

**Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова
Физический факультет**

**На правах рукописи
УДК 538.566:621.372:535.417:539.293:537.87**

Козарь Анатолий Викторович

**ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ И ИХ
ПРИМЕНЕНИЕ В ЗАДАЧАХ ПРИЕМА СИГНАЛОВ И ДИАГНОСТИКИ
НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД**

Специальность : 01.04.03. – радиофизика; 01.04.05. - оптика

**ДИССЕРТАЦИЯ
в виде научного доклада на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук**

Москва 2004г.

**Работа выполнена на кафедре радиофизики физического факультета
Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова.**

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
чл.-корр. РАН, профессор **Д.И.**
Трубецков

доктор физико-математических наук,
профессор **А.М.**
Желтиков

доктор физико-математических наук,
профессор **А.А. Волков**

**Ведущая организация: Институт радиотехники и электроники (ИРЭ) РАН,
г.Москва.**

**Защита состоится “ 18 ” ноября 2004 г. в 15 час. на заседании
диссертационного Совета Д 501.001.67 при Московском государственном
университете им. М.В. Ломоносова по адресу: 119899, Москва, Ленинские горы,
МГУ, физический факультет, ауд. ЦФА**

**С диссертацией в виде научного доклада можно ознакомиться в библиотеке
физического факультета МГУ.**

Диссертация в виде научного доклада разослана “ 14 ” октября 2004 г.

**Ученый Секретарь
Диссертационного Совета,
доцент**

А.Ф. Королев

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ ПРИ РЕШЕНИИ ЗАДАЧ ПРИЕМА СИГНАЛОВ И ДИАГНОСТИКИ НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

О Г Л А В Л Е Н И Е

Введение.

Общая характеристика работы.

Часть I.

Теоретический анализ интерференционных явлений при распространении электромагнитных волн в слоистых структурах.

I. Постановка задачи. Методы анализа распространения волн в неоднородных средах.

1. Матричный метод.

2. Метод импедансных характеристик.

II. Интерференционные явления в резонансных структурах.

1. Интерференционные явления в слое с поглощением.

2. Интерференционные явления в многослойных резонансных структурах с поглощением.

2.1. Многослойный интерференционный поглотитель волновой энергии.

2.1.1. Спектральные характеристики.

2.1.2. Перестройка по резонансной частоте и полосе поглощения.

3. Явление волноводной дисперсии. Однослойное согласование высокоотражающих нагрузок на СВЧ.

III. Тонкослойные интерференционные структуры.

1. Оптические и структурные свойства.

2. Спектральные характеристики.

3. Тонкослойные интерференционные фильтры.

3.1. Структурные свойства.

3.2. Спектральные характеристики.

4. Тонкослойные структуры с трехслойным периодом.

5. Зависимость характеристик тонкослойных структур от угла падения плоской волны.

6. Особенности прохождения параксиальных пучков через тонкослойные структуры.

7. Влияние малых потерь в слоях тонкослойных структур на их оптические характеристики.

8. Влияние вариации показателей преломления и толщин слоев на оптические характеристики тонкослойных структур.

9. Тонкослойные структуры с многослойным периодом.

10. Аперiodические структуры.

IV. Явление нестационарного отражения электромагнитных волн от слоистых согласующих структур.

1. Отражение волн с изменяющейся амплитудой от слоистых структур.

2. Преобразование импульсов с помощью слоистых согласующих структур.

Часть II.

Экспериментальное исследование возможности использования интерференционных явлений в слоистых средах для приема сигналов и диагностики неоднородных сред.

I. Исследование электрофизических параметров сред.

1. Исследование электрофизических параметров диэлектрических пленок в оптическом диапазоне.

2. Исследование электрофизических параметров полупроводников и диэлектриков на СВЧ.

II. Прием излучений.

1. Прием инфракрасных излучений.

1.1. Влияние диффузионных процессов на характеристики приемников с СВЧ-смещением.

1.2. Анализ шумовых характеристик.

1.3. Предельная чувствительность и полоса пропускания.

1.4. Экспериментальное исследование характеристик приемника ИК-излучений

с СВЧ-смещением.

2. Приемники миллиметровых излучений на горячих носителях.

2.1. Двухчастотный резонатор.

2.2. Анализ шумовых характеристик.

2.3. Предельная чувствительность.

2.4. Экспериментальное исследование приемника ММВ.

3. Приемники ММВ и СубММВ на эффекте Джозефсона.

3.1. Джозефсоновские переходы.

3.2. Согласование джозефсоновских переходов с волноведущей линией.

III. Инфракрасная радиометрия.

1. Пирозлектрический радиометр средних ИК-излучений.

2. Двухволновая ИК-радиометрия.

2.1. Двухволновой ИК-радиометр для измерения температуры при лазерной термообработке деталей.

2.2. Двухволновой ИК-радиометр для измерения температуры сильно нагретых газовых потоков.

IV. Кросс-модуляционные эффекты на неравновесных носителях заряда в полупроводниках при лазерной диагностике и управлении СВЧ-излучением.

1. Лазерная диагностика мощных СВЧ-излучений на неравновесных носителях заряда в полупроводниках.

2. Явление лазерной стимуляции нестационарного поглощения СВЧ-энергии в полупроводниках.

3. Фотоуправление СВЧ-мощностью на основе эффектов кросс-модуляции и волноводной дисперсии.

V. Интерференционные явления в биологии и медицине.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Введение и актуальность темы. Практически во всех процессах взаимодействия электромагнитных волн с материальными средами исключительно важную роль играет такое фундаментальное явление, как интерференция. Изучение интерференционной картины позволяет получить комплексную информацию об объекте, будь то среда с пространственно неоднородным распределением ее электрофизических параметров или сложный объект – структура, моделируемая совокупностью однородных или неоднородных сред. Использование интерференционных эффектов позволяет создать условия для эффективного взаимодействия электромагнитного поля со средой, обеспечив максимальную передачу среде энергии волны в заданном спектральном диапазоне (просветляющие покрытия, фильтры, делители и т.п.), реализовать накопление энергии поля на основе интерференционных зеркальных систем (металлических, многослойных диэлектрических, металлодиэлектрических и т.п.).

Взаимодействие волны и среды можно охарактеризовать тремя величинами: комплексными коэффициентами отражения и пропускания и энергетическим коэффициентом поглощения, которые связаны законом сохранения энергии. Эти феноменологические параметры определяются, вообще говоря, всей совокупностью физических процессов, сопровождающих распространение электромагнитной волны в среде. Потоки энергии, определяемые этими тремя характеристиками, могут зависеть от многих факторов: напряженности поля, частоты и угла падения волны, вида модуляции, времени взаимодействия и т.п., которые, в свою очередь, зависят как от надмолекулярного строения данной среды, так и от ее макроструктуры. Наиболее часто используются следующие параметры: комплексная диэлектрическая проницаемость среды (в радиофизике СВЧ) и комплексный показатель преломления (в оптике), действительная и мнимая части которых и характеризуют как внутреннее строение, так и отклик среды в конкретных условиях рассматриваемого взаимодействия.

Всю совокупность проблем взаимодействия электромагнитных волн со средой можно разбить на два класса: определение структуры рассеянного (преломленного, отраженного, прошедшего поля) по известным характеристикам материального объекта – это прямая задача, и восстановление физических свойств среды по измеренным характеристикам рассеянного поля - это обратная задача. Каждый из этих классов задач представляет собой широкое поле для теоретических и экспериментальных исследований.

