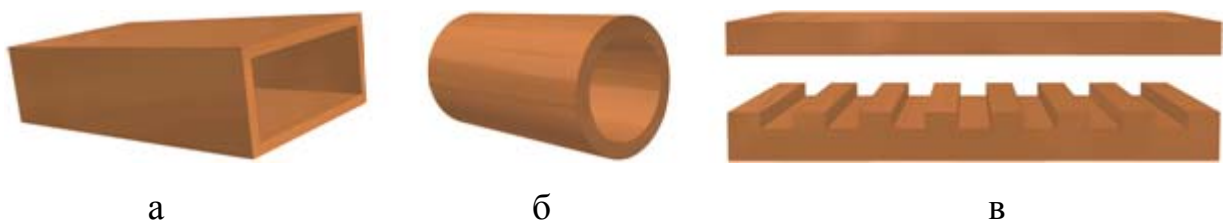


Рис. 1.4. Основные типы волноведущих систем применяемых в релятивистской электронике: а – прямоугольный волновод; б – круглый волновод; в – замедляющая система

Для решения проблемы широкополосного усиления электромагнитных волн МСМ диапазона, волноведущие нерегулярные системы находят также применение в нерелятивистской вакуумной электронике. На данный момент простейший усилитель миллиметрового диапазона реализован на базе ГДИ, работающего в предгенерационном режиме возбуждения колебаний, т.е. при токах пучка меньших пускового [105]. Ширина полосы частот усиливаемого сигнала в таком приборе определяется добротностью ОР и в лучшем случае равняется полосе пропускания резонатора. Впервые волноводный вариант усилителя на эффекте Смита-Парселла был предложен в [33]:

нерелятивистский ЭП **1** взаимодействует с бегущей волной дифракционного излучения в открытой волноведущей системе образованной поверхностями пассивного **2** и активного **3** (с дифракционной решеткой) зеркал (рис. 1.5 а).

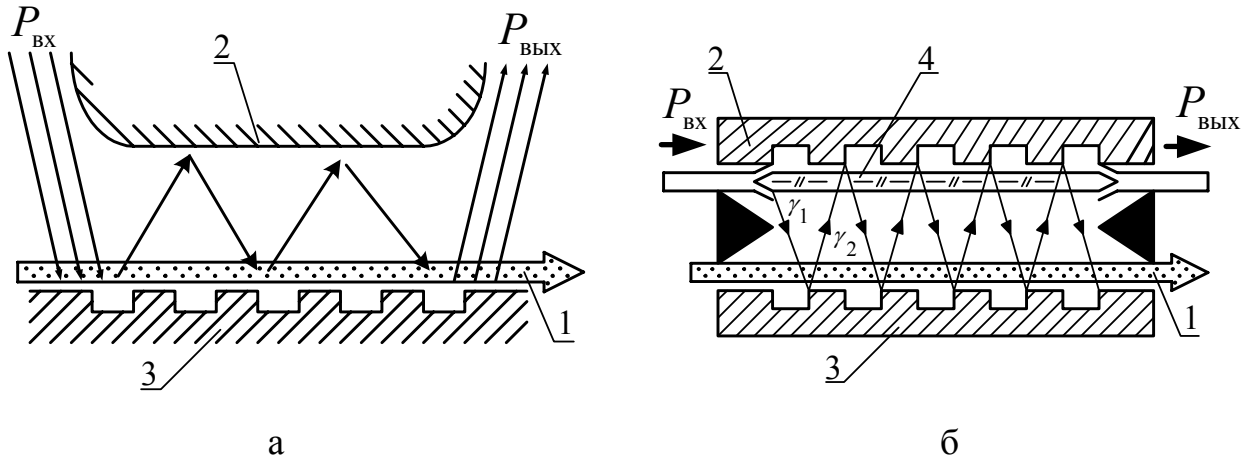


Рис. 1.5. Схемы нерелятивистских усилителей на базе открытых нерегулярных волноведущих систем: а – схема усилителя [33]; б – схема усилителя [34,106]

В дальнейшем рассматривались вопросы возможности усиления электромагнитных волн в системе представленной на рис. 1.5 б, где открытый волновод образован поверхностями пассивного **2** и активного **3** зеркал, выполненных в виде отражательных дифракционных решеток. Вдоль поверхности активного зеркала **3** движется ленточный ЭП **1**. Вблизи поверхности пассивного зеркала **2** расположен диэлектрический волновод **4** с устройствами ввода и вывода энергии. При квазисинхронизме скорости ЭП с одной из поверхностных волн происходит группировка электронов в сгустки, излучающие на частоте выходного сигнала. На решетке пассивного зеркала происходит обратное преобразование объемной волны в поверхностную волну диэлектрического волновода с последующим ее переизлучением в открытый волновод. При условии синфазного излучения с активного и пассивного зеркал, наблюдается эффект усиления медленной волной пространственного заряда ЭП прямой волны ОВ.

Перспективной, с точки зрения реализации квазиоптического вывода энергии электромагнитных волн, является система ОВ (рис. 1.5 а) с диэлектрическим слоем расположенным в области пассивного зеркала **2**. Для такой системы развита линейная самосогласованная теория усиления электромагнитных волн на эффекте Смита-Парселла, учитывающая влияние диэлектрического слоя и толщины электронного потока на условия возбуждения колебаний в открытом волноводе [38,39,107-112]. Установлено, что путем изменения электродинамических параметров ОВ возможна реализация различных режимов возбуждения колебаний: режима излучения ДИ по нормали – регенеративный режим, режима бегущей объемной волны и режима поверхностных волн (ЛОВ, ЛБВ).

Практический интерес, в случае интегрального исполнения усилителя, представляет также планарная периодическая МДС, которая в простейшем случае образована металлическим экраном и диэлектрическим слоем, на боковую поверхность которого нанесена ленточная ДР [41,113]. Вдоль решетки расположен распределенный источник излучения, который, в зависимости от параметров системы, может возбуждать различные пространственные гармоники с номерами $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ и плотностью энергии S_n [11,41]. Для такой системы разработаны численные и экспериментальные методы моделирования различных режимов возбуждения ДЧИ [40,114-118], позволяющие определить количественные соотношения плотности энергии пространственных гармоник излучения и оптимизировать параметры электродинамической системы в соответствии с поставленной задачей.

1.4. Классификация нерегулярных квазиоптических систем и постановка задач

На основании проведенного обзора на рис. 1.6 представлена классификация нерегулярных квазиоптических систем различных модификаций, применяемых в электронике и технике МСМ волн, которая позволяет

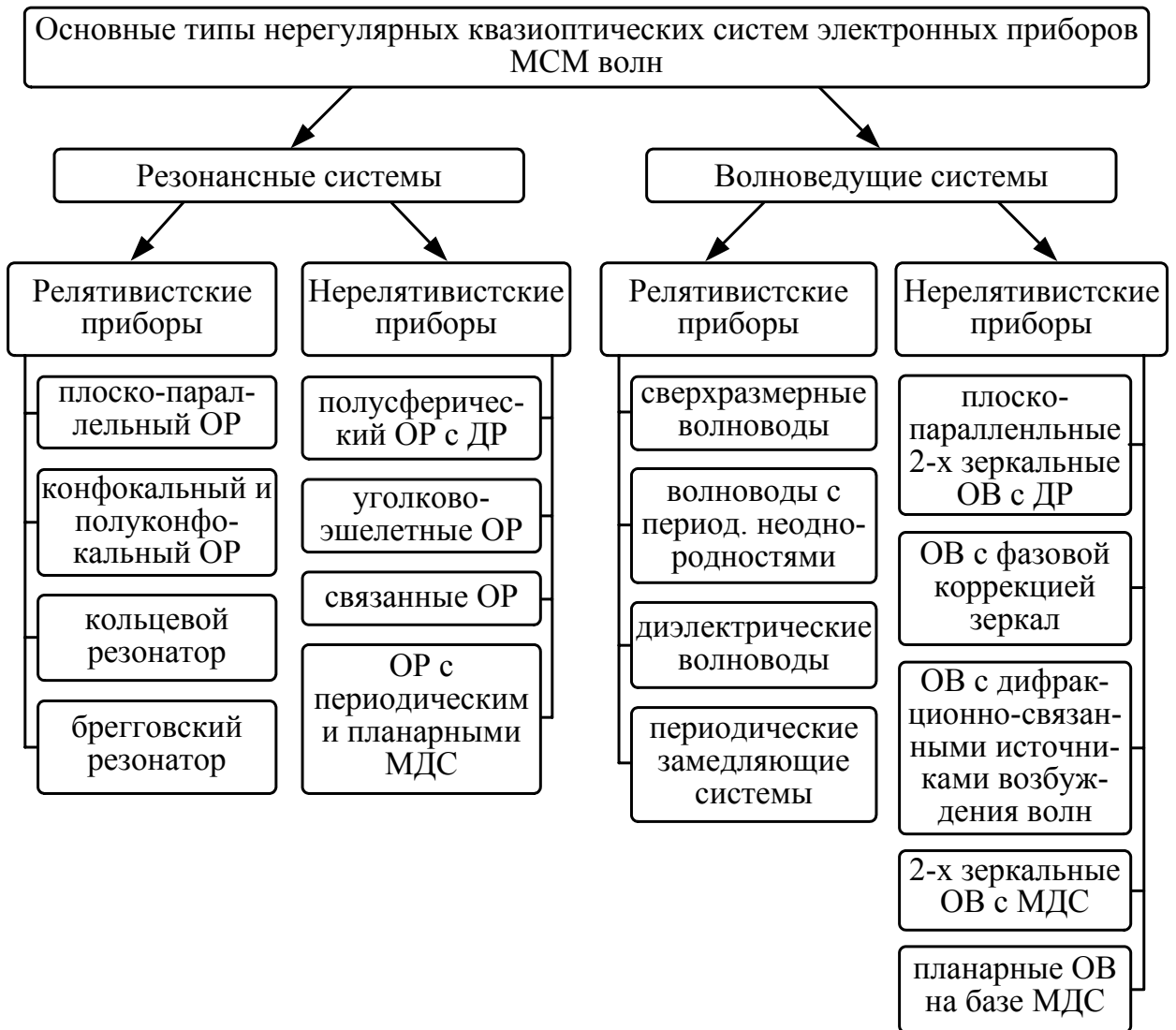


Рис. 1.6. Классификация нерегулярных квазиоптических систем, применяемых в электронике и технике миллиметровых и субмиллиметровых длин волн

проиллюстрировать их многообразие и выделить класс структур, для которых до настоящего времени не решены задачи по оптимизации электродинамических характеристик.

Основу релятивистских и нерелятивистских приборов МСМ волн составляют резонансные и волноведущие квазиоптические системы различных модификаций (рис. 1.6). К настоящему времени наиболее изученными теоретически и экспериментально являются резонансные и волноведущие системы релятивистских приборов, обеспечивающих электромагнитные колебания с высокими энергиями.

Отличительной особенностью электродинамических систем такого типа является электрическая и механическая прочности к тепловым воздействиям со стороны электромагнитного поля; обеспечение максимума взаимодействия между полями и релятивистским потоком; повышенная функциональность колебательной системы, обеспечивающей одновременную эффективность взаимодействия ЭП с полем и ввода или вывода СВЧ колебаний.

Потребность реализации выше описанных принципов в нерелятивистских приборах привела к созданию нового класса квазиоптических нерегулярных резонансных систем, основой которых является полусферический ОР с ДР различных модификаций: отражательных ДР, ленточных ДР, уголково-эшелетных ДР и ОР с периодическими МДС (рис. 1.6).

Отличительной особенностью таких приборов является использование ЭП средних энергий, которые не требуют специальных мер по обеспечению повышенной электрической и механической прочности к тепловым воздействиям. Свойства данных электродинамических систем достаточно полно изучены и используются в нерелятивистской электронике и технике МСМ волн.

К настоящему времени менее исследованными являются нерегулярные волноведущие квазиоптические системы нерелятивистских приборов, на основе которых предложены различные модификации усилителя на эффекте Смита-Парселла (рис. 1.5).

Простейшей системой, которая достаточно полно исследована (как теоретически так и экспериментально), является двухзеркальный ОВ с ДР вдоль которой движется ЭП (рис. 1.5 а). Для такой модификации усилителя с плоско-параллельными зеркалами построена одномерная, не учитывающая влияния на электронно-волновые процессы магнитного фокусирующего поля, линейная самосогласованная теория и проведено экспериментальное моделирование волновых свойств электродинамической системы. Эпизодически рассмотрены вопросы влияния фазовой коррекции зеркал на процессы формирования бегущей волны вдоль оси ОВ. Практически не исследованы ОВ с дифракционно-связанными источниками возбуждения волн, которые являются основой при создании усилителя по схеме рис. 1.5 б, и не установлены общие закономерности физики волновых процессов в ОВ с периодическими МДС.

Исходя из приведенного литературного обзора и классификации основных типов применяемых к настоящему времени нерегулярных квазиоптических систем следует, что недостаточно изученными, с точки зрения оптимизации электродинамических параметров, являются следующие вопросы: развития теории усилителя с учетом влияния фокусирующего магнитного поля на электронно-волновые процессы, влияния фазовой корректировки зеркал на волновые процессы в ОВ, физики волновых процессов в ОВ с двумя дифракционно-связанными источниками излучения, а также в ОВ с планарными периодическими МДС. Основные из перечисленных объектов, исследуемых в работе, представлены на рис. 1.7.

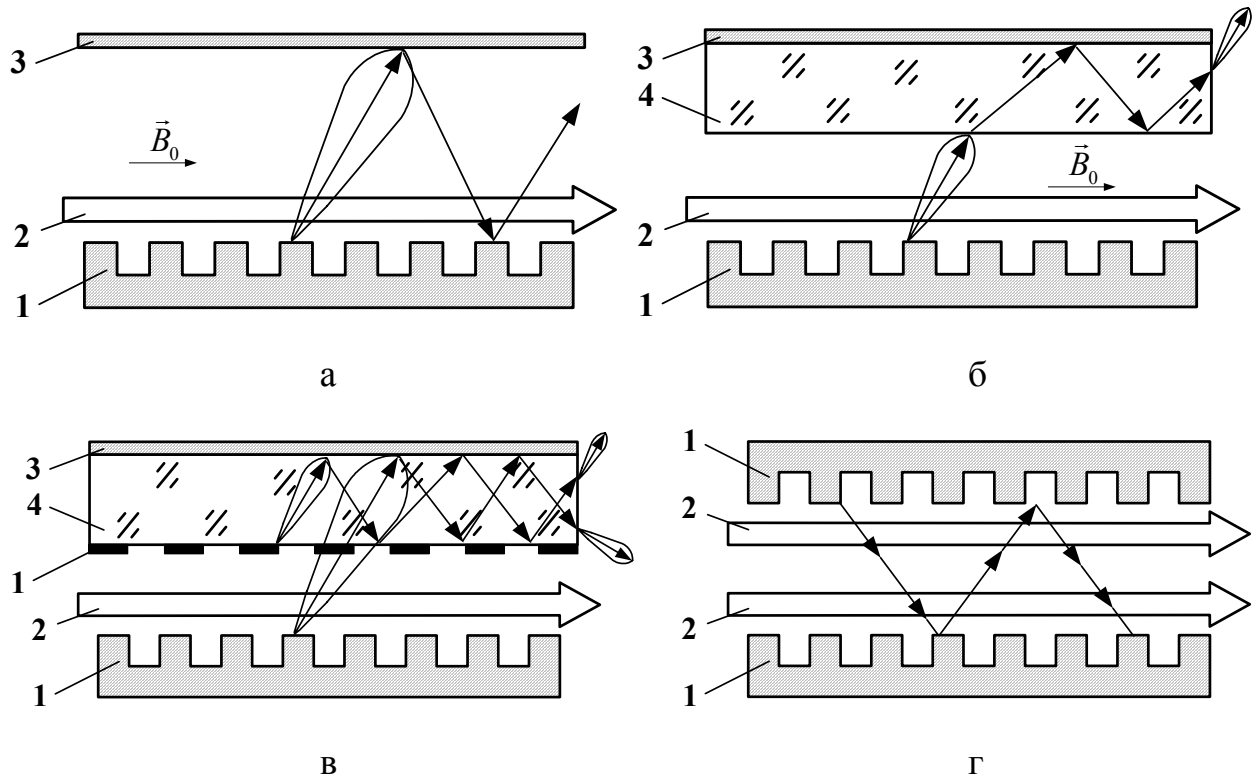


Рис. 1.7. Схемы исследуемых нерегулярных квазиоптических волноведущих систем:

а – ОВ с отражательной дифракционной решеткой;

б – ОВ с диэлектрическим слоем;

в – ОВ с планарной периодической МДС;

г – ОВ с дифракционно-связанными источниками излучения

1 – дифракционная решетка – отражательная или ленточная;

2 – распределенный источник излучения – ЭП или ДВ;

3 – металлический экран либо зеркало с фазовой коррекцией;

4 – диэлектрический слой.

В соответствии с приведенными на рис. 1.7 объектами исследований в работе поставлены и решены следующие задачи:

Задача 1. Анализ существующих теоретических методов исследования электронно-волновых процессов в приборах вакуумной электроники и выбор оптимальных решений поставленных в работе задач.

Задача 2. Постановка и решение двумерной самосогласованной линейной задачи для модели усилителя на эффекте Смита-Парселла, получение общего трансцендентного дисперсионного уравнения учитывающего влияние фокусирующего магнитного поля на электронно-волновые процессы.

Задача 3. Сравнительный анализ степени влияния электродинамических параметров открытого волновода на электронно-волновые процессы в усилителе.

Задача 4. Модернизация экспериментальной установки и усовершенствование методики моделирования волновых процессов в электродинамических системах усилителя.

Задача 5. Экспериментальное моделирование пространственных и волноводных характеристик различных модификаций электродинамических систем усилителя: базовых систем (рис. 1.7 а, б,), сложных систем с дифракционной связью формирователей объемных волн (рис. 1.7 в, г).

Задача 6. Сопоставительный анализ характеристик электродинамических систем усилителя и выработка на этой основе рекомендаций по их оптимизации, а также реализации в практических устройствах электроники и техники МСМ волн.

Выводы к разделу 1

1. На основе литературного обзора проведена классификация нерегулярных квазиоптических систем, применяемых в электронике и технике МСМ волн. Выделена группа волноведущих систем, которые могут быть использованы в нерелятивистских усилителях на эффекте Смита-Парселла.

2. Определены объекты теоретических и экспериментальных исследований: базовые двухзеркальные ОВ с ДР; ОВ с фазовой коррекцией зеркал; волноводы с дифракционно-связанными источниками излучения; ОВ с металлодиэлектрическими включениями и планарные металлодиэлектрические волноводы.

3. На основании схемы классификации нерегулярных квазиоптических систем и определения объектов исследований сформулированы основные задачи, решаемые в диссертационной работе: постановка и решение двумерной самосогласованной линейной задачи с последующим анализом электронно-волновых процессов в усилителе на эффекте Смита-Парселла; экспериментальное моделирование пространственных и волноводных характеристик в объектах исследований; сопоставительный анализ электродинамических характеристик нерегулярных ОВ различных модификаций и выработка практических рекомендаций по их применению в электронике и технике МСМ волн.

РАЗДЕЛ 2

МЕТОДЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В НЕРЕГУЛЯРНЫХ КВАЗИОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

В данном разделе представлены результаты анализа наиболее распространенных теоретических и экспериментальных методов моделирования волновых и электронно-волновых процессов в квазиоптических электродинамических системах электроники СВЧ. Проведена классификация электронных волн, основанная на решении задач электроники в приближении заданного тока и поля. Обоснована целесообразность использования самосогласованного метода в сочетании с методом экспериментального моделирования при решении задач оптимизации электродинамических систем усилителя на эффекте Смита-Парселла. Рассмотрены схемы экспериментальных установок, позволяющие реализовать измерения волноводных и пространственных характеристик изучаемых в работе систем. Основные результаты данного раздела изложены в работах [45,46,119,120].

2.1. Аналитические методы анализа электронно-волновых процессов

Классификация электронных волн. В общем случае при взаимодействии электронного потока с электромагнитным полем образуется пространственно-временной спектр продольных и поперечных электронных волн [11,121,122].

К продольным волнам относятся медленные волны пространственного заряда (МВПЗ) и быстрые волны пространственного заряда (БВПЗ), распространяющиеся с разными фазовыми скоростями:

$$v_{\Phi n} = \frac{v_0}{1 \pm \omega_R / \omega}, \quad (2.1)$$

где знаки «+» и «-» относятся к скоростям БВПЗ и МВПЗ, соответственно;

v_0 - постоянная составляющая скорости невозмущенных электронов;

ω - частота модуляции ЭП;

$\omega_R = R\omega_p$ - эффективная (редуцированная) плазменная частота;

R - коэффициент редукации;

ω_p - плазменная частота;

К поперечным относятся медленные циклотронные волны (МЦВ) и быстрые циклотронные (БЦВ), которые возбуждаются в ЭП при фокусировке его магнитным полем. Фазовые скорости этих волн определяются соотношением:

$$v_{\phi c} = \frac{v_0}{1 \pm s \frac{\omega_c}{\omega}}, \quad (2.2)$$

где знаки «+», «-» относятся к скоростям МЦВ и БЦВ, соответственно;

$s = 0, 1, 2, \dots$ - номер циклотронной волны;

$\omega_c = \frac{e}{m_e} B_0$ - циклотронная частота;

B_0 - индукция фокусирующего магнитного поля;

e, m_e - заряд и масса электрона;

В отличие от продольных волн, поперечные обладают поляризационными свойствами: БЦВ являются правополяризованными, а МЦВ – левополяризованными. В классических приборах с длительным взаимодействием эффективность энергообмена определяется условием квазисинхронизма одной или нескольких электронных волн с полем поверхностной волны замедляющей системы [122].

В приборах дифракционной электроники, кроме условия квазисинхронизма электронов с полем дифракционного излучения, должно выполняться условие когерентного излучения [11].

Метод заданного тока. Этот метод достаточно хорошо развит в работах [8,11,123] и основывается на решении уравнений Максвелла в приближении заданного источника (плотности заряда или конвекционного тока). В этом случае, при движении модулированного ЭП вблизи решетки, полное электромагнитное поле состоит из суммы собственного поля ЭП в свободном пространстве и рассеянного дифракционной решеткой поля. Находя поля ЭП и решая дифракционную задачу рассеяния собственных полей пучка решеткой, определяют основные характеристики дифракционного излучения: условия излучения, электромагнитное поле, плотность излучения.

С помощью данного метода, без учета влияния дифрагированного на решетке падающего поля, можно проанализировать электронно-волновые процессы, протекающие в усилителе.

Предположим, что в модулированном электронном потоке, движущемся вблизи дифракционной решетки (рис. 2.1), образуются преимущественно продольные волны пространственного заряда. Тогда плотность конвекционного тока всего пучка можно представить в виде суммы парциальных монохроматических потоков.

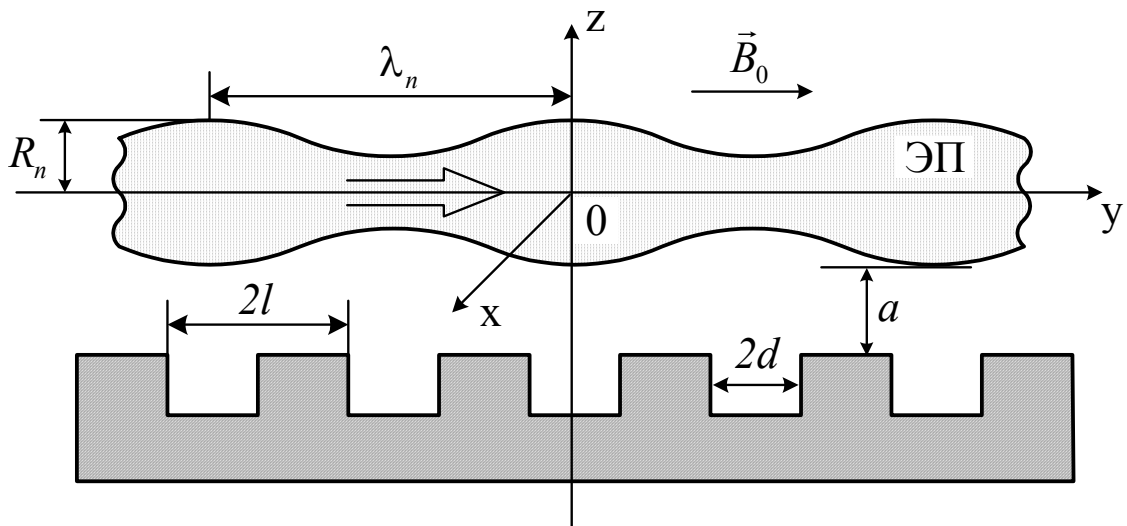


Рис. 2.1. Теоретическая модель задачи возбуждения дифракционного излучения поперечными электронными волнами пульсирующего электронного потока: λ_n - длина волны пульсаций, R_n - радиус пульсаций

Из анализа условий излучения следует, что МВПЗ и БВПЗ возбуждают дифракционное излучение при скоростях электронов [11]

$$\left(1 \pm \frac{\omega_R}{\omega}\right) \frac{\kappa c}{|n| + \kappa} \leq v_0 \leq \left(1 \pm \frac{\omega_R}{\omega}\right) \frac{\kappa c}{|n| - \kappa}, \quad (2.3)$$

а потоки энергии этого излучения направлены под углами

$$\gamma_n^\pm = \arccos\left(\frac{1}{\beta_0} - \frac{|n|}{\kappa} \pm \frac{\omega_R}{\omega}\right), \quad (2.4)$$

где углы γ_n^\pm отсчитываются против часовой стрелки, относительно положительного направления движения электронов;

$\kappa = \frac{2l}{\lambda}$, $n = 0, -1, -2, \dots$ – номер пространственной гармоники ДИ;

$\beta_0 = \frac{v_0}{c}$ – относительная скорость электронов.

Из соотношения (2.4) видно, что образовавшиеся в потоке электронные волны возбуждают дифракционное излучение под различными углами. При этом, изменив период решетки, скорость электронов и частоту модуляции, можно обеспечить условия излучения одной или одновременно несколькими электронными волнами. Разница между углами излучения значительно зависит от плотности тока пучка.

Поперечные электронные волны в потоке возникают под воздействием различных факторов, связанных с динамическими и статическими смещениями траекторий электронов пучка.

Подобные электронные потоки в большинстве случаев присутствуют в пространстве взаимодействия приборов типа «О», где расчет статической формы пучка для заданных электрических и геометрических параметров электронной пушки и электродинамической структуры сводится к

преобразованию и интегрированию уравнений движения электронов в статических магнитных или электрических полях. В этом случае, из условия излучения вытекает, что дифракционное излучение возбуждается циклотронными волнами при скоростях электронов [11]

$$\left(1 \pm s \frac{\omega_c}{\omega}\right) \frac{kc}{|n| + k} \leq v_0 \leq \left(1 \pm s \frac{\omega_c}{\omega}\right) \frac{kc}{|n| - k}, \quad (2.5)$$

а направления излучения этих волн определяются углами

$$\gamma_{s,n} = \arccos \frac{\left(1 \pm s \frac{\omega_c}{\omega}\right) \eta + n}{k}, \quad (2.6)$$

где знаки « \pm » относятся к дифракционному излучению МЦВ и БЦВ, соответственно;

$\eta = \frac{k}{\beta_0}$, а если $s = 0$, то дифракционное излучение возбуждается собственными электронными волнами (СЭВ).

Согласно (2.6) БЦВ и МЦВ возбуждают дифракционное излучение только при определенном значении фокусирующего магнитного поля на постоянной частоте, но под различными углами относительно направления движения потока.

Выделим параметры электронного потока и периодической структуры, при которых дифракционное излучение возбуждается продольными и поперечными электронными волнами. Области изменения этих параметров продемонстрированы на диаграмме Бриллюэна рис. 2.2 [11].

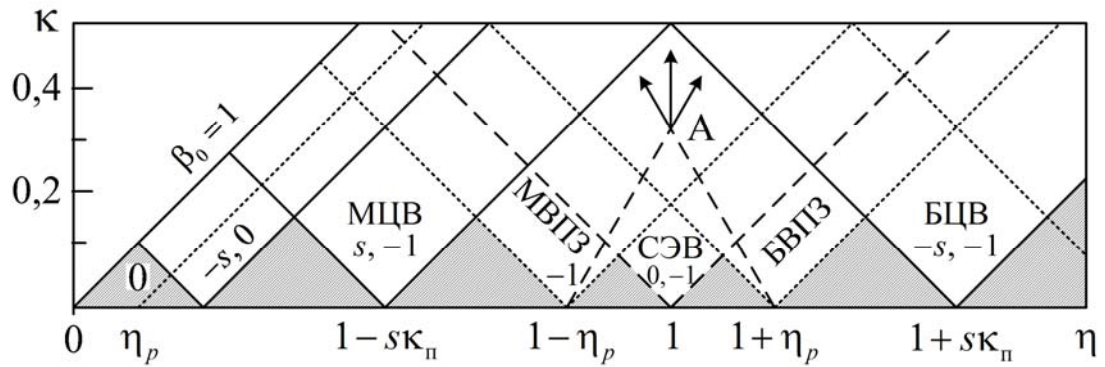


Рис. 2.2. Диаграмма Бриллюэна областей возбуждения дифракционного излучения продольными и поперечными электронными волнами

Условиям излучения МВПЗ и БВПЗ соответствуют параметры, попавшие в незаштрихованные области, которые ограничены прямыми $\beta_0 = 1$ и лучами углов секторов с вершинами $\eta = \eta_p; 1 \pm \eta_p$ (точечные линии); МЦВ и БЦВ наблюдаются в областях секторов с вершинами $\eta = s\kappa_\pi, \eta = 1 \pm s\kappa_\pi$. По диаграмме легко определить условия для дифракционного излучения возбуждаемого одной ($\kappa < \kappa_1$) или одновременно несколькими продольными и поперечными электронными волнами. В частности точка А соответствует одновременному возбуждению дифракционного излучения МВПЗ, БВПЗ и СЭВ. В данном случае МВПЗ возбуждает излучение под острым углом, БВПЗ – под углом больше 90° , а СЭВ – по нормали к поверхности решетки.

Приближение заданного поля применяется для исследования линейных процессов энергообмена потока электронов с дифрагированным на решетке электромагнитным полем, а также для изучения начальной стадии возбуждения колебаний и определения стартовых характеристик приборов СВЧ.

Данный метод заключается в последовательном решении трех взаимосвязанных частных задач: дифракции электромагнитной волны на решетке; взаимодействия электронного потока с дифрагированным полем; возбуждения дифракционного излучения конвекционным током,

образовавшимся при взаимодействии с полем дифракционной решетки [8,11].

На рис. 2.3 представлена теоретическая модель исследуемой системы, которая описывает электронно-волновые процессы при падении электромагнитной волны \vec{E}, \vec{H} на дифракционную решетку, без учета обратной связи ЭП с отраженной от верхнего зеркала волной.

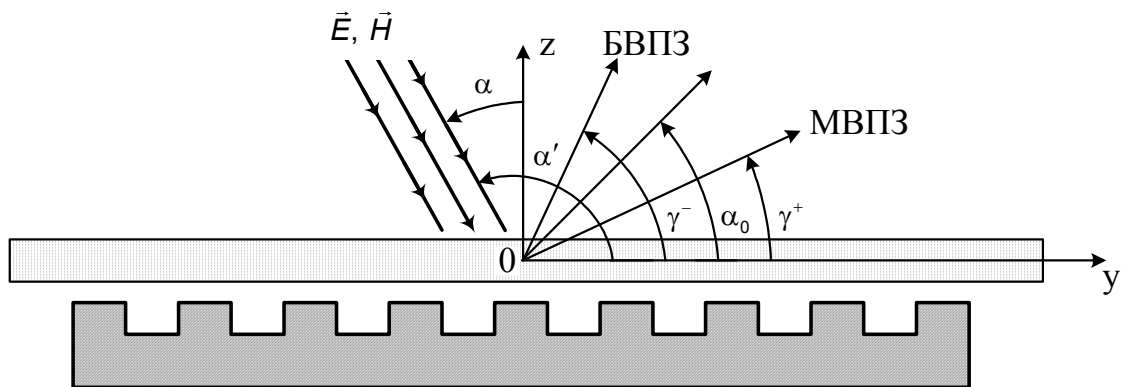


Рис. 2.3. Теоретическая модель формирования дифракционного излучения при заданном дифрагированном на решетке электромагнитном поле

Если решетка с электронным потоком облучается полем под произвольным углом $\alpha' = 90^\circ + \alpha$ (например, H -поляризованной волной, то задача решается аналогично приведенной в [124]). В этом случае при периоде

решетки $l < \frac{\lambda}{1 + \sin \alpha}$ отразится под углом $\alpha_0 = 90^\circ - \alpha$ будет только нулевая

($m = 0$) пространственная гармоника; остальное поле является суперпозицией поверхностных дифракционных гармоник, распространяющихся в направлении оси Oy с фазовыми скоростями

$$v_\phi = \frac{kc}{m + k \sin \alpha}. \quad (2.7)$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$

В общем случае, из совместного анализа условий излучения и плотности энергии следует ряд свойств и эффектов, представляющих научный и практический интерес [34,66]:

1. В электронном потоке, взаимодействующем с дифрагированным на периодической структуре полем, при $v_0 = v_\phi$ возбуждается спектр электронных волн, распространяющихся с различными фазовыми скоростями. Это приводит к возбуждению дифракционного излучения в различных направлениях (рис. 2.3) симметрично направлению распространения отраженного от решетки поля (угол α_0).

2. В процессе взаимодействия электронного потока с дифрагированным полем МВПЗ отдает, а БВПЗ поглощает энергию поля поверхностной гармоники, что приводит к эффектам усиления и поглощения дифрагированного поля электронным потоком. При заданных углах α падения поля на решетку максимальное усиление и поглощение его обеспечиваются путем увеличения и уменьшения скорости электронов до значений

$$v_0^\pm = v_\phi \left(1 \pm \frac{\omega_R}{\omega} \right). \quad (2.8)$$

3. Путем изменения угла α и фазы падающего на решетку электромагнитного поля обеспечивается управление процессом взаимодействия электронного потока с дифрагированным полем, при котором можно максимально усилить или ослабить дифракционное излучение ЭП. Этот эффект указывает на возможность реализации фазовой фокусировки ЭП в устройствах дифракционной электроники, если соответствующим образом изменить конфигурацию отражающего зеркала открытой электродинамической системы усилителя. В частности, верхнее зеркало (рис. 1.7 г) может быть выполнено в виде цилиндрической

дифракционной решетки, вдоль образующей которой расположен планарный диэлектрический волновод [47].

Описанные выше свойства дифракционного излучения волн пространственного заряда подтверждаются теоретическими зависимостями мощности взаимодействия МВПЗ и БВПЗ, а также экспериментальными данными [34,66].

Решение задач в самосогласованной постановке. Основной недостаток описанных выше методов заключается в том, что они не учитывают взаимное влияние полей электродинамических систем и электронного потока, поскольку искомая величина задана с использованием последовательных приближений. Самосогласованные методы свободны от такого недостатка. К классическим самосогласованным методам относятся метод степенных рядов, метод Овчарова и Солнцева использующие приближение большого сигнала. В приближении малого сигнала используются методы последовательных приближений, степенных рядов, связанных волн и метод дисперсионного уравнения, который является признанным методом анализа в линейной теории. Кроме этого следует отметить, что этот метод удобен при необходимости учета обратного влияния излучения на процессы взаимодействия и позволяет найти условия возбуждения колебаний, а также определить, при каких параметрах нарастание амплитуды будет наиболее благоприятным.

В общем случае, метод дисперсионного уравнения основывается на совместном решении уравнений движения зарядов и поля. Получается система нелинейных нестационарных уравнений, анализ которых возможен лишь в некоторых предельных случаях. Решая самосогласованную задачу в малосигнальном приближении [121,122,125], исходную систему нелинейных дифференциальных уравнений электроники в частных производных удается линеаризовать и получить линейную систему уравнений. Решая краевую задачу, можно найти условия возбуждения колебаний.

В рамках вышеизложенного подхода в работе проанализированы электронно-волновые процессы для модели усилителя на эффекте Смита-Парселла. Решение электродинамической задачи проводится методом частичных областей в сочетании с методом Фурье [122]. Записывая систему уравнений Максвелла в самосогласованном виде и определяя уравнение движения зарядов, находим выражения для каждой из характерных областей объема исследуемой электродинамической системы. Учитывая требования непрерывности компонент поля на границах областей, получаем самосогласованную систему уравнений, позволяющую определить общее дисперсионное уравнение, описывающее собственные режимы для заданной модификации электродинамической системы усилителя.

2.2. Численные методы моделирования электромагнитных полей в нерегулярных квазиоптических системах

Векторная теория. В случае режима резонансного возбуждения систем рис. 1.7 а, б (излучение возбуждается по нормали относительно ДР) целесообразно рассматривать формирование полей как в открытом резонаторе, который концентрирует излучаемую энергию в ограниченном объеме. Такая система описывается векторной теорией ОР [126,127], позволяющей определить основные электродинамические характеристики, включая влияние неоднородности в виде диэлектрической призмы (ДП), помещенной между отражателями открытого волновода (резонатора).

Полученные в аналитическом виде формулы связывают параметры системы и диэлектрика с частотами колебаний, что позволяет учесть влияние диэлектрического слоя на спектр этих колебаний.

На основе векторной теории, где проводится полный учет дифракционных эффектов, получена точная формула резонансной частоты основной моды $TE_{M_{00q}}$ типа колебания, а для ОР с диэлектрической призмой – трансцендентные уравнения [120], связывающие частоты

симметричных (верхнее обозначение) и ассимметричных (нижнее обозначение) мод TE_{00q} типов колебаний с параметрами ОР:

$$\left(\frac{1}{n}\right)_{\tan}^{\cot}(nkt - \Phi_T) = \pm \tan(kd_1 - \Phi_D), \quad (2.9)$$

где $\Phi_T = \arctan(t/nz_0) - \arctan(1/nkR_1(t))$;

$\Phi_D = \arctan(d'/z_0) - \arctan(1/kR) - \arctan(t/nz_0) - \arctan(1/kR_2(t))$;

$R_1(t) = t + n^2 z_0^2 / t$, $R_2(t) = t/n + nz_0^2 / t$, $z_0 = \sqrt{d'(R - d')}$, $d' = d_1 + t/n$;

$t = \frac{\Delta}{2}$ – полутолщина диэлектрика;

d_1 – расстояние между сферическим зеркалом и плоскостью диэлектрика;

$n = \sqrt{\varepsilon\mu}$ – показатель преломления диэлектрической среды;

R – радиус кривизны сферического зеркала;

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число;

λ – длина волны.

Метод конечных разностей [128,129] в настоящее время является распространенным численным методом моделирования электромагнитных явлений в произвольной среде. Суть метода заключается в том, что уравнения Максвелла (в дифференциальной форме) дополняются материальными уравнениями, описывающими среду, в которой распространяется электромагнитная волна. В общем случае эти уравнения для произвольной среды имеют вид:

$$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}, \quad \vec{B} = \mu\mu_0\vec{H} \quad (2.10)$$

где \vec{D}, \vec{E} – вектор электрической индукции и напряженности поля;

\vec{B}, \vec{H} – вектор магнитной индукции и напряженности поля;

ε_0 и μ_0 – диэлектрическая и магнитная постоянные;

$\varepsilon = \varepsilon(x, y, z, t)$ и $\mu = \mu(x, y, z, t)$ – относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды.

Для упрощения рассмотрения задачи возбуждения электромагнитной волны в произвольной среде полагают, что она однородная и изотропная, т.е. $\varepsilon(x, y, z, t) = \text{const}$ и $\mu(x, y, z, t) = \text{const}$.

Для построения конечно-разностной схемы используется система уравнений Максвелла в частных производных с учетом материальных уравнений (2.10) в декартовой системе координат [129]. Такая система содержит шесть дифференциальных уравнений для шести компонент электромагнитного поля, зависящих как от пространственных координат x, y, z , так и от времени t . Для перехода от непрерывного континуума по пространству и времени к дискретному, используется пространственно-временная дискретизация. Это означает, что все пространство вычисления вдоль координат x, y, z в произвольный текущий момент времени t_n покрывается равномерной сеткой (M, N, K) , где M, N, K – максимальный размер сетки разбиения соответственно вдоль осей x, y, z . В этом случае, в узлах сетки разбиения в момент времени t_n значение любой физической величины $A = f(x, y, z, t)$ трансформируется в $A = f(i, j, k, t_n)$. В результате получается следующее преобразование: $f(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) \Rightarrow f^n(i, j, k, t_n)$, где $\Delta x, \Delta y, \Delta z, \Delta t$ – шаги дискретизации соответственно по осям координат x, y, z и по оси времени t . Для определения значений пространственных производных в каждом узле сетки используют информацию о значениях искомой компоненты поля в соседних узлах сетки разбиения. При этом рассматриваются двухточечная и трехточечная разностные аппроксимации производных [130]. С учетом минимизации вычислительной неустойчивости более предпочтительной оказывается трехточечная аппроксимация производных или применение шаблона типа «крест» [131].

Для построения разностной схемы, которая соответствует такому шаблону, необходимо использовать узел привязки таким образом, чтобы при задании граничных условий соответствующие компоненты поля попадали на границы раздела. В качестве такого узла выбирается узел (i, j, k) сетки разбиения. Следует отметить, что такой шаблон накладывает ограничения на граничные условия: граница области вычисления должна быть плоскостью, которая параллельна одной из осей координат.

Для конечно-разностной аппроксимации системы уравнений Максвелла во временной области электрические и магнитные составляющие электромагнитного поля определяются на разных временных шагах, а глобальный шаг вычисления становится равным $2\Delta t$. В этом случае обеспечивается значительная экономия вычислительных ресурсов, а также снижается количество данных, необходимых для задания начальных условий (H^n, E^{n-1}) , где n – текущий номер шага по времени).

В результате применения описанного выше подхода, составляется конечно-разностная система алгебраических уравнений, соответствующая уравнениям Максвелла в декартовой системе координат [129].

По аналогии все проводимые ранее рассуждения будут также справедливы и для других систем координат (например, цилиндрической и сферической). Окончательные выражения для составляющих напряженностей электрического и магнитного полей, записанные в декартовой, цилиндрической и сферической системах координат приведены в [129].

Данный метод в работе был использован для расчета пространственных характеристик нерегулярных излучающих систем, присутствующих в объектах рис. 1.7: периодических металлических и металлодиэлектрических структур.

Итерационный метод Ньютона [132] используется при нахождении корней дисперсионного и трансцендентных уравнений в рамках самосогласованной постановки линейной теории усилителя и векторной

теории резонансных систем. Суть метода заключается в том, что на каждом шаге вычисления проводится касательная к кривой, описывающей уравнение, и ищется точка ее пересечения с осью абсцисс. При этом достаточно задать лишь некоторое начальное приближение корня $x = x_0$. Найденное приближение корня как абсцисса точки пересечения касательной с осью, считается начальным для следующей итерации. Процесс отыскания приближений продолжается до тех пор, пока разность между двумя найденными значениями корня становится меньше установленной точности вычислений. Применение данного метода позволяет значительно сократить время вычислений из-за быстрой сходимости метода к истинному решению.

2.3. Метод экспериментального моделирования электронной волны тока пространственного заряда поверхностной волной диэлектрического волновода

В [8,11] показано, что эффективным способом исследования новых модификаций электродинамических систем устройств дифракционной электроники является метод экспериментального моделирования, при котором излучение электронной волны тока пространственного заряда ЭП моделируется излучением поверхностной волны ДВ, расположенного вблизи ДР. На основании данного подхода достаточно оперативно может быть решен целый ряд задач. В частности, таких как исследование преобразования поверхностных волн в объемные на периодических металлических и металлодиэлектрических структурах, изучение пространственных, спектральных и волноводных характеристик электромагнитных полей, определение основных свойств и оптимизация параметров электродинамических систем генераторов и усилителей МСМ волн.

Наиболее полное обоснование метода экспериментального моделирования изложено в работах [11,133]. При равномерном и прямолинейном движении электронного потока собственное его поле имеет вид плоской

волны, подобную волну можно сформировать плоским диэлектрическим волноводом. Доказательство корректности данного подхода основывается на результатах решения задачи в приближении заданного поля при замене ЭП диэлектрическим волноводом. Часть мощности, распространяющейся в волноводе, сосредоточена вдоль его наружной границы в виде поверхностного поля медленных волн, обуславливая его дифракцию на элементах периодической структуры. Это позволяет при помощи только волновых полей моделировать эффект дифракционного излучения. В результате энергия поверхностных волн преобразуется в энергию пространственных гармоник, излучаемую в окружающее пространство.

Результатом решения задачи являются приведенные ниже основные соотношения, которые характеризуют излучающие системы (рис. 1.7) в случае движения вдоль ДР электронного потока (модель с ЭП) и поверхностной волны волновода (модель с ДВ) [11,134].

Условия излучения электромагнитных волн в вакуум и в диэлектрик для $n = 0, -1, -2, \dots$ имеют, соответственно, следующий вид:

$$\frac{\kappa}{|n| + \kappa} \leq \left\{ \frac{\beta_B}{\beta_0} \right\} \leq \frac{\kappa}{|n| - \kappa}, \quad \frac{\kappa}{|n| + \kappa \sqrt{\epsilon_B}} \leq \left\{ \frac{\beta_B}{\beta_0} \right\} \leq \frac{\kappa}{|n| - \kappa \sqrt{\epsilon_B}}, \quad (2.11)$$

где $\beta_B = v_B/c$ – относительная скорость волны в волноводе;

v_B – фазовая скорость волны в волноводе;

$\epsilon_B = c^2/v_B^2$ – эффективная диэлектрическая проницаемость волновода.

Углы излучения электромагнитных волн в вакуум γ_m и диэлектрик $\gamma_{m\epsilon}$ определяются соотношениями:

$$\begin{aligned}
\gamma_{nv} &= \arccos\left(\sqrt{\varepsilon_b} + \frac{n}{\kappa}\right), & \gamma_{n\varepsilon} &= -\arccos\frac{\sqrt{\varepsilon_b} + \frac{n}{\kappa}}{\sqrt{\varepsilon}}, \\
\gamma_{nv} &= \arccos\left(\frac{1}{\beta_0} + \frac{n}{\kappa}\right), & \gamma_{n\varepsilon} &= -\arccos\frac{\frac{1}{\beta_0} + \frac{n}{\kappa}}{\sqrt{\varepsilon}}.
\end{aligned}
\tag{2.12}$$

Соотношения (2.11) определяют условия возбуждения объемных волн ДВ и ЭП, которым соответствуют относительные скорости β_b и β_0 . Эти соотношения совпадают в случае одноволнового приближения ($v_b = v_0$), если предположить, что фазовая скорость волны диэлектрического волновода идентична фазовой скорости собственного электромагнитного поля ЭП. Поскольку фазовая скорость волны v_b определяется диэлектрической проницаемостью материала волновода и его поперечными размерами, то целесообразно пользоваться понятием эффективной диэлектрической проницаемости волновода ε_b , определяемой экспериментально, тогда $\beta_b = 1/\sqrt{\varepsilon_b}$. В соответствии с этим, соотношения (2.12) для углов излучения также совпадают в предположении идентификации фазовой скорости ДВ и скорости ЭП. При этом видно, что для заданных параметров κ , β_0 (β_b) и ε в свободном пространстве возбуждаются только отрицательные пространственные гармоники с $n = -1, -2, \dots$, а в диэлектрической среде – гармоники с $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Излучение на нулевой ($n = 0$) пространственной гармонике происходит при тех же условиях, что и черенковское излучение ЭП, движущегося вблизи неэкранированного решеткой диэлектрика, т.е. при скоростях электронов $\varepsilon\beta_0^2 > 1$. Поэтому такое излучение можно назвать черенковским, а решетку рассматривать как экранирующий фактор, влияющий на коэффициент связи ЭП или ДВ с диэлектрической средой [11]. Для многоволнового приближения в ЭП присутствует суперпозиция продольных и поперечных электронных волн, распространяющихся с различными фазовыми скоростями, поэтому при моделировании v_b должна

быть эквивалентна фазовой скорости одной из волн пространственного заряда.

В более наглядной форме соотношения (2.11) выражаются в виде диаграмм Бриллюэна, представленных на рис. 2.4 для значений ε реализуемых в эксперименте [134].

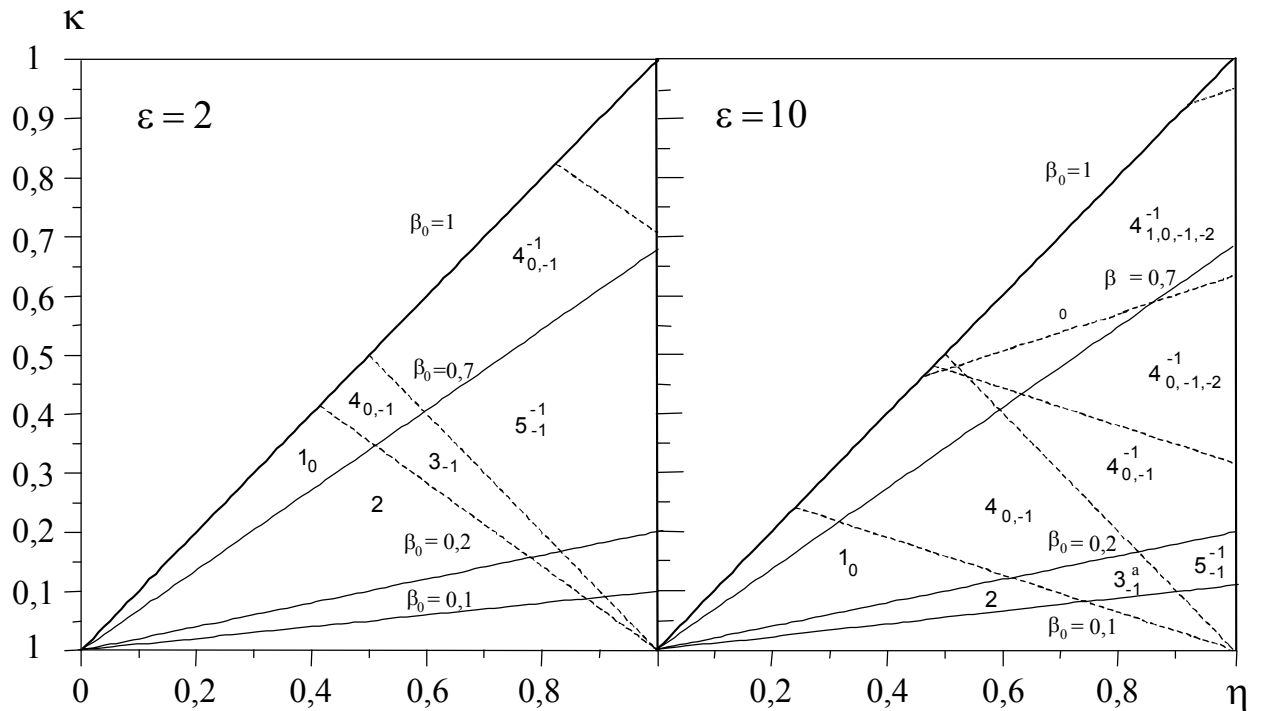


Рис. 2.4. Диаграммы Бриллюэна при возбуждении дифракционно-черенковского излучения на металлодиэлектрических структурах:

С их помощью удобно определять параметры излучающих систем, такие как β_v или β_0 , κ ($\eta = \kappa/\beta_0$), ε диэлектрической среды, на которую наносится ленточная ДР, для получения необходимого режима возбуждения дифракционного и черенковского излучений. Зоны, соответствующие цифрам 1, 2, 3, 4, 5 определяют наиболее характерные случаи возбуждения ЭП электромагнитных волн, а именно: ЧИ, поверхностных волн, ДИ в диэлектрическую среду (нижний индекс), дифракционного излучения в свободное пространство (верхний индекс), соответственно.

Экспериментальные исследования различных нерегулярных электродинамических систем, которые возбуждаются распределенными источниками

излучения, базируются на классическом подходе изучения пространственного распределения полей в дальней и ближних зонах, включающие в себя измерения диаграмм направленности (ДН) излучения и амплитудных распределений полей [8,11,21]. Пространственные и волноводные характеристики, определенные при изменении различных параметров электродинамической системы и частоты в широких пределах, дают возможность судить о степени согласования системы и ее простейших элементов, качественно оценить их влияние на общую ситуацию развития волновых процессов в нерегулярных ОВ.

2.4. Методика экспериментальных исследований

Методики измерений выходных характеристик устройств дифракционной электроники и свойств их электродинамических систем к настоящему времени достаточно развиты и обобщены в монографиях [8,11,21]. Однако для каждого конкретного объекта они имеют свои особенности, которые необходимо учитывать при разработке и реализации измерительных установок.

Основными элементами исследуемых квазиоптических волноведущих систем (рис. 1.7) являются ДВ (формирует поверхностную волну, которая является первичным источником излучения) и периодические металлические или металлодиэлектрические структуры различных модификаций (выполняют функцию преобразования поверхностной волны ДВ в объемную волну, которая излучается и распространяется вдоль оси ОВ). Исходя из этого, разрабатываемая экспериментальная установка должна обеспечивать функциональные возможности измерения пространственных, волноводных и амплитудных характеристик электромагнитных полей излучающих элементов, входящих в состав нерегулярной квазиоптической системы, а также электро-динамических характеристик системы в целом. На рис. 2.5 и рис. 2.6, в качестве примера, представлены две схемы экспериментальных установок.

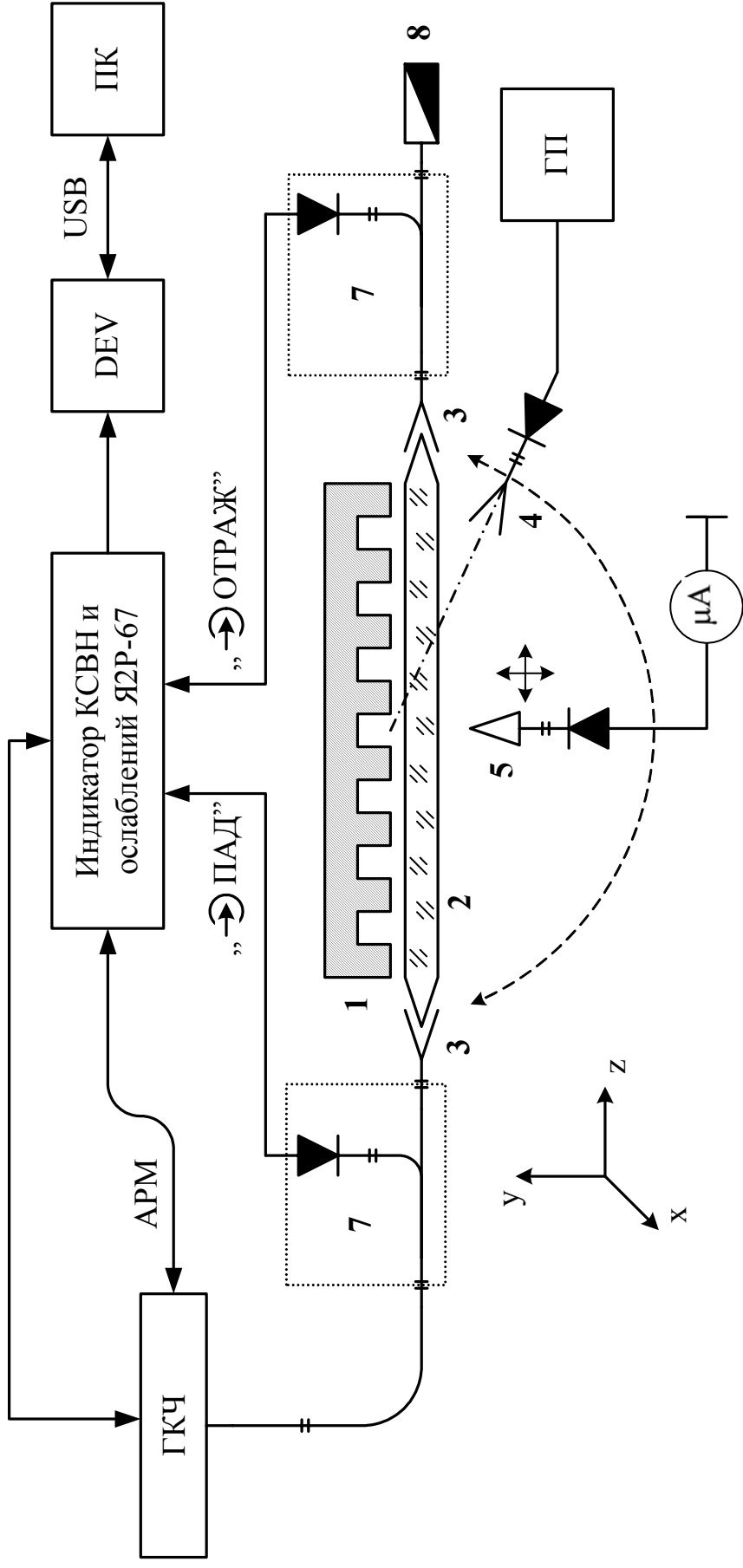


Рис. 2.5. Схема экспериментальной установки для измерения пространственных и амплитудных характеристик излучающих систем нерегулярных открытых волноводов

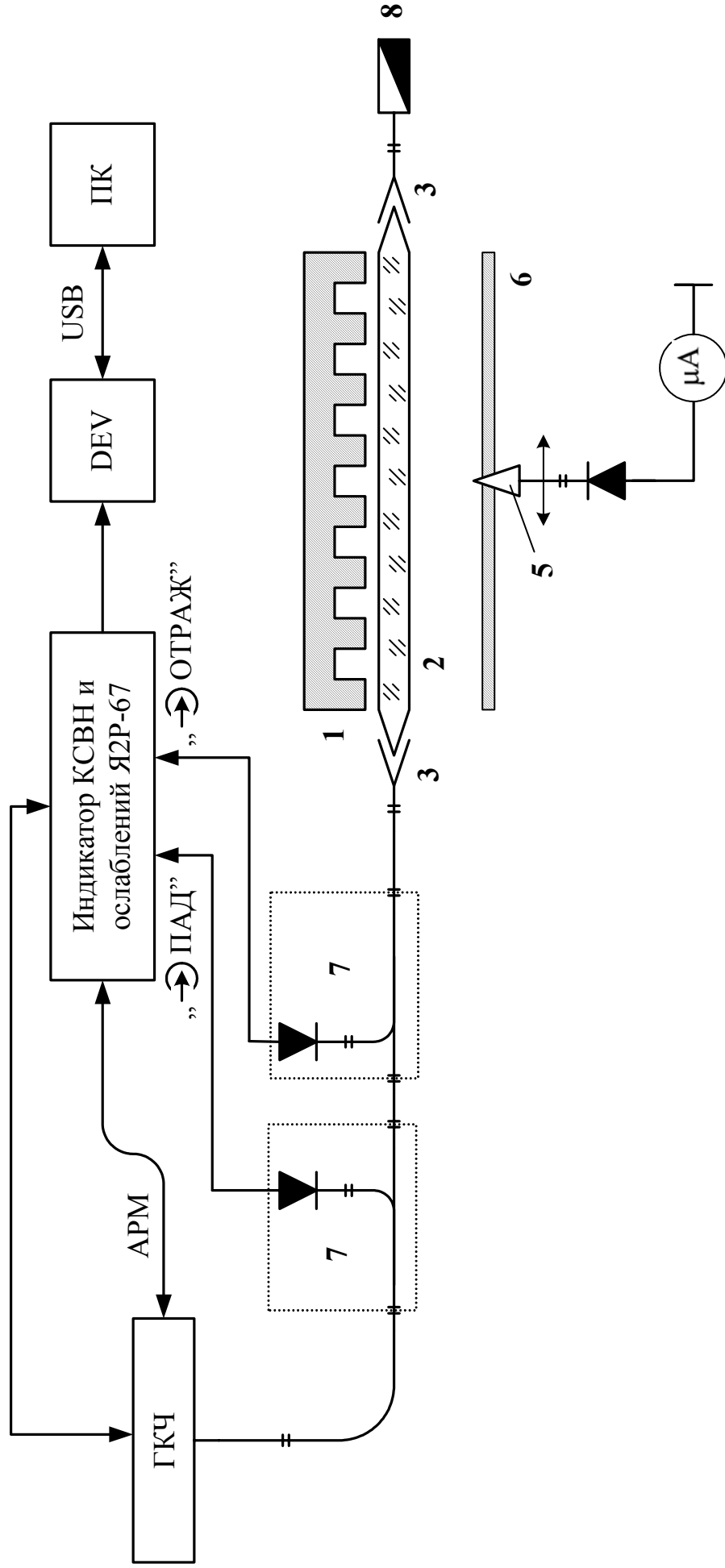


Рис. 2.6. Схема экспериментальной установки для измерения волноводных и амплитудных характеристик нерегулярного открытого волновода

Основными элементами установок являются излучающие системы, образованные дифракционными решетками **1** (отражательными металлическими или планарными ленточными) и диэлектрическим волноводом **2** включенным через согласующие переходы **3** в измерительный тракт.

Пространственные характеристики (диаграммы направленности излучений и их интенсивность) измерялись методом подвижной антенны [21] рис. 2.5. При этом ось вращения приемного рупора **4** в E -плоскости проходила через излучающую апертуру и была совмещена с вертикальной осью решетки **1**, а ось вращения в H -плоскости совпадала с продольной осью ДВ **2**, это обеспечивало регистрацию углов излучения в интервале $\varphi = 10^\circ \div 170^\circ$ с точностью $\Delta\varphi = \pm 0,25^\circ$. В ходе измерения ДН, сигнал, принимаемый рупором **4** поступал на вход «Y» двухкоординатного графопостроителя (ГП), вход «X» которого был подключен к датчику угла поворота приемного рупора. Таким образом, при перемещении подвижной антенны, на графопостроителе фиксировалась ДН излучения, которая после оцифровки использовалась для компьютерной обработки полученных данных.

Амплитудные распределения полей вдоль осей излучателей исследовались как при помощи зонда **5**, выполненного в виде диэлектрического клина ($\varepsilon = 2,05$), сопряженного со стандартным волноводным измерительным трактом (рис. 2.5), так и через плоское зеркало **6**, в центральной части которого располагался зонд, связанный с объемом ОВ через отверстие связи (рис. 2.6). Сигнал с зонда **5** поступал через детекторное устройство на цифровой микроамперметр. Характерные размеры зонда составляли величину порядка $0,1 \div 0,2 \lambda$, что обеспечивало минимальные искажения полей при измерениях. Система индикации поверхностных полей устанавливалась на каретке перемещения, обеспечивающей точность отсчета по координатам x, y, z порядка $0,25$ мм. Кроме того, все элементы исследуемых электродинамических систем крепились на независимых

юстирующих устройствах, обеспечивающих параллельность их перемещения относительно координатных осей x, y, z с точностью до $\pm 0,05$ мм.

Для определения частотных характеристик, КСВ и коэффициента передачи в эксперименте использовался панорамный измеритель КСВН и ослабления, который состоит из блока генератора качающей частоты (ГКЧ), индикатора КСВН и ослабления (Я2Р-67), направленных ответвителей 7 с детекторными секциями, подключенными к соответствующим разъемам блока Я2Р-67. В зависимости от способа включения ответвителей в измерительную линию, определялись зависимости либо коэффициента передачи (рис. 2.5), либо КСВ (рис. 2.6) в заданном диапазоне частот. Полученные результаты обрабатывались при помощи разработанного блока DEV, представляющего собой аналогово-цифровой преобразователь, и поступали через шину USB в персональный компьютер (ПК) для дальнейшей обработки результатов измерений. На рис. 2.7 приведена фотография общего вида установки.

При проведении измерений постоянный уровень мощности, на входе в исследуемый объект, обеспечивался автоматическим регулятором (АРМ) входящим в панорамный измеритель, а минимальные отражения на выходе ДВ обеспечивались включением в измерительный тракт согласованной нагрузки 8. При необходимости измерения абсолютных уровней мощности в линиях передачи использовались ваттметры МЗ-22 и Я2М-66, которые включались непосредственно в измерительный тракт вместо согласованных нагрузок 8.

Следует также отметить, что конструкция установки позволяла производить замену элементов нерегулярных ОВ, например, плоского зеркала (рис. 1.7 а) на зеркало с диэлектриком (рис. 1.7 б) либо на излучатель ДР–ДВ (рис. 1.7 г), что способствовало достижению быстроты и эффективности измерения параметров при решении задач экспериментального моделирования волновых процессов в нерегулярных открытых волноводах.



Рис. 2.7. Общий вид экспериментальной установки

Выводы к разделу 2

1. На основании анализа результатов решения задач в приближении заданного тока и заданного поля проведена классификация электронных волн пространственного заряда, определены условия их возбуждения при взаимодействии электронного потока с электромагнитным полем периодических замедляющих систем.

2. Показано, что при анализе электронно-волновых процессов и условий возбуждения колебаний в нерегулярных квазиоптических системах усилителя на эффекте Смита-Парселла, на первом этапе их исследования, целесообразно решение линейной задачи в самосогласованной постановке.

3. Кратко изложены численные и экспериментальные методы моделирования электромагнитных полей в нерегулярных квазиоптических системах усилителя. Показано, что: векторная теория резонансных систем, позволяет учесть влияние диэлектрического слоя на спектр колебаний; метод конечных разностей эффективен для моделирования электромагнитных явлений в произвольной среде; итерационный метод Ньютона позволяет быстро решать трансцендентные уравнения с заданной точностью. Описан метод экспериментального моделирования волновых процессов при использовании в качестве источника излучения поверхностных волн диэлектрических волноводов.

4. Для поставленных в работе задач модернизирована экспериментальная установка, которая является универсальной для измерения пространственных (диаграммы направленности, амплитудные распределения полей) и волноводных (коэффициент прохождения, коэффициент стоячей волны) характеристик систем. Описана методика измерений и представлены схемы экспериментальной установки.

РАЗДЕЛ 3

ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОННО-ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В УСИЛИТЕЛЕ НА ЭФФЕКТЕ СМИТА-ПАРСЕЛЛА

В данном разделе построена линейная двумерная теория электронно-волновых процессов в усилителе на эффекте Смита-Парселла. Получены общее трансцендентное и аналитическое приближенные уравнения. Проанализировано влияние основных электродинамических параметров открытого волновода на электронно-волновые процессы. Определены области изменения параметров при реализации режимов поперечного резонанса, бегущей объемной волны и поверхностных волн. Проведен качественный анализ поведения коэффициента усиления системы с изменением электродинамических параметров. Основные результаты раздела изложены в работах [46,135,137].

3.1. Постановка задачи

Модель усилителя на эффекте Смита-Парселла схематично представлена на рис. 3.1.

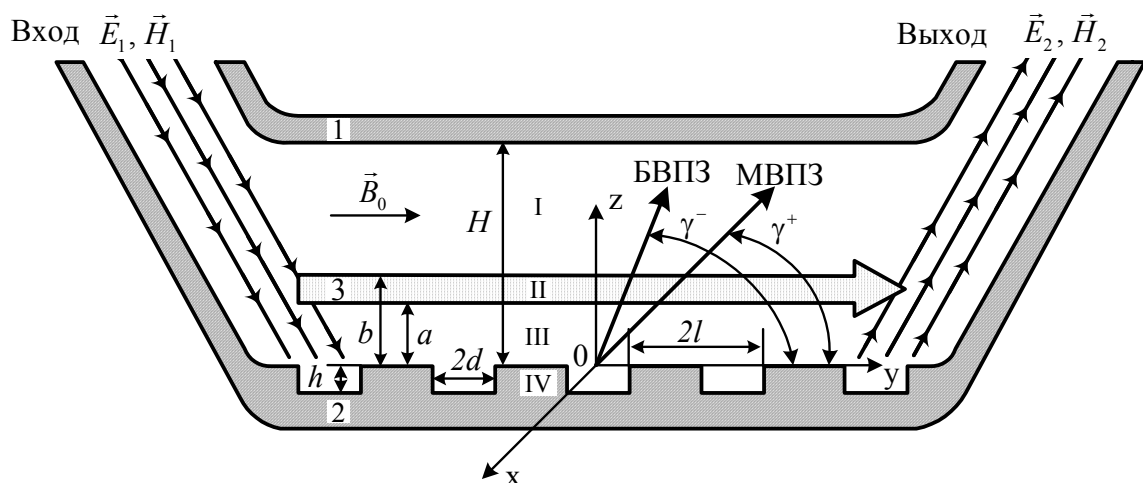


Рис. 3.1. Модель для самосогласованной задачи возбуждения усилителя на эффекте Смита-Парселла

Открытый волновод образован параллельно расположенными, на расстоянии H , металлическим зеркалом **1** и дифракционной решеткой **2** типа «гребенка» с периодом $2l$, шириной и глубиной щелей, соответственно, $2d$ и h . Над решеткой движется фокусируемый магнитным полем \vec{B}_0 , плоский электронный поток **3**. Вся система открытого волновода может быть условно разбита на четыре области, поля в которых описываются различными уравнениями: I – область между электронным потоком и металлическим зеркалом; II – область движения электронного потока; III – область между электронным потоком и дифракционной решеткой; IV – область поля, формируемого периодической структурой.

Принцип действия усилителя, как и других устройств дифракционной электроники, основан на эффекте излучения когерентных сгустков плотностей заряда электронов, которые образуют продольную (поперечную или суперпозицию продольной и поперечной) электронную волну конвекционного тока, распространяющуюся вдоль системы ДР–ЭП, с постоянной фазовой скоростью, удовлетворяющей условию возбуждения дифракционного излучения. Такие волны возбуждаются в потоке электронов, при взаимодействии их с полем медленной пространственной дифракционной гармоники, которая образуется при дифракции электромагнитной волны на периодической структуре. Оптимальную плотность энергии дифракционного излучения ЭП возбуждает при синхронизме МВПЗ с полем медленной дифракционной гармоники. В этом случае при взаимодействии с дифрагированным на решетке падающим полем можно реализовать режим усиления электромагнитных волн.

3.2. Самосогласованное решение задачи

В рамках вышеизложенного подхода (раздел 2) рассмотрены электронно-волновые процессы в открытом волноводе (рис. 3.1) с учетом конечной величины фокусирующего магнитного поля.

Согласно теоретической модели, вдоль дифракционной решетки **2** движется ленточный электронный пучок **3** конечной толщины, фокусируемый продольным магнитным полем \vec{B}_0 (рис. 3.1). В потоке электронов, в общем случае, будут наблюдаться пульсации границ (рис. 2.1). В нашем приближении считаем начальные скорости электронов вдоль осей Oz и Ox равными нулю, что позволит не учитывать амплитуду пульсаций потока. По оси Ox пучок бесконечен, то есть $\frac{\partial}{\partial x} = 0$. Предположим, что электроны ускорены электрическим полем до вхождения в пространство взаимодействия и имеют постоянную составляющую скорости вдоль оси Oy , которая считается намного меньше скорости света. Все параметры, характеризующие область движения ЭП представим в виде суммы постоянных и малых переменных величин, гармонически зависящих от времени (фактор $e^{-i\omega t}$): $v = v_0 + \tilde{v}$, $\rho = \rho_0 + \tilde{\rho}$, $j = j_0 + \tilde{j}$, $E_y = E_0 + \tilde{E} + \tilde{E}_{\text{пз}}$, где v_0 , \tilde{v} , ρ_0 , $\tilde{\rho}$, j_0 , \tilde{j} , – постоянная и переменная составляющие скорости электронов, плотности заряда и плотности тока, соответственно; E_0 , \tilde{E} , $\tilde{E}_{\text{пз}}$ – кулоновская, продольная и потенциальная части электрического поля, причем, $\tilde{v} \ll v_0$; $\tilde{\rho} \ll \rho_0$; $\tilde{j} \ll j_0$; $E_0 = 0$; $\omega_p = \sqrt{e\rho_0/m_e\varepsilon_0}$ – плазменная частота, тогда параметр пространственного заряда $q = \omega_p/\omega$, для нашего случая $q \approx 0,01$.

Учет влияния фокусирующего магнитного поля на электронно-волновые процессы в усилителе, проведем путем включения в уравнение движения электронов дополнительных слагаемых вида $(\omega_c \frac{d\tilde{x}}{dt})$ и $(-\omega_c \frac{d\tilde{z}}{dt})$. Следует отметить, что исходная система уравнений движения описывает также и высокочастотные смещения электронов \tilde{y} и \tilde{z} . Особенностью нахождения поля электромагнитной волны в области электронного потока является переход от системы уравнения движения в проекциях на оси координат к двум дифференциальным уравнениям для ВЧ-смещений

электронов. Используя теорему Флоке и представляя ВЧ-смещения в виде разложения по собственным функциям периодической структуры, получим связь между компонентами ВЧ-смещений и компонентами электрического поля волны. Далее из уравнений Максвелла и с учетом соотношения компонент поля получим волновое уравнение, путем решения которого можно найти все составляющие ТМ-волны в области электронного потока. Совместно решая уравнения, описывающие электромагнитные поля в каждой из областей (рис. 3.1), с учетом граничных условий, а также применяя метод переразложения системы функций полной на одном интервале по системе функций полной на другом интервале, получаем дисперсионное уравнение общего вида.

Уравнение движения в области II. Рассматривая ТМ-волну ($E_x = H_y = H_z = 0$) и полагая $\partial/\partial x = 0$, в рамках линейной теории, запишем векторное уравнение движения электронов:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{e}{m_e} \vec{E}. \quad (3.1)$$

Тогда из (3.1), учитывая то, что $\frac{\partial}{\partial t} = -i\omega$, приходим к выражению:

$$\frac{\partial^2 \tilde{y}}{\partial y^2} - 2i\beta_e \frac{\partial \tilde{y}}{\partial y} - \beta_e \tilde{y} = \frac{E_y}{2U_0}, \quad (3.2)$$

где $\beta_e = \frac{\omega}{v_0}$;

$U_0 = \frac{v_0^2}{2\eta}$ - ускоряющее напряжение.

Учитывая, что $\frac{d\tilde{x}}{dt} = -\omega_c \tilde{z}$ окончательно получаем:

$$\frac{\partial^2 \tilde{z}}{\partial y^2} - 2i\beta_e \frac{\partial \tilde{z}}{\partial y} - (\beta_e^2 - \beta_c^2) \tilde{z} = \frac{E_z}{2U_0}, \quad (3.3)$$

где $\beta_c = \frac{\omega_c}{v_0}$.

Далее используя теорему Флоке [125], высокочастотные компоненты представим в виде разложения по собственным функциям. Таким образом, преобразуя (3.2) и (3.3) приходим к выражению n -х компонент высокочастотных смещений:

$$\begin{aligned} y_n(z) &= -\frac{e E_{yn}(z)}{m_e (\omega - v_0 \alpha_n)^2}, \\ z_n(z) &= -\frac{e E_{zn}(z)}{m_e ((\omega - v_0 \alpha_n)^2 - \omega_c^2)}, \end{aligned} \quad (3.4)$$

где $\alpha_n = \alpha_0 + \frac{\pi n}{l}$ – коэффициент распространения пространственных гармоник.

Воспользовавшись системой уравнений Максвелла-Лоренца и проинтегрировав каждое из них получим выражения для ВЧ-составляющих компонент вектора конвекционного тока:

$$\begin{aligned} \tilde{j}_y &= \rho_0 \frac{d\tilde{y}}{dt} + v_0 \tilde{\rho} = \rho_0 \frac{d\tilde{y}}{dt} + v_0 \rho_0 \frac{d\tilde{y}}{dy} + v_0 \tilde{\rho}, \\ \tilde{j}_z &= \rho_0 \frac{d\tilde{z}}{dt} = \rho_0 \frac{d\tilde{z}}{dt} + v_0 \rho_0 \frac{d\tilde{z}}{dy}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Подставив (3.5) в уравнения, решенные относительно компонент электрического поля, а также учитывая уравнение (3.4) и зависимость $e^{-i\omega t}$ получим связь между n -ми, z -ми, y -ми компонентами электрического поля.

Продифференцировав по z приходим к окончательному выражению для E компонент ВЧ поля:

$$E_{zn}(z) = \frac{i\alpha_n \frac{\partial^2 E_{ny}(z)}{\partial z^2}}{k^2 - \alpha_n^2 + k^2 \Gamma_n^z \left[1 - \frac{v_0 \alpha_n}{\omega} \right]}, \quad (3.6)$$

где $\Gamma_n^z = -\frac{\omega_p^2}{(\omega - v_0 \alpha_n)^2 - \omega_c^2}$;

$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi f}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число.

Из выражения (3.6) получим соотношение, которое позволяет разделить компоненты поля, связанные смешанными производными и получить волновое уравнение относительно E_{yn} :

$$\frac{\partial^2 E_{yn}(z)}{\partial z^2} + \xi_{cn}^2 \Gamma_{cn}^2 E_{yn}(z) = 0, \quad (3.7)$$

где $\xi_{cn} = \left[k^2 - \alpha_n^2 - \frac{k^2 (1 - \frac{v_0 \alpha_n}{\omega}) \omega_p^2}{(\omega - v_0 \alpha_n)^2 - \omega_c^2} \right]^{\frac{1}{2}}$, $\Gamma_{cn} = \left[\frac{1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega - v_0 \alpha_n)^2}}{1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega - v_0 \alpha_n)^2 - \omega_c^2}} \right]^{\frac{1}{2}}$.

Произведение $\xi_{cn}^2 \Gamma_{cn}^2$, как видно из (3.7), является эффективной диэлектрической проницаемостью электронного пучка в продольном магнитном поле конечной величины. При стремлении величины магнитного поля B_0 к бесконечности ($\omega_c \rightarrow \infty$), уравнение (3.7) переходит в волновое уравнение поля, для пучка с одномерным характером движения электронов

[35,36]. Из (3.6) и (3.7) полные выражения для компонент электрического и магнитного полей в области II будут иметь следующий вид:

$$E_y^II = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{i\alpha_n y} (C_n e^{i\xi_{cn}\Gamma_{cn}(z-b)} + D_n e^{-i\xi_{cn}\Gamma_{cn}(z-b)}),$$

$$E_z^II = - \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\alpha_n \Gamma_{cn}}{\xi_{cn}} e^{i\alpha_n y} (C_n e^{i\xi_{cn}\Gamma_{cn}(z-b)} - D_n e^{-i\xi_{cn}\Gamma_{cn}(z-b)}),$$

$$H_{xn}^II = -\varepsilon_0 \omega \left(\frac{(\alpha_n^2 + \xi_{cn}^2) \Gamma_{cn}}{(\xi_{cn}^2 + \alpha_n^2) \xi_{cn}} \right) (C_n e^{i\xi_{cn}\Gamma_{cn}(z-b)} - D_n e^{-i\xi_{cn}\Gamma_{cn}(z-b)}),$$

где $\xi_n = \sqrt{k^2 - \alpha_n^2}$, а C_n и D_n - постоянные интегрирования.