В настоящей работе представлены основные результаты теоретических и экспериментальных исследований автора, проведенных им на кафедре радиофизики физического факультета МГУ в период с 1969 г. и относящихся к интерференционным явлениям при взаимодействии электромагнитных волн с различного рода слоисто-неоднородными средами, как в рамках прямой, так и обратной задач. На момент проведения исследований, результаты которых представлены ниже, аналогичные работы либо не проводились вовсе, либо соответствующие явления были изучены недостаточно. Из материалов оригинальных работ автора, связанных с исследованиями дифракции электромагнитных волн на объектах различной конфигурации, экспериментальными и теоретическими исследованиями диффузии неравновесных носителей заряда в

полупроводниках, развитием специальной технологии изготовления джозефсоновских переходов и двумерных решеток из них, использованы лишь те результаты, которые имеют прямое отношение к теме доклада. В тексте доклада даны ссылки на соответствующие публикации, из которых можно получить исчерпывающую информацию об этих результатах.

Цели и задачи работы.

Основные цели работы связаны с теоретическим и экспериментальным исследованием интерференционных явлений при распространении и взаимодействии электромагнитных волн со слоисто-неоднородными средами, нахождением физических закономерностей, позволяющих установить связь между электрофизическими и структурными свойствами сред и характеристиками интерференционной картины, анализом и обобщением этих связей и выработкой рекомендаций для построения оптимальных алгоритмов решения задач приема, диагностики и управления электромагнитным излучением, а также задач диагностики и управления электрофизическими параметрами и состоянием слоисто-неоднородных сред.

Основные задачи, которые стояли при реализации поставленных целей исследований, включали:

- выбор обобщенной физической модели среды и математического метода анализа формирования интерференционной картины при взаимодействии волны со средой;
- нахождение и анализ связи электрофизических и структурных параметров слоистой среды и ее волновых свойств (коэффициентов отражения, пропускания и поглощения);
- обобщение полученных результатов и разработка новых алгоритмов синтеза и анализа слоисто-неоднородных сред;
- проведение экспериментальных исследований с целью проверки достоверности аналитических результатов и выработки конкретных рекомендаций для их практической реализации.

Научная новизна работы.

Научную новизну работы определяют новые результаты, впервые полученные в процессе выполнения исследований, в частности:

- проведен комплексный теоретический и экспериментальный анализ влияния электрофизических и структурных параметров слоистых и слоисто-неоднородных сред на их волновые характеристики; получены аналитические соотношения, позволяющие находить оптимальные решения задач приема и преобразования электромагнитных излучений и диагностики параметров и состояния слоисто-неоднородных сред;
- впервые определены условия полного поглощения энергии электромагнитной волны в слабо поглощающем слое;
- показано, что полное поглощение волновой энергии в слабо поглощающем слое произвольной толщины возможно только при несимметричном его расположении относительно волновых параметров граничных с ним сред;
- впервые для обеспечения полного поглощения волновой энергии в слабо поглощающем слое произвольной толщины предложено использовать многослойный интерференционный поглотитель волновой энергии, представляющий собой многослойные диэлектрические структуры с различным числом слоев, обрамляющие слабо поглощающий слой. Получены простые аналитические соотношения, позволяющие синтезировать такие структуры с заданными спектральными характеристиками;

-впервые предложен и экспериментально реализован способ согласования высокоотражающих сред с волноведущими СВЧ-линиями передачи с помощью одного четвертьволнового или двух тонкослойных (суммарная оптическая толщина меньше четвертьволновой) диэлектрических слоев, используя явление волноводной дисперсии (зависимость величины импеданса волновода от длины волны и его геометрии);

-предсказано теоретическое существование нового класса слоисто-неоднородных сред - тонкослойных интерференционных структур, отличающихся от известных существенно меньшей (чем четверть длины волны) толщиной слоев и рядом уникальных инвариантных свойств;

-получены простые аналитические соотношения, позволяющие синтезировать структуры такого класса различной сложности с учетом малых вариаций их электрофизических и структурных параметров;

-проведено обобщение полученных теоретических результатов на аперидические многослойные структуры, являющиеся адекватной физической моделью слоя с произвольным пространственным распределением показателя преломления;

-введено понятие и установлены критерии длинноволновой интерференционной границы, начиная с которой в спектрах отражения и пропускания пространственно-неоднородных сред отсутствуют интерференционные экстремумы и средой можно рассматривать как сплошную, характеризуемую эквивалентным показателем преломления;

-впервые показано, что для слоев со слабой пространственной неоднородностью показателя преломления $n(z)$ в области длинноволновой интерференционной границы эквивалентным является показатель преломления, равный произведению двух глобальных экстремальных значений функции $n(z)$, нормированному на показатель преломления среды, из которой приходит волна;

-впервые обнаружено и исследовано явление нестационарного отражения электромагнитных волн с изменяющейся амплитудой и (или) фазой от интерференционных просветляющих структур;

-впервые показана возможность получения сверхкоротких оптических импульсов, сжатия импульсов и преобразования фазовой модуляции оптического излучения в амплитудную при распространении оптических импульсов через многослойные интерференционные просветляющие диэлектрические структуры;

-впервые предложены и отработаны экспериментальные методики “переменной нагрузки” и “полевого зондирования” для диагностики электрофизических параметров материалов на СВЧ;

-впервые теоретически и экспериментально исследовано влияние диффузионного пространственно-неоднородного распределения удельной проводимости в полупроводниковом слое в стационарном и динамическом режимах на эффективность кросс-модуляционного преобразования сигналов из оптического в СВЧ-диапазон и определены критерии оптимального решения;

-впервые предложена, экспериментально исследована и оптимизирована широкополосная и чувствительная кросс-модуляционная схема для приема ИК-излучений на основе полупроводникового слоя, включенного в цепь СВЧ-смещения на основе двойного волноводного Т-моста;

-создан двухволновой ИК-радиометр для контроля глубины структурных изменений металлов при лазерной закалке;

-впервые экспериментально обнаружено, исследовано и объяснено явление лазерной стимуляции нестационарного поглощения СВЧ-энергии в полупроводниках;

-впервые предложено и экспериментально исследовано фотоуправление СВЧ-мощностью на основе эффектов кросс-модуляции и волноводной дисперсии;

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Анализ и условия оптимального сочетания электрофизических и структурных параметров слоистых и слоисто-неоднородных сред при формировании в них интерференционной картины электромагнитных волн для решения задач приема, преобразования и диагностики.

2. Определение условий, при которых возможно осуществить полное поглощение (концентрацию) энергии электромагнитной волны в слабо поглощающем слое произвольной толщины.

3. Предложение использовать новую структуру - “многослойный интерференционный поглотитель” - для осуществления полного поглощения волновой энергии в тонком слабо поглощающем слое в заданном спектральном диапазоне.

4. Предложение способа согласования высокоотражающих нагрузок для СВЧ излучения с помощью согласующей структуры с минимально возможным числом слоев (вплоть до одного слоя) или минимальной суммарной волновой толщиной (меньше четверти длины волны).

5. Теоретическое предсказание и обоснование физических принципов, позволяющих синтезировать, исследовать свойства и развить теорию нового класса многослойных слоисто-неоднородных сред - “тонкослойных интерференционных структур”.

6. Определение структурных и волновых критериев эквивалентности слоя с неоднородным пространственным распределением показателя преломления сплошной среде. Введение понятия и определение критериев длинноволновой интерференционной границы.

7. Обнаружение и исследование нового явления - нестационарного отражения электромагнитных волн с изменяющейся амплитудой и (или) фазой от интерференционных просветляющих структур. Предложение использовать это явление для получения сверхкоротких оптических импульсов и управления их параметрами.

8. Обнаружение и исследование нового явления - лазерной стимуляции нестационарного поглощения СВЧ-энергии в полупроводниках. Обоснование возможности использования этого явления для диагностики электрофизических параметров полупроводников.

9. Предложение использовать кросс-модуляционную балансную схему приема с СВЧ-смещением при волноводном включении фоторезисторной пластины для широкополосного и чувствительного приема ИК-излучений.

10. Предложение использовать кросс-модуляционную двухрезонаторную схему с СВЧ-смещением на основе эффекта “разогрева” свободных носителей заряда в полупроводниках для широкополосного и чувствительного приема миллиметровых излучений.

11. Разработка и изготовление одно - и двухволновых ИК-радиометрических устройств для дистанционного контроля и измерения температуры и структурных изменений поверхности нагретых тел.

Практическая значимость работы определяется тем, что ее выводы, положения и результаты вносят существенный вклад в развитие следующих физических представлений: о

формировании интерференционной картины при распространении электромагнитных волн через многослойные слоисто-неоднородные структуры; о влиянии электрофизических и структурных параметров неоднородных и слоисто-неоднородных сред на их волновые, радиометрические характеристики; о природе и физических механизмах взаимодействия электромагнитных излучений с носителями заряда в материальных средах; о характере и особенностях кросс-модуляционных процессов, происходящих при одновременном воздействии на полупроводники электромагнитных излучений существенно различных частот.

Перечисленные результаты могут служить базой для дальнейших теоретических построений и создают научную основу для их практического применения. Так, результаты анализа кросс-модуляционных процессов в полупроводниках, в совокупности с новыми результатами по синтезу многослойных согласующих и фильтрующих структур, дают практически готовые решения для создания приемных устройств оптических и СВЧ-излучений, приборов для измерения и диагностики электрофизических параметров полупроводников и диэлектриков. Эти решения были частично реализованы в процессе выполнения ряда хозяйственных работ и работ по научно-техническому сотрудничеству при создании различных по своему назначению конкретных устройств. Созданные для контроля и измерения температуры материалов и газовых потоков одно и двухволновые ИК-радиометры также были разработаны и внедрены в различных отраслях промышленности. Ряд результатов использован при проведении как физических исследований, так и в других областях науки, например, в биологии и медицине. Некоторые результаты использованы в студенческих спецкурсах и в общем курсе «Теория волн».

Апробация работы.

Основные результаты работы докладывались на:

Международных конференциях: "Некорректно поставленные задачи в естественных науках", Москва, 1991 г.; "Оптические интерференционные покрытия", Туссон, Аризона, США, 1992 г.; "Оптомикроволновые и фазораспределенные процессы", США, 1992 г.; "Проектирование оптических приборов", США, 1992 г.; "Квантовая электроника", "Лазеры, применения и технологии", Москва, 2002 г.; "Неионизирующие электромагнитные излучения в биологии и медицине", Калуга, 2002 г.

Международных симпозиумах и конгрессах: "Прикладная оптика 89", Прага, 1989 г.; "Тонкие пленки и их применения", Нидерланды, 1990 г.; "Проектирование оптических систем", ФРГ, Берлин, 1992 г.; "Non-Lethal Weapons", Ettlingen, Germany, 2003.

Всесоюзных и Всероссийских конференциях, симпозиумах и семинарах: "1-я итоговая научно-техническая конференция по радиоэлектронике", НТО им.А.С.Попова, Калуга, 1971 г.; Всесоюзный симпозиум по "Приборам, технике и распространению ММ и СубММ волн в атмосфере", Москва, 1976 г.; "II Всесоюзный симпозиум по ММ и СубММ волнам", Харьков, 1978 г.; "I-я Всесоюзная конференция Предприятие-ВУЗ", Москва, 1980 г.; "Труды VII пленума Рабочей группы по оптике океана комиссии АН СССР по проблемам мирового океана", Таллин, 1980 г.; "Всесоюзная научно-техническая конференция по интегральной электронике СВЧ", Новгород, 1982 г.; X Всесоюзная научная конференция "Электроника СВЧ", Минск, 1983 г.; Всесоюзная научно-техническая конференция "Проектирование и применение радиоэлектронных устройств на диэлектрических волноводах и резонаторах", Саратов, 1983 г.; Научно-технический семинар "Диэлектроника-новое перспективное направление в электронной технике", Москва, 1983 г.; Всесоюзный научный Семинар "Методы синтеза и

применение многослойных интерференционных систем”, Москва, 1984 г.; XI Всесоюзная научная конференция “Электроника СВЧ”, Орджоникидзе, 1986 г.; Всероссийская Школа-семинар “Физика и применение микроволн”, Москва, 1993 г., 2001 г.; Всесоюзная конференция “Состояние и разработки препаратов для диагностики вирусных гепатитов и инфекций, управляющих спецификами или средствами профилактики”, Пермь, 1993 г.; IV, VIII Всероссийская Школа-семинар “Волновые явления в неоднородных средах”, Красновидово, 1994 г., 2002 г.; X Всероссийский симпозиум “Миллиметровые волны в медицине и биологии”, 1995 г.; I Всероссийский Конгресс “Медицинская физика”, Москва, 2001 г.; ”Ломоносовские чтения”, Москва, 2004 г.;

На научных семинарах кафедр физического факультета МГУ: радиофизики, физики полупроводников, физики низких температур и сверхпроводимости, математики, общей физики и волновых процессов, физики атмосферы; на научных семинарах профессора А.В.Тихонравова (Научно-исследовательский вычислительный центр МГУ им. М.В. Ломоносова).

Публикации. Работа написана по материалам 102 научных трудов автора, которые указаны в списке литературы.

Личный вклад автора. Представленная работа – результат многолетних теоретических и экспериментальных исследований автора на кафедре радиофизики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова, в рамках научно-исследовательских бюджетных тем: ”Генерация, усиление, преобразование и распространение электромагнитных волн” и ”Высокочувствительный прием электромагнитных волн”. Основная часть результатов работы, выносимых на защиту, получена автором лично или под его руководством и при непосредственном его участии. Часть работ выполнена в соавторстве с сотрудниками других кафедр физического факультета МГУ, НИВЦ МГУ, МЭИ, отраслевых и академических научно-исследовательских институтов. Автору принадлежат постановки соответствующих задач, формулировка и реализация методов решения, анализ и интерпретация полученных результатов. Из материалов совместных публикаций в работе использованы лишь те результаты, в которых личный вклад автора был определяющим.

ЧАСТЬ I.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ .

I. Постановка задачи. Методы анализа распространения волн в неоднородных средах.

Рассматривая взаимодействие электромагнитной волны с некоторой средой, мы в дальнейшем, как правило будем иметь ввиду взаимодействие плоской монохроматической волны со средой (однородной, неоднородной, слоисто-неоднородной, с потерями или без), представляющей из себя слой, не ограниченный в плоскости перпендикулярной направлению распространения волны, причем, в случае наличия какого-либо типа неоднородности (структурной или электрофизических параметров) будем полагать, что они имеют непрерывный (одномерный), либо плоскостойкий характер. При рассмотрении процессов в оптическом диапазоне не будем учитывать краевые эффекты на ограниченных апертурах оптического луча и среды. Многочисленные эксперименты, проведенные нами по изучению дифракции на пространственно ограниченных телах, границах раздела сред и различного рода неоднородностях, показали на правомерность такой постановки задачи в рассматриваемых

нами условиях. При рассмотрении аналогичных задач в СВЧ-диапазоне, будем полагать, что слой или многослойная структура полностью заполняют поперечное сечение волноведущей линии и аналогичные краевые эффекты также учитывать не будем, что, как показали проведенные нами экспериментальные исследования также вполне правомерно. Таким образом, в такой постановке задачи, при взаимодействии электромагнитной волны со средой происходит перераспределение энергии волны между тремя ее компонентами – отраженной, прошедшей и поглощенной, связанными между собой законом сохранения энергии, вследствие чего сумма их постоянна и равна единице. Для успешного решения такого комплекса задач прежде всего было необходимо выбрать вид обобщенной физической модели материальной среды, которая включала бы в себя механизмы, обеспечивающие реализацию рассматриваемых явлений и математический метод анализа взаимодействия среда - электромагнитная волна, установив таким образом логическую связь между электрофизическими, структурными и геометрическими параметрами среды и характеристиками взаимодействующих с ней волн.