Нахождение полей в областях I, III, IV. Аналогично решению поля для области II, находим напряженности электрического (\vec{E}) и магнитного (\vec{H}) полей в III, IV и I областях. Из уравнений Максвелла, представляя решения электрического поля через вектор Герца \vec{P} , имеем:

$$\frac{\partial^2 P_n(z)}{\partial z^2} + (k^2 - \alpha_n^2) P_n(z) = 0. \quad (3.8)$$

Решением задачи в областях III и IV является собственное поле открытой замедляющей системы без активной среды. Решение уравнения (3.8) ищем в виде:

$$P_n(z) = (C_n e^{i\xi_n(z-a)} + D_n e^{-i\xi_n(z-a)}).$$

Таким образом, для компонент поля в области IV с учетом граничных условий $E_y = 0$ при $z = -h$ получаем следующие уравнения:

$$\frac{\partial^2 H_m^{IV}(z)}{\partial z^2} + (k^2 - p_m^2)H_m^{IV}(z) = 0, \quad (3.9)$$

$$E_y^{IV} = -\frac{i}{\omega \varepsilon_0} e^{i\pi \alpha_0 N l} \sum_{m=0}^{\infty} D_m \eta_m \sin \eta_m (z+h) \cos \frac{\pi m}{2d} (y - 2Nl + d), \quad (3.10)$$

где $p_m^2 = \left(\frac{\pi m}{2d}\right)^2$, $\eta_m = \sqrt{k^2 - p_m^2}$;

N – число границ между областями, индекс m появляется из-за перехода к безразмерным величинам.

Для нахождения полей в I области воспользуемся выражениями для компонент поля следующего вида:

$$\begin{cases} E_y^I = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \xi_n^2 e^{i\alpha_n y} E_n (e^{i\xi_n(z-H)} + e^{-i\xi_n(z-H)}), \\ H_x^I = -\omega \varepsilon_0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \xi_n e^{i\alpha_n y} E_n (e^{i\xi_n(z-a)} + e^{-i\xi_n(z-a)}). \end{cases}$$

Совместное решение для III и IV областей, с учетом граничных условий относительно коэффициента B_n / A_n (B_n и A_n – коэффициенты Фурье-амплитуды дифрагированного поля), проводилось методом переразложения функции полной на одном интервале, по системе функций полной на другом интервале.

Исходя из условия непрерывности тангенциальных компонент поля на границе областей, можно записать:

$$E_y^{III} = \begin{cases} E_y^{IV} & , 2Nl - d \leq y \leq 2Nl + d \text{ (щель)} \\ 0 & , \text{вне указанной области (металл)} \\ H_x^{III} = H_x^{IV} & , \text{в обеих областях.} \end{cases} \quad (3.11)$$

Умножив (3.11) на ортогональные функции $e^{-i\alpha_n y}$ и $\cos[\pi m(y+d)/2d]$, затем проинтегрировав от -1 до 1 и от $-d$ до d с множителями $\frac{1}{2l}$ и $\frac{1}{2d}$, соответственно, а также учитывая (3.10) и полагая $z=0, n=0$, получим искомое дисперсионное уравнение:

$$1 + \frac{k}{ld} \operatorname{tg}(kh) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2 \alpha_n d}{\alpha_n^2} \frac{\Phi_n(0)}{\Phi_n'(0)} = 0, \quad (3.12)$$

$$\text{где } \frac{\Phi_n(0)}{\Phi_n'(0)} = \frac{-\omega \varepsilon_0 \xi_n (e^{-i\xi_n a} - \frac{B_n}{A_n} e^{i\xi_n a})}{-i\omega \varepsilon_0 \xi_n^2 (e^{-i\xi_n a} + \frac{B_n}{A_n} e^{i\xi_n a})} = -\frac{i}{\xi_n} \frac{(e^{-i\xi_n a} - \frac{B_n}{A_n} e^{i\xi_n a})}{(e^{-i\xi_n a} + \frac{B_n}{A_n} e^{i\xi_n a})}. \quad (3.13)$$

Уравнение (3.13) является дисперсионным уравнением открытой замедляющей системы без активной среды. Через неопределенные коэффициенты B_n/A_n , входящие в $\Phi_n(z)$ и $\Phi_n'(z)$, используя условия непрерывности E_x и H_x компонент, получаем конечное трансцендентное дисперсионное уравнение следующего вида:

$$1 + \frac{k}{ld} \operatorname{tg}(kh) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin^2 \alpha_n d}{\alpha_n^2 \xi_n} \left[\frac{S_n [1 - S_n \operatorname{tg} \xi_n (H-b) \operatorname{tg} \xi_{cn} \Gamma_{cn}(b-a)] \cos \xi_n a -}{S_n [1 - S_n \operatorname{tg} \xi_n (H-b) \operatorname{tg} \xi_{cn} \Gamma_{cn}(b-a)] \cos \xi_n a +} \right. \\ \left. \frac{-[S_n \operatorname{tg} \xi_n (H-b) + \operatorname{tg} \xi_{cn} \Gamma_{cn}(b-a)] \sin \xi_n a}{+[S_n \operatorname{tg} \xi_n (H-b) + \operatorname{tg} \xi_{cn} \Gamma_{cn}(b-a)] \cos \xi_n a} \right] = 0, \quad (3.14)$$

$$\text{где } S_n = \frac{\Gamma_{cn} \xi_n}{\xi_{cn}}.$$

Приближенные дисперсионные уравнения. Введем ряд предположений, которые позволяют упростить уравнение (3.14): связь поля решетки и ЭП – максимальна ($a=0$), электронный поток взаимодействует с

первой пространственной гармоникой, а излучение объемных волн происходит на нулевой гармонике. Учитывая малый порядок величин пространственного заряда q и циклотронного параметра $\Omega_c = \omega_c / \omega$, обезразмеривая волновые числа и геометрические параметры, получаем упрощенное дисперсионное уравнение:

$${}^2\Omega(\kappa, \mu) = \Delta_0(\kappa, \mu), \quad (3.15)$$

$$\text{где: } {}^2\Omega(\kappa, \mu) = \left(\frac{\frac{\Gamma_{cl}}{\xi_{cl}} \left(1 + \frac{\Gamma_{cl}}{\xi_{cl}} \operatorname{th}(\pi \varepsilon \Gamma_{cl} \xi_{cl}) \right)}{\frac{\Gamma_{cl}}{\xi_{cl}} + \operatorname{th}(\pi \varepsilon \Gamma_{cl} \xi_{cl})} - 1 \right),$$

$$\xi_{cl} = \left[\frac{1 + (q^2(\kappa - \beta_0(\mu + 1))\kappa^3}{(1 - \Omega_c^2) \left(\kappa - \frac{\beta_0(\mu + 1)}{(1 - \Omega_c)} \right) \left(\kappa - \frac{\beta_0(\mu + 1)}{(1 + \Omega_c)} \right)} \right]^{1/2},$$

$$\Gamma_{cl} = \left[\frac{1 - \frac{q^2\kappa^2}{(\kappa - \beta_0(\mu + 1))^2}}{1 - \frac{q^2\kappa^2}{(1 - \Omega_c^2) \left(\kappa - \frac{\beta_0(\mu + 1)}{(1 - \Omega_c)} \right) \left(\kappa - \frac{\beta_0(\mu + 1)}{(1 + \Omega_c)} \right)}} \right]^{1/2}.$$

В правой части (3.15) присутствует уравнение холодной структуры, которое получается при $q = 0$:

$$\Delta_0(\kappa, \mu) = \frac{\operatorname{ctg}(\pi\kappa\delta)}{\theta\kappa} + \left\{ 2 \ln \sin \frac{\pi\theta}{2} + \frac{\operatorname{ctg}\pi\chi\sqrt{\kappa^2 - \mu^2}}{\sqrt{\kappa^2 - \mu^2}} \right\},$$

где $\theta = \frac{d}{l}$, $\chi = \frac{H}{l}$, $\delta = \frac{h}{l}$ – безразмерные геометрические параметры системы;

$\mu = \mu_0 + \delta\mu$ – по абсолютному значению не превышает $1/2$, причем $\mu_0 \gg \delta\mu$.

Разложив $\Delta_0(\kappa, \mu)$ в ряд Тейлора по степеням относительно $\delta\mu$ и отбросив все члены степени выше первой, имеем:

$${}^2\Omega(\kappa_0, \mu_0 + \delta\mu) = \Delta'_{0\mu}(\mu_0) \cdot \delta\mu,$$

$$\text{где } \Delta'_{0\mu}(\mu_0) = \frac{\mu_0 \pi \chi \cdot \operatorname{cosec}^2 \pi \chi \sqrt{\kappa^2 - \mu_0^2} + \frac{\mu_0}{\sqrt{\kappa^2 - \mu_0^2}} \operatorname{ctg} \pi \chi \sqrt{\kappa^2 - \mu_0^2}}{(\kappa^2 - \mu_0^2)}.$$

Для получения аналитического вида функции ${}^2\Omega$ можно воспользоваться методом графической аппроксимации. Произведя замену ${}^2\Omega$ на $\frac{\Gamma_{c1}^2(\kappa_0, \mu_0 + \delta\mu)}{\xi_{c1}^2(\kappa_0, \mu_0 + \delta\mu)} - 1$ мы преобразуем трансцендентное уравнение в степенное уравнение седьмого порядка, относительно добавки к волновому числу $\delta\mu$.

$$\begin{aligned} & \frac{\Gamma_{c1}^2(\kappa_0, \mu_0 + \delta\mu)}{\xi_{c1}^2(\kappa_0, \mu_0 + \delta\mu)} - 1 = \\ & = \frac{\mu_0 \pi \chi \cdot \operatorname{cosec}^2 \pi \chi \sqrt{\kappa^2 - \mu_0^2} + \frac{\mu_0}{\sqrt{\kappa^2 - \mu_0^2}} \operatorname{ctg} \pi \chi \sqrt{\kappa^2 - \mu_0^2}}{(\kappa^2 - \mu_0^2)} \delta\mu \end{aligned} \quad (3.16)$$

Без учета влияния магнитного поля на волновые процессы ($B_0 \rightarrow \infty$) (3.16) преобразуется в уравнение третьей степени, относительно $\delta\mu$ [35]:

$$\begin{aligned} & -\beta_e^2 \delta\mu^3 + 2\beta_e (\kappa - \beta_0 (\mu_0 + 1)) \delta\mu^2 - \\ & - \left(\kappa - \frac{\beta_0 (\mu_0 + 1)}{1 + q} \right) \left(\kappa - \frac{\beta_0 (\mu_0 + 1)}{1 - q} \right) \delta\mu - \frac{q^2 \kappa^2}{\Delta'_{0\mu}} = 0. \end{aligned} \quad (3.17)$$

При введении в электродинамическую систему усилителя дополнительной области в виде диэлектрического слоя (на рис. 1.7 б), по методике изложенной выше получаем дисперсионное уравнение, описывающее влияние диэлектрика на волны пространственного заряда в усилителе [38]:

$$\begin{aligned}
 & -\beta_e^2 \delta\mu^3 + 2\beta_e (\kappa - \beta_0 (\mu_0 + 1)) \delta\mu^2 - \\
 & - \left(\kappa - \frac{\beta_0 (\mu_0 + 1)}{1+q} \right) \left(\kappa - \frac{\beta_0 (\mu_0 + 1)}{1-q} \right) \delta\mu - \frac{q^2 \kappa^2 \Lambda}{\Delta'_{0\mu}} = 0,
 \end{aligned} \tag{3.18}$$

где Λ - аппроксимационная функция учета дисперсионных характеристик ЭП, которая принимает следующие значения:

$$\Lambda = \begin{cases} 1 & , \operatorname{Re}(\Gamma_1) \gg \operatorname{Im}(\Gamma_1); \\ 1 & , \Gamma_1 = 0; \\ 1 & , \varepsilon \hat{\Gamma}_1 \leq 1/2; \\ \sin(\pi \varepsilon \Gamma_1) & , \varepsilon \hat{\Gamma}_1 > 1/2. \end{cases} \quad , \quad \begin{cases} \Gamma_1 = \sqrt{1 - \frac{q^2 \kappa^2}{(\kappa - \beta_0 (\mu + 1))^2 - q^2 \kappa^2}}; \\ \hat{\Gamma}_1 = \sqrt{\frac{q^2 \kappa^2}{\left(\kappa - \frac{\beta_0 (\mu + 1)}{1+q} \right) \left(\kappa - \frac{\beta_0 (\mu + 1)}{1-q} \right)}} - 1 \end{cases}$$

Степенные уравнения (3.16), (3.17), (3.18) позволяют достаточно подробно проанализировать физику волновых процессов для различных моделей усилителя на эффекте Смита-Парселла.

3.3. Анализ электронно-волновых процессов

Основная цель анализа трансцендентных дисперсионных уравнений типа (3.15) состоит в определении комплексного коэффициента распространения μ , и установлении областей значений скорости ЭП и других параметров электродинамической системы усилителя, при которых $|\operatorname{Im} \mu|$ будет иметь оптимальные значения. Мнимость μ соответствует условию взаимодействия волн ОВ с волнами пространственного заряда ЭП.

Учитывая то, что электрические и магнитные компоненты поля экспоненциально зависят от множителя $e^{i\alpha_n y}$, а $\alpha_n = \frac{\mu + m}{k}$, то очевидно, что при $\text{Im}\mu < 0$ мы будем иметь экспоненциально нарастающие волны, отбирающие энергию у электронного потока (режим усиления волн), а при $\text{Im}\mu > 0$ электроны будут увеличивать свою скорость за счет энергии электромагнитной волны (режим поглощения волн). В общем случае возможно распространение волн нескольких типов. Первый тип – это поверхностные волны периодической структуры, присутствие которых определяется мнимыми значениями поперечных волновых чисел. Вторым типом – объемные волны, соответствующие режимам дифракционного излучения [8,11]. Третий тип волн – волны пространственного заряда ЭП.

В силу отсутствия стандартных подходов решения трансцендентных уравнений такого типа, как правило, применяются итерационные методы, позволяющие эффективно оперировать комплексными числами и достигать хорошей сходимости решений.

Численный анализ дисперсионных уравнений (3.15) позволил выяснить, что в объеме волновода распространяются волны с собственными волновыми числами μ , определяющими направление, величину фазовой скорости, а также угол дифракционного излучения. Фазовые скорости некоторых из волн совпадают по направлению со скоростью электронного потока, а некоторые противоположны. Данные волны относятся к гармоникам периодической структуры без ЭП. Также в системе присутствуют медленные и быстрые волны пространственного заряда. Четыре корня дисперсионного уравнения имеют отрицательные и положительные мнимые части коэффициента распространения μ при различных значениях параметра β_0 , что говорит о возможности усиления, как распространяющихся в ОВ волн, так и волн пространственного заряда ЭП в четырех областях. Кроме того, в системе распространяются продольные и поперечные волны пространственного заряда электронного потока. При

условии синхронизма их скорости со скоростью волн электродинамической структуры происходит энергообмен, который приводит или к усилению распространяющейся по волноводу волны или к ее ослаблению. Данное взаимодействие проявляется в наличии мнимых корней волнового числа μ . В частности на рис. 3.2 представлено графические результаты решение уравнения (3.15) при $B_0 \rightarrow \infty$.

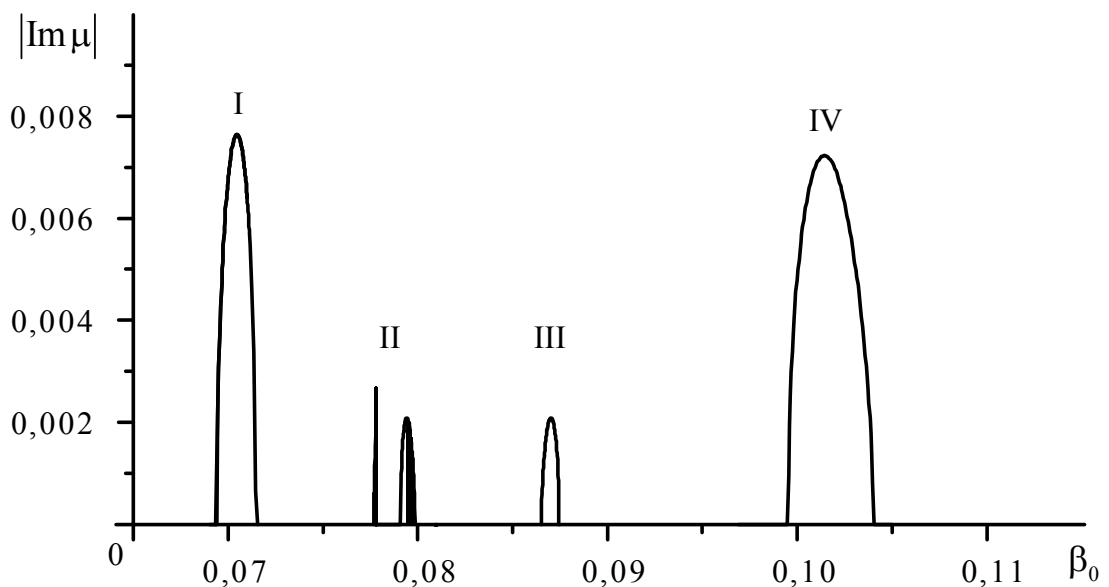


Рис. 3.2. Результаты решения дисперсионного уравнения (3.15) при $\kappa = 0,083$, $\chi = 10$, $B_0 \rightarrow \infty$

Области I и IV – соответствует режиму усиления поверхностных волн с максимальным значением $|\text{Im}\mu|$ при их синхронизме с МВПЗ и БВПЗ, соответственно (аналог ЛБВ и ЛОВ). Области II и III соответствуют условию возбуждения объемных волн дифракционного излучения под углами меньшими и большими $\pi/2$ относительно плоскости гребенки.

В некоторых случаях решение трансцендентного уравнения типа (3.15) весьма затруднительно даже при использовании итерационного метода. Кроме того, для физического анализа полученных аналитических результатов гораздо удобнее пользоваться дисперсионными уравнениями, преобразованными в степенные полиномы. В этом случае важную роль

играет сопоставительный анализ решений трансцендентных и полиномиальных дисперсионных уравнений типа (3.16), (3.17), (3.18), позволяющий определить влияние упрощений на конечные результаты. Так, расхождения в ряде Тейлора вблизи волнового числа, соответствующего дифракционной гармонике, позволяют проанализировать электронно-волновые процессы только с этой волной. В частности на рис. 3.3 представлены результаты решения кубического дисперсионного уравнения (3.17).

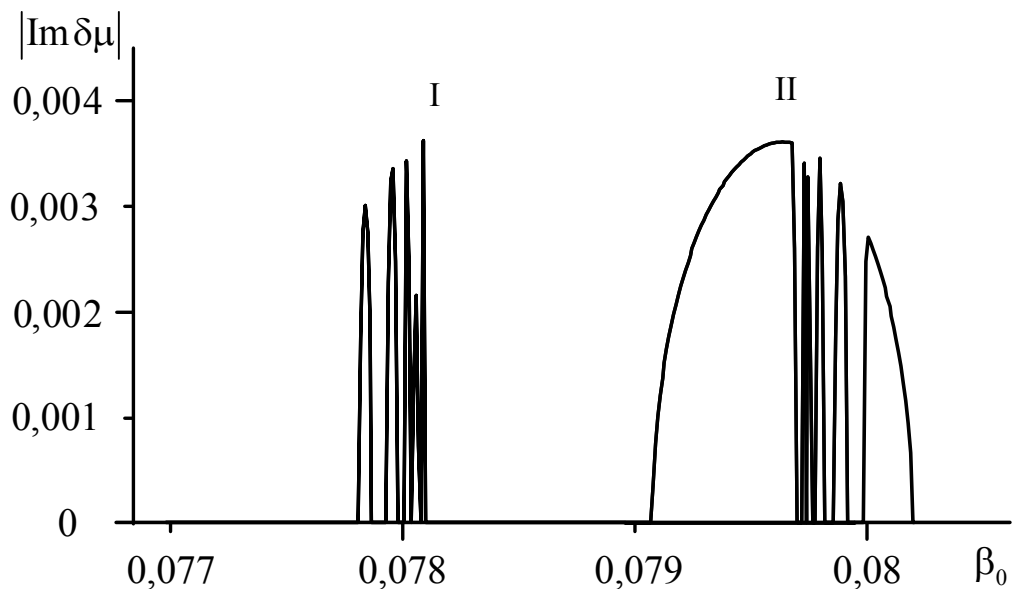


Рис. 3.3. Результаты решения кубического дисперсионного уравнения (3.17) при $\kappa = 0,083$, $\chi = 10$, $\zeta = 3$, $\mu_0 = 0,0524$

Видно, что данное приближение позволяет описать три волны с волновыми числами близкими к волновым числам медленной волны пространственного заряда $\mu_{\text{БВПЗ}}$, быстрой волны пространственного заряда $\mu_{\text{МВПЗ}}$ и волны периодической структуры μ_0 . Причем в областях I и II волна периодической структуры взаимодействует с волнами пространственного заряда ЭП (с БВПЗ – область I и с МВПЗ – область II), что выражается в сопряженных мнимых добавках, одни из которых со знаком “–” соответствуют экспоненциально нарастающей вдоль оси $0y$ объемной волне, другие – убывающей. При этом наблюдается "тонкая" структура ДИ,

обусловленная влиянием дисперсионных свойств ЭП при конечной его толщине. Это качественно согласуется с результатами экспериментальных исследований взаимодействия ЭП с дифрагированным на периодической структуре полем [66].

В отличие от модели с $B_0 \rightarrow \infty$, численный анализ дисперсионного уравнения (3.16) позволяет выявить 5 волн (из семи корней – 2 комплексно сопряженные). Кроме волн с волновыми числами, соответствующими фазовым скоростям БВПЗ и МВПЗ, появляются медленная и быстрая циклотронные волны. Быстрая волна пространственного заряда электронного потока и поперечные циклотронные волны не участвуют в энергообмене с волной ОВ, однако они могут оказывать существенное влияние на амплитуду инкремента нарастания волны, возбуждаемой в системе. Так при уменьшении величины магнитного поля (параметра Ω_c) значения волновых чисел циклотронных волн стремятся к μ_0 , что приводит к существенному уменьшению амплитуды инкремента нарастания и области взаимодействия медленной волны пространственного заряда электронного потока с дифракционной гармоникой. В области значений $\Omega_c \approx 0,1$ возбуждение ОВ электронным потоком практически прекращается.

Особенности влияния параметров электродинамической системы усилителя на электронно-волновые процессы. Существенное влияние на условия распространения волн в волноводе оказывает параметр χ (нормированное к периоду решетки расстояние между зеркалами ОВ). В частности, на рис. 3.4 представлены результаты решения трансцендентного уравнения (3.15) для случая идеальной фокусировки ЭП.

Из графиков видно, что изменение расстояния между решеткой и металлическим зеркалом приводит к изменению углов излучения и фазовой скорости волны. Как следствие этого, нарушается условие синхронизма МВПЗ электронного потока с дифракционной гармоникой, проявляющееся, при увеличении значения χ , в смещении областей возбуждения колебаний в

сторону меньших β_0 и уменьшении максимального значения инкремента нарастания. Физически это может объясняться уменьшением амплитуды отраженного от зеркала излучения, что влияет на эффективность группировки ЭП, в поле бегущей вдоль оси ОВ волны.

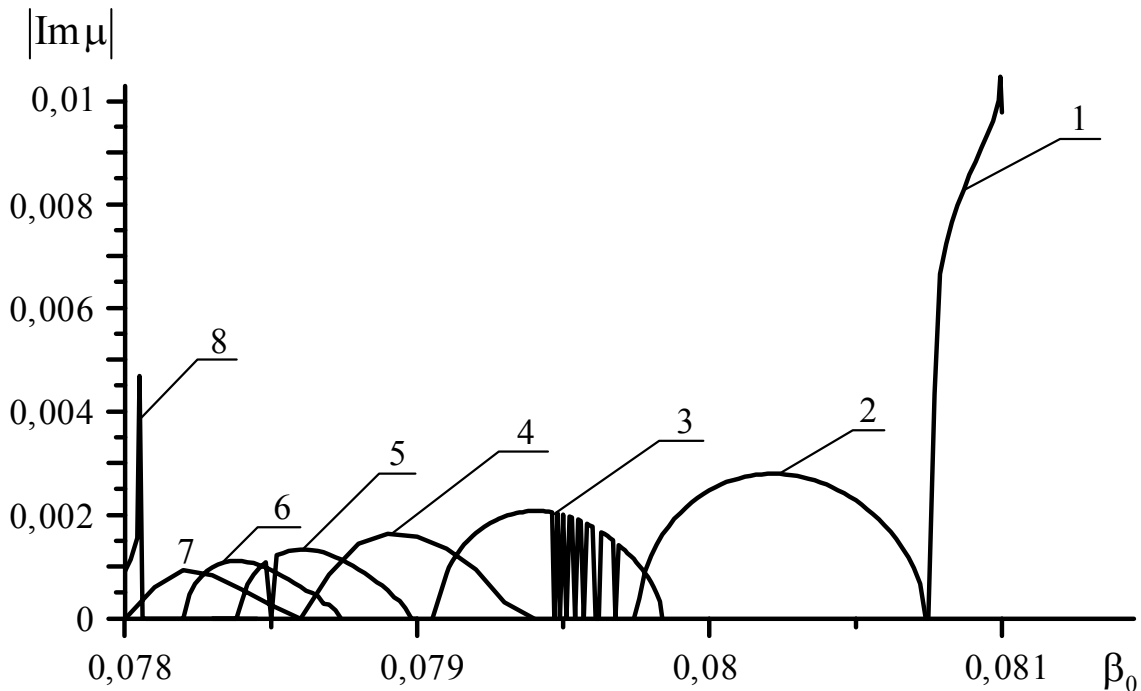


Рис. 3.4. Графические зависимости мнимой части коэффициента распространения μ от параметра β_0 при различных расстояниях между периодической структурой и металлическим экраном: $\chi = 8$ (1), $\chi = 9$ (2), $\chi = 10$ (3), $\chi = 11$ (4), $\chi = 12$ (5), $\chi = 13$ (6), $\chi = 14$ (7), $\chi = 25$ (8)

Путем выбора параметров периодической структуры, в частности ее периода, можно реализовать режимы, как объемных, так и поверхностных волн. Первый режим при углах излучения близких к $\pi/2$ характеризуется значительным ростом инкремента нарастания амплитуды волны, связанным с максимальным преобразованием энергии ЭП в дифракционное излучение. При этом анализируемая система становится резонансной и не позволяет обеспечить широкополосное усиление сигнала, имея склонность к самовозбуждению. Второй режим характерен для приборов типа ЛОВ и ЛБВ.

Установлено, что толщина электронного потока, в заданном приближении, оказывает влияние лишь на величину амплитуды инкремента нарастания и на ширину области взаимодействия по параметру β_0 волн ОВ с ЭП. Поэтому при расчете необходимо учитывать, что математическая модель усилителя предполагает равномерное распределение поля периодической структуры по толщине ЭП и позволяет увеличивать ее до размеров расстояния между зеркалами. Вместе с тем известна обратно пропорциональная зависимость глубины проникновения электромагнитного поля в ЭП от частоты. Реально с электромагнитным полем будет взаимодействовать только нижний слой электронного потока. Оптимальное значение толщины ЭП, согласно [11], определяется по формуле $r = 0,19 \beta_0 \lambda$, что соответствует в миллиметровом диапазоне значениям $r = 0,1 \div 0,2$ мм.

Влияние диэлектрического слоя на электронно-волновые процессы. Для определения влияния диэлектрического слоя на условия распространения волн в волноводе и их взаимодействия с волнами пространственного заряда ЭП проводился численный анализ модифицированного трансцендентного уравнения (3.15), учитывающего влияние диэлектрического слоя расположенного между ЭП и верхним зеркалом [38], в случае идеальной фокусировки ЭП. Данное трансцендентное уравнение анализировалось для интервала значений $\varepsilon = 3 \div 210$. Установлено, что введение диэлектрического слоя между ЭП и металлическим экраном с малыми ε приводит к появлению дополнительных волн с близкими к $\varepsilon = 1$ значениями коэффициента распространения μ . В частности на рис. 3.5 а приведены графические зависимости результатов решения такого дисперсионного уравнения, для $\varepsilon = 3$ (взаимодействие ЭП рассматривается только для прямых волн периодической структуры).

Волны I, II являются «медленными» волнами с фазовыми скоростями меньшими скорости света, как в свободном пространстве, так и в диэлектрической среде. Волна III соответствует дифракционным гармоникам периодической структуры, распространяющимся в диэлектрическом слое.

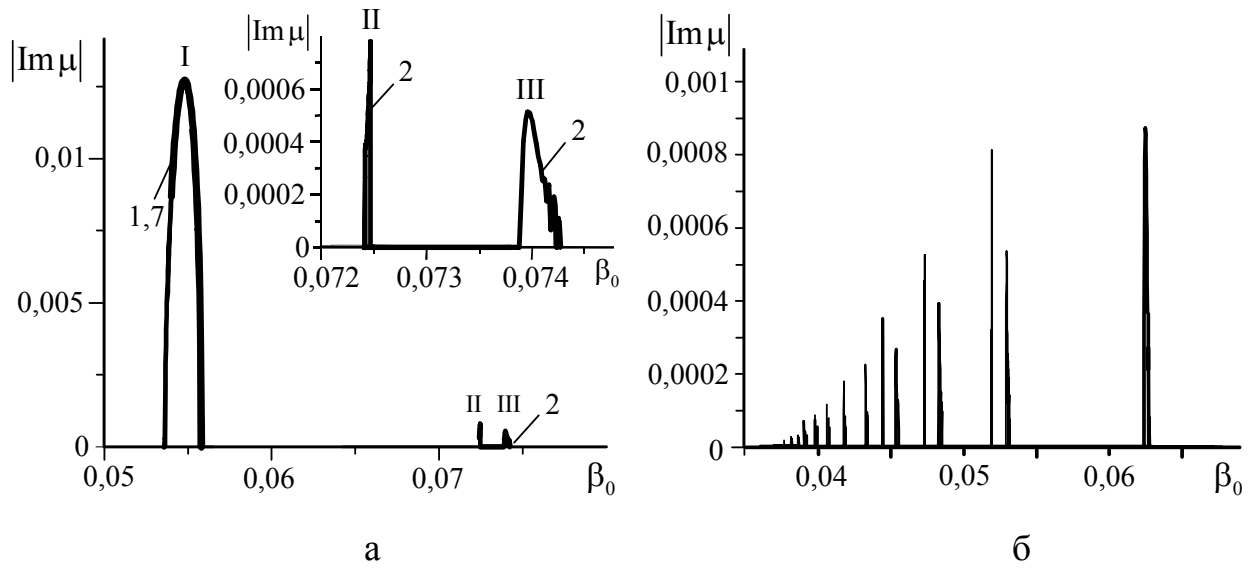


Рис. 3.5. Результаты решения дисперсионного уравнения (3.18) при наличии диэлектрического слоя:

$$\kappa = 0,083, \chi = 10 \text{ (рис. а: } \varepsilon = 3, \text{ рис. б: } \varepsilon = 210)$$

Дальнейший рост значений ε приводит к увеличению количества волн, распространяющихся в ОВ, изменению их фазовых скоростей и углов излучения.

Так на рис. 3.5 б представлено графические результаты решения дисперсионного уравнения при $\varepsilon = 210$. Все волны удовлетворяют условию распространения объемных волн в диэлектрическом слое. Увеличение количества волн в ОВ приводит к перераспределению энергии между ними, что выражается в значительном уменьшении значений амплитуд инкремента нарастания отдельных волн.

3.4. Приближенный анализ КПД

Если в уравнении (3.18) пренебречь первым слагаемым, то с учетом $|\delta\mu| \ll 1$, для случая синхронизма электронов с медленной волной пространственного заряда при $\kappa \approx \beta_0 (\mu_0 + 1)/(1 + q)$, получим:

$$\operatorname{Im} \delta \mu'_{\max} = \pm \sqrt{\frac{q(\mu_0 + 1)}{2(1 + q)\Delta'_{0\mu}}}$$

Согласно [125] формула для максимальных значений коэффициента усиления будет иметь следующий вид:

$$K_y = \exp\left(\frac{\operatorname{Im}(\delta \mu'_{\max})y}{l/\pi}\right). \quad (3.19)$$

В трехмерных координатах результаты решения уравнения (3.19) представлены на рис. 3.6 в виде зависимостей $K_y(y, \varepsilon, \kappa, \chi, \mu_0)$.

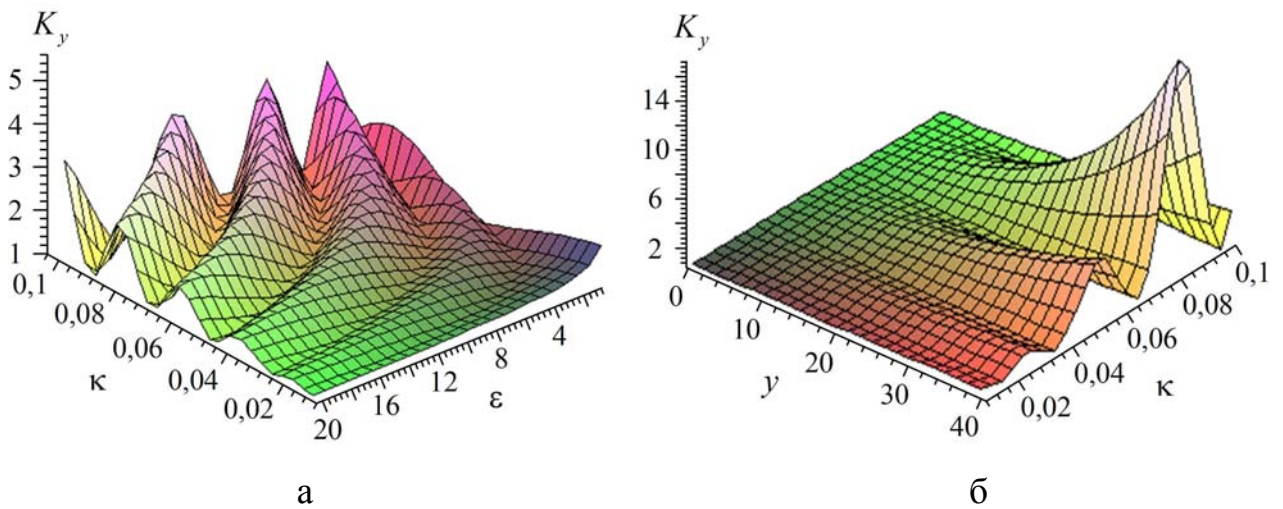


Рис. 3.6. Результаты решения уравнения (3.19) как функции основных параметров ОВ: а – $K_y(\varepsilon, \kappa)$ при $\chi = 10, \mu_0 = 0,052, y = 20$; б – $K_y(y, \kappa)$ при $\chi = 10, \mu_0 = 0,052, \varepsilon = 10$

Данное представление зависимостей дает возможность (в рамках рассматриваемой теоретической модели) качественно оценить интервалы значений параметров ОВ, в которых происходит усиление объемных электромагнитных волн. Общим является то, что увеличение длины системы

(параметр y) приводит к экспоненциальному возрастанию K_y . Неограниченный рост коэффициента усиления с увеличением длины системы обусловлен приближенностью соотношения (3.19): не учтены нелинейные эффекты, характерные для реального усилителя; не проведен анализ влияния на поля ОВ неоднородности распределения плотности тока в поперечном сечении ЭП и т.д. [121]. Увеличение ε приводит к уменьшению фазовой скорости распространяющейся по диэлектрическому слою быстрой волны и к изменению угла ее излучения. Изменение k влияет на фазовую скорость поверхностной волны, взаимодействующей с ЭП, и на условия излучения.

Оценки электронного КПД [125] для исследованных интервалов значений β_0 показали, что его величина составляет несколько процентов и соответствует значениям КПД действующих ГДИ с периодической структурой типа "гребенка" [11].

Выводы к разделу 3

1. Построена линейная двумерная самосогласованная теоретическая модель усилителя на эффекте Смита-Парселла. Получено трансцендентное дисперсионное уравнение, учитывающее влияние всего спектра электронных волн на характеристики усилителя. Установлено, что в линейном приближении, быстрая волна пространственного заряда электронного потока и поперечные циклотронные волны оказывают незначительное влияние на энергообмен электронов с объемной волной открытого волновода, доминирующей в электронно-волновых процессах усилителя является медленная волна пространственного заряда.

2. Проанализировано влияние электродинамических параметров открытого волновода на электронно-волновые процессы: параметров периодической структуры, расстояния между зеркалами, проницаемости диэлектрического слоя и дисперсионных свойств электронного потока. Установлено, что путем изменения электродинамических параметров открытого волновода возможна реализация различных режимов возбуждения колебаний: резонансного режима; режима объемной бегущей волны; режима поверхностных волн. Показана возможность вывода энергии из объема волновода через поверхностную волну диэлектрического слоя, расположенного на верхнем зеркале.

3. Проведен качественный анализ влияния основных электродинамических параметров открытого волновода на коэффициент усиления исследуемой системы. Показано, что значения электронного КПД усилителя близки к значениям КПД ранее созданных приборов на объемных волнах с периодической структурой типа «гребенка».

РАЗДЕЛ 4

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ УСИЛИТЕЛЯ НА ЭФФЕКТЕ СМИТА-ПАРСЕЛЛА

В данном разделе приведены результаты численного и экспериментального моделирования волновых процессов в электродинамических системах усилителя на эффекте Смита-Парселла, как для основных излучающих элементов, так и для нерегулярных открытых волноводов в целом. В частности, исследованы электродинамические характеристики излучателей типа отражательная ДР–ДВ и периодическая МДС–ДВ, а также открытых волноводов, содержащих излучатели такого типа. Проведен сравнительный анализ результатов экспериментальных исследований пространственных и волноводных характеристик ОВ миллиметрового диапазона волн с цилиндрической и плоской геометрией зеркал. Показана возможность значительного уменьшения потерь в волноводе с цилиндрическими зеркалами, при формировании бегущей волны, по сравнению с плоскопараллельной системой. Определены оптимальные режимы распространения объемных волн в таких системах и даны рекомендации по их практической реализации в электронике и технике МСМ волн. Результаты данного раздела опубликованы в работах [45,47,120,138,139,142].

4.1. Общая характеристика нерегулярных квазиоптических систем усилителя на эффекте Смита-Парселла

Изучаемые ниже квазиоптические системы – это открытые волноводы, наличие электромагнитного поля в которых может сопровождаться излучением в окружающее пространство. В таких волноводах наблюдается значительное радиационное (обусловленное излучением) затухание большинства волн, что приводит к разрежению спектра собственных частот

по сравнению с закрытыми системами (аналогичная ситуация характерна и для колебаний, возбуждаемых в ОР). Волны с малыми радиационными потерями в открытых системах могут быть реализованы за счет использования определенных физических эффектов. Например, в ОБ и ОР с плоскими зеркалами, воздействие каждого из них на структуру волны заключается в том, что часть электромагнитного поля излучается. Аналогичное (так называемое фокусирующее) влияние краев системы характерно для волновода, образованного диафрагмами в поглощающих экранах, и для других структур [140]. В ряде систем наблюдается образование поверхностей, называемых каустическими, которых касаются все лучи и за которые они не выходят. Это имеет место в ОБ и ОР со сферическими и цилиндрическими зеркалами, в линзовых волноводах и других аналогичных устройствах. Реализация колебаний и волн с малым затуханием возможна также и за счет отражения на границе раздела двух сред, когда оптически более плотная среда окружена менее плотной. Примером являются волоконные световоды.

Общим для квазиоптических систем является то, что формируемое в их объеме поле представляет собой длинный узкий пучок, называемый параксиальным волновым пучком, во многом аналогичный плоской волне. Иногда подобный пучок можно приближенно рассматривать как луч, поведение которого описывается законами геометрической оптики. Вообще говоря, под параксиальным волновым пучком обычно понимают пучок лучей, распространяющихся вдоль оси системы и образующих очень малые углы с осью и нормальными к отражающим и преломляющим поверхностям. Для таких пучков выполняются соотношения [140]:

$$kD = 2\pi D/\lambda \gg 1, \quad H/D \gg 1, \quad (4.1)$$

где D – поперечный размер системы;

H – длина пучка.