В качестве обобщенной физической модели среды была выбрана так называемая модель “диэлектрик с потерями”, с помощью которой физические свойства материальной среды записывались в виде:

$$\varepsilon_k = \varepsilon' + j\varepsilon'' ,$$

где $\varepsilon', \varepsilon''$ - действительная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости среды ε_k , которая, вообще говоря, могла зависеть, как от длины волны излучения, так и от пространственных координат (диспергирующая неоднородная среда), времени (нестационарные задачи), величины напряженности поля волны (нелинейная среда) и т.п. Таким образом, не обужая возможности рассмотрения различного рода материальных сред и механизмов взаимодействия, такая обобщенная модель позволяла перейти к вопросу выбора математического метода описания распространения и взаимодействия волны со средой.

Для анализа процессов интерференции в неоднородных (слоисто-неоднородных) средах существует несколько различных математических подходов, удобных применительно к той или иной конкретной задаче. Основными из них являются матричная методика в оптике и метод импедансных характеристик в радиофизике, берущий свое начало в теории цепей. Традиционно между методами анализа и синтеза радиофизических цепей и оптических структур существовало принципиальное различие, заключающееся в том, что в первом случае параметры рассматриваемых неоднородных сред являлись сосредоточенными, а во втором - распределенными. Однако, с освоением сантиметрового, миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов электромагнитного спектра эти различия, с точки зрения соотношения между масштабом неоднородности среды и длиной волны, практически исчезли и появилась возможность развить весьма удобный и продуктивный метод синтеза и анализа СВЧ-четырёхполюсников (метод импедансных характеристик) на аналогичные задачи для слоисто-неоднородных сред.

1. Матричный метод.

Матричный метод основан на том, что слоисто-неоднородную среду можно охарактеризовать соответствующей унимодулярной 2×2 матрицей, называемой характеристической. Слои структуры при этом считаются плоскопараллельными и оптически однородными и могут иметь проводимость. Через компоненты этой матрицы рассчитываются коэффициенты отражения, пропускания и поглощения электромагнитной волны в слоисто-

неоднородной среде. Как правило начальное ($z = 0$) решение волновых уравнений выражают через решение в конце структуры ($z = z_1$):

$$Q_0 = M Q(z_1),$$

где Q - матрица решений волновых уравнений, а матрица M - характеристическая, причем $|M| = 1$.

Основным удобством такого метода является возможность последовательно рассчитывать слоистые структуры, т.е. при переходе от $z=0$ до $z = z_1$ и от $z = z_1$ до $z = z_2$, матрицы просто перемножаются:

$$Q_0 = M(z_2) Q(z_2), \text{ где } M(z_2) = M_1(z_1) M_2(z_2 - z_1).$$

Тогда для коэффициентов отражения и пропускания соответственно имеем:

$$r = \frac{(M_{11} + M_{12} n_s) n_L - (M_{21} + M_{22} n_s)}{(M_{11} + M_{12} n_s) n_L + (M_{21} + M_{22} n_s)},$$

$$t = \frac{2 n_L}{(M_{11} + M_{12} n_s) + (M_{21} + M_{22} n_s)},$$

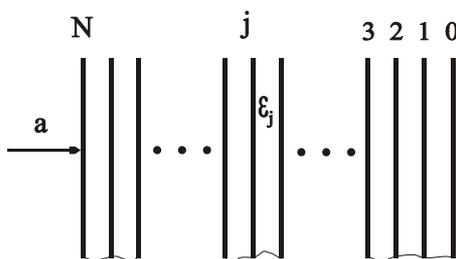
где M_{ij} - элементы характеристической матрицы, а n_s и n_L - показатели преломления граничных от структуры сред, причем, матрица одного j -го слоя структуры толщиной d_j имеет вид:

$$M_j = \begin{bmatrix} \cos(k n_j d_j) & -\frac{j}{n_j} \sin(k n_j d_j) \\ -j n_j \sin(k n_j d_j) & \cos(k n_j d_j) \end{bmatrix},$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - постоянная распространения, λ - длина волны.

2. Метод импедансных характеристик [2,3,11,14,15].

В отличие от матричного метода, метод импедансных характеристик заключается в установлении связи между входными импедансами в двух любых сечениях слоистой структуры, то есть в его основе лежат операции не с абсолютными значениями напряженностей составляющих электромагнитного поля, а с относительной величиной, равной отношению их поперечных составляющих, что существенно упрощает вычислительную сторону задачи. В то же время на любом этапе рассмотрения процесса распространения волн в слоистых структурах, абсолютные величины амплитуд результирующих полей посредством элементарных вычислений могут быть записаны на импедансном языке. Кроме того, можно с позиций метода импедансных характеристик говорить о наиболее общих закономерностях интерференционных процессов, происходящих в слоисто-неоднородных средах. Однако этот метод был недостаточно разработан применительно к анализу распространения электромагнитных волн в слоисто-неоднородных средах, что и послужило причиной для



специального рассмотрения нами такой задачи.

Слоисто-неоднородная среда (многослойная система) представляет собой набор, общим числом N , плоскопараллельных слоев (рис.1). Вещество, составляющее слой справа от сечения под индексом j будем

Рис.1 характеризовать комплексной диэлектрической проницаемостью вида:

$$\varepsilon_j = \varepsilon_j' + i \varepsilon_j''.$$

Волновое сопротивление слоя с ε_j , нормированное на волновое сопротивление свободного пространства $\rho_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ (далее всюду будем иметь в виду нормированные таким же образом волновые сопротивления и входные импедансы) обозначим через Z_{ε_j} . Обозначив через Z_j входной импеданс в j-ом сечении, будем для него иметь:

$$Z_j = Z_{\varepsilon_j} \frac{Z_{j-1} + Z_{\varepsilon_j} \operatorname{th}(\gamma_j X_j)}{Z_{\varepsilon_j} + Z_{j-1} \operatorname{th}(\gamma_j X_j)}, \quad (1)$$

где γ_j - постоянная распространения волн в слое с ε_j ; X_j - его толщина, а Z_{j-1} - входной импеданс в (j-1)-ом сечении. Для удобства записи формулу (1) можно переписать в матричном виде, если положить входные импедансы в j-ом и (j-1)-ом сечениях равными соответственно:

$$Z_j = \frac{g_j}{n h_j}, \quad Z_{j-1} = \frac{g_{j-1}}{n h_{j-1}}, \quad \text{где } 1/n - \text{ волновое сопротивление пространства справа от}$$

многослойной структуры. Тогда:

$$\begin{pmatrix} g_j \\ h_j \end{pmatrix} = \hat{M}_j \begin{pmatrix} g_{j-1} \\ h_{j-1} \end{pmatrix} \quad (1^*) \quad \text{и}$$

компоненты квадратной матрицы \hat{M}_j , характеризующей j-й слой, легко найти, сравнивая

(1*) и (1). Задавая входной импеданс на правой границе многослойной структуры $Z_0 = \frac{g_0}{n h_0}$ и

пересчитывая входной импеданс на левую границу, находим входной импеданс всей структуры в виде:

$$Z_N = \frac{g_N}{n h_N}.$$

Если слева и справа от многослойной структуры находится пространство с волновым сопротивлением $1/n$, тогда амплитудные коэффициенты отражения r и пропускания будут

иметь вид:

$$r = \frac{g_N - h_N}{g_N + h_N}, \quad (2)$$

$$t = \prod_{j=0}^N \frac{g_j + n_j h_j}{g_j + n_{j+1} h_j} e^{-\gamma_{j+1} X_{j+1}}, \quad (3)$$

где $n_j = n Z_{\varepsilon_j}$. Таким образом, зная характеристики отдельных слоев и задавая входной импеданс на правой границе многослойной структуры, по формулам (1) или (1*), можно найти входной импеданс в любом ее сечении. Воспользовавшись формулами (2) и (3), легко вычислить коэффициент поглощения A структуры по мощности:

$$A = 1 - r r^* - t t^*, \quad (4)$$

где знак * означает комплексное сопряжение. Метод импедансных характеристик позволяет рассмотреть распределение амплитуды и фазы результирующего поля внутри каждого отдельного слоя структуры. Направив ось $O X$ в направлении распространения волновой энергии и поместив начало координат на левую границу любого слоя с ε_j (j-номер слоя), для амплитуды электрического поля можно записать: $E_j(x) = A_j e^{-\gamma_j x} + B_j e^{\gamma_j x}$, где x - текущая координата, а связь между A_j и B_j дается соотношением:

$$B_j = A_j \frac{Z_j^- - Z_{\varepsilon_j}}{Z_j^- + Z_{\varepsilon_j}}.$$

В свою очередь, A_j определяется амплитудой падающего поля A_0 и коэффициентом пропускания системы слоев слева от интересующего нас слоя с ε_j . Таким образом, получим:

$$\frac{E_j(x)}{A_0} = \prod_{k=j}^N \frac{Z_k^- + Z_{\varepsilon_k}}{Z_k^- + Z_{\varepsilon_{k+1}}} e^{-\gamma_{k+1} x_{k+1}} \left(e^{-\gamma_j x} + \frac{Z_j^- - Z_{\varepsilon_j}}{Z_j^- + Z_{\varepsilon_j}} e^{\gamma_j x} \right). \quad (5)$$

II. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В РЕЗОНАНСНЫХ СТРУКТУРАХ.