В случае двухзеркальной квазиоптической системы неравенство (4.1) можно записать в следующем виде [8,20]:

$$\frac{d^2}{H\lambda} \leq \left(\frac{H}{d}\right)^2, \quad (4.2)$$

где $d = D/2$ – радиус апертуры (расстояние от продольной оси до периферии) отражательных зеркал;

H – расстояние между зеркалами (длина пучка в (4.1)).

Неравенства (4.1) и (4.2) являются основополагающими при использовании законов лучевой оптики для решения ряда задач электродинамики ОБ и ОР в квазиоптическом приближении. Вместе с тем, поведение реальных волновых пучков отличается от поведения лучей. Причины отличия заключены в явлении дифракции, определяемом, согласно Зоммерфельду, как «любое отклонение световых лучей от прямой линий, которое нельзя объяснить отражением или преломлением». С помощью методов теории дифракции [19] изучаются волновые процессы в тех случаях, когда на пути распространения волн имеются препятствия: неоднородность среды (линзы), экраны или отверстия в непрозрачных или полупрозрачных экранах, периодические металлические и металлодиэлектрические структуры (дифракционные решетки) [11], которые являются одним из основных элементов при возбуждении ОБ распределенным источником излучения (рис. 1.7).

В общем случае, при дифракции электромагнитных полей на ДР обычно осуществляется «двухактовое» преобразование волн. В самом деле, если на плоскую периодическую решетку падает однородная плоская волна, то рассеянное поле представляет собой спектр однородных и неоднородных плоских волн. В этом случае объемная (падающая) волна преобразуется в объемные (рассеянные) однородные плоские и неоднородные (поверхностные) волны, т.е. осуществляется двухактовое преобразование. Этот класс краевых задач подробно изучен в работе [141].

Значительный интерес представляют процессы преобразования поверхностных волн в объемные. Как указывалось выше, подобное явление наблюдается при равномерном и прямолинейном движениях электронного потока вблизи ДР. При этом собственное поверхностное поле электронного потока рассеивается на ДР и хотя бы одна из его гармоник превращается в объемную волну. Отрывающаяся от ДР волна называется ДИ, которое детально проанализировано в [8]. Заметим, что превращения поверхностной волны электронного потока на ДР в ДИ также является примером двухактового процесса дифракции.

В МСМ технике важное место занимают эффекты, связанные с преобразованием дифракционной решеткой поверхностных волн ДВ. В этом случае поверхностные волны ДВ трансформируются с помощью ДР либо в поверхностные же волны ДВ, либо в объемные волны, отрывающиеся от них. Данное физическое явление широко применяется в исследуемых электродинамических системах усилителя на эффекте Смита-Парселла.

Развитые математически строго обоснованные методы решения задач дифракции плоских (объемных) волн заданной частоты, на периодических двумерных решетках с металлическими элементами различного профиля идеальной проводимости, позволили детально восстановить картину рассеянного поля в виде фурье-составляющих амплитуд объемных или поверхностных волн [124].

В частности, определены условия излучения и энергетические характеристики объемных волн на ленточных и отражательных металлических ДР прямоугольного сечения (рис. 4.1) [21]:

$$|\cos \gamma_n| = \frac{1}{k} \left(\alpha - \frac{2\pi n}{l} \right) \leq 1, \quad (4.3)$$

где γ_n – угол излучения гармоники с индексом $n < 0$;

α – постоянная распространения.

Из соотношения (4.3) следует, что волны с $n \geq 0$, $|\cos \gamma_n| > 1$ представляют собой спектр неоднородных плоских волн, существующих вблизи решетки и распространяющихся вдоль оси Oy с фазовыми скоростями $v_\phi < c$.

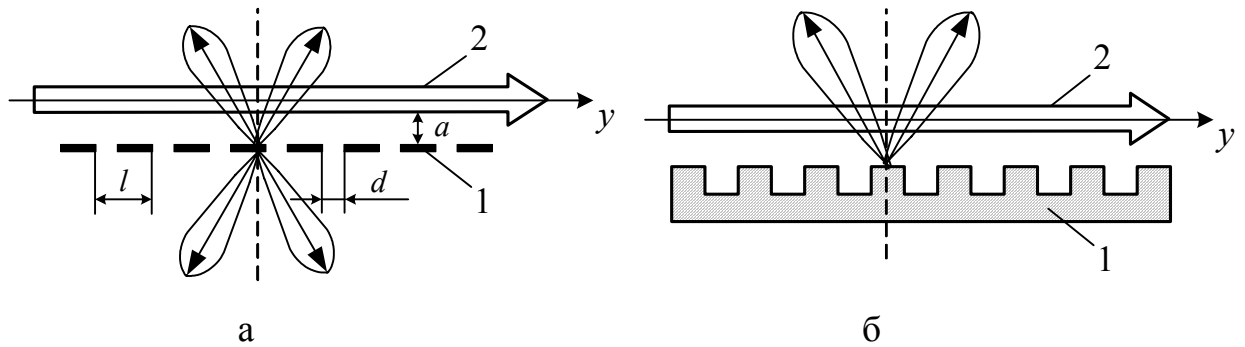


Рис. 4.1. Основные типы излучающих систем на базе металлических дифракционных решеток: а – система ДВ–ленточная ДР;

б – система ДВ–отражательная ДР;

1 – ДР, 2 – ДВ

Таким образом при рассеянии неоднородной волны ДВ на периодическом излучателе, в виде ленточной или отражательной решетки, поле дифракции представляет собой суперпозицию плоских волн, часть из которых уходит в свободное пространство под углами (4.3), в виде спектра объемных волн, а остальные локализованы вблизи рассеивателя в виде спектра медленных гармоник. Выбрав соответствующим образом параметры электродинамической структуры и распространяющейся вдоль ДВ поверхностной волны, можно добиться преобладания того или иного типа волн. Следовательно, рассматриваемые структуры могут служить преобразователями неоднородных волн ДВ, локализованных вблизи его, в однородные плоские волны, уходящие в свободное пространство. При этом сектор углов распространения объемных плоских волн составляет $0^\circ \leq \gamma_n \leq 180^\circ$. В связи с этим, такие структуры весьма перспективны в плане их использования для возбуждения нерегулярных ОВ электронным потоком или ДВ.

Практический интерес при реализации усилителя на эффекте Смита-Парселла представляют также планарные периодические МДС, которые могут быть включены как в объем ОВ (рис. 1.7 в), с целью расширения его функциональных возможностей, так и использоваться самостоятельно при решении задач микроминиатюризации устройств электроники [142]. Теоретическому анализу условий излучения в таких структурах и их энергетических характеристик к настоящему времени посвящено достаточно много работ. Например, в [11] для длинноволнового приближения получены аналитические формулы расчета амплитуд поля однолучевого излучения. В [113] приведены соотношения для численного анализа энергетических характеристик МДС и сравнение их с одноволновым приближением, особо выделен режим аномального дифракционного излучения (АДИ), которое, подобно ЧИ, возникает только в диэлектрике МДС при значительно меньших скоростях ЭП, что перспективно при создании устройств интегральной дифракционной электроники [142]. На рис. 4.2 представлена общая схема возбуждения ДЧИ на периодической планарной МДС.

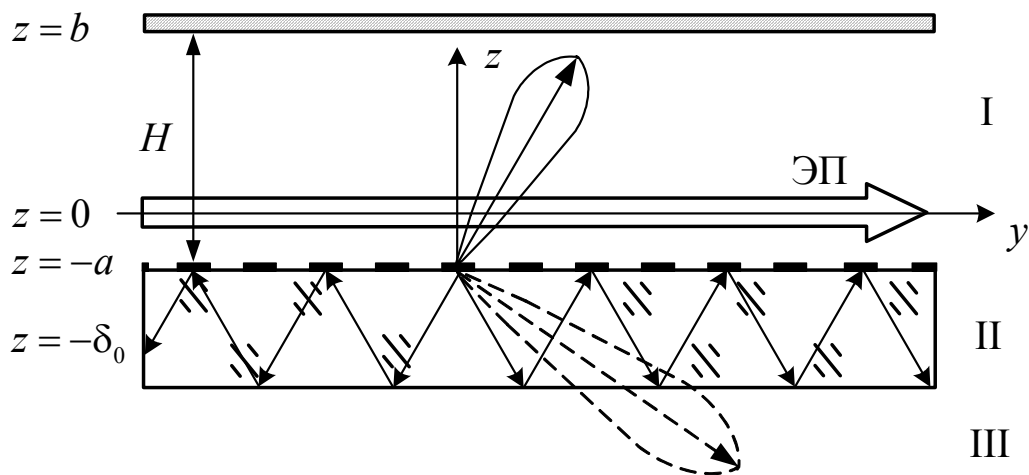


Рис. 4.2. Общая схема возбуждения дифракционно-черенковского излучения на планарной периодической МДС

Рассматривается планарная электродинамическая структура, образованная металлической плоскостью ($z = b$) и поверхностью $z = -a$

металлодиэлектрической решетки; вблизи решетки движется монохроматический ЭП с плотностью заряда $\rho = \rho_0 \delta(z - a) e^{i(ky - \omega t)}$. Здесь обозначено: ρ_0 – поверхностная плотность заряда; $\delta(z - a)$ – дельта-функция; $\xi = (1 - i)(\omega / 8\pi\sigma)^{1/2}$ – комплексная проводимость экрана; σ – удельная проводимость металла.

Электромагнитное поле в областях I ($-a < z < b$), II ($-\delta_0 < z < -a$), III ($z < -\delta_0$) представляется в виде [11]:

$$\vec{H}^I = \vec{H}_c + \vec{i} \sum_n \left[A_n e^{iq_n(z+a)} + B_n e^{-iq_n(z-b)} \right] e^{ik_n y}, \quad (4.4)$$

$$\vec{H}^{II} = \vec{i} \sum_n \left[C_n e^{iq_{n\varepsilon}(z+a)} + D_n e^{-iq_{n\varepsilon}(z+\delta_0)} \right] e^{ik_n y}, \quad (4.5)$$

$$\vec{H}^{III} = \vec{i} \sum_n F_n e^{-iq_n(z+\delta_0)} e^{ik_n y}, \quad (4.6)$$

$$\vec{E} = \vec{i} \frac{c}{\omega} \text{rot} \vec{H} \quad (4.7)$$

где $\vec{H}_c = \vec{i} \beta_0 F \text{sign}(z e^{-q|z| + iky})$ – собственное поле ЭП в свободном пространстве;

A_n, B_n, C_n, D_n, F_n – Фурье-компоненты дифракционного поля;

$$F = 2\pi\rho_0, \quad q = k\sqrt{1 - \beta_0^2}, \quad q_n = k\theta_n = k\beta_0\sqrt{1 - \tau_n^2}, \quad q_{n\varepsilon} = k\theta_{n\varepsilon} = k\beta_0\sqrt{\varepsilon - \tau_n^2};$$

$$\tau_n = (\eta + n)/\kappa, \quad \eta = \kappa/\beta_0, \quad \kappa = l/\lambda, \quad k_n = k + 2\pi n/l.$$

В зависимости от параметров $\kappa, \beta_0, \varepsilon$ полное электромагнитное поле (4.4)-(4.7) состоит из суммы объемных (излучаемых) и поверхностных пространственных гармоник. Неизвестные Фурье-компоненты дифракционного поля, представляющие собой амплитуды пространственных гармоник полей, определяются из решения граничной электродинамической задачи, удовлетворяющей точным граничным условиям на поверхности диэлектрика и граничным условиям Леонтовича на металлической поверхности. Полученная система функциональных уравнений известным

методом задачи Римана-Гильберта сводится к решению бесконечной системы линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов X_n , которые напрямую связаны с амплитудами пространственных гармоник искомого поля [11,113]. В дальнейшем, применяя метод редукции, получают систему для конечного числа слагаемых, решаемую численными методами [113]. Применение данной методики позволяет определить влияние параметров электродинамической системы на основные характеристики ДЧИ: условия эффективного излучения, плотность энергии гармоник излучения их спектральный состав. Из анализа электромагнитного поля (4.4)-(4.7) следует, что в МДС пространственные гармоники ДИ (излучения Смита-Парселла) выходящие из диэлектрика, возбуждаются при тех же условиях, что и в структурах с отражательной дифракционной решеткой [11]:

$$\frac{\kappa}{|n| + \kappa} \leq \beta_0 \leq \frac{\kappa}{|n| - \kappa}. \quad (4.8)$$

Углы излучения гармоник ДИ определяется выражением:

$$\gamma_{n\varepsilon} = \arccos \frac{\eta + n}{\kappa \sqrt{\varepsilon}}. \quad (4.9)$$

При условии (4.8) ДИ возбуждается в двух направлениях (4.9) – в объем резонансной структуры (область $-a < z < b$) и через слой диэлектрика МДС в свободное пространство ($z < -\delta_0$; рис. 4.2 – пунктир). Для заданного параметра κ с изменением скорости β_0 угол ДИ (4.9) изменяется в широком интервале – от 0 до значений $\pm\pi$, при этом, прошедшее через слой диэлектрика ДИ наблюдается в свободном пространстве (область $z \leq -\delta_0$) в дальней зоне от поверхности решетки. При расстояниях между

металлическим экраном и решеткой $h_{n,\max} = \frac{\lambda}{4}(1+2\nu)\frac{\beta_0}{\theta_n}$ в свободном пространстве возбуждается максимальная плотность энергии ДИ, а при $h_{s,\min} = \frac{\lambda}{2}\nu\frac{\beta_0}{\theta_s}$ – минимальная (индекс $\nu = 0, 1, 2, \dots$); если $\kappa = |n|\beta_0$, то ДИ направлено под углом 90° к поверхности дифракционной решетки. Значение диэлектрической проницаемости ε в МДС влияет на плотность энергии ДИ (по сравнению с $\varepsilon=1$, [11]) и изменяет симметрию направления углов излучения относительно границы раздела $z = -a$, поскольку угол $\gamma_{n\varepsilon}$ в диэлектрике больше угла излучения γ_n в вакууме. При определенных условиях несимметричность углов излучения приводит к возбуждению ДИ только в диэлектрик МДС, т.е. к возбуждению АДИ (рис. 4.2 – сплошные линии, [113]).

Для заданных параметров κ пространственные гармоники АДИ возбуждаются при скоростях электронного потока

$$\frac{\kappa}{|n| + \kappa\sqrt{\varepsilon}} \leq \beta_0 \leq \frac{\kappa}{|n| + \kappa} \quad (4.10)$$

$$\frac{\kappa}{|n| - \kappa} \leq \beta_0 \leq \frac{\kappa}{|n| - \kappa\sqrt{\varepsilon}} \quad (4.11)$$

Следовательно, аномальное ДИ, как и ЧИ, возбуждается только в диэлектрике МДС и не наблюдается в свободном пространстве в дальней зоне от поверхности периодической структуры. В отличие от ЧИ, которое возбуждается в диэлектрике под углом $\gamma_\varepsilon = \arccos(1/\beta_0\sqrt{\varepsilon})$ при значениях $\beta_0 > 1/\sqrt{\varepsilon}$, аномальное ДИ возбуждается при скоростях ЭП $\beta_0 < 1/\sqrt{\varepsilon}$ в двух узких интервалах углов, определяемых формулой (4.9) при условиях (4.10)-(4.11). В частности, при (4.10) АДИ возбуждается в интервале углов $0 \leq \gamma_{n,\varepsilon} \leq \gamma_\varepsilon$, а при условии (4.11) – $\bar{\gamma}_s \leq \gamma_{n,\varepsilon} \leq \pi$, где углы отсчитываются по

часовой стрелке относительно направления движения ЭП. Граничные значения углов $\gamma_\varepsilon = \arccos \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}$ и $\bar{\gamma}_\varepsilon = \pi - \gamma_\varepsilon$ совпадают с углами полного внутреннего отражения электромагнитной волны в диэлектрике. В диэлектрическом слое МДС может возбуждаться объемная электромагнитная волна аномального ДИ, которая распространяется при условии (4.10) в направлении движения ЭП, а при условии (4.11) – в обратном направлении.

Внутри диэлектрика МДС электромагнитное поле (4.4)-(4.7) объемной волны АДИ определяется суперпозицией пространственных гармоник с амплитудами C_n, D_n , а на границах МДС $z = -a$, $z = -(a + \delta_0)$ электромагнитное поле АДИ со стороны вакуума затухает при удалении от диэлектрика и распространяется вдоль его границы в виде поверхностных волн пространственных гармоник с амплитудами A_n, F_n .

Если период МДС $l \geq \frac{1}{2} \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon}}$, то при условиях излучения (4.10)-(4.11),

$\varepsilon\beta_0^2 < 1$ ЭП может одновременно возбуждать несколько пространственных гармоник аномального ДИ (многолучевое АДИ); при черенковских скоростях $\beta_0 > \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}$ одновременно с многолучевым АДИ возбуждаются (под другими углами (4.9)) пространственные гармоники ЧИ, т.е в диэлектрике образуется смешанное дифракционно-черенковское излучение. При совместном выполнении условий (4.8), (4.10), (4.11) и $\varepsilon\beta_0^2 \geq 1$ также возбуждается ДЧИ с пространственными гармониками классического ДИ; в этом случае МДС фильтрует дифракционный спектр излучения – не пропускает в объем резонансной структуры и свободное пространство гармоники ЧИ и АДИ.

4.2. Волновые процессы в плоско-параллельном открытом волноводе

Плоско-параллельный ОВ является базовой системой, на основе которой построена линейная теория усилителя на эффекте Смита-Парселла (рис. 1.5 а) и предложен вариант выполнения усилителя с двумя дифракционно-связанными источниками излучения (рис. 1.5 б). Поэтому остановимся на основных результатах моделирования волновых процессов в такой системе [45], которые позволяют построить картину физических процессов формирования волн при использовании зеркал с фазовой коррекцией и с планарными МДС (рис. 1.7 в, г).

На рис. 4.3 приведены исследуемый ОВ и пример схемы его включения в измерительный СВЧ тракт. ОВ в общем случае образован двумя зеркалами с дифракционными решетками **1, 2**. Вблизи поверхностей решеток помещены ДВ **3, 4**, подключенные через согласующие переходы **5, 6** к измерительным СВЧ приборам (схемы и описание автоматизированных измерений таких систем подробно описаны в разделе 2).

Плоско-параллельный ОВ может быть выполнен в двух вариантах: отражающий экран и излучающая система ДР–ДВ (рис. 4.3 б), излучающие дифракционно-связанные системы ДР–ДВ (рис. 4.3 в).

При любом варианте выполнения таких систем выбор их параметров проводится на основании выполнения условия формирования объемной волны (2.11), при углах излучения (2.12)

Формирование основного лепестка диаграммы излучения ($n = -1$) задавалось под углом $\gamma = 70^\circ$ на длине волны 9 мм и параметре $\beta_b \approx 0,9$, соответствующем используемому в эксперименте ДВ (полистироловый волновод сечением $7,2 \times 3,4 \text{ мм}^2$). Глубина щелей решетки определялась из условия минимального влияния их резонансных свойств на характеристики излучения. Длина L открытого волновода равнялась 150 мм, ширина $D = 60$ мм, что соответствовало выполнению неравенств (4.1), (4.2).

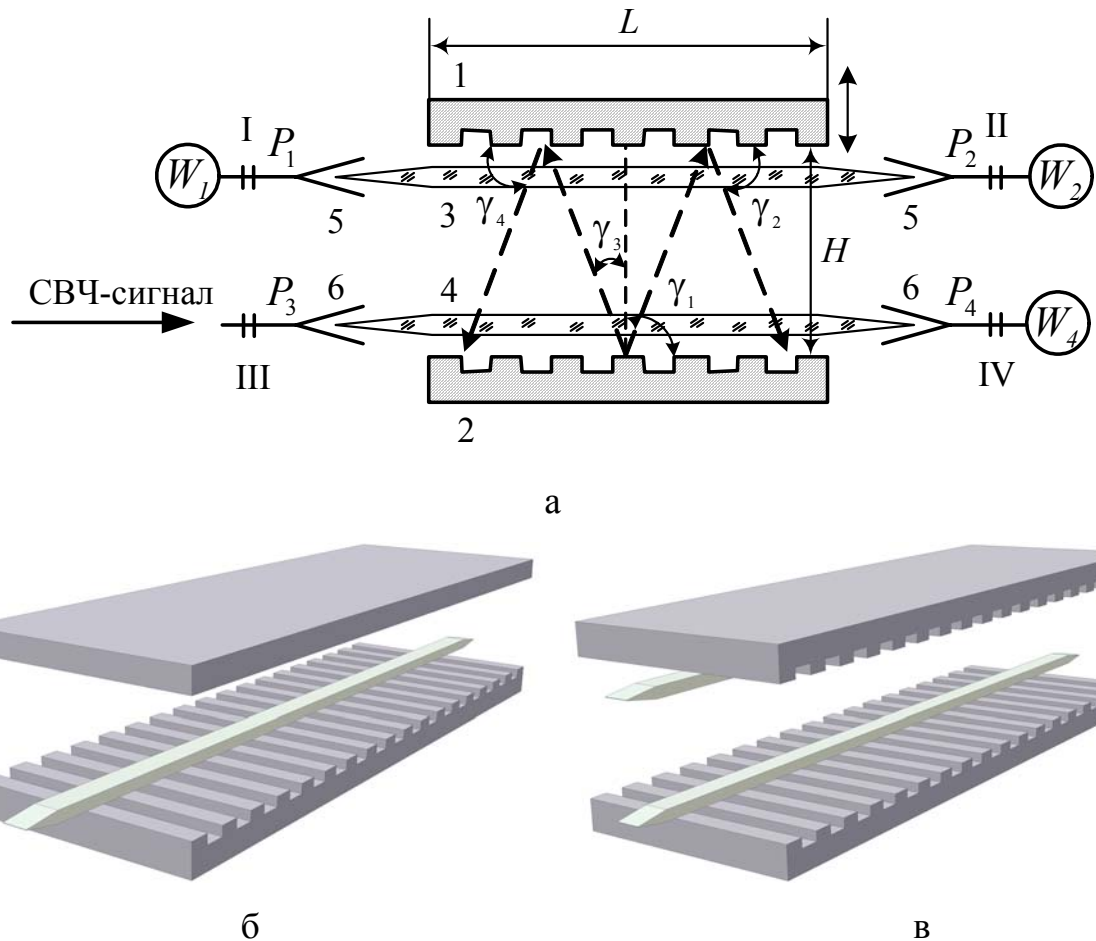


Рис. 4.3. Схема включения плоско-параллельного ОВ в измерительный тракт (а) и варианты выполнения ОВ с плоским отражающим экраном (б) и с двумя дифракционно-связанными источниками излучения (в).

Важным при оптимизации излучающей системы является расстояние ДВ от поверхности ДР, которое определяется величиной прицельного параметра a . Своеобразие дифракции поверхностных волн ДВ на ДР состоит в том, что величина a выбирается меньше длины волны. Однако, при сильной связи волновода с ДР сказывается возмущающее действие его на распределение поля, а следовательно, и на постоянную распространения волновода β_v . При сильной связи в волноводе происходит интерференция волны, распространяющейся вдоль волновода и волны рассеянной ДР. Такая интерференция может привести к возникновению нескольких типов волн в волноводе и, как следствие этого, к появлению спектра пространственных гармоник излучения [11].

Экспериментальные исследования электродинамической системы ОВ и его элементов проводились в диапазоне частот $f = 30 \div 37$ ГГц. При определении электродинамических свойств исследуемого ОВ важными являются такие характеристики, как коэффициент стоячей волны (КСВ), коэффициент передачи (K_{Π}), амплитудные распределения полей вдоль осей волновода и диаграммы направленности излучения элементов ОВ. Для исследования данных характеристик использовались методики изложенные в разделе 2.

В результате исследования интенсивности диаграмм направленности излучающих систем, для заданного частотного диапазона и различных значений прицельного параметра, было установлено, что оптимальное значение $a \approx 3$ мм. На рис. 4.4 а приведены результаты исследований диаграмм направленности излучающей системы (ДР–ДВ) для трех значений частоты (1 – 37,5 ГГц, 2 – 33,4 ГГц, 3 – 30 ГГц).

Из графиков видно, что основной максимум диаграмм излучения с изменением частоты, относительно расчетной ($f = 33,4$ ГГц), смещается на угол $\Delta \gamma = \pm 8^\circ$, что обусловлено дисперсионными свойствами используемого в эксперименте ДВ. Кроме основных максимумов на диаграммах появляются дополнительные лепестки, связанные с возможностью возбуждения системы на гармониках $n = -2, -3$, и наличием отраженной волны в СВЧ тракте на согласующих переходах. Минимальную амплитуду дополнительные лепестки диаграмм направленности излучения имеют в центральной области частотного диапазона, на которую производились расчет излучателя ДР–ДВ, настройка и согласование ДВ. Соответственно, увеличение интенсивности излучения дополнительных лепестков происходит на краях заданного частотного интервала, где возрастают амплитуда отраженной волны в системе и амплитуды дополнительных гармоник излучения.

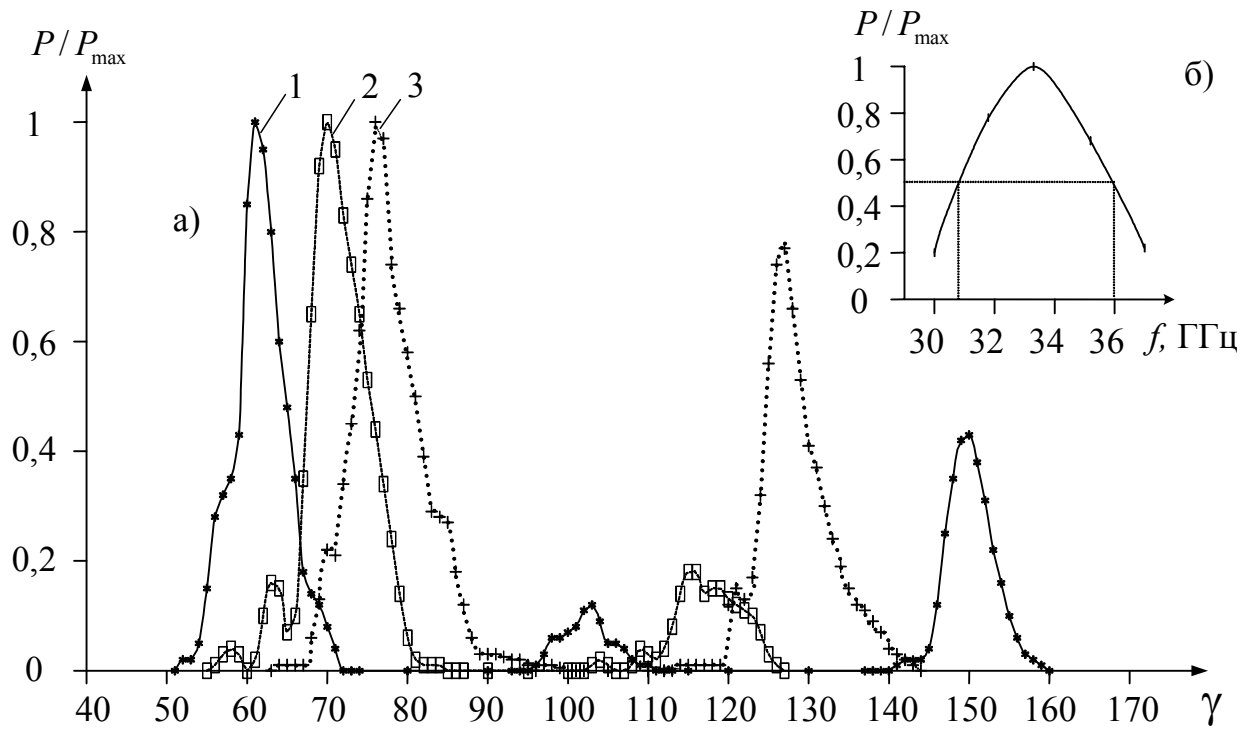


Рис. 4.4. Диаграммы направленности излучения плоской ДР – экспериментальное моделирование

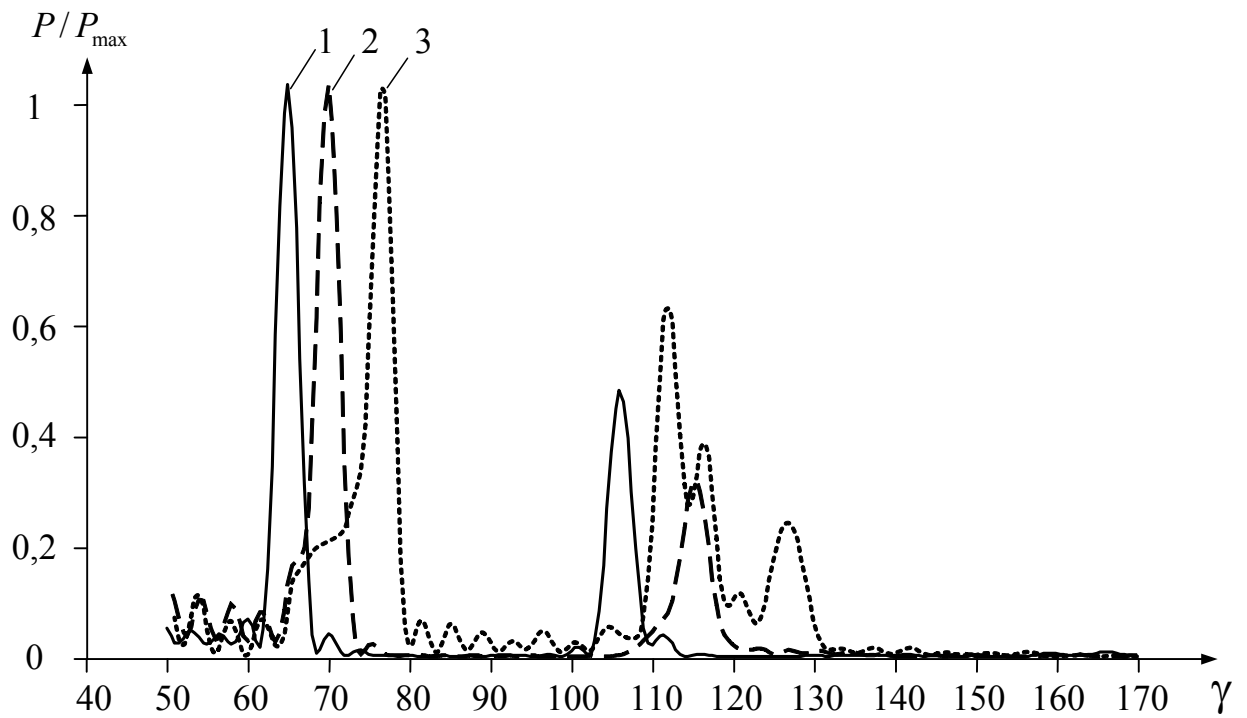


Рис. 4.5. Диаграммы направленности излучения плоской ДР – численное моделирование

На рис. 4.4 б приведена амплитудно-частотная характеристика, демонстрирующая дисперсионные свойства излучателя ДР–ДВ. Изменение уровня диаграмм направленности главного лепестка в два раза, при отстройке частоты от центральной на $\pm 10\%$, определяет эффективную полосу работы излучающей системы.

На рис. 4.5 представлены результаты численного анализа диаграмм направленности излучения при параметрах системы описанных выше. Расчет проводился по методу конечных разностей (раздел 2.2). Особенности расчета является то, что вдоль продольной оси y задавались реальные геометрические размеры системы (длина L , период ДР, глубина щелей, параметры ДВ), а в поперечном сечении система считалась бесконечной ($D \rightarrow \infty$). Из сравнения результатов следует корреляция численного и экспериментального моделирования условий возбуждения излучения (в области главных лепестков диаграмм направленности) на системе ДР–ДВ. Смещение боковых лепестков в область меньших значений углов γ и некоторое отличие ширины ДН основных лепестков излучения обусловлено отсутствием учета краевых эффектов на торцах щелей ДР, а также предположением малого значения КСВ системы во всем диапазоне частот. Сравнение экспериментального и численного моделирования указывает на достоверность полученных результатов и на возможность применения численных расчетов при первой стадии постановки эксперимента.

Поскольку все процессы, связанные с преобразованием поверхностных волн в объемные, происходят в зоне ближних полей, то важной характеристикой исследуемой системы является их амплитудное распределение вдоль продольной (y) и поперечной (x) осей. Типичные распределения амплитуды полей, в относительных единицах $(E/E_{\max})^2$, при $f = 33,4$ ГГц представлены на рис. 4.6 а, б.

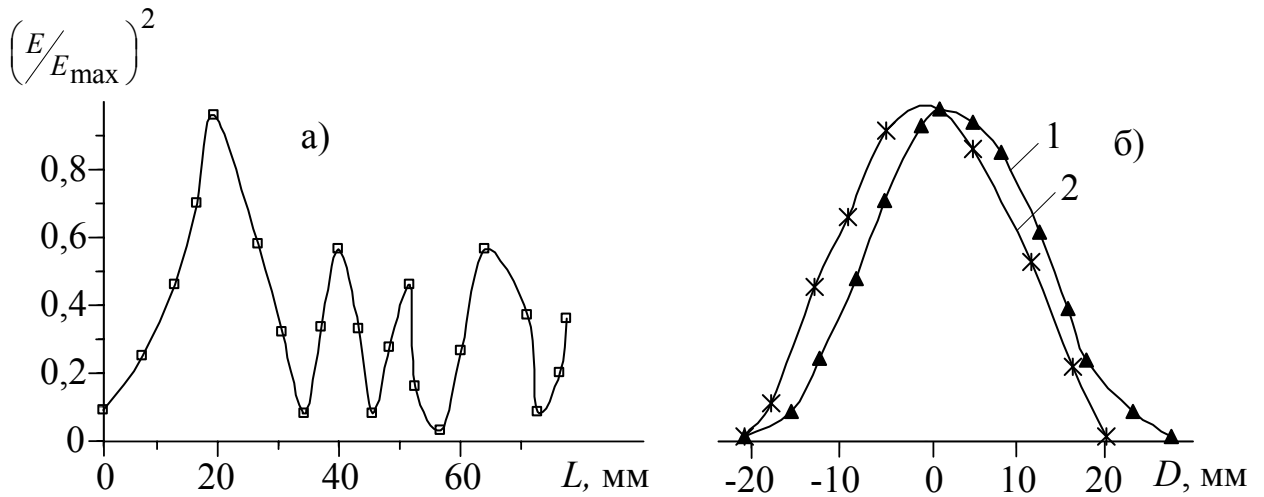


Рис. 4.6. Амплитудные распределения ближних полей на плоской ДР:
а – продольная ось; б – поперечная ось

Из графика рис. 4.6 а видно, что картина поля вдоль продольной оси ОВ, при заданном значении $H = 30$ мм и $\gamma \approx 70^\circ$, имеет вид квазибегущей волны с распределением максимальных значений амплитуд на $2/3L$. Наблюдаемое смещение максимума поля относительно центра ДР в сторону СВЧ генератора связано со спецификой формирования диаграммы направленности антенной системой ДР–ДВ [11]. Картина поля в поперечном сечении ОВ (рис. 4.6 б, 1 – $L = 40$ мм, 2 – $L = 85$ мм) – аналогична распределению относительной амплитуды нечетно-симметричного колебания TE_{10q} в плоско-параллельном резонаторе [20] и имеет максимальное значение на оси волновода вдоль всей системы. Полученные амплитудные распределения полей свидетельствуют о возможности эффективного преобразования поверхностных волн в объемные на значительной длине излучающих систем исследуемого ОВ, что может найти практическое применение при реализации режимов усиления колебаний электронным потоком.

Измерения волноводных параметров системы проводились следующим образом. На вход III (рис. 4.3 а) поступал СВЧ сигнал мощностью P_3 , который возбуждал ДВ 4. Поверхностная волна диэлектрического волновода

4 на ДР 2 трансформировалась в объемную волну, которая излучалась под углом γ_1 и падала либо на плоское зеркало, отражаясь от него, либо на систему ДР 1–ДВ 3, которая в свою очередь являлась преобразователем поверхностной волны ДВ 3 в объемную волну, излучаемую под углом γ_2 . Аналогичные процессы могут происходить и для обратных волн, присутствие которых возможно в ОВ (стрелки под углами γ_3 и γ_4 , рис. 4.3 а). Системы I–II и III–IV фактически являлись приемно-передающими антеннами, через которые, путем регистрации волноводных характеристик (КСВ, коэффициента прохождения K_{Π} и мощности излучения P), возможно судить о волновых свойствах ОВ при взаимодействии двух протяженных дифракционно-связанных источников излучения.

В процессе экспериментального моделирования установлено, что для изолированного ДВ потери на излучение практически отсутствуют, чем определяются высокие значения $K_{\Pi} = 0,8 \div 0,95$ и малые величины КСВ = $1,08 \div 1,2$. В системе ДР–ДВ значительная доля энергии излучается в окружающее пространство, о чем свидетельствуют волноводные параметры системы: $K_{\Pi} = 0,2 \div 0,3$, КСВ = $1,2 \div 1,7$. Влияние отражающего экрана (модель ОВ с одним источником излучения рис.4.3 б) проявляется в резонансных свойствах волноводных характеристик исследуемой системы, зависящих от значений H : значительном уменьшении в диапазоне частот $f = 32 \div 35$ ГГц коэффициента передачи и увеличении КСВ (например, графики 1, на рис. 4.7, сплошная линия – K_{Π} , пунктир – КСВ). Эта область расположена в интервале близком к углам излучения $\gamma = 70^\circ$ при значениях $H \approx \lambda$, где диэлектрический волновод имеет оптимальное согласование, а интенсивность излучения – максимальна.

Наблюдаемое явление – аналогично брэгговскому излучению на открытой системе без экрана [21], когда на заданной частоте возникает сильная отраженная волна.

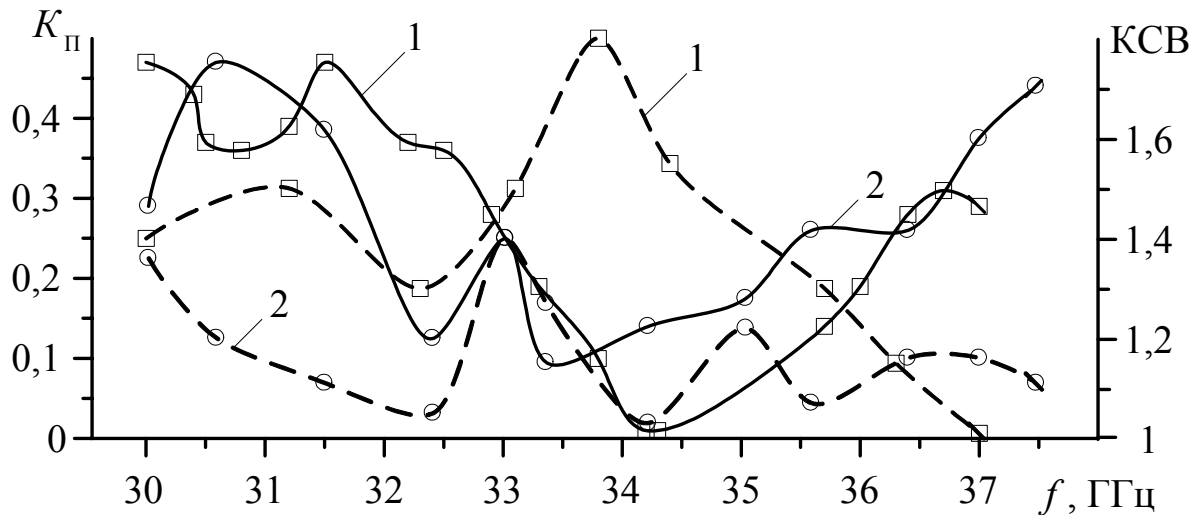


Рис. 4.7. Волноводные характеристики плоско-параллельного ОВ в заданном диапазоне частот

При этом для сплошного зеркала вся энергия сосредотачивается в объеме ОВ, о чем свидетельствует увеличение интенсивности излучения из открытого конца волновода, регистрируемого рупорной антенной с индикатором.

Для ОВ, образованного поверхностями двух излучателей, за счет трансформации падающего на зеркало **1** (рис. 4.3 а) под углом γ_1 излучения в поверхностную волну ДВ **3**, и обратного ее преобразования в излучение под углом γ_2 происходит рост значений K_{II} и уменьшения КСВ в основном тракте системы III – IV (рис. 4.7, графики 2). При этом значительная часть энергии, в достаточно широком интервале частот ($f = 32 \div 36$ ГГц), поступает в плечо II ДВ **3**. В плече I энергия практически отсутствует ($P_1 \approx 0,08P_{4\max}$), что свидетельствует об эффективном разделении мощностей падающей и отраженной волн на приемной системе ДР **1**–ДВ **3**.

Данные свойства плоско-параллельного ОВ в первом случае могут быть использованы для организации квазиоптического вывода энергии, а во втором случае – при реализации устройств типа направленных ответвителей и делителей мощности СВЧ.

Волновые свойства системы сохраняются в широком интервале значений $H \approx \lambda \div 10\lambda$ и наиболее наглядно могут быть проиллюстрированы зависимостями уровней мощности $P/P_{\max} = f(H)$, регистрируемыми в плечах I и II. Данные зависимости для $f = 33$ ГГц приведены на рис. 4.8 (1 – плечо I, 2 – плечо II) и по своему поведению качественно согласуются с аналогичным теоретическим графиком инкремента нарастания амплитуды колебаний ОВ при возбуждении его электронным потоком [35,46].

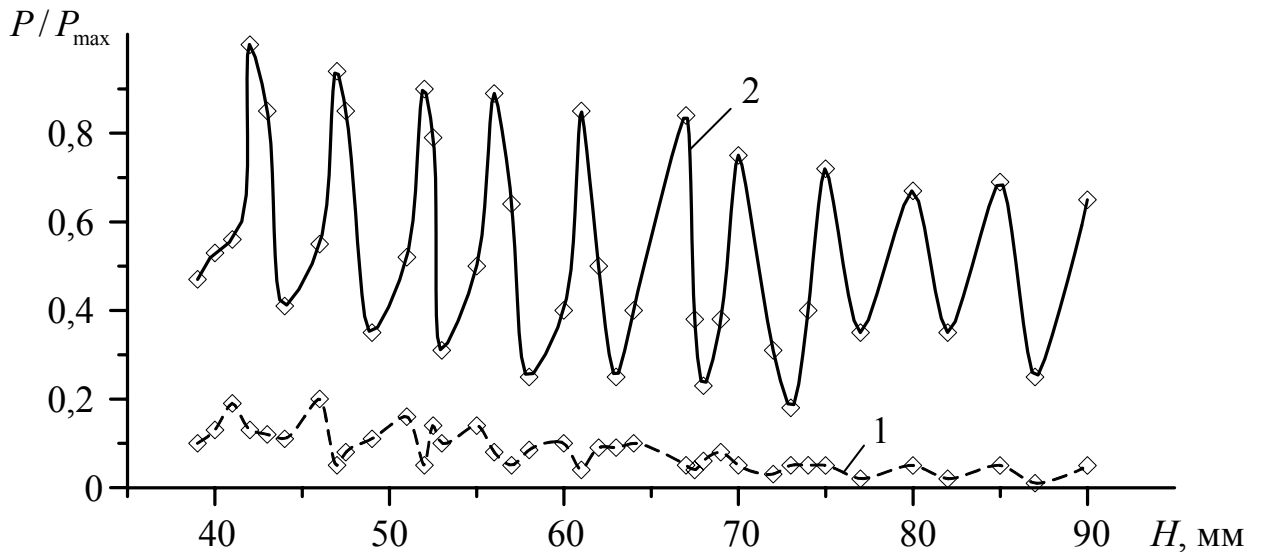


Рис. 4.8. Относительные значения уровней мощности во вторичном тракте ОВ в зависимости от расстояния между зеркалами

Из приведенных графиков следует, что максимальные (минимальные) значения P , без учета глубины щелей ДР, повторяются при расстояниях до второго зеркала кратных $\lambda_g/2$, где λ_g — длина волны в ОВ, определяемая соотношением [20]:

$$\lambda_g = \lambda \left(1 + \frac{\Psi\lambda}{\pi H} \right).$$

Анализ зависимостей входной мощности ОВ от H в заданном диапазоне частот показал, что, в отличие от плоско-параллельного

резонатора, в волноводе дополнительный геометрический набег фазы Ψ , по сравнению с электрической длиной системы, значителен и λ_g отличается от длины волны в свободном пространстве. Так, например, при $\lambda = 8$ мм длина волны в волноводе $\lambda_g \approx 10$ мм. При этом поправка $\Psi\lambda/\pi H$ за счет смещения углов диаграмм направленности излучения (рис. 4.4), в интервале $\lambda = 8 \div 10$ мм при фиксированном H , изменяется таким образом, что λ_g остается постоянной. Приведенные зависимости указывают также на возможность корректировки волновых свойств ОВ путем изменения расстояния между зеркалами в широком интервале значений H , что свидетельствует об установившемся волновом процессе в исследуемой системе и эффективном согласовании излучающих апертур.

4.3. Особенности квазиоптических нерегулярных волноводов с квадратичными корректорами

Изученная в предыдущем подразделе плоско-параллельная электродинамическая система обладает рядом недостатков связанных с большими дифракционными потерями на излучение из объема ОВ и критичностью зеркал к юстировке. Вместе с тем общеизвестным для открытых резонаторов является факт устранения таких недостатков путем применения зеркал с фазовой коррекцией их поверхности: сфероидальных, цилиндрических, уголкового и других отражателей [20,25].

В общем случае плоские зеркала представляют собой вырожденную форму корректора. В них образование волновых пучков, поле которых убывает в перпендикулярном оси y направлении, обусловлено конечными размерами корректоров. Фокусирующее же влияние корректоров, приводящее к концентрации пучка вблизи оси, обусловлено кривизной зеркала в случае зеркальных резонаторов и волноводов [19,20].

Наиболее изучены квадратичные корректоры, для которых

$$\psi(x, z) = -gk(x^2 + z^2)/H. \quad (4.12)$$

В выражении (4.12) величина g равна отношению расстояния между зеркалами к удвоенному фокусному расстоянию F : $g = H/2F$. Наибольшая концентрация поля вблизи оси достигается при $g = 1$, т. е. при фазовой коррекции:

$$\psi(x, z) = -k(x^2 + z^2)/H. \quad (4.13)$$

Зеркала волноводов (резонаторов), для которых выполнено условие (4.13), представляют собой части поверхности сферы (цилиндра). Величина «прогиба» зеркала будет определяться соотношением $\Delta(x, z) = -(x^2 + z^2)/2R$, R – радиус кривизны зеркала. Следовательно $\psi(x, z) = -k(x^2 + z^2)/R$. Поскольку фокусное расстояние такого зеркала равно половине радиуса ($F = R/2$), то условие $g = 1$ в (4.12) означает, что данный волновод (резонатор) является конфокальным [19].

Возможные варианты выполнения ОВ с квадратичными корректорами представлены на рис. 4.9. Для определения степени влияния коррекции зеркал на электродинамические характеристики ОВ исследовались две модификации квазиоптических систем, которые выполнялись как с двумя источниками излучения (рис. 4.9 а, б), так и с одним источником – (рис. 4.9 в, г). Это позволило провести сравнительный анализ влияния корректоров на основные характеристики ОВ, которые исследовались выше.

Представленные на рис. 4.9 волноводы выполнялись и исследовались в двух поддиапазонах частот ($f_1 = 26 \div 37$ ГГц, $f_2 = 54 \div 78$ ГГц), обусловленных наличием стандартной аппаратуры. Подробное описание экспериментальной установки и методики измерений пространственных и волноводных характеристик ОВ изложено в разделе 2.

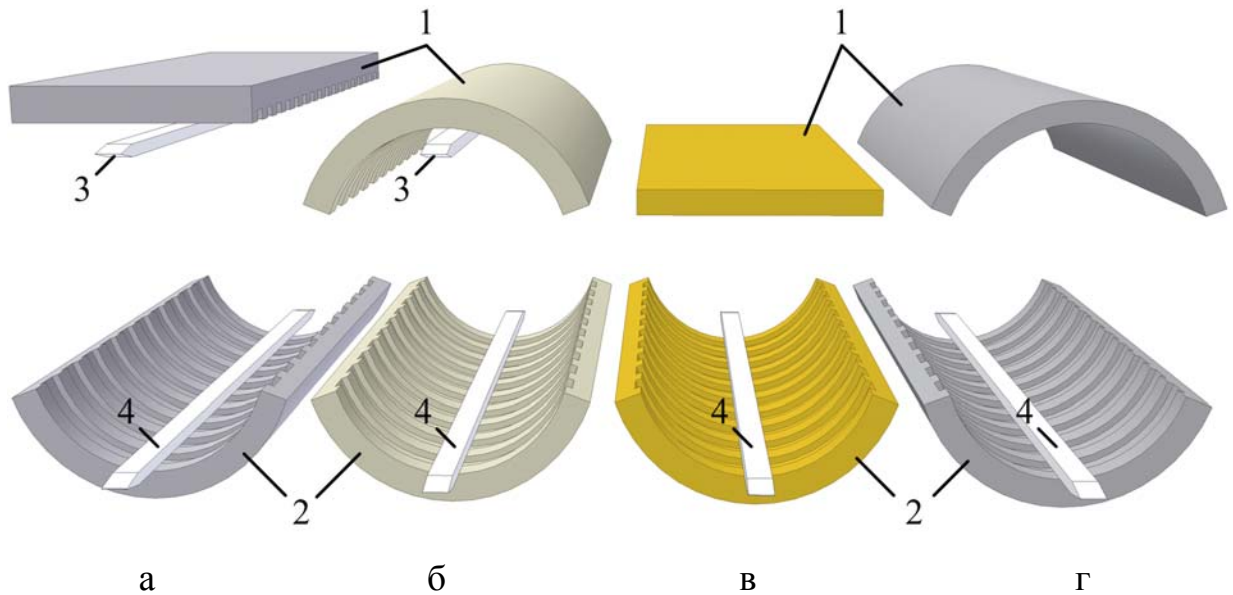


Рис. 4.9. Варианты выполнения ОБ с квадратичными корректорами:

- а, б – ОБ с дифракционно-связанными источниками излучения;
 в, г – ОБ с одним источником излучения

Упрощенная схема включения ОБ, с двумя источниками излучения, в измерительный тракт представлена на рис. 4.3 а. Выбор параметров ДР и геометрических размеров ОБ, как и для плоско-параллельных систем проводился в соответствии с соотношениями (4.2), (4.3). В результате, ОБ на центральных частотах заданных поддиапазонов имели следующие параметры: $f_1 = 33$ ГГц – $l = 11,5$ мм ($\gamma = 70^\circ$), $D = 50$ мм, $L = 150$ мм; $f_2 = 75$ ГГц – $l = 3,5$ мм ($\gamma = 70^\circ$), $D = 30$ мм, $L = 80$ мм.

Оптимизация радиусов кривизны зеркал проводилась путем обеспечения минимальных потерь на излучение из ОБ при возбуждении его системой ДР-ДВ, расположенной на одном из зеркал. В результате анализа полученных данных для серии зеркал с различными радиусами кривизны R ($2R/\lambda = 3 \div 15$) было установлено, что оптимальные значения R находятся в интервале $2R/\lambda = 4 \div 6$. Это обусловлено тем, что при $2R/\lambda > 6$ фокусирующее действие зеркал уменьшается, в результате чего часть перерассеянного зеркалом поля высвечивается из системы, а при $2R/\lambda < 4$ апертура зеркала перехватывает лишь часть излучения системы возбуждения.

Интенсивность диаграмм направленности и пространственные распределения полей излучающих систем исследовались примерно при тех же значениях прицельного параметра $a \approx 2 \div 3$ мм, как и в случае плоско-параллельного ОВ.

На рис. 4.10 представлены диаграммы направленности излучения плоского зеркала (график 1) и цилиндрического зеркала (график 2) на центральной частоте первого поддиапазона ($f = 33$ ГГц). Сопоставительный анализ данных характеристик показывает, что увеличение концентрации поля вдоль оси цилиндрического зеркала, по сравнению с плоским, приводит к появлению паразитных искажений в основном лепестке диаграммы излучения, что может быть связано с неточностью совмещения продольных осей в системе ДР–ДВ, при большой физической длине зеркал ОВ ($L = 150$ мм). Подтверждением этому являются результаты, полученные при переходе к более высоким частотам ($f = 75$ ГГц, график 3), где длина зеркала ОВ не превышала значений $L = 80$ мм, что было вполне достаточно для обеспечения режима бегущей волны.

На рис. 4.11 приведены волноводные характеристики излучающих систем (K_{Π} – сплошные линии, КСВ – пунктир): графики 1 характерны для источника поверхностной волны – ДВ, графики 2, 3 демонстрируют волноводные характеристики цилиндрического и плоского излучателей, соответственно. Из графиков видно, что для плоской системы значительная часть энергии поверхностной волны ДВ трансформируется в объемную волну, излучаемую под углом γ , и в волноводные волны щелей ДР, которые, излучаясь в окружающее пространство, создают дополнительные дифракционные потери. Данный процесс характеризуется низкими $K_{\Pi} = 0,1 \div 0,3$ и увеличением КСВ, по сравнению с изолированным волноводом, до значений 1,6.

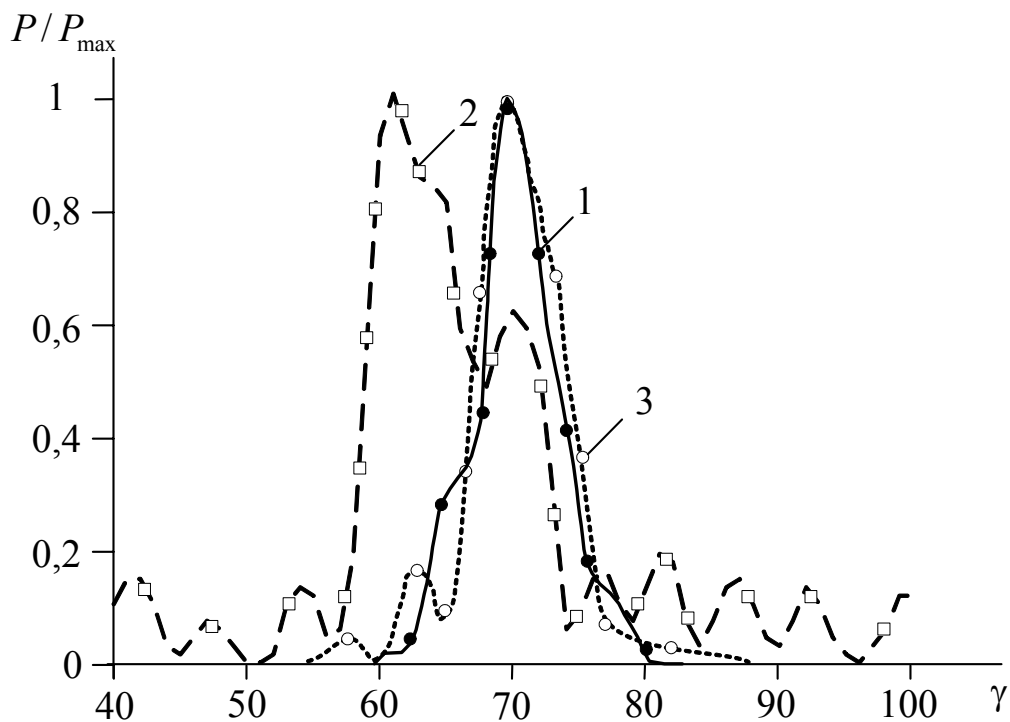


Рис. 4.10. Диаграммы направленности излучающих систем:

1 – плоский излучатель $f = 33$ ГГц; 2, 3 – цилиндрические излучатели,

$f = 33$ ГГц и $f = 75$ ГГц, соответственно.

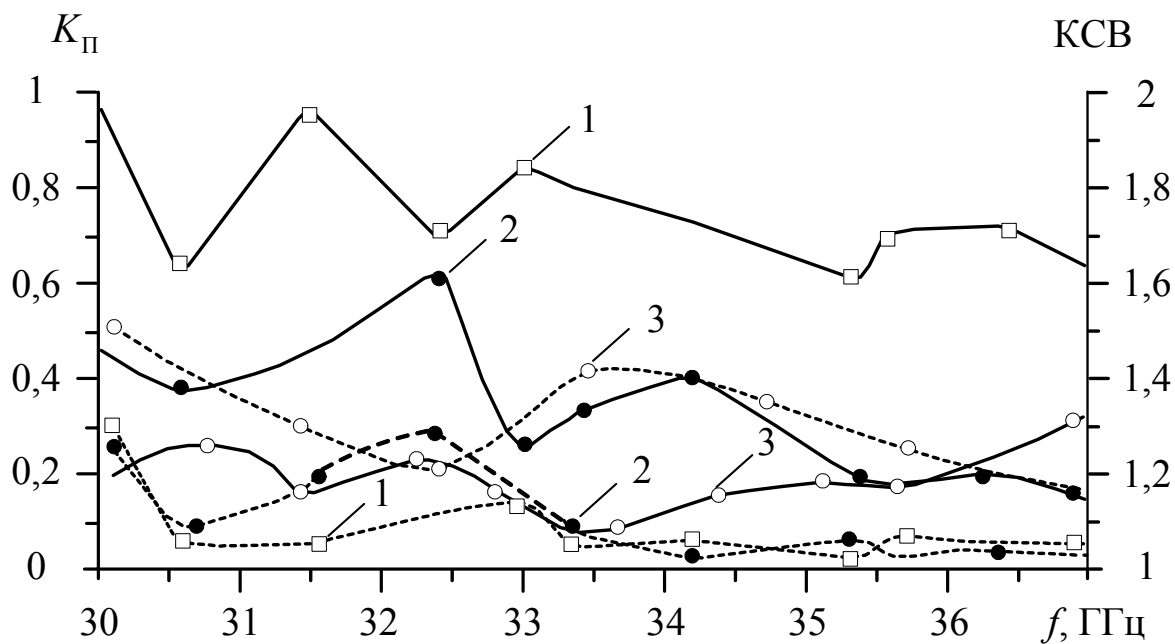


Рис. 4.11. Волноводные характеристики излучающих систем:

1 – ДВ, 2 – цилиндрический излучатель, 3 – плоский излучатель

Уменьшения дополнительных потерь через щели ДР можно достичь путем введения металлических экранов на боковых гранях решетки, либо путем выполнения излучателя цилиндрической формы, что обеспечивает рост K_{Π} – в два раза и соответствующее уменьшение КСВ до значений $1,1 \div 1,3$ (графики 2). Описанные выше волноводные характеристики излучателя цилиндрической формы 8-ми миллиметрового диапазона волн коррелируют с аналогичными зависимостями в 4-х миллиметровом диапазоне. Так, например, в интервале частот $f = 69 \div 77$ ГГц коэффициент прохождения излучателя изменялся в интервалах $K_{\Pi} = 0,4 \div 0,6$ а $КСВ = 1,1 \div 1,3$. Улучшение волноводных характеристик цилиндрических излучателей, по сравнению с плоскими, обусловлено формированием вдоль их продольной оси ограниченного каустикой собственного поля, и уменьшением дополнительных потерь на ДР: утечки энергии на излучение волноводных и поверхностных волн решетки, омических потерь в канавках за пределами каустики.

При замене плоского зеркала цилиндрическим (модель плоско-цилиндрического ОВ – рис. 4.9 в) наблюдается уменьшение резонансных свойств системы, которые, однако, могут сохраняться до значений $H \leq R/2$, графики 1 на рис. 4.12 – конфокальный ОВ ($H = R/2$), при $H > R/2$ наблюдается увеличение K_{Π} и уменьшение КСВ (графики 2, рис. 4.12).

Описанные выше волноводные характеристики исследуемых систем сохраняются в интервале значений $H = \lambda \div 10\lambda$ и наиболее наглядно могут быть проиллюстрированы зависимостями $K_{\Pi} = f(H)$, которые приведены на рис. 4.13 для плоско-параллельного (график 1) и плоско-цилиндрического (график 2) волноводов.

В характере изменения графиков наблюдается корреляция резонансов K_{Π} от значений $H > R/2$ ($R = 30$ мм), которые соответствуют указанным выше ограничениям по H в ближней зоне расположения плоского отражающего зеркала: 1 – $H > \lambda$ и 2 – $H > R/2 \approx 20$ мм.

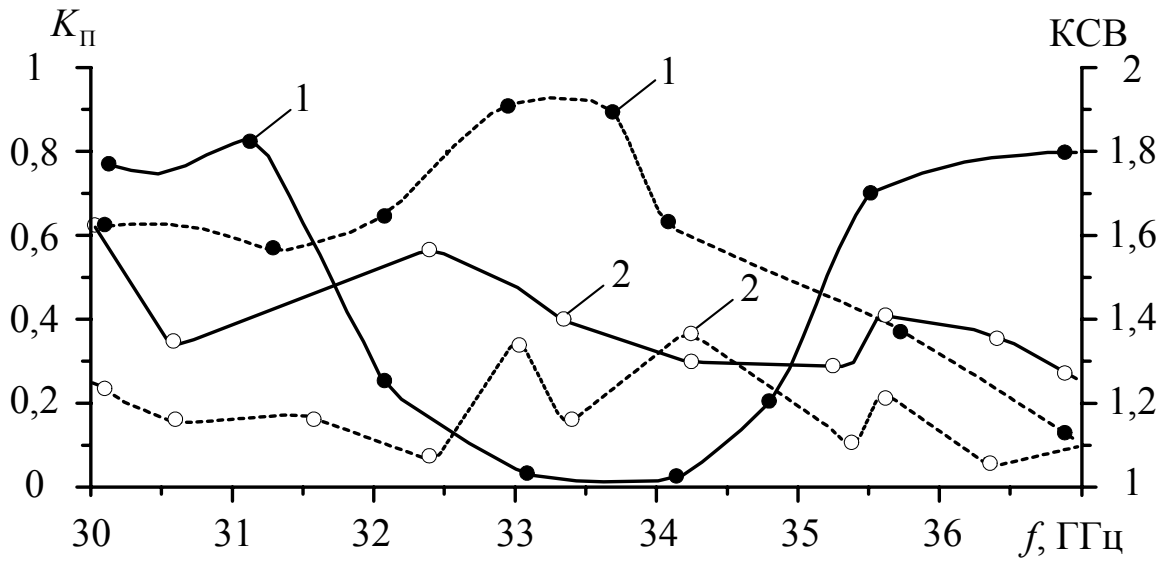


Рис. 4.12. Сравнительный анализ волноводных характеристик плоско-параллельных (1) и плоско-цилиндрических (2) ОВ с одним источником излучения

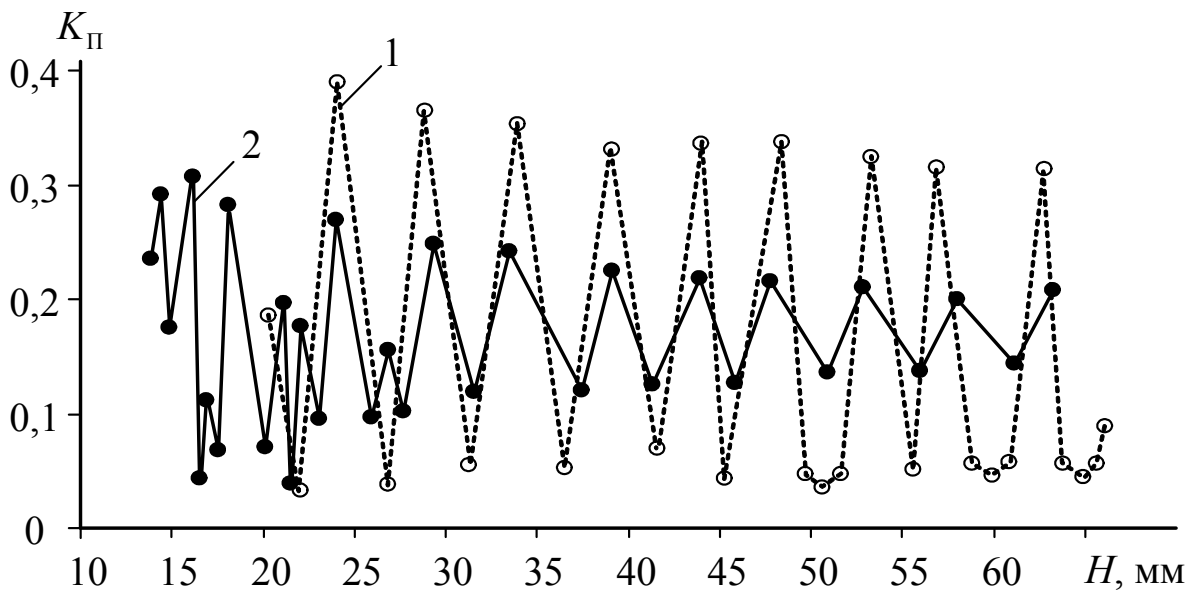


Рис. 4.13. Сравнительный анализ коэффициентов прохождения в зависимости от расстояния между зеркалами ОВ

Зависимости $K_{\Pi} = f(H)$ указывают также на уменьшение резонансных свойств ОВ с цилиндрическим зеркалом и возможности корректировки волновых свойств ОВ путем перемещения отражающего экрана в небольших пределах значений H . Уменьшение амплитуды волны в ОВ при росте H обусловлено увеличением дифракционных потерь на излучение.

Значительное улучшение электродинамических параметров ОВ может быть получено путем применения двух цилиндрических зеркал (рис. 4.8 г), одно из которых выполнено сплошным, а второе в виде излучающей системы. Волноводные характеристики такого устройства при оптимальных электродинамических параметрах ОВ представлены на рис. 4.14: 1 – ДВ, 2 – системы ДР–ДВ, 3 – ОВ, сплошные линии – K_{Π} , пунктирные – КСВ.

Из графиков видно, что за счет уменьшения физической длины ОВ и его элементов, а также дифракционных потерь, исследуемый волновод обладает значительно лучшими выходными параметрами, чем изученные выше системы длинноволнового диапазона. Из сравнения графиков 1 и 3 следует, что величина потерь СВЧ сигнала, при прохождении в ОВ во всем частотном диапазоне, близка к потерям для изолированного ДВ. Это объясняется тем, что большая часть мощности, отражаясь от цилиндрического зеркала, преобразуется в поверхностную волну ДВ. Для углов излучения $\gamma < 80^\circ$ или $\gamma > 100^\circ$ в системе ДВ–ДР происходит последовательное преобразование поверхностной волны в объемную и отраженной от поверхности второго зеркала объемной волны в поверхностную. В результате многократного повторения этого процесса вдоль оси ОВ образуется бегущая волна. При этом КСВ в системе несколько возрастает (график 3 – пунктир). Значительное уменьшение K_{Π} излучающей системы (график 2) обусловлено теми же факторами, что и в ранее исследованной системе 8-ми миллиметрового диапазона волн.

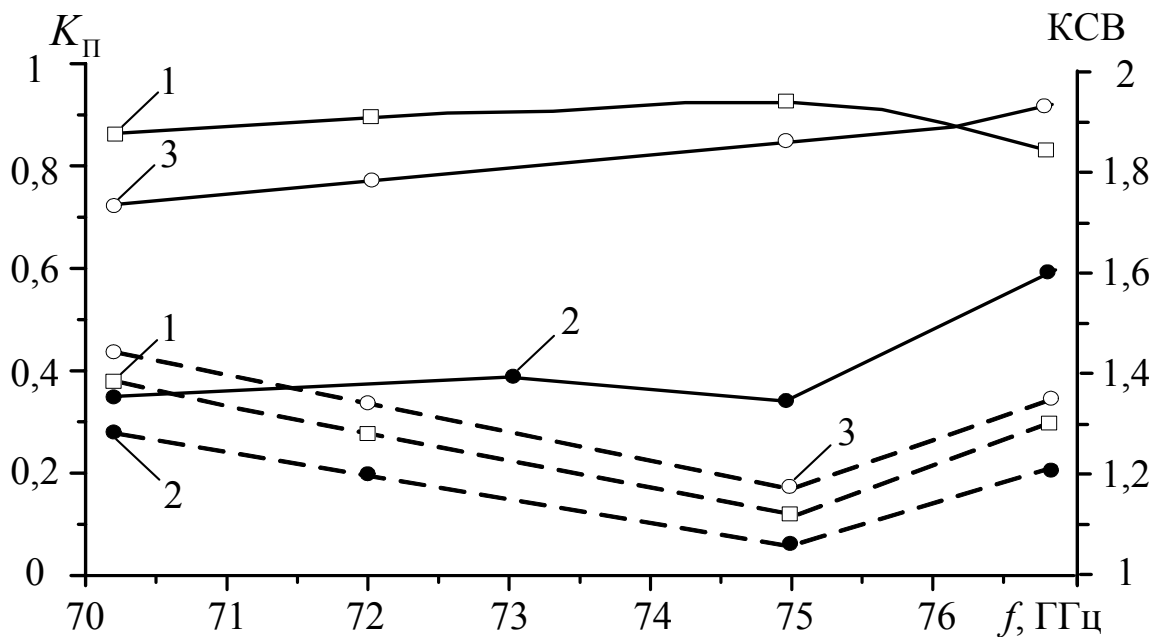


Рис. 4.14. Волноводные характеристики ОВ с двумя цилиндрическими зеркалами

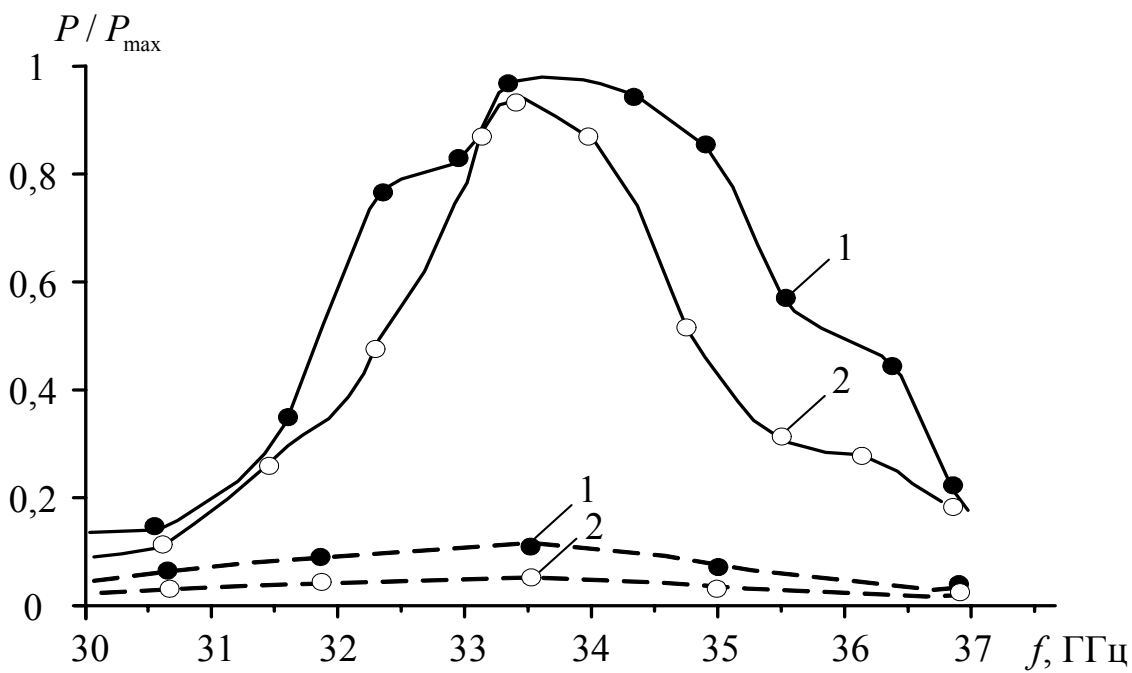


Рис. 4.15. Относительные значения уровней мощности в плече I (сплошные линии) и плече II (пунктирные линии) ОВ, представленного на рис. 4.9 б

С практической точки зрения (создания интерферометров, делителей мощности, моделирования волновых процессов в устройствах электроники) представляет интерес изучение взаимодействия двух протяженных дифракционно-связанных когерентных источников излучения, расположенных в цилиндрическом ОВ (рис. 4.9 б). В результате проведенных исследований, как и для плоско-параллельного ОВ, была установлена возможность эффективного разделения волн при различных расстояниях между зеркалами, что в частности продемонстрировано на рис. 4.15, где сплошными линиями показаны уровни мощности в плече II, а пунктирами – в плече I, 1 – $H = 39$ мм, 2 – $H = 46$ мм. Из графиков видно, что эффективная полоса селективных свойств системы на уровне $0,5P_{\max}$ в зависимости от H соответствует значениям $\Delta f = \pm(2 \div 4)$ ГГц.

4.4. Открытые волноводы с планарными металлодиэлектрическими структурами

Общие свойства планарных периодических МДС изложены в подразделе 4.1. При внесении таких структур в ОВ (рис. 1.7 б, в) волновые процессы значительно усложняются за счет интерференции спектра возбуждаемых волн в каждом из элементов системы: объемной волны падающей на МДС со стороны излучателя ДР–ДВ и пространственных гармоник ДЧИ на планарной структуре.

4.4.1. В простейшем случае планарная МДС представляет собой экранированный диэлектрический слой, который является составной частью ОВ (рис. 1.7 б). Влияние такой структуры на электронно-волновые процессы в ОВ кратко изложено в разделе 3. Однако при моделировании волновых процессов в рассматриваемой системе, не менее важными являются вопросы влияния диэлектрического слоя на условия возбуждения колебаний между зеркалами ОВ в отсутствие ЭП. Такие исследования позволяет провести, в предположении резонансного возбуждения ОВ (излучения объемных волн по

нормали), векторная теория ОР (см. подраздел 2.2). В этом случае формирование полей в двухзеркальном ОБ (без учета влияния ДР) можно рассматривать как в открытом резонаторе, концентрирующем энергию в ограниченном объеме. Тогда на основании уравнения (2.9) можно численно получить частоту основного типа колебания при данных параметрах системы, а также вычислить сдвиг резонансной частоты при внесении в резонансный объем диэлектрического слоя толщиной Δ . Для этих целей разработаны вычислительные программы, которые реализованы в математической среде Maple. Решение задачи проводилось численным методом Ньютона, преимущество которого заключается в быстрой сходимости решения.

На рис. 4.16 приведены зависимости величины сдвига частоты (Δf) основного TEM_{00q} типа колебания как функции толщины диэлектрического слоя (рис. 4.16 а) и относительной диэлектрической проницаемости (рис. 4.16 б).

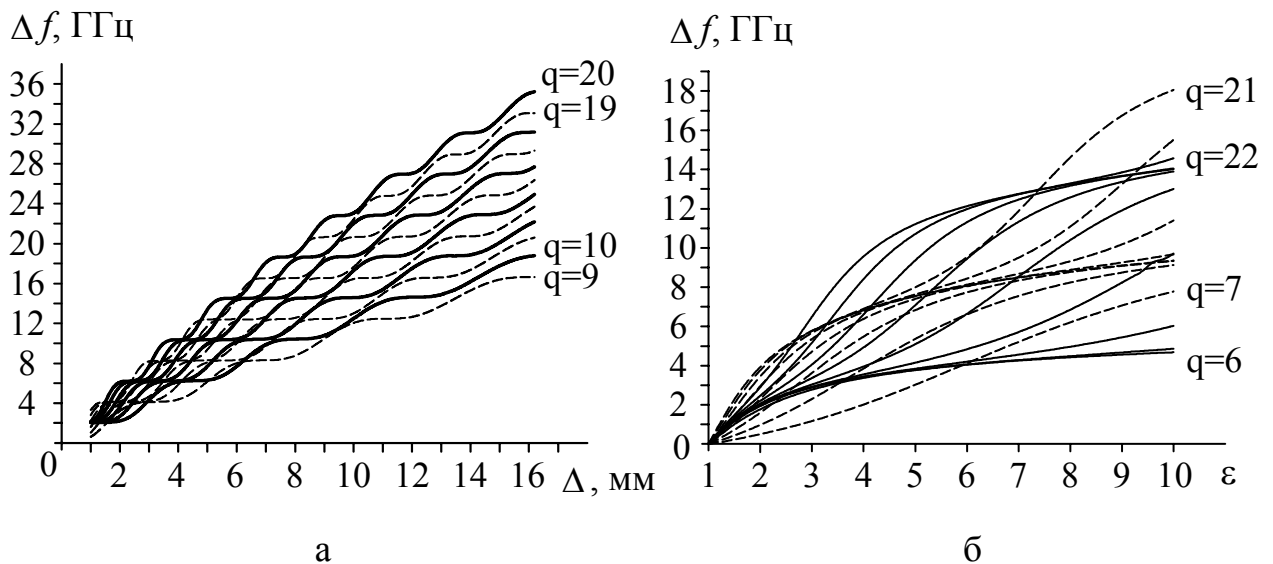


Рис. 4.16. Зависимость сдвига частоты в резонансном объеме от параметров диэлектрического слоя:

а – зависимости от Δ при $\epsilon = 2,05$;

б – зависимости от ϵ при $\Delta = 1,2$ мм

Анализ графиков рис. 4.16 а показывает, что увеличение толщины диэлектрического слоя приводит к возрастанию величины сдвига резонансной частоты колебаний. Отметим, что ход кривых не является монотонным, и при некоторых значениях Δ его изменение не оказывает существенного влияния на величину сдвига резонансной частоты.

Описанный выше характер изменения графиков объясняется тем, что при данных параметрах Δ , плоскости диэлектрического слоя совпадают с нулями электрического поля стоячей волны между зеркалами ОВ. Когда плоскости диэлектрика совпадают с максимумами электрического поля стоячей волны, то наблюдается максимальное влияние толщины диэлектрического слоя в окрестности этих точек на величину сдвига резонансной частоты колебания.

С изменением диэлектрической проницаемости слоя при $H = \text{const}$ (рис. 4.16 б) наблюдается рост величины сдвига резонансной частоты с увеличением ε . При этом, так же как и в предыдущем случае, существуют значения ε , при которых плоскости диэлектрического слоя совпадают с минимумами или максимумами электрического поля стоячей волны в резонансном объеме. Это приводит к нелинейному изменению величины сдвига резонансной частоты от параметра ε , ход кривых которых, для данного типа колебания, состоит из чередующихся участков с разным углом наклона относительно оси ε .

Приведенные выше резонансные характеристики ОВ, при изменении параметров Δ и ε подтверждаются экспериментальными исследованиями электродинамических характеристик сфероидального и полусферического открытых резонаторов с неоднородностью в виде диэлектрического слоя из фторопласта ($\varepsilon = 2,05$) и поликора ($\varepsilon = 10$), помещенного между зеркалами системы [120].