1. Интерференционные явления в слое с поглощением [1-6].

В принятой нами постановке задачи предполагалось, что некоторая среда, представляющая собой плоскопараллельный слой с комплексной относительной диэлектрической проницаемостью ε_k и толщиной d_0 , полностью заполняет поперечное сечение волновода с волновым сопротивлением z_0 , регулярного со стороны падающей на слой СВЧ-волны и нагруженного на некоторую нагрузку z_n , отстоящую от слоя на расстояние $d_{кз}$. Как уже отмечалось выше, целью исследования было установление оптимальных значений (интервалов значений) величин d_0 , $d_{кз}$ и z_n с точки зрения переноса вариаций удельной проводимости слоя на вариации параметров СВЧ-волны.

Исследование проводилось численно и аналитически для двух принципиально отличающихся случаев: симметричного расположения слоя в волноводе ($z_n = z_0$) и не симметричного ($z_n \neq z_0$). В результате анализа в широком диапазоне значений удельной проводимости слоя $\sigma \in 10^{-3} \div 10^3$ (Ом \times М) $^{-1}$ было установлено, что для обоих случаев участки с максимальной крутизной $dr/d\sigma$ соответствуют минимальным значениям r . Причем, в случае симметричного расположения слоя в волноводе, это условие соответствует полуволновой толщине слоя. Кроме того, было показано, что ни при каких условиях в случае симметричного расположения слоя в волноводе невозможно обеспечить полное поглощение в нем волновой энергии.

В отличие от симметричного, при не симметричном расположении слоя в волноводе (нами была исследована наиболее эффективная не симметричная схема, при которой в качестве нагрузки был выбран отражатель, на СВЧ это короткозамыкающая нагрузка, при которой $z_n = jz_0 \operatorname{tg} \beta d_{кз}$) было показано, что можно при определенных соотношениях $d_0, d_{кз}$ и σ обеспечить полное поглощение волновой энергии в слое. На основе метода импедансных характеристик для случая малых потерь ($\varepsilon'' \ll \varepsilon'$), пренебрегая членами второго порядка малости по ε'' , аналитически было получено в явном виде условие полного поглощения волновой энергии в слое:

$$d_0 = \frac{2 \lambda}{\lambda_\varepsilon \sigma \rho_0} \operatorname{arctg} \frac{\lambda_\varepsilon}{\lambda_\varepsilon} \quad (6)$$

$$d_{\text{кз}} = \frac{\lambda_\varepsilon}{2 \pi} \operatorname{arctg} \frac{\lambda_\varepsilon}{\lambda_\varepsilon \operatorname{tg} \frac{2 \pi d_0}{\lambda_\varepsilon}} \quad (7)$$

где $\lambda, \lambda_\varepsilon, \lambda_\varepsilon$ - длина волны в свободном пространстве, в волноводе и в слое соответственно, ρ_0 - волновое сопротивление свободного пространства. Одновременное выполнение условий (6) и (7) обеспечивает режим полного поглощения, т.е. нахождение глобального экстремума функции $dr/d(\sigma, d_0, d_{\text{кз}}, \lambda)$.

В то же самое время условие (7), как было установлено в результате анализа, определяет полное множество значений $d_{\text{кз}}$, при которых имеют место локальные максимумы поглощения при любой, отличной от оптимального значения по (6), толщине слоя. Причем, как показало исследование распределения напряженности электрической компоненты поля волны, экстремальным значениям поглощения соответствует такое распределение поля волны, что максимальное значение напряженности электрической компоненты всегда находится на передней (по отношению к падающей волне) грани слоя, т.е., например, если $d_0 = \lambda_\varepsilon / 4$, то $d_{\text{кз}} = (\lambda_\varepsilon / 2)k$, где $k = 0, 1, 2, \dots$ и наоборот, если $d_0 = \lambda_\varepsilon / 2$, то $d_{\text{кз}} = (\lambda_\varepsilon / 4)l$, где $l = 2k + 1$ и т.д. Таким образом, полученные соотношения позволяют с одной стороны обеспечить режим максимального поглощения энергии волны в слое, а с другой - максимальную крутизну зависимости $r(\sigma)$, т.е. максимальное разрешение по СВЧ (или оптическому) каналу возможных вариаций удельной проводимости слоя.

Проведенный численный, аналитический и экспериментальный анализ показали, что в окрестности глобального и локальных экстремумов характер функции $r(\sigma, d_0, d_{\text{кз}}, \lambda)$ в первом приближении имеет линейный характер и при наличии возмущений удельной проводимости слоя $\tilde{\sigma} = \sigma + \Delta\sigma$ справедливо соотношение $\Delta|r| = \xi \Delta\sigma$, где ξ - постоянная для данного материала среды и характеристик волны и волноведущей линии. Причем, для тонких слоев ($d_0 \ll \lambda$) в широком диапазоне удельных проводимостей слоя $10^{-4} \langle \sigma \rangle 10^2$ (ом·м)⁻¹ справедливо соотношение $\Delta|r| = -10^{-3} \Delta\sigma d_0$, где d_0 [мкм].

Таким образом, проведенный анализ интерференционных явлений в слое с поглощением позволил определить условия оптимального взаимодействия электромагнитной волны со средой, а полученные при анализе простые аналитические соотношения их практическую реализацию.

Однако, на практике далеко не всегда приемлемы толщины, определяемые условием (6), как правило они оказываются значительно меньше. В этих случаях приходится, используя условие (7), формировать взаимодействие волны со средой в области одного из локальных экстремумов поглощения, но при этом, поскольку не обеспечивается полное поглощение энергии волны в слое, происходит, иногда значительное, ухудшение качества параметров системы в целом: в случае приема излучений - уменьшение дальности приема и потеря информации; при диагностике - ухудшение разрешающей способности и чувствительности метода и т.д. С другой стороны из анализа общих условий согласования было очевидно, что в рассматриваемом нами случае существует возможность для любого из локальных

экстремумов поглощения реализовать режим полного поглощения энергии волны в слое при соответствующем подборе волновых характеристик (волнового сопротивления) среды из которой на слой падает волна, т.е. расположением между волноведущей линией и слоем некоторой среды или определенной совокупности сред, удовлетворяющей по своим волновым характеристикам этому требованию.

2. Интерференционные явления в многослойных резонансных поглощающих структурах.

Задача обеспечения максимально возможного поглощения волновой энергии в материальных средах имеет, как уже отмечалось выше, достаточно общий и приоритетный характер в самых разнообразных областях физики. В этой постановке происходит сближение проблем радиофизики и оптики, причем, если исторически методы синтеза специальных цепей в радиофизике начали интенсивно развиваться примерно на два десятилетия раньше, чем в оптике, то интенсивное развитие аналогичных методов в оптике в 50-годы, во многом заимствованных из радиофизики в силу схожести проблем, со своей стороны указало на эффективный путь решения схожих задач использованием интерференционных явлений в многослойных структурах. Особенно это стало актуальным с освоением в радиофизике сантиметрового, миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн. Многослойные структуры, обеспечивающие полное поглощение волновой энергии в слабо поглощающих, или сильно отражающих слоях, могут широко применяться для приема, детектирования и спектрального анализа коротковолновой энергии, фильтрации и анализа сигналов, диагностики сред и визуализации электромагнитных полей.

Поскольку идея использования многослойных структур в радиофизических СВЧ-устройствах пришла из оптики, то было естественным проанализировать уже достаточно хорошо к этому времени развитые в оптике математические методы синтеза и анализа многослойных структур и достигнутые при этом результаты.

Анализ показал, что действительно, в теории оптики многослойных покрытий рассматривалась задача обеспечения максимального поглощения волновой энергии в слабопоглощающем слое, и при этом было показано, что многослойные структуры, включающие в себя тонкий слой слабопоглощающего материала, обрамленного одинаковыми наборами непоглощающих слоев с чередующимися показателями преломления, могут обеспечить значительное, но не превышающее 50% поглощение падающей энергии (Кард П.Г. Анализ и синтез многослойных интерференционных пленок. Таллин, "Валгус", 1971г.). С другой стороны, многочисленные экспериментальные, численные и аналитические исследования, проводившиеся нами в СВЧ-диапазоне и, особенно, результаты представленные в настоящем докладе ранее (соотношения (6) и (7)) и сделанные на основе их анализа выводы, однозначно указывали на принципиальную возможность осуществления 100% поглощения энергии в слабопоглощающем слое при использовании не симметричных (имеющих различное количество слоев), обрамляющих этот слой, многослойных структур. Поскольку в теории и практике анализа и синтеза многослойных покрытий в оптике использовались резонансные, состоящие из четвертьволновых по оптической толщине слоев, структуры, то нами был проведен анализ оптимальности такого выбора толщины слоев многослойной структуры, в результате которого было установлено, что при таком выборе толщины слоев, реализуется оптимальное решение задачи согласования относительно такого параметра многослойной структуры, как общее число ее слоев, т.е. такой выбор толщины слоев обеспечивает при

минимальном числе слоев максимальную согласующую (отражательную) способность структуры.

2.1 Многослойный интерференционный поглотитель волновой энергии [7-16].

Используя развитый для решения такого типа задач метод импедансных характеристик, анализ был проведен для конкретного случая, переход к которому отнюдь не ограничивал общности рассмотрения. В случае различных волноведущих линий, в том числе и для свободного пространства, анализ впоследствии проводился аналогичным образом с соответствующими заменами импедансных характеристик слоев и граничных сред.

Пусть многослойная система помещена в прямоугольный волновод, возбужденный на основном типе колебаний H_{10} . Такое рассмотрение справедливо, например, при полном заполнении волновода слоями, образующими структуру. Тогда выражения для волнового сопротивления Z_{ε_j} и постоянной распространения волны γ_j имеют вид:

$$\begin{cases} \beta_j \\ \alpha_j \end{cases} = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\sqrt{\Lambda_j^2 + \varepsilon_j'^2} \pm \Lambda_j}{2} \right)^{1/2}; \quad \begin{cases} c_j \\ d_j \end{cases} = \left(\frac{\sqrt{\Lambda_j^2 + \varepsilon_j'^2} \pm \Lambda_j}{2(\Lambda_j^2 + \varepsilon_j'^2)} \right)^{1/2}; \quad \Lambda_j = \varepsilon_j' - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}} \right)^2$$

$Z_{\varepsilon_j} = c_j + i d_j$, $\gamma_j = \alpha_j + i \beta_j$; где $\lambda_{кр}$ - критическая длина волны в волноводе.

Будем считать, что рабочий слой имеет резонансную оптическую толщину $\lambda_0/2$ (аналогичным образом можно рассмотреть слой произвольной толщины), характеризуется $\varepsilon = \varepsilon' + i \varepsilon''$ и помещен между двумя наборами диэлектрических слоев с оптической толщиной $\lambda_0/4$. Под λ_0 имеется в виду длина волны в волноводе при вакуумном его заполнении, соответствующая некоторой определенной длине волны в свободном пространстве. Каждый набор составлен таким образом, чтобы слои с ε_1 и ε_2 попарно чередовались и к рабочему слою слева и справа примыкали слои с меньшим ε (пусть, например, $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$). Положим также, что слева и справа от МИП находится волновод при вакуумном заполнении, а число слоев в обрамляющих наборах четно и обозначено $2r_1$ и $2r_2$. Считая потери во всех слоях малыми, введем малые величины:

$$\chi = \frac{|\varepsilon''|}{2\Lambda}, \quad \chi_1 = \frac{|\varepsilon_1''|}{2\Lambda_1}, \quad \chi_2 = \frac{|\varepsilon_2''|}{2\Lambda_2}, \quad \text{где } \Lambda = \varepsilon' - c, \quad \Lambda_1 = \varepsilon_1' - c, \quad \Lambda_2 = \varepsilon_2' - c, \quad c = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{кр}} \right)^2.$$

Последующее рассмотрение проведем для λ , отличающейся от λ_0 тем, что $\lambda = \lambda_0(1 + \delta)$, где δ малая величина, по порядку малости не больше, чем χ . Раскладывая компоненты матриц \hat{M}_j в ряд по малому параметру χ с точностью до членов второго порядка малости с помощью формул (1) и (10), формулы (1')-(3) можно значительно упростить.

Входной импеданс в нулевом сечении равен $Z_0 = g_0/n h_0$, где $g_0 = 1$, $n = \sqrt{1-c}$, $h_0 = \sqrt{1-c\delta(2+\delta)/(1-c)}$.

По формуле (1') после несложных преобразований для входного импеданса в $2r_1$ -ом сечении Z_{2r_1} получим:

$$\sqrt{1-a^2}(-I)^{r_1} \begin{pmatrix} g_{2r_1} \\ h_{2r_1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} kU_{r_1} - U_{r_1-1} + \Phi' & lU_{r_1} \\ mU_{r_1} & pU_{r_1} - U_{r_1-1} + \Phi'' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_0 \\ h_0 \end{pmatrix}$$

где U_r - полиномы Чебышева второго рода порядка r от аргумента $a = 1/2(k+p)$; $U_r = \sin(r \arccos a)$, где k, l, m, p - однозначно определены через параметры слоев [14,15].

Точно также нетрудно найти связь между парами значений g_{2r_1+1}, h_{2r_1+1} и g_{2r_1}, h_{2r_1} , g_N, h_N и g_{2r_1+1}, h_{2r_1+1} :

$$\begin{pmatrix} g_{2r_1+1} \\ h_{2r_1+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1-i\theta\delta'_3 & n_3[\theta-i\delta'_3(1+\delta''_3)] \\ \frac{l}{n_3}[\theta-i\delta'_3(1+\delta''_3)] & 1-i\theta\delta'_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_{2r_1} \\ h_{2r_1} \end{pmatrix}$$

$$\sqrt{1-a^2}(-I)^{r_2} \begin{pmatrix} g_N \\ h_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} pU_{r_2} - U_{r_2-1} + \tilde{\Phi}'' & lU_{r_2} \\ mU_{r_2} & kU_{r_2} - U_{r_2-1} + \tilde{\Phi}' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_{2r_1+1} \\ h_{2r_1+1} \end{pmatrix}$$

Здесь $\delta'_3 = \pi\delta\Delta_3$, $\Delta_3 = 1 + \frac{c}{\Lambda}$, $\theta = i\pi\chi$, $n_3 = n/\sqrt{\Lambda}$, δ''_3 - малая величина порядка δ ; $\tilde{\Phi}''$, $\tilde{\Phi}'$ - величины, равные $U_{r_2}O(\chi^2)$. Таким образом из соотношения (3) для коэффициента пропускания имеем:

$$|t|^2 = \frac{4t}{(g_N + h_N)(g_N^* + h_N^*)}, \quad \text{где } t = 1 + O(\chi).$$