Полученные результаты позволяют оценивать влияние диэлектрического слоя на характеристики двухзеркального ОВ только для частного случая – резонансного возбуждения системы при углах излучения $\gamma \approx \pi/2$. В общем

случае, для обеспечения условий формирования бегущей волны вдоль оси ОВ, система ДР–ДВ должна обеспечивать излучение под углами $\gamma < \pi/2$. При этом расположенный в ОВ металлодиэлектрический слой по своим свойствам близок к экранированному плоскому диэлектрическому волноводу. Возможные механизмы распространения электромагнитных волн в такой системе при туннелировании поверхностной волны ДВ в диэлектрический слой описаны в [96]. Для качественного анализа физических явлений формирования электромагнитной волны в такой МДС можно воспользоваться концепцией парциальных волн, основанной на разложении электромагнитных полей на плоские волны. Исходя из этого в МДС могут присутствовать две волны: волна возбуждаемая излучением от системы ДР–ДВ, для которой при заданных углах γ_{-n} закон полного внутреннего отражения в диэлектрике может не выполняться; волна возбуждаемая при туннелировании поверхностной волны ДВ в диэлектрик, для которой выполняется соотношение $\cos \gamma_{0\varepsilon} = c v_b / \sqrt{\varepsilon}$ и она претерпевает полное внутреннее отражение на границах МДС. Вторая волна является модельным аналогом черенковского излучения. Однако концепция парциальных волн не учитывает многомодовости МДС такого типа как волноведущей системы, которая может возникать благодаря конечной толщине слоя Δ сравнимой с длиной волны излучения. При этом в МДС появляются волны типа E_{m0} и H_{m0} ($m = 0, 1, 2, \dots$) [96]. Критические частоты ($f_{кр}$) волн E и H совпадают и являются дважды вырожденными, что затрудняет использование плоского диэлектрического волновода в одномодовом режиме. Исключением являются волны E_{00} и H_{00} , для которых $f_{кр} = 0$, а $\lambda_{кр} \rightarrow \infty$. Для того, чтобы они были единственными, необходимо выполнение соотношения [96]:

$$\frac{\Delta}{\lambda} < \frac{\Delta}{\lambda_{кр}^{(1)}} = \frac{1}{2\sqrt{\varepsilon - 1}}, \quad (4.14)$$

где $\lambda_{кр}^{(1)}$ – критическая частота плоского волновода при $m = 1$.

Исходя из условия одномодовости (4.14) для используемых в эксперименте МДС из фторопласта ($\varepsilon = 2,05$) и поликора ($\varepsilon = 10$) толщина призм должна удовлетворять, соответственно, соотношениям $\Delta < \lambda/4$ и $\Delta < \lambda/12$. В миллиметровом диапазоне волн реализация первого варианта МДС не представляет больших затруднений, а для поликора становится проблематичной из-за малой физической толщины призмы. Поэтому основные исследования проводились с призмами из фторопласта в диапазоне частот $f = 27 \div 37$ ГГц для интервала значений $\Delta = \lambda/2 \div 4\lambda$ ($4 \div 35$ мм), что позволяло реализовать моделирование от одномодового режима возбуждения МДС до значений $m = 0, 1, \dots, 9$. Для проверки достоверности результатов эксперимента использовалась стандартная призма из поликора ($\Delta = 1$ мм), которая по своим электродинамическим свойствам была эквивалентна фторопластовой призме с ($\Delta = 4\lambda$).

Данные свойства диэлектрического слоя необходимо учитывать при экспериментальном моделировании волновых процессов в периодических МДС. Для выбора оптимальных параметров таких структур воспользуемся результатами обобщенного анализа моделирования ДЧИ на периодических МДС [41], из которого следует, что в интервале $\varepsilon = 2 \div 100$ для положительных значений коэффициентов заполнения решетки $u = \cos(\pi d/l)$ преобладающей является черенковская гармоника излучения ($n = 0$). Изменение коэффициента заполнения в сторону отрицательных значений u приводит к усилению гармоник с индексами $n = -1$. В результате перераспределения энергии между объемными волнами интенсивность, путем варьирования параметром u , можно свести к одному среднему уровню, для всех исследуемых режимов излучения. Такой подход при экспериментальном моделировании позволяет регистрировать уровни основных гармоник излучения на одном пределе измерений.

При значениях $\varepsilon > 10$ вопросы моделирования гармоник излучения в зонах ДЧИ усложняются за счет увеличения их количества и уменьшения

интервалов изменения параметра β_b , в которых возможна реализация заданных режимов излучения исходя из результатов работы [41]. Однако, общие закономерности зависимостей энергетических характеристик ДЧИ от β_b, u и κ сохраняются в широком интервале значений этих параметров. В соответствии с этим, из анализа диаграмм Бриллюэна (рис. 2.4) следует, что при количественной оценке энергетических характеристик наиболее легко (с точки зрения технологии изготовления ленточных ДР и достоверности ожидаемых результатов) реализуемы, при экспериментальном моделировании, являются области $1_0, 4_{0-1}, 4_{0-1}^{-1}$ при $\varepsilon = 2,05$.

На основании выше изложенного для значений $\beta_b = 0,9$ (стандартный полистироловый волновод сечением $7,2 \times 3,4$ мм) были рассчитаны и реализованы МДС, параметры которых приведены в табл. 1. Значения u были заданы постоянными с точки зрения количественного сравнения интенсивности различных гармоник излучения.

Таблица 1

Параметры исследуемых МДС

Параметры МДС	l (мм)	d (мм)	u	κ
зона 1_0	2	0,8	0,5	0,22
зона 4_{0-1}	4	1,6	0,5	0,44
зона 4_{0-1}^{-1}	6	2,4	0,5	0,67

4.4.2. Как и в предыдущих исследованиях, основными при определении особенностей электродинамических характеристик рассматриваемых структур, являются диаграммы направленности излучения и амплитудные распределения электромагнитных полей в ближней зоне.

В частности, на рис. 4.17, 4.18 представлены результаты экспериментального и численного моделирования пространственных характеристик МДС при различных режимах возбуждения ДЧИ и заданных параметрах Δ .

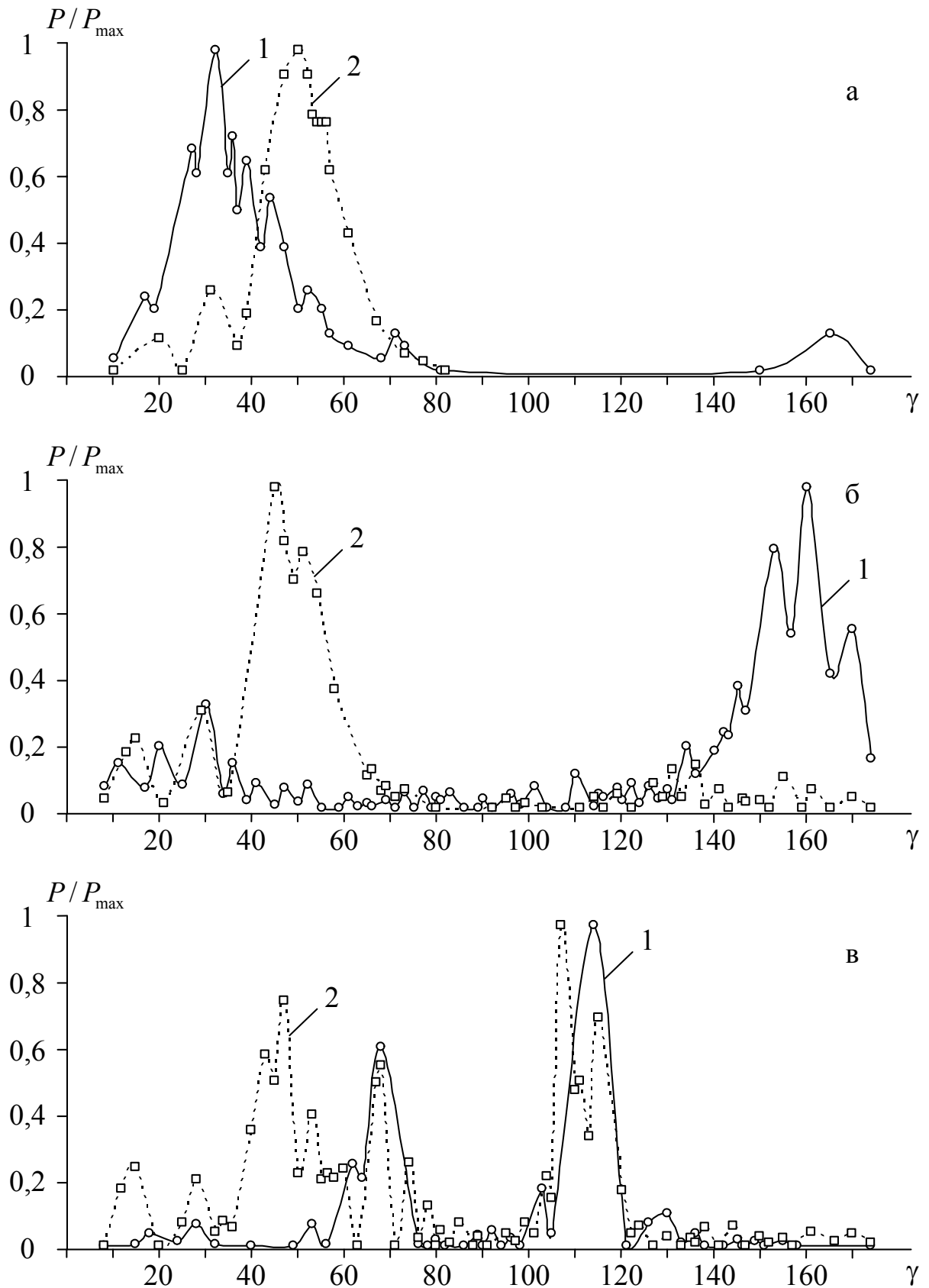


Рис. 4.17. Результаты экспериментального моделирования пространственных характеристик МДС на частоте $f = 33,4$ ГГц:

а – зона 1_0 ; б – зона 4_{0-1} ; в – зона 4_{0-1}^{-1} ; 1 – $\Delta < \lambda$; 2 – $\Delta > \lambda$

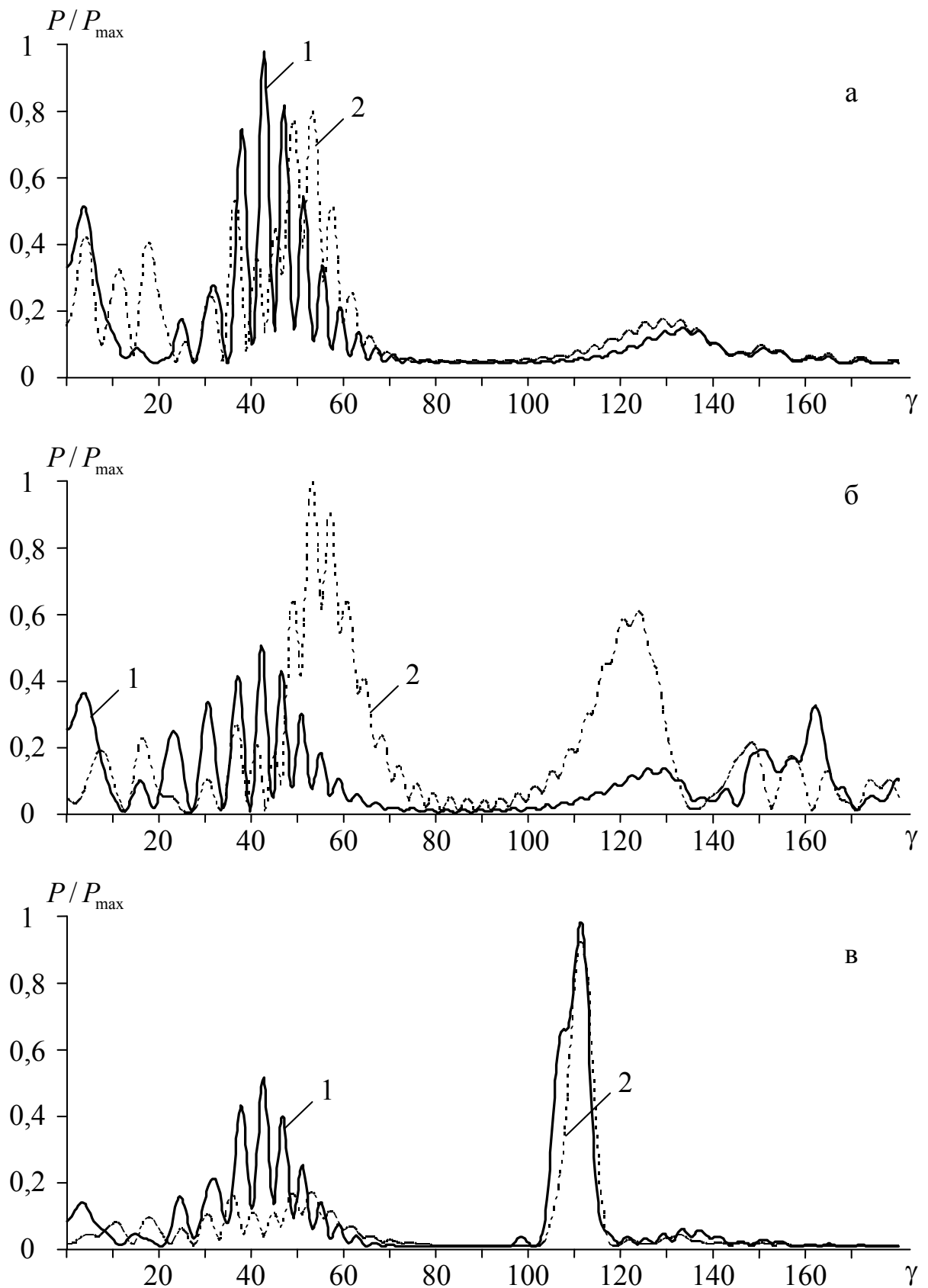


Рис. 4.18. Результаты численного моделирования пространственных характеристик МДС на частоте $f = 33,4$ ГГц:

а – зона 1_0 ; б – зона 4_{0-1} ; в – зона 4_{0-1}^{-1} ; 1 – $\Delta < \lambda$; 2 – $\Delta > \lambda$

Численный анализ пространственных характеристик проводился методом конечных разностей, который изложен в подразделе 2.2 и апробирован на отражательных ДР (рис. 4.4, 4.5). Из сравнения результатов эксперимента рис. 4.17 и теории рис. 4.18 следует удовлетворительная корреляция данных зависимостей, что позволяет представить общую концепцию физики распространения волн в МДС, при возбуждении их диэлектрическим волноводом. Диаграммы рис. 4.17 а, 4.18 а характеризуют излучение из торца МДС в режиме моделирования черенковского излучения для фазовых скоростей, удовлетворяющих соотношению $\varepsilon\beta_v^2 > 1$, при туннелировании волны ДВ на однородной поверхности диэлектрика.

Характерным для диэлектрического слоя с толщиной меньшей длины волны (график 1, $\Delta \approx \lambda$) является распространение большей части энергии в окружающем пространстве. При этом условие минимального количества возбуждаемых волн ($m = 2, 3$) примерно удовлетворяет условию согласования фазовой скорости волны в диэлектрике со скоростью волны в окружающем пространстве. Диэлектрический слой фактически выполняет функцию антенны, излучающей энергию под углами, близкими к оси x .

Для диэлектрического слоя с $\Delta > \lambda$ начинает выполняться закон полного внутреннего отражения, и значительная доля энергии сосредоточена в диэлектрике. Углы излучения из торца увеличиваются (рис. 4.17 а – графики 2, $\Delta \approx 4\lambda$) и приближаются к расчетным значениям, определяемым по законам лучевой оптики. Наблюдаемое отличие в углах излучения и мощности ДН (рис. 4.17 а, 4.18 а) можно объяснить тем, что используемая численная модель не учитывает многомодовости диэлектрического слоя при $\Delta > \lambda$.

Нанесение на боковую грань призмы ленточной экранирующей решетки ($n = 0$) приводит к снижению интенсивности излучения на $15 \div 20\%$ за счет уменьшения связи с ДВ. При этом возрастает эффективная толщина призмы, что для неизменных значений ε в области $\Delta < \lambda$ приводит к увеличению количества дополнительных типов волн и изменению диаграмм направленности излучения.

Дифракционно-черенковский режим моделирования был реализован на гармониках $n = 0, -1$, излучаемых в диэлектрик (рис. 4.17 б, 4.18 б), и дополнительной гармонике с $n = -1$, излучаемой в свободное пространство (рис. 4.17 в, 4.18 в). В частности, на рис. 4.17 б, 4.18 б показаны диаграммы направленности излучения при моделировании дифракционно-черенковского режима для зоны Бриллюэна 4_{0-1} . Из диаграмм направленности видно, что для значений $\Delta < \lambda$ (рис. 4.17 б, 4.18 б – график 1) преобладающей по амплитуде (в эксперименте) может быть гармоника с $n = -1$, которая излучается в диэлектрик под углами противоположными по направлению углам излучения гармоники с $n = 0$. В теории амплитуды ДН данных гармоник – сравнимы. Для диэлектрического слоя с $\Delta > \lambda$, как и ранее, начинает выполняться закон полного внутреннего отражения, что при синфазности прямой и отраженной волн может приводить к росту амплитуды гармоники с $n = 0$ (рис. 4.17 б, 4.18 б – график 2).

Появление гармоник с $n = -1$, излучаемых в вакуум, приводит к нарушению синфазности волн, возбуждаемых в диэлектрике, и к смещению углов излучений из торцов диэлектрической призмы (рис. 4.17 в, 4.18 в – графики 1, 2). При этом наличие многолепестковых диаграмм направленности излучения свидетельствует о многомодовости волновых процессов в диэлектрической призме, которые были описаны на примере плоско-параллельного диэлектрического волновода. Следует также отметить, что численная модель возбуждения МДС позволяет учесть только три компоненты поля из шести. Поэтому результаты численного счета, можно рассматривать как качественную оценку свойств излучающей системы, которая при количественном анализе требует дополнительных экспериментальных исследований и сравнения их с теорией для выяснения дополнительных факторов, которые могут возникнуть при возбуждении МДС.

При введении в систему отражательной дифракционной решетки (рис. 4.19) основной максимум излучения соответствует расчетному значению $\gamma_n = 70^\circ$. При таком угле, падающий на боковую грань

диэлектрического слоя луч для $\varepsilon = 2,05$ претерпевает слабое преломление и выходит с противоположной стороны диэлектрической призмы под углом, незначительно отличающимся от угла излучения с решетки. Типичные диаграммы направленности такого режима излучения, при возбуждения МДС в зоне Бриллюэна 4_{0-1} , показаны на рис. 4.19 (пунктир – теория, сплошная линия – эксперимент) для значений $\Delta > \lambda$.

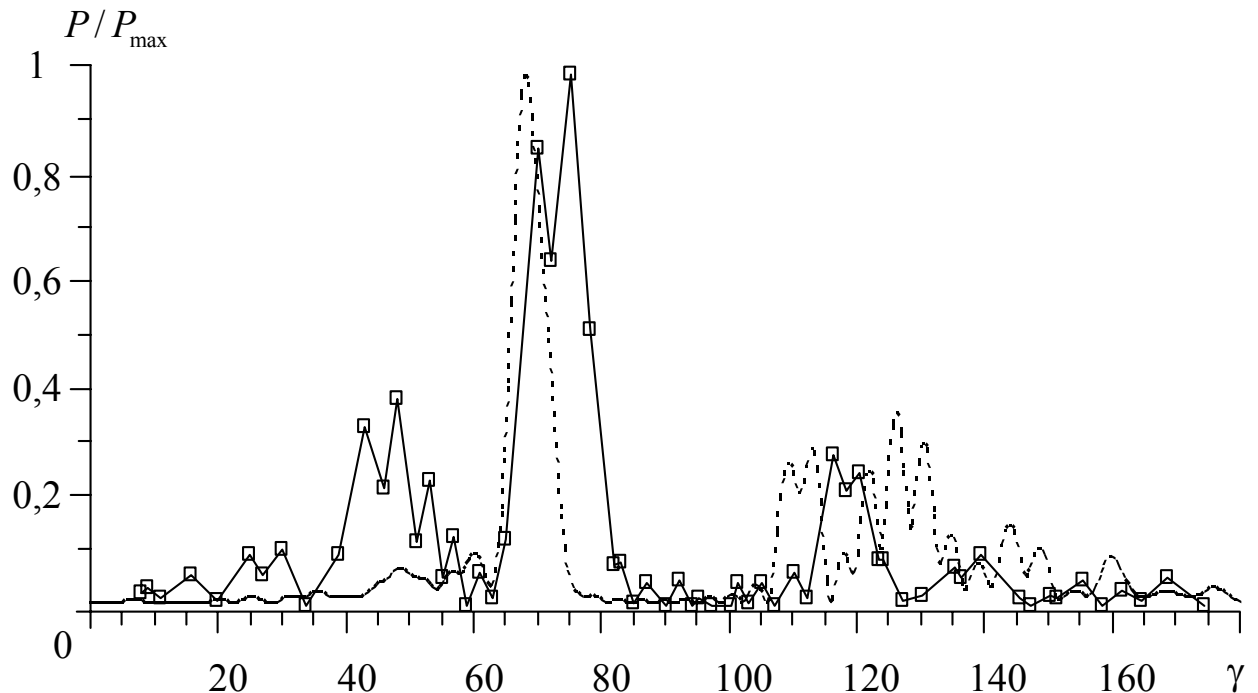


Рис. 4.19. Пространственные характеристики излучающей системы типа ДР–ДВ–МДС для значений $\Delta > \lambda$

Центральный лепесток соответствует излучению с отражательной ДР, а боковые лепестки обусловлены излучением из МДС гармоник $n = 0, -1$. При наличии гармоники $n = -1$, излучаемой в вакуум, пространственные характеристики МДС не претерпевают существенных изменений в связи с ее слабой интенсивностью. Преимуществом такого режима трансформации поверхностных волн в объемные является наличие дополнительного энергетического канала, который при замене ДВ на ЭП может оказывать существенное влияние на модуляцию электронов по скорости и по плотности заряда при реализации электровакуумных приборов СВЧ с МДС.

Экспериментальные исследования ближних полей планарных МДС показали, что их амплитудные распределения качественно коррелируют с распределением полей в ОВ при наличии металлической периодической структуры (рис. 4.6). Однако диэлектрический слой позволяет выровнять максимальные значения поля на всей его длине. В частности, на рис. 4.20 представлены типичные зависимости распределения полей вдоль продольной оси системы для различных значений Δ при моделировании режима излучения 4_{0-1}^{-1} .

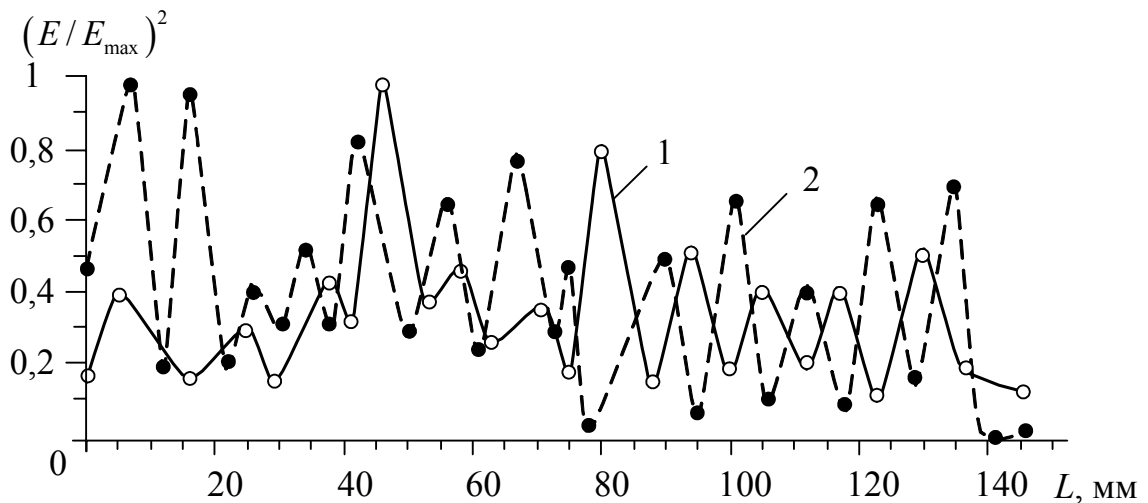


Рис. 4.20. Амплитудные распределения полей вдоль продольной оси МДС при моделировании режима излучения 4_{0-1}^{-1} : 1 – $\Delta < \lambda$, 2 – $\Delta > \lambda$

Амплитуды распределения напряженностей полей по оси x аналогичны рис. 4.6 б для плоской отражательной ДР, что свидетельствует об отсутствии волновых процессов в поперечном направлении системы. При введении в систему отражательной ДР для значений $\Delta < \lambda$ картина поверхностного поля значительно изменяется (рис. 4.21). На входе в МДС существенно возрастает амплитуда поля, что свидетельствует о высокой эффективности отбора мощности от ДВ на излучение отражательной ДР. Последующие элементы «гребенки», хотя и продолжают отбирать энергию, но уже возбуждаются волной меньшей амплитуды и вдоль оси y

наблюдается спадание интенсивности поля. С увеличением толщины диэлектрика (график 2 – пунктир) происходит выравнивание амплитуды поля вдоль оси y , что обусловлено уменьшением излучения с торцов МДС за счет увеличения концентрации энергии в промежутке ленточная–отражательная ДР. При этом картина поля вдоль оси x также претерпевает существенные изменения (рис. 4.21 б), которые позволяют сделать вывод о выравнивании амплитуды поля в поперечном сечении волновода, что является определяющим фактором при создании планарной электродинамической системы типа периодическая МДС–отражательная ДР.

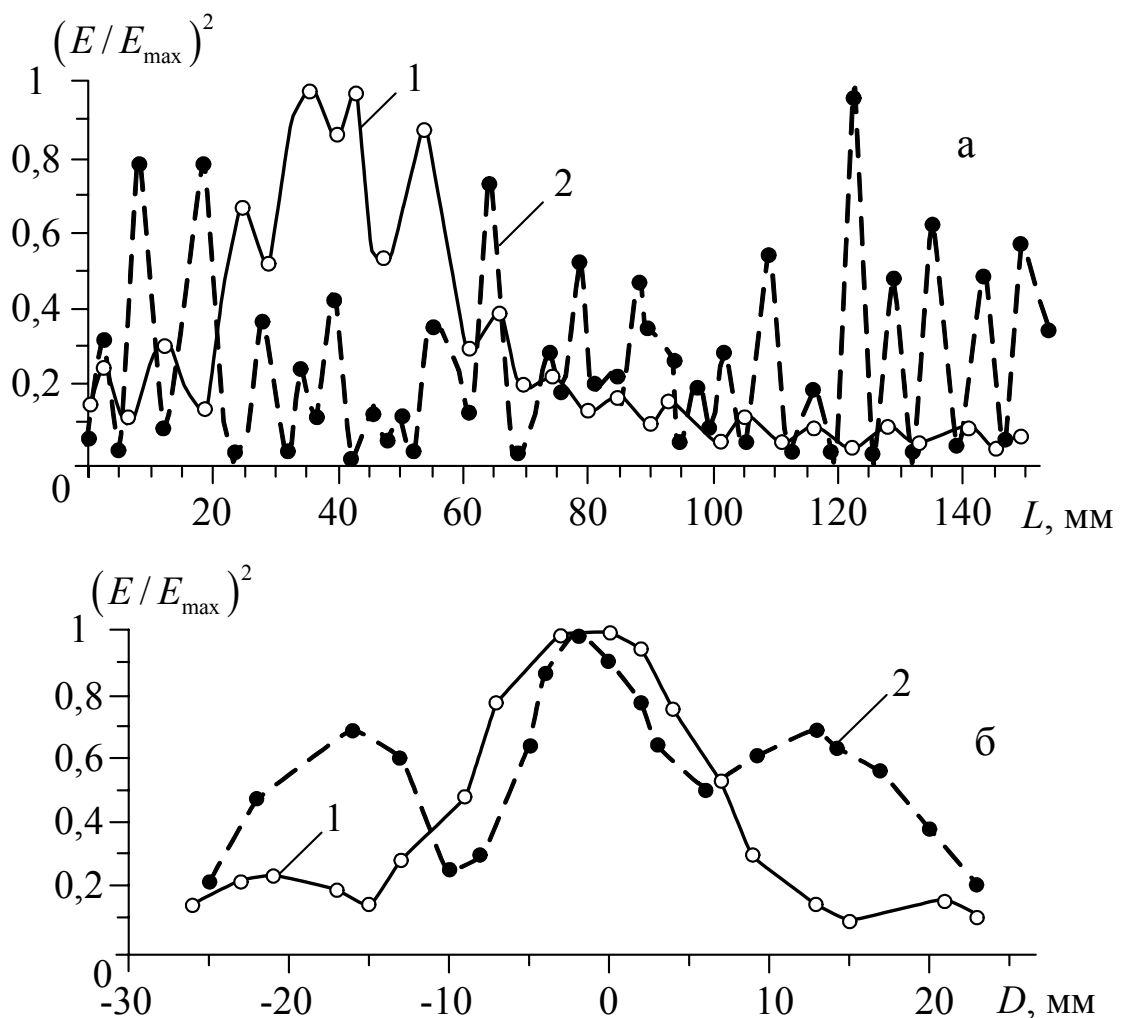


Рис. 4.21. Амплитудные распределения полей вдоль осей МДС при наличии дополнительного излучательного элемента типа отражательной ДР:

а – продольная ось (y); б – поперечная ось (x); (1 – $\Delta < \lambda$, 2 – $\Delta > \lambda$)

4.4.3. На рис. 4.22 для значений $\Delta \approx \lambda$ представлены волноводные характеристики систем ДВ–диэлектрический слой (график 1), ДВ–ДР–диэлектрический слой (график 2) и общей системы ОВ (график 3). Из графиков видно, что КСВ элементов ОВ и системы в целом лежат в интервале значений $1,05 \div 1,4$. Данные характеристики значительно отличаются от характеристик ОВ без диэлектрического слоя, где КСВ достигал значений порядка 2,0 (рис. 4.12) за счет резонансности системы. Существенные изменения наблюдаются также в поведении K_{Π} .

Если графики 1, 2 свидетельствуют об эффективности трансформации поверхностной волны ДВ в объемные волны, то график 3 указывает на наличие связанных волн в исследуемой системе, и существенно отличается от поведения K_{Π} для ОВ без МДС (рис. 4.12). Можно предположить, что при $\Delta \approx \lambda$ большая часть энергии выходит из диэлектрика и распространяется в ОВ. Наблюдаемые максимумы и минимумы в зависимости K_{Π} от частоты обусловлены синфазностью и противофазностью двух волн, распространяющихся в ОВ.

С увеличением толщины диэлектрического слоя основная доля энергии сосредотачивается в диэлектрике, что приводит при $\Delta \approx 4\lambda$ к уменьшению значений K_{Π} (рис. 4.23, графики 1–3, сплошные линии) и практически неизменному уровню КСВ (рис. 4.23, графики 1–3, пунктирные линии) в диапазоне частот $f = 30 \div 37$ ГГц, что свидетельствует о концентрации и распространении основной части энергии в диэлектрическом слое.

При нанесении на боковую грань диэлектрического слоя ленточной ДР, обеспечивающей возбуждение излучения на гармониках с индексами $n = -1$, амплитуда обратной волны в ОВ возрастает, что приводит к увеличению значений КСВ в заданном диапазоне частот.

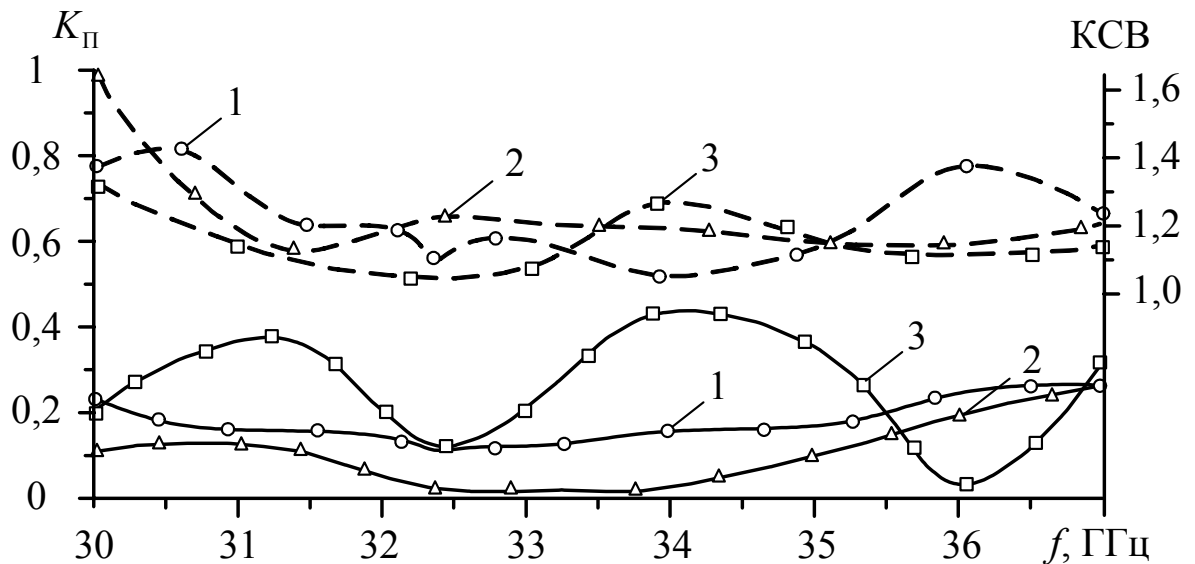


Рис. 4.22. Волноводные характеристики элементов и электродинамической системы ОВ при $\Delta \approx \lambda$: 1 – система диэлектрический слой–ДВ; 2 – система ДР–ДВ–диэлектрический слой; 3 – ОВ с диэлектрическим слоем; (пунктирные линии – $K_{СВ}$, сплошные линии – K_{Π})

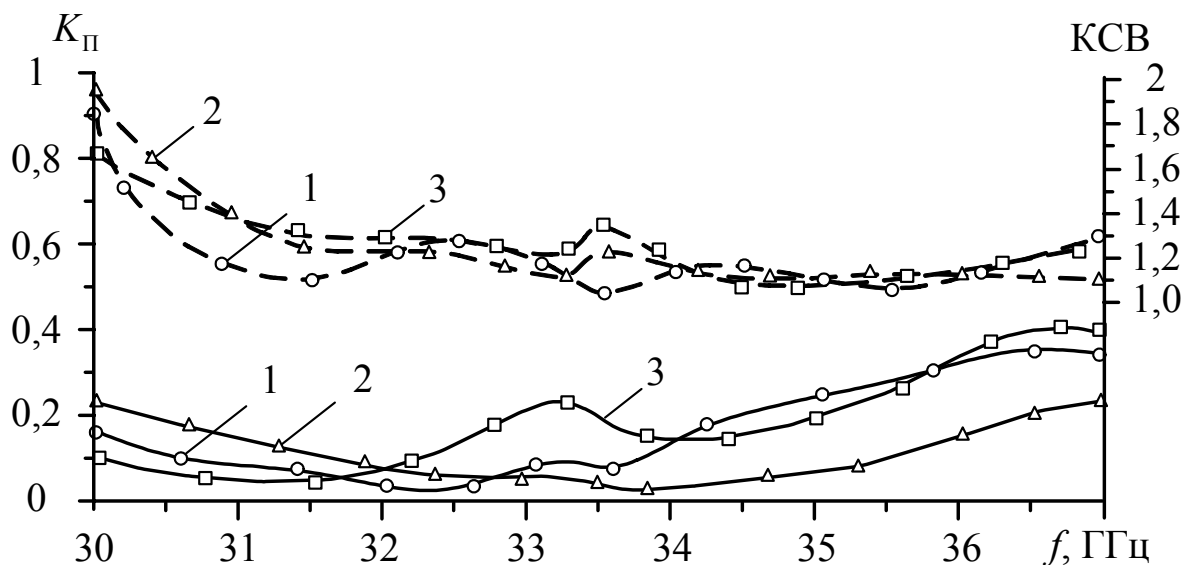


Рис. 4.23. Волноводные характеристики элементов и электродинамической системы ОВ при $\Delta \approx 4\lambda$: 1 – система диэлектрический слой–ДВ; 2 – система ДР–ДВ–диэлектрический слой; 3 – ОВ с диэлектрическим слоем; (пунктирные линии – $K_{СВ}$, сплошные линии – K_{Π})

В частности, на рис. 4.24 представлены волноводные характеристики общей системы ОВ при возбуждении МДС в зоне Бриллюэна 4_{0-1}^{-1} для трех значений толщины диэлектрического слоя. Как видно из графиков, толщина диэлектрика в этом случае не оказывает существенного влияния на волноводные характеристики за счет экранирующей роли ленточной ДР и увеличения эффективных значений Δ .

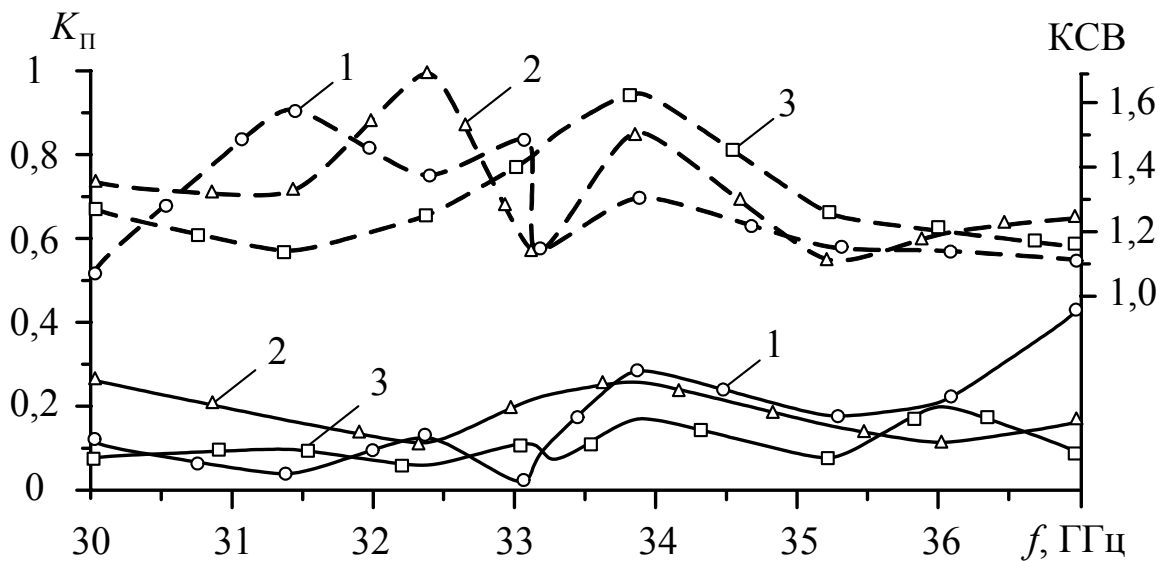


Рис. 4.24. Волноводные характеристики ОВ при возбуждении МДС в области Бриллюэна 4_{0-1}^{-1} : 1 — $\Delta \approx 0,5\lambda$; 2 — $\Delta \approx \lambda$; 3 — $\Delta \approx 4\lambda$; (пунктирные линии — КСВ, сплошные линии — K_{Π})

Таким образом, из проведенного анализа волноводных характеристик ОВ и его элементов следует, что путем изменения толщины диэлектрического слоя и параметров ленточной ДР можно управлять волновыми процессами в исследуемой системе: увеличивать или уменьшать связь источника излучения ДВ с волнами, распространяющимися в ОВ. При этом первый вариант, для реального усилителя, интересен с точки зрения повышения эффективности взаимодействия ЭП с полями ОВ, а второй вариант — с точки зрения организации вывода энергии из ОВ через диэлектрический слой.

Выводы к разделу 4

1. На основании общих свойств квазиоптических систем разработаны рекомендации по выбору электродинамических параметров волноведущих систем усилителя на эффекте Смита-Парселла.

2. В результате исследования электродинамической системы усилителя на базе плоско-параллельного ОВ, установлено, что электромагнитное поле вдоль оси такой системы имеет вид квазистоячей волны с равномерным распределением амплитуды на $2/3$ его длины.

3. Результаты исследований ОВ с двумя дифракционно-связанными источниками излучения указывают на возможность реализации в такой системе как режима бегущей волны, так и режима направленного ответвления мощности, при соответствующем фазовом соотношении волн излучающих апертур.