С помощью (4) для коэффициента поглощения структуры получим:

$$A = 2 \frac{g_N h_N^* + g_N^* h_N - 2t}{(g_N + h_N)(g_N^* + h_N^*)},$$

или:

$$A = \frac{4\xi(1+\eta)}{\left((1+\eta)\xi + 1 + \frac{l}{\Pi}\right)^2 + (\xi\varphi)^2},$$

$$\text{где } \xi = \frac{\pi\chi\sqrt{\Lambda}}{n} \left(\frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}\right)^{r_2}; \quad \Pi = \left(\frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}\right)^{r_1-r_2}; \quad B = \frac{\Lambda_1 - \Lambda_2}{2\sqrt{\Lambda_1\Lambda_2}};$$

$$\eta = \frac{l}{2B\chi} \left(\sqrt{\frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}} \chi_2 + \sqrt{\frac{\Lambda_2}{\Lambda_1}} \chi_1 \right); \quad \varphi = -\frac{\delta}{2B\chi} \left(\sqrt{\frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}} \Delta_2 + \sqrt{\frac{\Lambda_2}{\Lambda_1}} \Delta_1 + 2B\Delta_3 \right).$$

Из полученных соотношений видно, что действительно, для симметричной системы ($r_1 = r_2$, $\Pi = 1$) максимально возможное поглощение достигается на длине волны λ_0 при выполнении условия $(1+\eta)\xi = 2$ и равно $A_{max} = 1/2$.

В то же самое время, переходя к системе не симметричной (увеличивая число слоев справа от рабочего слоя), в случае отсутствия потерь в слоях многослойных структур, граничащих с рабочим слоем, можно добиться полного поглощения падающей энергии в рабочем слое. При этом условие максимального поглощения имеет вид $\xi = 1$, или:

$$\left(\frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}\right)^{r_2} \frac{\sqrt{\Lambda}}{n} \pi \chi = 1$$

и определяет необходимые для достижения A_{max} число слоев во втором наборе $2r_2$. Действительно, в этом случае при $\Pi \rightarrow \infty$:

$$A_{max} \approx 1 - \frac{1}{\Pi}. \quad \text{Поправки}$$

с учетом потерь в слоях обрамляющих рабочий слой структур дают:

$$A_{max} = \frac{4(1+\eta)}{(2+\eta)^2} \left(1 - \frac{2}{\Pi(2+\eta)}\right), \quad \text{и}$$

составляют лишь незначительное отличие A_{max} от единицы.

2.1.1. Спектральные характеристики.

Анализируя полученное соотношение нетрудно установить резонансный характер зависимости $A(\lambda)$. Поэтому характеризовать спектр МИП может добротность Q системы в целом (или ширина полосы частот поглощения, обратнопропорциональная величине Q), определяемая в нашем случае отношением резонансной длины волны к ширине резонансной кривой поглощения на уровне $\frac{1}{2} A_{max}$. Как для симметричной, так и для не симметричной МИП добротность определяется соотношением:

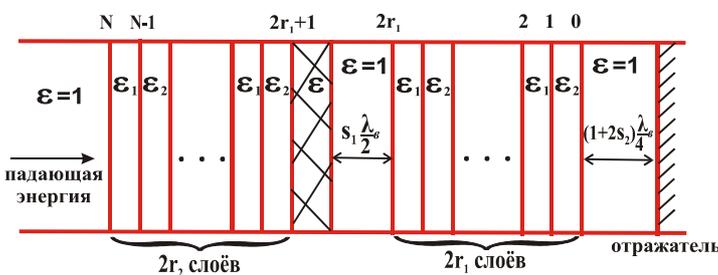
$$Q = \frac{1}{2B\chi(2+\eta)} \left(\sqrt{\frac{\Lambda_1}{\Lambda}} \Delta_2 + \sqrt{\frac{\Lambda_2}{\Lambda}} \Delta_1 + 2B \Delta_3 \right)$$

Как видно из полученного соотношения, наличие потерь в обрамляющих наборах слоев несколько уменьшает добротность системы, причем поправочный эффект в этом случае довольно мал, т.к. $\eta \sim \frac{\max\{\chi_1, \chi_2\}}{\chi}$ и величины χ_1, χ_2 , как правило, имеют значения на 2-3 порядка

меньшие, чем χ .

2.1.2. Перестройка по резонансной частоте и полосе поглощения.

Особый интерес представляет случай, когда справа от рабочего слоя после первого обрамляющего набора слоев расположен высокоэффективный отражатель с коэффициентом отражения близким к (-1) в широком диапазоне длин волн (в СВЧ-диапазоне, например, рассмотренный уже выше, волноводный



короткозамыкающий поршень).

Характерная структура такой схемы представлена на рис.2. Пусть расстояние от правой границы рабочего слоя оптической толщины $\lambda_g/2$ до первого набора слоев составляет $S_1 \lambda_g/2$, ($S_1 = 0, 1, 2, \dots$), а от правой

границы первого набора до

Рис. 2 отражателя $(1+2S_2) \lambda_g/4$, ($S_2 = 0, 1, 2, 3, \dots$). Проведя преобразования

аналогичным образом, получим выражение для коэффициента поглощения аналогичное по форме, однако, в отличие от ранее рассмотренного, в данном случае имеется существенная особенность, заключающаяся в том, что теперь порядок величины η

определяется не порядком величины $\max\{\chi_1, \chi_2\}/\chi$, а порядком произведения $F^2 \max\{\chi_1, \chi_2\}/\chi$ где $F^2 = (\Lambda_1/\Lambda_2)^2$, которое при большом числе слоев в первом наборе может иметь нулевой порядок малости по χ и, более того, значительно превышать значение 1. Преимущества рассматриваемой системы заключается в том, что с помощью изменения числа слоев $2r1$ в первом наборе можно в широких пределах изменять добротность системы при сохранении $A_{max} \approx 1$ (при условии, конечно, что $F^2 \max\{\chi_1, \chi_2\}/\chi \ll 1$ при интересующем нас значении F^2). Кроме того, из полученных соотношений видно, что если при изменении длины волны падающего излучения изменять положение отражателя, то можно обеспечить выполнение условий режима согласования. Это означает, что резонансную кривую поглощения с помощью изменения положения отражателя можно сместить по длине волны относительно λ_0 . Проведенный анализ также показал, что изменением расстояния до отражателя можно скомпенсировать реальный, имеющий место на практике, разброс по толщине слоев структуры при их изготовлении.

Проведенные методом импедансных характеристик численные и аналитические исследования распределения напряженности электрического поля в МИП, позволили установить общие закономерности и условия, при которых можно реализовать требуемое распределение в МИП (например, максимальное или минимальное значение напряженности поля в рабочем слое) в зависимости от характера решаемой конкретной задачи.

Кроме приведенных здесь основных результатов было проведено большое количество аналитических, численных и экспериментальных исследований МИП различных модификаций, которые, в силу большого объема, по объективным причинам не могут быть представлены в настоящем докладе, однако все эти результаты отражены в работах, представленных в списке публикаций докладчика.

3. Явление волноводной дисперсии. Однослойное согласование высокоотражающих нагрузок на СВЧ [38,42].

Рассмотренные выше многослойные интерференционные поглотители могут обеспечивать полное поглощение волновой энергии не только в слабопоглощающих слоях, но и в сильно отражающих материалах. Для этого достаточно синтезировать первое многослойное зеркало с модулем коэффициента отражения равным модулю коэффициента отражения от высокоотражающей среды и с соответствующими фазами отличающимися на кратное число π . В таком случае отпадает необходимость во втором зеркале и отражателе. Однако такое решение обладает очевидными недостатками. Во-первых, поскольку среда сильно отражающая, первое зеркало должно иметь весьма высокий коэффициент отражения, т.е. довольно большое число слоев, что приводит к появлению заметного, нежелательного поглощения в слоях зеркала и, кроме того, довольно большим его геометрическим размерам, что в ряде случаев делает такой способ решения проблемы согласования неприемлемым (работа в условиях низких и сверхнизких температур, где требуется минимально возможная теплоемкость системы в целом).