4. Изучено влияние фазовой коррекции зеркал на волновые процессы в ОВ. Результаты исследований волновода с плоско-цилиндрическими зеркалами указывают на уменьшение его резонансных свойств, характерных для плоско-параллельного ОВ. С точки зрения реализации режима квазибегущей волны, более перспективным является ОВ, образованный двумя цилиндрическими зеркалами.

4. Промоделированы различные режимы волновых процессов в волноводах с МДС. Установлена возможность управления волновыми процессами путем изменения толщины диэлектрического слоя и параметров ленточной дифракционной решетки, нанесенной на диэлектрик. Показано, что для системы МДС–отражательная ДР существенно изменяются амплитудные распределения ближних полей: вдоль продольной оси формируется квазибегущая волна с равномерным распределением амплитуды поля по всей длине ОВ, в поперечном сечении наблюдается увеличение концентрации поля на периферии зеркал ОВ, что позволяет более эффективно трансформировать энергию возбуждаемых в системе объемных волн.

РАЗДЕЛ 5

ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЙ

В данном разделе приведены примеры реализации полученных выше результатов исследований в практических схемах устройств СВЧ. На примере открытого волновода с двумя дифракционно-связанными источниками излучения типа ДР–ЭП и ДР–ДВ, показана возможность усиления электромагнитной волны при соответствующем выборе параметров ОВ. Проведены расчеты параметров МДС для режима аномального дифракционного излучения, которые указывают на возможность создания низковольтных приборов дифракционной электроники в интегральном исполнении. На базе нерегулярного ОВ с дифракционной связью источников излучения предложена и исследована конструкция квазиоптического направленного ответвителя, который по своим параметрам превосходит направленные ответвители на связанных ДВ. Основные результаты данного раздела опубликованы в работах [45,47,139,142,143].

5.1. Пример реализации режима усиления волны на эффекте Смита-Парселла

Один из вариантов выполнения усилителя на эффекте Смита-Парселла представлен на рис. 1.5 б. На основании полученных выше результатов формирования бегущей волны вдоль оси системы с двумя дифракционно-связанными источниками излучения (рис. 4.3) приведен пример оценки электродинамических параметров усилителя.

При замене диэлектрического волновода **3** электронным потоком он будет взаимодействовать с бегущей волной дифрагированного на периодической структуре **1** электромагнитного поля, формируемого излучающей системой ДР **2**–ДВ **4** (рис. 4.3). В частности, такая волна поля образуется при падении под углом γ_1 на поверхность ДР **1** плоской H -

поляризованной электромагнитной волны. Если период решетки $l < \lambda / (1 + \sin \gamma_1)$, то спектр дифрагированного поля состоит из объемной электромагнитной волны ($n = 0$), излучаемой в направлении γ_2 (угол отражения), и поверхностных бегущих вдоль решетки волн пространственных гармоник, которые распространяются с фазовыми скоростями

$$v_\phi = kc / (n + k \sin \gamma_2). \quad (5.1)$$

В процессе взаимодействия с E_y -составляющей поля бегущей волны в потоке электронов образуется конвекционный ток волн пространственного заряда, зависящий от амплитуды и фазы падающего поля. Волны пространственного заряда распространяются вдоль потока с различными фазовыми скоростями (см. раздел 2). Фазовая скорость v_1 невозмущенной волны равна v_ϕ , а скорости медленной v_2 и быстрой v_3 ВПЗ определяются соотношениями

$$v_{2,3} = v_0 / (1 \pm \omega_p / \omega), \quad (5.2)$$

Из решения задачи дифракционной электроники [11] следует, что возбуждение ДИ наблюдается в интервале скоростей v_s электронных ВПЗ

$$kc / (|m| + k) \leq v_s \leq kc (|m| - k) \quad (5.3)$$

под углами

$$\gamma_{ms} = \arccos(c / v_s + m / k), \quad (5.4)$$

где $s = 1, 2, 3, \dots$ – индексы электронных волн;

$m = -1, -2, -3, \dots$ – номер пространственной гармоники ДИ.

Из условий излучения (5.3), (5.4) и анализа мощности взаимодействия электронных волн с полем бегущей волны следует, что в такой системе могут наблюдаться как эффекты поглощения, так и эффекты усиления СВЧ энергии дифрагированного поля при взаимодействии с электронным потоком. Этими процессами можно управлять путем изменения угла и фазы падающего СВЧ поля, параметрами периодической структуры и электронного потока, что подтверждается экспериментальными исследованиями [66].

Так, например для реализации условий усиления электромагнитной волны, периоды l_1 и l_2 дифракционных решеток должны быть выполнены в соответствии с соотношениями синфазности излучений (условно показанных линиями со стрелками) с активного **1** и пассивного **2** зеркал ОВ (рис. 4.3):

$$l_1 = \frac{\lambda}{5/\sqrt{KU_0} - \cos\gamma_1}; \quad l_2 = \frac{\lambda}{1 + \varepsilon_b(\sqrt{\varepsilon} - 1) - \cos\gamma_2}, \quad (5.5)$$

где U_0 – ускоряющий потенциал пучка, В;

$$K = 505 [1/\text{В}].$$

Усилитель функционирует следующим образом. Сигнал высокой частоты P_3 (рис. 4.3), на длине волны λ поступает в ДВ **4**. На ДР пассивного зеркала **2** происходит преобразование поверхностной волны ДВ в объемную волну, излучаемую под углами $\gamma_1 = \arccos(c/v_b + \lambda/l_2)$. При падении объемной волны преобразованного входного сигнала на решетку активного зеркала **1** неотраженная ее часть возбуждает спектр пространственных гармоник с различными фазовыми скоростями. При условии квазисинхронизма скорости v_0 ЭП с одной из поверхностных волн происходит группировка электронов в сгустки, излучающие на частоте входного сигнала под углом $\gamma_2 = \arccos(c/v_0 + \lambda/l_1)$. На решетке пассивного зеркала происходит обратное преобразование объемной волны в поверхностную волну ДВ с последующим излучением в ОВ. Эффект

усиления сигнала P_3 будет наблюдаться в случае синфазного излучения с зеркал, что обеспечивается заданными периодами решеток l_1 и l_2 . При циклическом повторении переизлучений в электродинамической системе прибора устанавливается стационарный процесс нарастания амплитуды объемной волны, распространяющейся вдоль оси ОВ и амплитуды поверхностной волны, распространяющейся в том же направлении вдоль ДВ, через который усиленный сигнал P_4 выводится в нагрузку.

Макет рассматриваемого усилителя был ранее реализован в четырехмиллиметровом диапазоне волн [106]. Открытый волновод образован двумя зеркалами цилиндрической формы: пассивным зеркалом **2** с радиусом кривизны $R = 20$ мм и активным зеркалом **1** с $R = 110$ мм. Периоды решеток l_1 и l_2 были выполнены в соответствии с соотношениями (5.5), что соответствовало углам излучения $\gamma_1 = \gamma_2$. Высокочастотный сигнал поступал в усилитель от резонансной ЛОВ в диапазоне частот $f = 68 \div 72$ ГГц через кварцевый ДВ **4**, а вдоль активного зеркала **1** двигался ленточный ЭП сечением $5 \times 0,2$ мм² в интервале значений ускоряющих напряжений $U_0 = 2200 \div 2500$ В. Вся система помещалась в вакуумной оболочке макета между полюсными наконечниками электромагнита, что ограничивало длину ОВ до значений $L = 40$ мм и позволяло обеспечить двухактовое преобразование электромагнитного поля волны ДВ в дифракционное излучение. Результаты экспериментальных исследований коэффициента усиления от частоты и тока пучка позволили наблюдать увеличение амплитуды выходного сигнала P_4 , по отношению к входному P_3 , на $3 \div 4$ дБ в полосе частот до 2 ГГц. Малая эффективность усиления была обусловлена ограничением в данной конструкции длины ОВ используемой магнитной фокусирующей системой, не позволяющей обеспечить достаточную многократность преобразования поверхностных волн в объемные.

5.2. Анализ возможности реализации режимов возбуждения дифракционно-черенковского излучения на планарных МДС

Проведем оценки параметров различных режимов возбуждения электродинамической системы представленной на рис. 4.2, которая может быть использована при практической реализации генераторных и усилительных устройств в планарном исполнении. Например, при параметрах системы $\varepsilon = 25$; $\kappa = 0,2$ движущийся со скоростью $\beta_0 \approx 0,13$ электронный поток возбуждает только двухлучевое аномальное ДИ с пространственными гармониками $n = -1; -2$, которые излучаются в диэлектрик под углами $\gamma_{-1,\varepsilon} = 60^\circ$ и $\gamma_{-2,\varepsilon} = 120^\circ$. Увеличение скорости ЭП до значения $\beta_0 \approx 0,18$ приводит к изменению пространственного спектра дифракционного излучения: в диэлектрике излучение ($n = -2$) возбуждается под углом $\gamma_{-2,\varepsilon} \approx 154^\circ$, а основная пространственная гармоника АДИ ($n = -1$) – под углом $\gamma_{-1,\varepsilon} \approx 84^\circ$. Если $\beta_0 \approx 0,25$, то в диэлектрике под углом $\gamma_{0,\varepsilon} \approx 37^\circ$ возбуждается гармоника ЧИ ($n = 0$), а в свободном пространстве ($z > -a, z \leq -\delta_0$) под скользящим углом $\gamma_{-1,\varepsilon=1} = \pi$ – основная ($n = -1$) гармоника ДИ (в диэлектрике эта гармоника ДИ возбуждается под углом $\gamma_{-1,\varepsilon} \approx 101^\circ$). Дальнейшее увеличение скорости ЭП до значений $\beta_0 \approx 1$ приводит к излучению только в диэлектрик двух основных пространственных гармоник: черенковского излучения ($n = 0$) и аномального ДИ ($n = -1$), при этом ЧИ излучается под углом $\gamma_\varepsilon = \arccos(0,2/\beta_0)$, а гармоника АДИ – под углом $\gamma_{-1,\varepsilon} = \arccos(0,2/\beta_0 - 1)$, относительно направления движения ЭП.

Максимальная плотность энергии однолучевого $n = s$ АДИ возбуждается при толщине МДС:

$$\Delta_{\varepsilon}^{АДИ} = \frac{\lambda}{2\sqrt{\varepsilon}\sqrt{1-\tau_{s\varepsilon}^2}} \left[p - \frac{1}{\pi} \Gamma_{s\varepsilon} \right], \quad p = 1, 2, 3 \dots \quad (5.6)$$

где $\Gamma_{s\varepsilon}$ – параметр зависящий от $\varepsilon, \kappa, \beta_0$.

Для основной пространственной гармоники АДИ ($s = -1$) формула (5.6) переходит в известное соотношение [11]. Отметим, что металлический экран оказывает влияние на характеристики АДИ только при малых расстояниях $h = |a| + b \leq \lambda/4\pi\sqrt{1-\tau_s^2}$. Если $h > \lambda/4\pi$, то влиянием экрана на АДИ можно пренебречь. На рис. 5.1 в относительных единицах приведены зависимости интенсивности гармоник излучения от толщины диэлектрика и расстояния до экрана для режима возбуждения АДИ в МДС (рис. 4.2), которые демонстрируют возможность реализации таких структур в планарном исполнении.

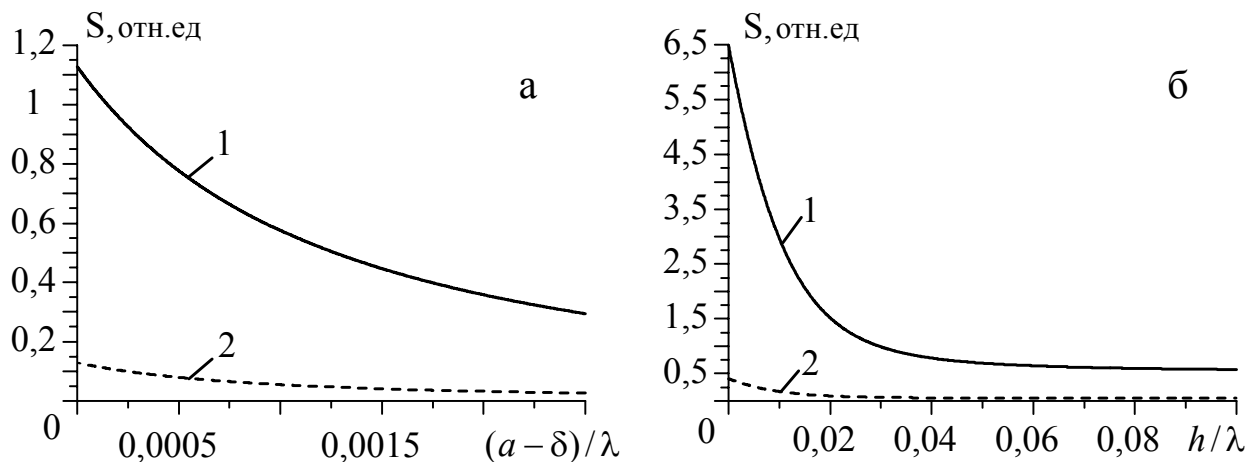


Рис. 5.1. Интенсивности гармоник АДИ в зависимости от толщины диэлектрика (а) и расстояния до отражающего экрана (б): 1 – $S_{-1\varepsilon}$; 2 – $S_{-2\varepsilon}$

Из условий (4.10), (4.11) для заданного периода решетки $l = 0,5\lambda/\sqrt{\varepsilon}$ можно найти полный интервал скоростей β_0 (ускоряющего напряжения ЭП), при которых возбуждается однолучевое аномальное ДИ с пространственной гармоникой $n = s$:

$$\frac{1}{2|s|\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon}} \leq \beta_0 \leq \frac{1}{2|s|\sqrt{\varepsilon} - 1}, \text{ угол АДИ: } 0 \leq \gamma_{s,\varepsilon} \leq \arccos(1/\sqrt{\varepsilon}), \quad (5.7)$$

$$\frac{1}{2|s|\sqrt{\varepsilon} - 1} \leq \beta_0 \leq \frac{1}{2|s|\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon}}, \text{ угол АДИ: } \pi - \arccos(1/\sqrt{\varepsilon}) \leq \gamma_{s,\varepsilon} \leq \pi.$$

Соотношениями (5.7) удобно пользоваться в эксперименте. Например, из неравенств (5.7) следует, что для возбуждения в МДС с параметрами $\varepsilon = 25$, $l = 0,4$ мм основной пространственной гармоники АДИ ($\lambda = 4$ мм) требуется источник питания с напряжением $0,4 \text{ кВ} \leq U \leq 10 \text{ кВ}$ (такие источники используются в ГДИ [11]). При напряжениях $0,4 \text{ кВ} \leq U \leq 2 \text{ кВ}$ АДИ возбуждается и распространяется в диэлектрике в направлении движения ЭП, а при $3 \text{ кВ} \leq U \leq 10 \text{ кВ}$ – излучается и распространяется в противоположном направлении.

Проведенный анализ показывает, что АДИ перспективно использовать для микроминиатюризации устройств дифракционной электроники, используя низковольтные ЭП. В частности на рис. 5.2 показаны примеры

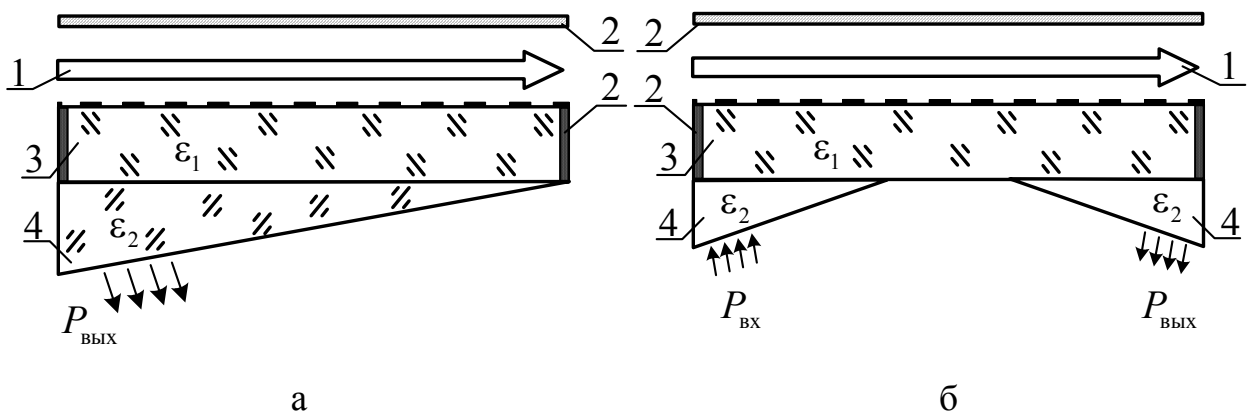


Рис. 5.2. Пример схемы реализации генератора (а) и усилителя (б) на планарных МДС в режиме АДИ: 1 – ЭП, 2 – металлические экраны (поглощающая нагрузка в схеме усилителя), 3 – периодическая МДС, 4 – квазиоптические элементы связи с генератором и нагрузкой

возможности реализации генератора и усилителя с использованием МДС в режиме возбуждения АДИ (характерные параметры конструкции таких устройств можно оценить по приведенным выше формулам). Кроме того, в этом направлении представляет интерес использования, вместо ЭП, свободных носителей заряда (электронов) полупроводников [144].

5.3. Реализация режима направленного ответвления мощности в двухзеркальном открытом волноводе с дифракционно-связанными источниками излучения

Направленные ответвители (НО) предназначены для ответвления части мощности, распространяющейся в определенном направлении по волноводу. Они используются для измерений проходящей и отраженной мощности в тракте, а также для ее ослабления при регистрации больших уровней мощности. НО характеризуются переходным затуханием (отношением мощностей сигналов, распространяющихся в прямом и вспомогательном тракте) и направленностью, которая определяется отношением мощностей во вспомогательном тракте при прямом и обратном направлениях распространения сигнала в основном тракте.

Инженерный расчет основных параметров волноводных НО достаточно подробно изложен в ряде монографий (см., например, [145]). Основные типы НО, таких, как интерференционный ответвитель на скрещенных волноводах, ответвитель Бете, щелевой и др., описаны в [146].

В миллиметровом диапазоне волн наиболее широкое распространение получили НО, в которых отверстия связи расположены по широким стенкам основного и вспомогательного волноводов. Основные параметры таких ответвителей: в диапазоне частот $18 \div 110$ ГГц переходное затухание от 3 до 20 дБ, направленность более 35 дБ (при повышении частоты направленность уменьшается).

Кроме того, в миллиметровом диапазоне волн нашли применение избирательные НО на круглых многомодовых волноводах, которые предназначены для отбора одной из распространяющихся в нем волн. В качестве вторичного волновода обычно используется прямоугольный волновод с основной волной H_{10} , что определяет их недостатки ограничениями метода масштабного моделирования при возрастании частоты.

В квазиоптических лучеводах в качестве НО и делителей мощности используются диэлектрические пластины и призмы, а также металлические решетки [20,147]. Диэлектрическая пластина, расположенная под углом к оси лучевода, делит падающий на нее волновой пучок на два – прошедший и отраженный. В случае тонкой пластины (пленки) смещением пучка и поглощением при переотражениях его в пленке можно пренебречь. В ответвителе с призмными делителями мощности используется явление полного внутреннего отражения на верхней границе призмы. В зазоре Δ между призмами поле экспоненциально спадает и возбуждает волну в нижней призме. Для уменьшения зависимости коэффициента деления от Δ промежуток между призмами заполняется жидкостью с коэффициентом преломления n_2 , связанным с коэффициентом преломления материала призм n_1 соотношением: $n_2 \approx n_1 / \sqrt{2}$.

Для деления мощности широко используются и периодические металлические решетки с периодом $l \ll \lambda$. При ориентации вектора электрического поля, падающей на решетку волны, вдоль оси она практически полностью отражается, волна ортогональной поляризации, напротив, имеет коэффициент прохождения, близкий к единице. С помощью решетки падающий на нее пучок можно разделить на два пучка с практически любым соотношением мощностей. Однако необходимо иметь в виду, что поляризации полей в этих пучках ортогональные.

Наиболее широкое применение в МСМ диапазоне волн нашли направленные ответвители на ДВ и щелевых линиях передачи. Существуют три типа направленных ответвителей на ДВ: с распределенной связью,

использующие локальную связь и с направленным переизлучением сигнала во вторичный канал.

Принцип работы НО с распределенной связью основан на возбуждении синфазных и противофазных волн с различными фазовыми скоростями. В результате взаимодействия этих волн происходит обмен энергией между ДВ и ответвление части мощности во вторичный канал. Основные параметры связанных ДВ в миллиметровом диапазоне волн детально исследованы в [148]. Характеристики НО с распределенной связью при переходном ослаблении, равном 3 дБ, показаны на рис. 5.3 а. Видно, что переходное ослабление в 3 дБ имеет место в достаточно узкой полосе рабочих частот. Это обусловлено сильной частотной зависимостью фазовых скоростей волн четных и нечетных типов у связанных волноводов. Расширить полосу рабочих частот ответвителей на ДВ можно, используя эффект направленного переизлучения сигнала с участка резкого излома ДВ. Параметры такого ответвителя на планарном ДВ приведены на рис. 5.3 б [147].

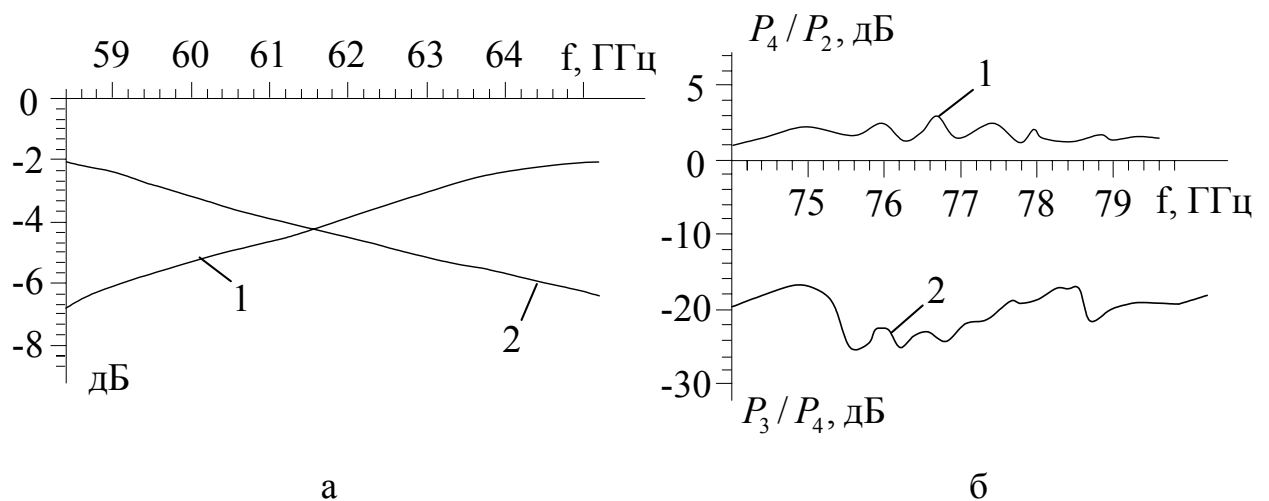


Рис. 5.3. Характеристики НО на базе диэлектрических волноводов: а – с распределенной связью (1 – передаваемая мощность P_2/P_1 , 2 – ответвляемая мощность P_4/P_1 , P_1 – мощность входного сигнала); б – с изломом волновода (1 – ослабление, 2 – направленность, P_2 и P_4 – передаваемые мощности, P_3 – мощность обратной ответвленной волны)

В ответвителях с локальной связью переходное ослабление пропорционально углу между ДВ. При достаточно больших углах, когда эффект распределенной связи пренебрежимо мал, ответвители с локальной связью достаточно широкополосны и обеспечивают направленность более 25 дБ.

Построение НО возможно также на базе цилиндрических щелевых линий передачи энергии [149], которые по своим свойствам аналогичны ДВ. Доля мощности, ответвленной на единице длины области связи, определяется перекрытием собственных волн, распространяющихся в каждой из линий передачи. Таким образом, она зависит от расстояния между трактами и длины взаимодействия. В частности на базе такой системы исследован макет НО в восьмимиллиметровом диапазоне волн, который имел следующие параметры в полосе частот $\Delta f = 5$ ГГц: переходное ослабление порядка 9 дБ при направленности $20 \div 24$ дБ.

Из проведенного выше анализа характеристик существующих к настоящему времени НО МСМ диапазона волн следует: области применения волноводных ответвителей с увеличением частоты ограничены физическими принципами метода масштабного моделирования; существующие НО для квазиоптического тракта сложны в технологии их изготовления и эксплуатации. Реализованный ответвитель на ДВ с использованием эффекта направленного переизлучения обладает достаточно высокими выходными параметрами, однако сложен в практической реализации по технологии изготовления; направленный ответвитель на базе цилиндрических щелевых линий уступает по своим параметрам вышеописанным НО миллиметрового диапазона волн. Поэтому практический интерес представляет НО, реализованный на основании рассмотренных выше волновых процессов в ОВ.

На рис. 5.4 показан общий вид НО и схема его реализации на базе ОВ с цилиндрическими зеркалами. В зависимости от требований, предъявляемых к устройству, возможен также вариант выполнения обеих зеркал плоскими. Например, при выполнении НО по планарной технологии предпочтительно использовать плоские отражатели и решетки, нанесенные на диэлектрик.

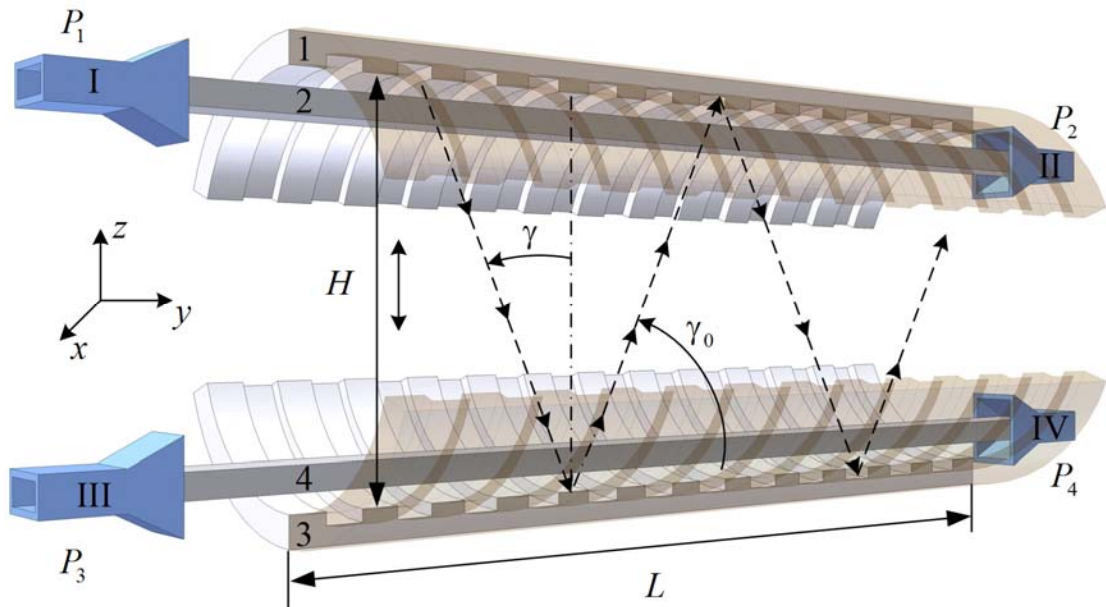


Рис. 5.4. Направленный ответвитель на базе ОВ с цилиндрическими зеркалами

Основной тракт НО образован дифракционной решеткой **1**, вдоль продольной оси которой на расстоянии a расположен диэлектрический волновод **2**. Аналогичным образом выполнен вторичный тракт, который также состоит из ДР (периодической структуры) **3** и ДВ **4**. Дифракционные решетки нанесены на поверхности зеркал цилиндрической формы с апертурой D , оси которых расположены параллельно на расстоянии H и образуют квазиоптическую линию передачи, представленную в разрезе на рис. 4.3. Один из излучателей системы имеет возможность плавного перемещения вдоль оси z и позволяет изменять расстояние H с погрешностью $\pm 0,1$ мм, тем самым корректировать фазовые характеристики волн.

Принцип работы НО с дифракционной связью основан на возбуждении синфазных и противофазных пространственных волн в ОВ. В результате распространения этих волн вдоль продольной оси НО происходит обмен энергией между излучателями и ответвление части мощности во вторичный канал. Подробно результаты экспериментальных исследований преобразования волн ДВ в пространственные и пространственных в поверхностные на

периодических структурах ОВ изложены в разделе 4. Остановимся на особенностях волновых процессов в предложенном квазиоптическом НО. При подаче на вход I СВЧ сигнала в диэлектрическом волноводе 2 распространяется неоднородная замедленная волна, которая рассеивается на решетке 1. При этом возникает поле дифракции, которое представляет собой суперпозицию плоских волн, часть из которых уходит в объем НО под углами γ в виде спектра пространственных волн (рис. 5.4), а остальные локализованы вблизи решетки в виде спектра медленных гармоник, распространяющихся к выходу волновода 2. Второй этап возбуждения системы заключается в падении сформированной под углом γ пространственной волны на структуру 3. В результате дифракции полное поле над ДР состоит из суммы падающего и пространственных гармоник рассеянного поля. Если $l < \lambda/(1 + \sin \gamma)$, то отражаться от решетки 3 под углом $\gamma_0 = 90^\circ - \gamma$ будет только нулевая пространственная гармоника, а остальное поле представляет собой суперпозицию поверхностных пространственных гармоник, распространяющихся вдоль решетки с фазовыми скоростями $v_\phi = kc/(n + k \sin \gamma)$. При $v_\phi \approx v_b$ в диэлектрическом волноводе 4 также возбуждается неоднородная замедленная волна, которая на периодической структуре 3 трансформируется в пространственную волну. При последовательном преобразовании поверхностных волн в пространственные и пространственных в поверхностные вдоль оси отражателей НО формируются синфазные и противофазные волны, в результате интерференции которых часть падающей и отраженной мощности ответвляется во вторичный тракт.

Геометрические размеры и электродинамические параметры предложенного НО выбираются из следующих соотношений, которые были обоснованы в разделе 4:

$$\frac{d^2}{H\lambda} \ll \left(\frac{H}{d}\right)^2, L/\lambda \geq 10, 4 < 2R < 6, \gamma = \arccos(1/\beta_b + n/k). \quad (5.8)$$

Выполнение первого неравенства позволяет представить поле исследуемой системы в виде параксиальных волновых пучков во многом аналогичных плоской волне. Второе неравенство сводит к минимуму проявление резонансных явлений вдоль продольной оси u , третье неравенство получено эмпирически и определяет оптимальные интервалы значений R при фокусировке квазиоптического волнового пучка цилиндрическим зеркалом. Период структуры l выбирается из четвертого соотношения для заданных значений λ, n, β_v и γ . Значения прицельного параметра $a < \lambda$ корректируются экспериментально, путем исследования пространственных характеристик излучающих систем по критерию минимального паразитного воздействия ДВ на поле периодической структуры.

Приведем пример выбора параметров направленного ответвителя и его элементов в диапазоне частот $f = 30 \div 37$ ГГц, который построен на базе цилиндрических излучателей с периодическими структурами типа «гребенка». В качестве источника поверхностной волны использовался полистироловый волновод сечением $7,2 \times 3,4$ мм², который на длине волны $\lambda = 9$ мм обеспечивал относительную скорость $\beta_v \approx 0,9$. Основной лепесток диаграммы излучения ($n = -1$) пространственной волны формировался под углом $\gamma \approx 70^\circ$, что соответствовало значению $l = 11,5$ мм. Длина волновода $L = 150$ мм и радиусы излучающих апертур $d = 30$ мм обеспечивали выполнение условий (5.8), а значение $R = 25$ мм – оптимальную фокусировку квазиоптического волнового пучка вдоль оси НО.

Экспериментальные исследования макета НО проводились на установке описанной в разделе 2. В качестве примера приведем основные характеристики НО, аналогичные графикам рис. 5.3 для системы на диэлектрических волноводах. В частности, на рис. 5.5 представлены основные характеристики НО на дифракционной связи.

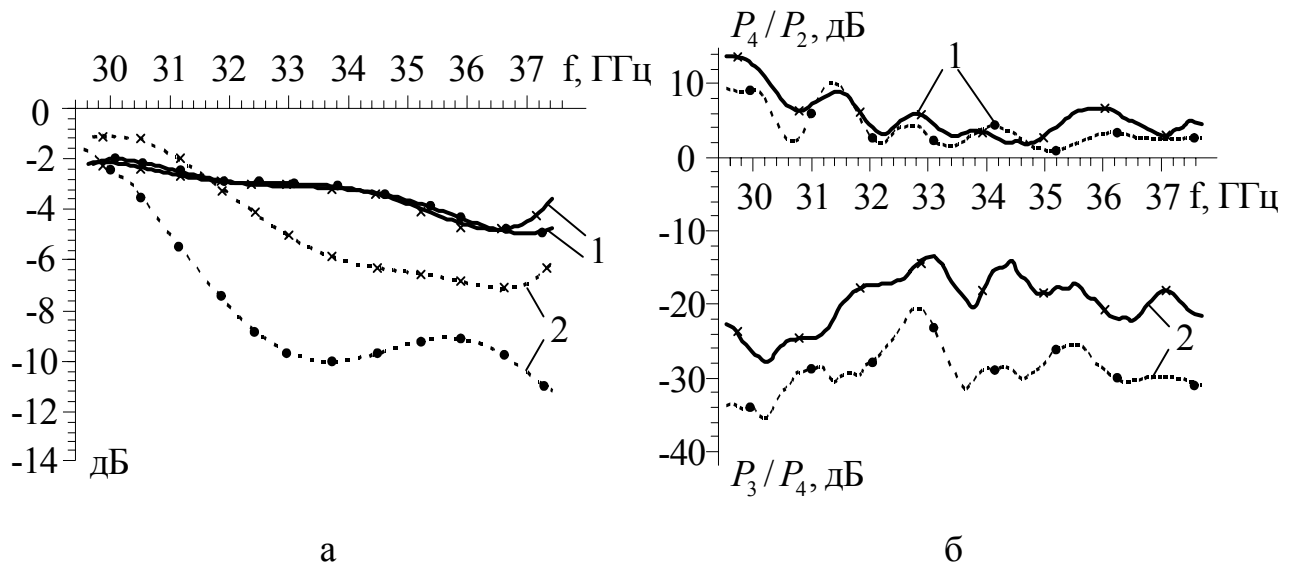


Рис. 5.5. Основные характеристики ответвителя на дифракционной связи между зеркалами: а – зависимости передаваемой (1) и ответвленной (2) мощностей в заданном диапазоне частот; б – зависимости переходного ослабления (1) и направленности (2); $H = 65$ мм – (×); $H = 80$ мм – (•)

Из сравнения графиков рис. 5.3 а и рис. 5.5 а, следует, что предложенный НО является более широкополосным, чем ответвитель на связанных ДВ, и по своим параметрам не уступает ответвителю на эффекте переизлучения (рис. 5.3 б).

Так, при расстояниях между излучателями $H = 65$ мм, для заданного интервала частот $\Delta f \approx 7$ ГГц, значения коэффициента ослабления (P_4/P_2) находятся в пределах $3 \div 12$ дБ, а коэффициенты направленности (P_3/P_4) – в интервале $15 \div 25$ дБ. Улучшения выходных характеристик НО можно достигнуть путем корректировки фазы распространяющихся вдоль оси ОВ волн путем изменения H , что продемонстрировано графиками на рис. 5.5 б: $P_4/P_2 \approx 3 \div 7$ дБ, $P_3/P_4 \approx 30$ дБ.

При исследовании параметров ответвителя от расстояния H между зеркалами установлено, что общие квазиоптические волновые свойства исследуемой системы сохраняются в интервале значений $H = 5 \div 10\lambda$, для которого выполняются условия (5.8).

Выводы к разделу 5

1. Показана возможность усиления электромагнитных волн миллиметрового диапазона в системе двух дифракционно-связанных источников излучения.

2. В приближении заданного тока проанализированы режимы практической реализации возбуждения электронным потоком излучения спектра пространственных гармоник аномального дифракционного излучения в планарной периодической металлодиэлектрической структуре. Установлено, что полученные результаты представляют практический интерес при создании низковольтных приборов дифракционной электроники в интегральном исполнении на базе таких структур.

3. Предложена конструкция направленного ответвителя, использующая принцип дифракционной связи двух излучающих апертур, которые образованы дифракционными решетками и линиями передачи поверхностной волны в виде диэлектрических волноводов.

4. Экспериментально, в восьмимиллиметровом диапазоне длин волн, показано, что предложенный направленный ответвитель по своим выходным параметрам и функциональным возможностям превосходит существующие типы ответвителей на диэлектрических волноводах с распределенной и локальной связью, а также направленным переизлучением во вторичный канал.

5. Основным преимуществом ответвителя на дифракционной связи является возможность плавной регулировки переходного ослабления в пределах $3 \div 10$ дБ при направленности порядка 30 дБ, путем изменения расстояния между излучающими апертурами.

ВЫВОДЫ

В результате выполнения работы были установлены общие закономерности физики волновых процессов в электродинамических системах усилителя на эффекте Смита-Парселла.

1. Впервые проведена классификация нерегулярных квазиоптических систем, применяемых в электронике и технике МСМ волн. Определены основные объекты теоретических и экспериментальных исследований.

2. Показано, что при анализе электронно-волновых процессов в нерегулярных квазиоптических системах усилителя на эффекте Смита-Парселла целесообразно решение линейной задачи электроники в самосогласованной постановке с привлечением результатов формирования пространственных гармоник излучения в приближениях заданного тока и заданного поля.

3. Построена линейная двумерная самосогласованная теоретическая модель усилителя на эффекте Смита-Парселла. Получено и проанализировано трансцендентное дисперсионное уравнение, учитывающее влияние всего спектра электронных волн на характеристики усилителя. Установлено, что в линейном приближении быстрая волна пространственного заряда и поперечные циклотронные волны оказывают незначительное влияние на энергообмен электронов с объемной волной ОВ.

4. Экспериментально установлены общие физические закономерности волновых процессов в открытых плоскопараллельных и цилиндрических волноводах. Установлено, что система плоскопараллельного волновода (длина $L \geq 10\lambda$) при расстояниях между зеркалами порядка нескольких длин волн, обладает резонансными свойствами, которые проявляются в малых значениях коэффициентов прохождения ($K_{II} = 0,1 \div 0,4$) и высоких – коэффициентов стоячей волны ($K_{СВ} = 1,7 \div 2,2$). При этом в такой системе возможна организация квазиоптического вывода энергии через диэлектрический экранированный слой, выполняющий функцию зеркала ОВ. Значи-

тельное улучшение волноводных параметров ОВ может быть достигнуто путем применения цилиндрических зеркал (зеркал с квадратичной коррекцией), что позволяет реализовать в исследуемой системе режим бегущей волны. Для таких систем экспериментально установлены интервалы оптимальных значений радиусов R кривизны цилиндрических зеркал ($4\lambda \leq 2R \leq 6\lambda$, где λ – длина волны излучения).

5. При наличии в открытом волноводе двух дифракционно-связанных источников излучения показана возможность эффективной селекции прямой и обратной волн, что может быть использовано при создании квазиоптических делителей мощности и направленных ответвителей.

6. Численно и экспериментально промоделированы режимы волновых процессов в планарных МДС. Установлена возможность управления волновыми процессами путем изменения толщины диэлектрического слоя и параметров ленточной дифракционной решетки.

7. Проведены оценки параметров МДС при практической реализации режимов аномального дифракционного излучения в генераторных и усилительных устройствах СВЧ, которые указывают на возможность создания низковольтных приборов дифракционной электроники в интегральном исполнении для значений ускоряющих напряжений в интервале $400 \text{ В} < U < 1200 \text{ В}$.

8. При использовании нерегулярного открытого волновода с двумя дифракционно-связанными излучающими апертурами предложена и реализована конструкция перестраиваемого направленного ответвителя. Установлено, что такой направленный ответвитель по своим параметрам (переходное ослабление $3 \div 10$ дБ при направленности порядка 30 дБ) в миллиметровом диапазоне волн превосходит существующие типы ответвителей на диэлектрических волноводах.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Вакуумная СВЧ электроника : [сборник обзоров]. – Нижний Новгород : Институт прикладной физики РАН, 2002. – 160 с.
2. Быстров Р. П. Миллиметровые и субмиллиметровые радиоволны: Электровакуумные приборы, газовая и лучевая спектроскопия, элементы и устройства сверхпроводниковой электроники / Р. П. Быстров, А. П. Выставкин, М. Б. Голант [и др]. // Зарубежная радиоэлектроника. – 1997. – №11. – С. 3–31.
3. СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии : сб. науч. работ по материалам 18-й междунар. конф., 8–12 сент. 2008 г. – Севастополь : Вебер, 2008. – 836 с.
4. Голант М. Б. Генераторы СВЧ малой мощности. Вопросы оптимизации параметров / Голант М. Б., Бобровский Ю. Л – М. : Сов. радио, 1977. – 336 с.
5. Тесленко Л. Ф. Лампы бегущей волны. Коллекторы, выводы энергии, поглощающие устройства, вопросы технологии, схемные вопросы, работы зарубежных фирм в области создания ЛБВ. Обзоры по электронной технике. Электроника СВЧ. Сер. 1 / Л. Ф. Тесленко, А. В. Иванова [и др.]. – М. : ЦНИИ "Электроника", 1990. – 92 с.
6. Усиков А. Я. Электроника и радиофизика миллиметровых и субмиллиметровых радиоволн / А. Я. Усиков, Э. А. Канер, И. Д. Трутень [и др.]. – К. : Наук. думка, 1986. – 368 с.
7. Селемир В. Д. Гибридный СВЧ-генератор на основе системы виркатор + ЛБВ – виртод / В. Д. Селемир, А. Е. Дубинов, Е. Е. Дубинов [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2001. – Т. 27, Вып. 14. – С. 25–29.
8. Шестопапов В. П. Дифракционная электроника / Шестопапов В. П. – Харьков : ХГУ, 1976. – 232 с.
9. Итоги науки и техники. Сер. Электроника. – М. : ВИНТИ, 1985. – 351с.

10. Newman B. Optic performance of the Los-Alamos FEL / B. Newman, R. Warren, R. Sheffield [at al.] // IEEE J. of Quantum Electr. – 1985. – V.QE-21, №7. – P. 868–882.
11. Шестопалова В. П. Генераторы дифракционного излучения / В. П. Шестопалов – К. : Наук. думка, 1991. – 320 с.
12. Гинзбург Н. С. Моделирование планарного ЛСЭ–усилителя с ленточным релятивистским электронным пучком / Н. С. Гинзбург, Р. М. Розенталь, Н. Ю. Песков [и др.] // ЖТФ. – 2001. – Т. 71, Вып. 12. – С. 58–61.
13. Шлапаковский А. С. Эффект умножения частоты входного сигнала в релятивистском сверхвысокочастотном усилителе со стержневой замедляющей системой / А. С. Шлапаковский, И. Шамилоглу, И. И. Грушин [и др.] // ЖТФ. – 2002. – Т. 72, Вып. 11. – С. 90–95.
14. Шматько А. А. Электронно-волновые системы миллиметрового диапазона. Том I. / А. А. Шматько – Харьков : ХНУ им. В. Н. Каразина, 2008. – 464 с.
15. Гинзбург В. Л. Переходное излучение и переходное рассеяние / В. Л. Гинзбург, В. Н. Цытович. – М. : Наука, 1984. – 260 с.
16. Гинзбург В. Л. Излучение равномерно движущихся источников (эффект Вавилова-Черенкова, переходное излучение и некоторые другие явления) / В. Л. Гинзбург // УФН. – 1996. – Т. 166, №10 – С. 1033–1042.
17. Болотовский Б. М. Дифракция и дифракционное излучение / Б.М. Болотовский, Е. А. Галастьян // УФН. – 2000. – Т. 170, №8. – С. 809–829.
18. Платонов К. Ю. Переходное излучение в случайно-неоднородных средах / К. Ю. Платонов, Г. Д. Флейшман // УФН. – 2002. – Т. 172, №3. – С. 241–300.
19. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы / Вайнштейн Л. А. – М. : Сов. радио, 1966. – 475 с.

20. Техника субмиллиметровых волн / [Валитов Р. А., Дюбко С. Ф., Камышан В. В. и др.] ; под ред. Р. А. Валитова. – М. : Сов. радио, 1969. – 480 с.
21. Шестоपालов В. П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники / В. П. Шестоपालов. – К. : Наукова думка. –1985. – 216 с. – (Открытые структуры ; т. 1).
22. Вайнштейн Л. А. Теория дифракции. Электроника СВЧ / Л. А. Вайнштейн. – М. : Радио и связь, 1995. – 600 с.
23. Кошуринов Ю. И. Диплексер на основе открытого резонатора с гофрированными зеркалами / Ю. И. Кошуринов, В. Г. Павельев, М. И. Петелин [и др.] // Письма в ЖЭТФ. – 2005. – Т. 31, Вып. 16. – С. 73–79.
24. Архипов А. В. Квазиоптическая резонансная система для твердотельного генератора / А. В. Архипов, О. И. Белоус, И. К. Кузьмичев, А. С. Тищенко // Радиоп физика и радиоастрономия. – 2005.– Т. 10, № 2. – С. 166–171.
25. Vorobyov G. S. Perspectives of application of new modifications of resonant quasi-optical structures in ENF equipment and electronics / G.S. Vorobyov, M.V. Petrovsky, A.I. Ruban, V.O. Zhurba at al. // Telecommunications and Radio Engineering. – 2007. – №66(20). – P. 1839–1862.
26. Власов С. Н. Открытые резонаторы для измерения малых диэлектрических потерь / С.Н. Власов, Е.В. Копосова, С.Е. Мясникова, В.В. Паршин // ЖТФ. – 2002. – Т. 72, Вып. 12. – С. 79–87.
27. Мирошниченко В. С., Исследование структуры резонансного поля в открытом резонаторе методом пробного тела. Теория и эксперимент / В. С. Мирошниченко, П. Н. Мележик, Е. Б. Сенкевич // ЖТФ. – 2006. – Т. 76, Вып. 8. – С. 115–122.
28. Belous O. I., Synthesis of Basic Components of a Low-Noise Input Circuit for Millimeter Wavelengths / O. I. Belous, A. I. Fisun, O. N Sukhoruchko // Telecommunication and radio engineering. – 2003. – Vol. 59, № 1-2. – P. 111–118.

29. Сухоручко О. Н. Моделирование элементов входного малошумящего тракта с параметрическим усилением сигнала / О. Н. Сухоручко В. И. Ткаченко, А. И Фисун // Прикладная радиоэлектроника. – 2003. – №2. – С. 163–167.
30. Александров А. Ф., Релятивистские черенковские генераторы с резонансными замедляющими системами / А. Ф. Александров, А. М. Афонин С. Ю. Галузо [и др.] // Релятивистская высокочастотная электроника. – Горький: ИПФ АН СССР, 1981. – Вып.2. – С. 145–169.
31. Gold S. H. Review of high-power microwave source research / S. H Gold., G. S. Nusinovich // Rev. scient. instr. – 1997. – Vol.68, №11. – P. 3945–3974.
32. Черепенин В. А. Многоволновая релятивистская электроника / В. А. Черепенин // Радиотехника. – 2005. – №1. – С. 114–129.
33. Вайнштейн Л. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике / Л. А. Вайнштейн, В. А. Солнцев. – М. : Сов. радио, 1973. – 400 с.
34. Вертий А. А. Экспериментальные исследования преобразования поверхностных волн в объемные в открытом волноводе / А. А. Вертий, Г. С. Воробьев, И. В. Иванченко [и др.] // Изв. вузов. Радиофизика.– 1988.– Т. 31, №6.– С. 1242–1254.
35. Воробьев Г. С. Линейная теория нерезонансного усилителя КВЧ с распределенным взаимодействием на эффекте Смита-Парселла / Г. С. Воробьев, А. И. Рубан, А. А Шматько // Изв. вузов. Радиоэлектроника.– 1999. – Т.42, №6. – С. 67–70.
36. Теоретический анализ условий возбуждения колебаний в усилителе с распределенным взаимодействием на эффекте Смита-Парселла / Г. С. Воробьев, А. И. Рубан, А. С. Кривец, А. А. Шматько // Вісник Сумського державного університету. – 1999. – №1(12). – С. 28–33. – (Серія «Фізика, математика, механіка»).

37. Экспериментальное моделирование условий возбуждения колебаний в усилителе с распределенным взаимодействием на эффекте Смита-Парселла / Г.С. Воробьев, А.И. Рубан, А.С. Кривец, А.А. Шматько // Вісник Сумського державного університету. – 1999. – №1(12). – С. 34–37. – (Серія «Фізика, математика, механіка»).
38. Воробьев Г.С. Влияние металло-диэлектрического слоя на волновые процессы в электродинамической системе усилителя на эффекте Смита-Парселла / Г.С. Воробьев, А.С. Кривец, А.А. Шматько // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2005. – №6. – С. 44–52.
39. Vorobjov G. S. The Smith-Pursell Effect Amplification of the Electromagnetic Waves in a Open Waveguide with a Matal-Dielectric Layer/ G. S. Vorobjov, A. S. Krivets, A. A. Shmatko [at al.] // Telecommunications and Radio Engineering. – 2003.– №59(10-12). – P. 80–92.
40. Воробйов Г. С. Черенковське та дифракційне випромінювання нерелятивістського електронного потоку на метало-діелектричних структурах / Г. С. Воробйов, К. О. Пушкар'юв, А. І. Рубан, О. І. Цвик // Фізичний збірник НТШ. – 2001. – Т. 4. – С. 317–322.
41. Моделирование черенковского и дифракционного излучений на периодических металлдиэлектрических структурах (обзор) / Г. С. Воробьев, А. С. Кривец, М. В. Петровский, [и др.] // Вісник Сумського державного університету. – 2003. – № 10(56).– С. 110–130. – (Серія «Фізика, математика, механіка»).
42. Экспериментальное моделирование волновых процессов в усилителе на эффекте Смита-Парселла / Г. С. Воробьев, А. С. Кривец, А. И. Рубан, М. В. Петровский // Вісник Сумського державного університету. – 2002. – № 5(38)–6(39). – С. 117–124. – (Серія «Фізика, математика, механіка»).
43. Кривец А. С. Особенности электродинамических характеристик открытого волновода при возбуждении объемных волн распределенными

источниками излучения / А. С Кривец // Радиотехника. –2003. –Вып. 135. – С. 15–18.

44. Возбуждение колебаний в усилителе на эффекте Смита-Парселла с металло-диэлектрическим слоем / Г. С. Воробьев, А. С. Кривец, А. А. Шматько, Э. М. Хуторян // Вісник Сумського державного університету. – 2002. – № 5(38)–6(39). – С. 110–116. – (Серія «Фізика, математика, механіка»).

45. Воробьев Г. С. Моделирование волновых процессов в открытом волноводе с дифракционно-связанными источниками излучения / Г. С. Воробьев, А. С. Кривец, В. О. Журба, А. А. Рыбалко // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2008. – Т. 51, №11 – С. 3–12.

46. Линейная теория электронно-волновых процессов в усилителе на эффекте Смита-Парселла / Г. С. Воробьев, А. С. Кривец, В. О. Журба, А. А. Рыбалко // Вісник Сумського державного університету. – 2008. – № 1. – С. 82–102. – (Серія «Фізика, математика, механіка»).

47. Воробьев Г. С. Экспериментальное моделирование волновых процессов в открытом волноводе с фазовой коррекцией зеркал / Г. С. Воробьев, В. О. Журба, А. С. Кривец, Ю. А. Крутько, А. А. Рыбалко // Радиотехника. – 2008. – Вып. 153. – С. 65–73.

48. Воробьев Г. С. Резонансные квазиоптические структуры в технике и электронике КВЧ (обзор) / Г. С Воробьев, М. В Петровский, В. О. Журба // Вісник Сумського державного університету. – 2006. – № 6(90). – С. 5–21. – (Серія «Фізика, математика, механіка»).

49. Перспективы использования пространственно-развитых резонансных структур в дифракционной электронике : материалы 15-й междунар. Крымской конференции [«СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии»], (Севастополь, 10-14 сент. 2005 г.) / Г. С. Воробьев,

М. В. Петровский, В. О. Журба, Ю. А. Крутько. – Севастополь : Вебер, 2005. – С. 265–266.

50. Каликинский И. И. О переходном излучении в СВЧ диапазоне / И. И. Каликинский // ЖТФ. – 1998. – Т. 68, №2. – С. 122–123.

51. Duncas G. Smith-Purcell radiation in the sub-mm wave length region / G. Duncas, M.F. Kimmitt, Th. Kormann [at al.] // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 2003. – 24(6). – P. 829–845.

52. Оганесян С. Г. Генератор на основе вынужденного переходного эффекта / С. Г. Оганесян // Письма в ЖТФ. – 2003. – Т. 29, Вып. 1. – С. 13–17.

53. Миллиметровые и субмиллиметровые волны / [под ред. Р. Г. Мириманова]. – М. : Изд-во иностр. лит., 1959. – 607 с.

54. Нанашева Е. А. Керамические материалы для СВЧ электроники / Е. А. Нанашева, О. Н. Трубицина, Н. Ф. Картенко, О. А. Усов // Физика твердого тела. – 1999. – Т. 41, Вып. 5. – С. 882–884.

55. Шлапаковский А. С. Гибрид «антенна-усилитель»: релятивистская лампа бегущей волны на азимутально-несимметричной моде стержневой замедляющей системы / А. С. Шлапаковский // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т. 25, Вып. 7. – С. 43–50.

56. Балакирев В. А. Теория черенковских усилителей и генераторов на релятивистских пучках взаимодействий / В. А. Балакирев, Н. И. Карбушев, А. О. Островский, Ю. В. Ткач.– К. : Наукова Думка, 1993. – 192 с.

57. Кошелев В. И., Исследование релятивистских многоволновых черенковских генераторов миллиметрового диапазона длин волн / В. И. Кошелев, В. А. Попов // Радиотехника и электроника. – 2000. – Т. 45, № 9. – С. 1109–1113.

58. Цвык А. И., Поляризационные эффекты токооседания при возбуждении черенковского излучения нерелятивистским электронным потоком в изотропном диэлектрике / А. И. Цвык, А. В. Нестеренко, К. А. Пушкарев //

Радиофизика и электроника : [Сб. науч. тр.] / НАН Украины, ИРЭ НАН Украины. – Харьков, 1996. – №1. – С. 100–106.

59. Воробьев Г. С. Волновые процессы в приборах дифракционной электроники с пространственно-развитыми структурами : автореф. дис. на соискание научн. степени д.ф.-м.н : спец. 01.04.01 «Физика приборов, элементов и систем» / Г. С. Воробьев. – Сумы, 2000. – 23 с.

60. Гинзбург В.Л. Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую / В. Л. Гинзбург, И. М. Франк // ЖЭТФ. – 1946. – Т. 16, Вып. 1. – С. 15–27.

61. Воробьев Г. С. Перспективы применения переходного излучения в диагностике высокоинтенсивных электронных пучков / Г. С. Воробьев, А. А. Дрозденко, А. Г. Пономарев, К. А. Пушкарев / Компрессорное и энергетическое машиностроение. – 2005. – №2(2). – С. 93–97.

62. Воробьев Г. С. Система регистрации переходного излучения оптического диапазона для измерения статических параметров электронных пучков в СВЧ приборах / Г. С. Воробьев А. А. Дрозденко, Д. А. Нагорный, А. А. Рыбалко / Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2008. – №7(51). – С. 22–29.

63. Smith S. I., Parsell E. M. Visible light from localized surface charges moving across a grating / S. I. Smith, E. M. Parsell // Phys. Rev. – 1953. – №24. – P. 1069–1073.

64. Цвык А. И. Электронно-волновая теория дифракционного излучения // Докл. АН УССР. Сер. А. – 1985. – № 12. – С. 53–58.

65. Максимов П. П., Цвык А. И., Шестопапов В.П. Эффект доплеровского высвечивания энергии замедленных электронов в ГДИ // Докл. АН СССР. – 1985. – Т. 280, № 6. – С. 1353–1356.

66. Воробьев Г. С. Исследование физических процессов взаимодействия электронного потока с дифрагированным полем / Г. С. Воробьев,

- А. В. Нестеренко, А. И. Цвык [и др.] // Изв. вузов. Радиофизика. – 1988. – Т. 31, № 2. – С. 805–812.
67. Шматько А. А. Эффект Смита – Парселла (дифракционное излучение) и его моделирование / А. А Шматько, П. В. Юдинцев // Вісник Сумського державного університету. – 2008. – №1. – С. 166–175. – (Серія «Фізика, математика, механіка»).
68. Балаклицкий И. М. Генератор дифракционного излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн / И. М. Балаклицкий, Б. К. Скрынник, О. А. Третьяков [и др.] // УФЖ. – 1969. – Т. 14, №4. – С. 539–552.
69. А.с. 593589 СССР, МКИ Н01J 25/00. Оротрон / И.М. Балаклицкий, Г.С. Воробьев, А.И. Цвык // Открытия. Изобрет. – 1981, №33. – 327 с.
70. Marshall E. M. Planar orotron experiments in millimeter wavelength band / E. M. Marshall, P. M. Philips, J. E. Walsh // IEEE transactions on plasma science. – 1998. – Vol. 16, №2. – P. 199–205.
71. Гинзбург Н. С. Нестационарные процессы в оротроне с дифракционным выводом излучения / Н. С. Гинзбург, Н. А. Завольский, В. Е. Запевалов [и др.] // ЖТФ. – 2000. – Т. 70, Вып. 4. – С. 99–104.
72. Bratman V. L. Broadband orotron operation at millimeter and sub-millimeter waves / V. L. Bratman, B. S. Dumesl, A. E. Fedotov [at al.] // International journal of infrared and millimeter waves. – 2002. – №23(11). – P. 1595–1601.
73. Оротрон : перспективы продвижения в субмиллиметровый диапазон длин волн / Ф. С. Русин, В. Л. Братман, А. Э. Федотов // Вакуумная СВЧ электроника : Сборник обзоров. – 2002. – С. 121–124.
74. Балаклицкий И. М. Генератор дифракционного излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн / И. М. Балаклицкий, Б. К. Скрынник, О. А. Третьяков [и др.] // УФЖ. – 1969. – Т. 14, №4. – С. 539–552.

75. А.с. 593589 СССР, МКИ H01J 25/00. Оротрон / И.М. Балаклицкий, Г.С. Воробьев, А.И. Цвык // Открытия. Изобрет. – 1981, №33. – 327 с.
76. Marshall E. M. Planar orotron experiments in millimeter wavelength band / E. M. Marshall, P. M. Philips, J. E. Walsh // IEEE transactions on plasma science. – 1998. – Vol. 16, №2. – P. 199–205.
77. Гинзбург Н. С. Нестационарные процессы в оротроне с дифракционным выводом излучения / Н. С. Гинзбург, Н. А. Завольский, В. Е. Запевалов [и др.] // ЖТФ. – 2000. – Т. 70, Вып. 4. – С. 99–104.
78. Bratman V. L. Broadband orotron operation at millimeter and sub-millimeter waves / V. L. Bratman, B. S. Dumesl, A. E. Fedotov [at al.] // International journal of infrared and millimeter waves. – 2002. – №23(11). – P. 1595–1601.
79. Оротрон : перспективы продвижения в субмиллиметровый диапазон длин волн / Ф. С. Русин, В. Л. Братман, А. Э. Федотов // Вакуумная СВЧ электроника : Сборник обзоров. – 2002. – С. 121–124.
80. Оптимизация параметров малошумящего квазиоптического ГЛПД с открытой сферо-уголково-эшелеттной системой : Труды Всесоюзного совещания [«Малошумящие генераторы СВЧ. Состояние разработок и перспективы применения в метрологии»] / О. И. Белоус, Б. М. Булгаков, А. И. Фисун, А. М. Фурсов – Иркутск, 1991. – С. 38.
81. Параметрическое усиление сигналов в миллиметровом диапазоне длин волн : материалы 13-й междунар. Крымской конференции [«СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии»], (Севастополь, 8-12 сент. 2003 г.) / О. Н. Сухоручко, О. И. Белоус, А. П. Касьяненко, А. И. Фисун. – Севастополь : Вебер, 2003. – С. 141–143.
82. Гинзбург Н. С. О возможности использования двумерных брэгговских структур в ЛСЭ-усилителе, запитываемом ленточным электронным потоком / Н. С. Гинзбург, А. С. Сергеев, Н. Ю. Песков // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т. 25, Вып. 19. – С. 87–95.

83. Физика лазеров на свободных электронах общие положения / В. В. Кулиш. – ХПИ Сумский филиал. – Сумы, 1990. – 192 с. – Рус. – Деп. в УкрНИИНТИ 5.09.90, №1526 – Ук90.
84. Песков Н. Ю. Высокоэффективный узкополосный мазер на свободных электронах на основе брэгговского резонатора со скачком фазы / Н. Ю. Песков, Н. С. Гинзбург, А. А. Каминский [и др.] // Письма в ЖТФ. – 1999. – Т. 25, Вып. 11. – С. 19–28.
85. Генератор дифракционного излучения А.с. 749278 СССР, МКИ H01J 25/00 / И.М. Балаклицкий, Г.С. Воробьев, А.И. Цвык и др. // Открытия. Изобрет. – 1982. – №35. – С. 306.
86. Воробьев Г. С. Экспериментальное исследование одно- и двухкаскадных устройств дифракционной электроники / Г. С. Воробьев, А. В. Нестеренко, А. И. Цвык // IV Всесоюзный симпозиум по мм и субмм волнам. – Х., 1984. – Т.1. – С. 54.
87. Исследование связанных открытых резонаторов со связью через дифракционные решетки : Тез. докл. научно-техн. конф. [«Техника и физика электронных систем и устройств»], (Сумы, 1995 г.) / Г.С. Воробьев, Р.И. Куц, К.А. Пушкарев, А.И. Рубан. – Сумы : СумГУ, 1995. – Ч.2. – С. 226.
88. Simulation of excitation mechanisms of oscillation in diffraction electronics devices on coupled open resonators : Simpozium Proceedings [“The Third International symposium physics and engineering of millimeter and submillimeter waves”] (Kharkov, 1998) / G. S. Vorobjov, A. I. Ruban, A. I. Tsvyk. – Kharkov : IRE NAS of Ukraine, 1998. – P. 194–195.
89. Рубан А.І. Електромагнітні взаємодії просторових гармонік черенковського та дифракційного випромінювань в електродинамічних системах пристроїв край високих частот : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня к.ф.-м.н : спец. 01.04.01 «Фізика приборів, елементів і систем» / А. І. Рубан. – Суми., 1999. – 19 с.

90. Vorobjov G. S. Electrodinamic properties of coupled quasi-optical open cavities in sources of millimeter radiation / G. S. Vorobjov // *Laser Physics*.- 2000. – Vol 10, №4. – P. 932–938.
91. Моделирование трансформации поверхностных волн электронного потока в объемные волны на металлодиэлектрических электродинамических структурах / Г. С. Воробьев, О. С. Макеев, К. А. Пушкарев, А. И. Цвык // *Вісник Сумського державного університету*. – 1996. – №2(6). – С. 28–32. – (Серія «Фізика, математика, механіка»).
92. Воробьев Г. С. Исследование возможности повышения эффективности взаимодействия электронов с СВЧ полями в резонансных приборах О-типа / Г. С. Воробьев, А. В. Нестеренко, К. А. Пушкарев, А. И. Цвык; [под ред. В.В. Кулиша] // *Современные проблемы прикладной физики*. – К. : НМК ВО, 1992. – С. 101–117.
93. Применение металлодиэлектрических периодических структур в электронике КВЧ / Г. С. Воробьев, О. С. Макеев, К. А. Пушкарев, А. И. Цвык // *Вісник Сумського державного університету*. – 1996. – №1(5). – С. 17–22. – (Серія «Фізика, математика, механіка»).
94. Пушкарьов К. О. Дослідження дифракційно-черенковського випромінювання електронного потоку у відкритих метало-діелектричних структурах : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня к.ф.-м.н : спец. 01.04.01 «Фізика приборів, елементів і систем» / К. О. Пушкарьов. – Суми. – 1997. – 23 с.
95. Simulation of the excitation processes of diffraction-cerenkov radiation by the electron beam space charge waves on metal-dielectric periodic structures : Simpozium Proceedings [“The Third International symposium physics and engineering of millimeter and submillimeter waves”] (Kharkov, 1998) / G.S. Vorobjov, K.A. Pushkaryov, A.I. Ruban, A.I. Tsvyk. – Kharkov : IRE NAS of Ukraine, 1998. – P. 196–197.

96. Воробьев Г. С. Волновое моделирование черенковского и дифракционного излучений в пространственно ограниченных металлодиэлектрических структурах / Г. С. Воробьев // Радиотехника. – 2000. – Вып. 116. – С. 12–20.
97. О возможности применения периодических металлодиэлектрических структур в электронике СВЧ : материалы 14-й Международной Крымской конференции ["СВЧ – техника и телекоммуникационные технологии"] (Севастополь, 12-16 сент. 2004 г.) / Г. С. Воробьев, М. В. Петровский, А. С. Кривец, А. И. Цвык. – Севастополь : Вебер, 2004. – С. 211–212.
98. Воробьев Г. С. О возможности применения квазиоптических открытых резонансных металлодиэлектрических структур в электронике КВЧ / Г. С. Воробьев, М. В. Петровский, А. С. Кривец // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2006. – Т. 49, №7. – С. 56–61.
99. Экспериментальное моделирование условий возбуждения колебаний в открытом резонаторе с металлодиэлектрической структурой : материалы 13-й междунар. Крымской конференции [«СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии»], (Севастополь, 8-12 сент. 2003 г.) / Г. С. Воробьев, М. В. Петровский, А. И. Рубан. – Севастополь : Вебер, 2003. – С. 286–287.
100. Експериментальні дослідження відкритих резонаторів з металодіелектричними структурами : зб. тез міжнар. конф. студ. і молодих наук. з теор. та експер. фізики [«ЕВРИКА 2003»], (Львів, 2003 р.) / М. Петровський, О. Победін. – Львів : ЛНУ ім. Івана Франка, 2003. – 109 с.
101. Хвильові характеристики відкритих квазіоптичних систем з металодіелектричними структурами : зб. тез міжнар. конф. студ. і молодих наук. з теор. та експер. фізики [«ЕВРИКА 2004»], (Львів, 2004 р.) / М. Петровський. – Львів : ЛНУ ім. Івана Франка, 2004. – С. 213–214.
102. Features of spectral characteristics of open resonance electrodynamic systems with periodic metal-dielectric structures : Simpozium Proceedings [“The

Fifth International Kharkov symposium on physics and engineering of microwaves, millimeter, and submillimeter waves”], (Kharkov, 2004) / G. S. Vorobjov, M. V. Petrovsky, A. I. Tsvyk. – Kharkov : IRE NAS of Ukraine, 2004. – P. 576–578.

103. Бугаев С. П. Исследование многоволнового черенковского генератора миллиметрового диапазона гигаваттного уровня мощности / С. П. Бугаев, В. И. Канавец, В. И. Кошелев [и др.] // Радиотехника и электроника. – 1989. – Вып. 2. – С. 400–408. – (Сер. Электроника СВЧ).

104. Абубакиров Э. Б. Релятивистские СВЧ приборы с доускорением электронного потока в пространстве взаимодействия / Э. Б. Абубакиров А. В. Савельев // ЖТФ. –2000. – Т. 70, Вып. 7. – С.70–73.

105. Андросов В. П. Исследование процессов усиления в регенеративном усилителе на базе ГДИ / В. П. Андросов, А. А. Вертий, И. К. Кузьмичев [и др.] // Электроника миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов.– К. : Наук. думка. – 1988. – С. 13–17.

106. О возможности создания электровакуумного усилителя СВЧ-диапазона на объемных волнах : труды научно-техн. конф. [“Техника и физика электронных систем и устройств”], (Сумы, 1995 г.) / Г. С. Воробьев, А. И. Цвык, О. С. Макеев. – Сумы : СумГУ. – 1995. – 223 с.

107. Кривец А. С. Волновые процессы в приборах с открытыми волноводно-диэлектрическими структурами с распределенными источниками излучения : дис. на соискание научн. степени к.ф.-м.н : спец. 01.04.01 «Физика приборов, элементов и систем» / А. С. Кривец. – Суми : Сумський державний університет, 2004. – 17с.

108. Влияние толщины электронного потока на дисперсионные характеристики усилителя на эффекте Смита-Парселла : 4-й междунар. молодежный форум [“Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке”], (Харьков, 2000 г.) / Г. С. Воробьев, А. С. Кривец. – Х. : ХТУРЭ, 2000. – С. 45–46.

109. Порівняльний аналіз дисперсійних рівнянь підсилювача на ефекті Сміта-Парсела : зб. тез міжнар. конф. студ. і молодих наук. з теор. та експер. фізики [«ЕВРИКА 2001»], (Львів, 2001 р.) / О. С. Кривець. – Львів : ЛНУ ім. Івана Франка, – 2001. – С. 63–64.
110. Особенности дисперсионных характеристик усилителя на эффекте Смита – Парселла / А. С. Кривец // Вісник Сумського державного університету. – 2001. – №3(24)-4(25). – С. 112–116. – (Серія «Фізика, математика, механіка»).
111. Электронно-волновые процессы в усилителе на эффекте Смита-Парселла с металлодиэлектрическим слоем : материалы 14-й Международной Крымской конференции [«СВЧ – техника и телекоммуникационные технологии»] (Севастополь, 12-16 сент. 2004 г.) / Г. С. Воробьев, А. А. Шматько, А. С. Кривец, М. В. Петровский. – Севастополь : Вебер, 2004. – С. 209–210.
112. Електронно-хвильовий механізм підсилення коливань у відкритому хвилеводі з метало-діелектричним шаром / О. С. Кривець, М. В. Петровський // Вісник Львівського університету. – 2004. – №37. – С. 123–131.
113. Аномальное дифракционное излучение в планарной резонансной структуре с металлодиэлектрической решеткой / Г. С. Воробьев, М. В. Петровский, А. И. Цвык, Э. М. Хуторян, Л. И. Цвык // Вісник Сумського державного університету. – 2005. – №4(76). – С. 159–173. – (Серія «Фізика, математика, механіка»).
114. Vorobyov G. S. Scattering of electron stream waves on metal-dielectric periodic structures / G. S. Vorobyov, A. I. Tzvyk, K. A. Pushkaryov, O. S. Makeyev // International journal of infrared and millimeter waves. – 1996. – Vol. 17, №10. – P. 1761–1768.
115. Николаенко Л. И. Влияние диэлектрического слоя на возбуждение излучения в периодической структуре с потерями / Л. И. Николаенко,

- А. И Цвык // Сб. Радиотехника. – Х. : Изд. ХГУ, 1971. – Вып. 19. – С. 102–107.
116. Воробьев Г. С. Численный анализ экранирующих свойств дифракционной решетки при возбуждении электронным потоком излучения на металло-диэлектрических структурах / Г. С. Воробьев, К. А. Пушкарев, А. И. Цвык // Радиотехника и электроника. – 1997. – Т. 42. – С. 738–740.
117. Энергетические характеристики пространственных гармоник дифракционно-черенковского излучения в периодических металло-диэлектрических структурах : материалы 8-й Международной Крымской конференции ["СВЧ – техника и телекоммуникационные технологии"] (Севастополь, 1998 г.) / Г.С. Воробьев, К.А. Пушкарев, А.И. Рубан, А.И. Цвык. – Севастополь : СГТУ, 1998. – Т1. – С. 210–212.
118. Энергетические характеристики дифракционно-черенковского излучения в периодических металлодиэлектрических структурах / Г. С. Воробьев, К. А. Пушкарев, А. И. Рубан, А. И. Цвык // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1999. – Т. 42, №10. – С. 62–66.
119. Автоматизация измерений пространственных и волноводных характеристик электродинамических систем устройств дифракционной электроники : конф. молодых ученых і аспірантів [«ІЕФ-2007»], (Ужгород, 14-19 травня 2007 р.) / В. О. Журба, М. В. Петровский. – Ужгород : Інститут електронної фізики НАН України. – 2007. – 124 с.
120. Воробьев Г. С. Влияние свойств диэлектрического слоя на спектральные и резонансные характеристики открытых резонаторов / Г. С. Воробьев, М. В. Петровский, В. О. Журба // Радиоэлектроника и информатика. – 2007. – №2(37). – С. 30–34.
121. Лопухин В. М. Электронно-лучевые параметрические усилители / В. М. Лопухин, А. С. Рошаль. – М. : Сов. радио, 1968. – 240 с.

122. Шевчик В. Н. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ./ В. Н. Шевчик, Д. И. Трубецков. – М. : Сов. радио, 1970. – 564 с.
- 123 Приборы дифракционной электроники с пространственно-развитыми структурами (обзор) / Г. С. Воробьев, А. И. Цвык // Вісник Сумського державного університету. – 2002. – №5(38) – 6(39). – С. 158–171. – (Серія «Фізика, математика, механіка»).
124. Шестопапов В. П. Метод задачи Римана – Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн / В. П. Шестопапов. – Х. : Издательство Харьковского университета, 1971. – 400 с.
125. Лопухин В. М. Возбуждение электромагнитных колебаний и волн электронными потоками / В. М. Лопухин. – М. : Сов. радио, 1953. – 325 с.
126. Cullen A. L. Millimeter-wave open-resonator techniques / A. L. Cullen // International journal of infrared and millimeter waves. – 1983. – Vol. 10. – P. 233–281.
127. The accurate measurement of permittivity by means of an open resonator : Proceedings [“The Royal Society of London”] / A. L. Cullen, P. K. Yu. – 1971. – A 325. – P. 493–509.
128. Сиренко Ю. К. Моделирование и анализ переходных процессов в открытых периодических, волноводных и компактных резонаторах / Ю. К. Сиренко. – Х. : «ЭДЭНА», 2003. – 363 с.
129. Чурюмов Г. И. Математическое моделирование электромагнитных явлений методом конечных разностей / Г. И. Чурюмов, И. С. Максимов, Д. Б. Еремеев // Радиотехника. – 2003. – Вып. 135. – С. 7–14.
130. Поттер Д. Вычислительные методы в физике / Д. Поттер. – М. : Мир, 1975. – 391 с.
131. Турчак Л. И. Основы численных методов / Л. И. Турчак. – М. : Наука, 1987. – 320 с.

132. Метод Ньютона : (Википедия) [Электронный ресурс]. – Режим доступа к странице : http://ru.wikipedia.org/wiki/Метод_Ньютона
133. Кириченко А. Я. Трансформация волн диэлектрического волновода в объемные волны / А. Я. Кириченко, А. И. Цвык // Изв. вузов. Радиофизика. – 1986. – Т. 29, №1. – С. 128–133.
134. Обґрунтування вибору режимів моделювання черенковського та дифракційного випромінювань на металодіелектричних структурах / Г. С. Воробйов // Вісник Сумського державного університету. – 2000. – №16. – С. 60–64. – (Серія «Фізика, математика, механіка»).
135. Приближенный анализ коэффициента усиления волны в усилителе на эффекте Смита-Парселла / А. С. Кривец, О. В. Ющенко, В. О. Журба, А. А. Рыбалко // Вісник Сумського державного університету. – 2007. – №1. – С. 125–130. – (Серія «Фізика, математика, механіка»).
136. Особенности резонансных квазиоптических структур в технике и электронике КВЧ : материалы 16-й Международной Крымской конференции ["СВЧ – техника и телекоммуникационные технологии"] (Севастополь, 11-15 сент. 2006 г.) / Г. С. Воробьев, М. В. Петровский, В. О. Журба. – Севастополь : Вебер. – 2006. – С. 276–277.
137. Effect of focusing magnetic field on electron-wave processes in amplifier on Smith-Parsell effect : Simposium Proceedings ["The Sixth International Kharkov symposium on physics and engineering of microwaves, millimeter, and submillimeter waves"], (Kharkov, June, 25-30, 2007) / Zhurba V.O., Krivets A.S. – Kharkov : IRE NAS of Ukraine, 2007. – P. 583–585.
138. О влиянии диэлектрического слоя на электродинамические характеристики открытых резонаторов : материалы 17-й Международной Крымской конференции ["СВЧ – техника и телекоммуникационные технологии"] (Севастополь, 10-14 сент. 2007 г.) / Г. С. Воробьев, М. В. Петровский, В. О. Журба. – Севастополь : Вебер. – 2007. – С. 145–146.

139. Электродинамические характеристики нерегулярного открытого волновода с фазовой коррекцией зеркал : материалы 18-й Международной Крымской конференции ["СВЧ – техника и телекоммуникационные технологии"] (Севастополь, 8-12 сент. 2008 г.) / Г.С. Воробьев, А.С. Кривец, В.О. Журба, А.А. Рыбалко. – Севастополь : Вебер. – 2008. – С. 169–170.
140. Демидчик В. И. Электродинамика СВЧ : Учебное пособие [для вузов] / В. И. Демидчик. – Минск : «Университетское», 1992. – 255 с.
141. Дифракция волн на решетках / В. П. Шестопапов, Л. Н. Литвиненко, С. А. Маслов, В. Г. Сологуб. – Харьков : Изд-во Харьк. ун-та, 1973. – 288 с.
142. Воробьев Г. С. О возможности применения планарных резонансных периодических структур при микроминиатюризации устройств электроники СВЧ / Г. С. Воробьев, М. В. Петровский, В. О. Журба, А. И. Цвык // Харьковская нанотехнологическая ассамблея-2007. – Х. : ННЦ «ХФТИ», ИПП «Контраст». – 2007. – Т. 2. – С. 133–137.
143. Режим направленного ответвления мощности в двухзеркальном нерегулярном открытом волноводе миллиметрового диапазона / Г. С. Воробьев, М. В. Петровский, В. О. Журба, А. А. Рыбалко, Ю. В. Шульга // Вісник Сумського державного університету. – 2008. – №2. – С. 191–199. – (Серія «Фізика, математика, механіка»).
144. Явление аномального дифракционного излучения в металлодиэлектрической решетке : материалы 12-й Международной Крымской конференции ["СВЧ – техника и телекоммуникационные технологии"] (Севастополь, 2002 г.) / А. И. Цвык, Л. И. Цвык. – Севастополь : Вебер, 2002, С.142–143.
145. Справочник по элементам волноводной техники / [Фельдшетйн А.П., Явич П.Р., Смирнов В.Л]. – М. : Госэнергоиздат, 1963. – 359 с.

146. Чернушенко А. М. Конструирование экранов и СВЧ-устройств / А. М. Чернушенко, Б. В. Петров, Л. Г. Малорацкий [и др.] ; под ред. А. М. Чернушенко. – М : Радио и связь, 1990 – 352 с.
147. Валитов Р. А. Измерения на миллиметровых и субмиллиметровых волнах : Методы и техника / Р. А. Валитов, С. Ф. Дюбко, Б. И. Макаренко [и др.] ; под ред. Р. А. Валитова, Б. И. Макаренко. – М. : Радио и связь, 1984. – 296 с.
148. Взятыхшев В. Ф. Распределенная связь разных диэлектрических волноводов / В. Ф. Взятыхшев, А. П. Меркурьев, Г. П. Раевский [и др.]. – Труды МЭИ, 1974, вып. 194, С. 59–65.
149. Шестопапов В. П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники / В. П. Шестопапов. – К. : Наукова думка. – 1985. – 256 с. – (Источники. Элементная база. Радиосистемы ; т. 2).