От этих недостатков свободен предложенный нами способ, при котором, используя дисперсионные свойства волноведущей линии, можно обеспечить полное поглощение энергии электромагнитной волны в высокоотражающих материалах (металлы) с помощью лишь одного четвертьволнового слоя. Если высокоотражающая нагрузка с волновым импедансом

Z_H расположена в волноведущей линии с импедансом Z_L и к ней примыкает четвертьволновый по оптической толщине слой с импедансом Z , тогда условие согласования, было показано выше, имеет вид: $Z_H = \frac{Z^2}{Z_L}$, где $Z = \left(\varepsilon - (\lambda/\lambda_c)^2 \right)^{1/2}$ - волновой импеданс четвертьволнового слоя с относительной диэлектрической проницаемостью ε , $Z_L = \left(1 - (\lambda/\lambda_c)^2 \right)^{1/2}$, λ , λ_c - длина волны в свободном пространстве и критическая длина волны волновода, соответственно. Из условия согласования видно, что при $\lambda \rightarrow \lambda_c$ можно обеспечить режим согласования со сколь угодно малой величиной Z_H .

Таким образом, варьируя величину λ или λ_c (выбирая, например, волновод необходимого сечения), можно согласовывать высокоотражающие нагрузки с помощью одного четвертьволнового слоя, физическая толщина которого конечна и равна $d = \lambda / 4$.

На основании метода импедансных характеристик, аналитически, пренебрегая членами второго порядка малости относительно величины Z_H , было получено соотношение для добротности такого согласователя: $Q \cong 6 \cdot 10^{-2} \frac{Z^4}{Z_H}$, причем, численная проверка по точным формулам и проведенный эксперимент, показали, что это соотношение справедливо для $Q \geq 30$ с ошибкой не более нескольких процентов. На рис.3 представлена характерная спектральная характеристика такого согласователя, полученная численно по точным формулам.

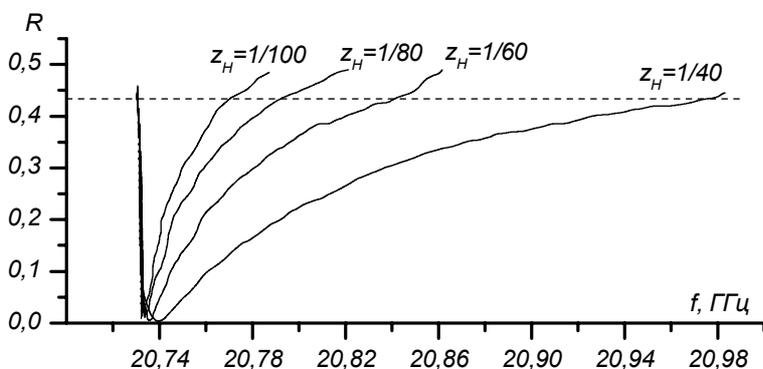


Рис.3

Предложенный способ согласования высокоотражающих нагрузок на СВЧ, представляет собой простую, компактную систему, имеющую, кроме того, еще одно весьма существенное преимущество: выбор материала для четвертьволнового диэлектрического слоя ограничивается практически лишь единственным требованием $\varepsilon \gg 1$ (потери в слое разумеется, как и в любом другом методе, должны быть малы).

Таким образом, проведенные исследования показали на принципиальную возможность обеспечить практически полное поглощение волновой энергии в тонком слабопоглощающем или сильноотражающем слое, используя интерференционные явления в слоисто-неоднородных структурах. Полученные результаты, позволяют синтезировать многослойные согласующие структуры с заданными характеристиками при решении конкретных прикладных задач как в

радиофизике СВЧ, так и в оптическом и ИК диапазонах, о некоторых из которых будет доложено в настоящем докладе ниже.

III. ТОНКОСЛОЙНЫЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ СТРУКТУРЫ.

Принципиальное решение задачи полного поглощения волновой энергии в тонких слабопоглощающих слоях, о котором шла речь выше, создание основ теории синтеза и анализа различного типа МИП, возможность их применения в самых разнообразных задачах, все это способствовало относительно быстрому совершенствованию методов и обобщению результатов, относящимся к многослойным структурам резонансного типа, состоящим из четвертьволновых, полуволновых или близким к ним по оптической толщине слоев. Однако, развитие современной физики и техники, интенсивное освоение такой области электромагнитного спектра, как среднего и дальнего ИК диапазонов, необходимость решения задач диагностики слоисто-неоднородных сред с параметром неоднородности существенно меньше длины волны излучения – все это потребовало проведения анализа интерференционных свойств и особенностей многослойных структур со сверхтонкими (существенно меньше длины волны) слоями.

В то же время, проводившиеся нами численные и экспериментальные исследования спектральных характеристик различного типа многослойных структур резонансного типа, показывали, что при длинах волн существенно превышающих резонансную, т.е. когда слои структуры становились значительно меньше четвертьволновых, в их спектрах отражения и пропускания наблюдаются экстремумы, причем, иногда носящие абсолютный характер (равенство нулю коэффициента отражения или пропускания структуры). Более того, и в спектрах пропускания и отражения резонансных структур в их рабочей области иногда обнаруживались экстремумы, которые не имели объяснения в рамках теории синтеза резонансных структур. Отсутствие в то время какой-либо информации о возможности существования такого типа многослойных, тонкослойных структур, можно объяснить с одной стороны относительно недавно появившейся на тот момент потребностью в них прикладной физики и техники, а с другой - существенно более трудоемкой математически задачей аналитического исследования свойств структур, толщины слоев которых не являются резонансными.

1. Оптические и структурные свойства [33,37,43,].

Рассмотрим взаимодействие плоской монохроматической волны с некоторой многослойной структурой и расположенной за ней средой, в предположении, что поглощение в слоях отсутствует, падение волны нормально к плоскости слоев структуры, а мнимая часть коэффициента отражения волны от среды равна нулю. Потребуем равенства нулю коэффициента отражения волны от системы многослойная структура-среда, то есть рассмотрим задачу “просветления” (согласования) некоторой среды многослойной структурой. Такая постановка задачи в рамках условия “просветления” некоторой среды (подложки), с одной стороны обусловлена максимальным приближением рассматриваемой задачи к практике, поскольку в оптике и радиофизике вся совокупность основных прикладных задач (синтез различного рода высокоотражающих зеркал, полосовых фильтров и просветляющих (согласующих) оптических систем) имеет прикладной интерес при рассмотрении в совокупности с параметрами согласуемой среды (подложки), а с другой, не

обужает общего подхода, поскольку мы не налагаем ограничений на оптические характеристики внешних сред.

Все характеристики согласующей структуры, состоящей из набора плоскопараллельных слоев с показателями преломления n_j ($j \in [1, N]$, где N-число слоев в периоде структуры, n_1 -слой примыкающий к согласуемой среде), могут быть получены из условия равенства нулю коэффициента отражения волны от системы “согласующая структура - согласуемая среда”, которое эквивалентно двум независимым уравнениям вида :

$${}^K M_{11} {}^K M_{21}^{-K} {}^K M_{22} {}^K M_{12} n_s^2 = 0, \quad (1)$$

$${}^K M_{22} {}^K M_{21}^{-K} {}^K M_{11} {}^K M_{21} n_L^2 = 0, \quad (2)$$

где n_L -показатель преломления среды, из которой распространяется волна, а n_s - показатель преломления согласуемой среды, причем : $n_s = \frac{1+|r_s|}{1-|r_s|} n_L$, $|r_s|$ -модуль коэффициента отражения волны, распространяющейся в среде с показателем преломления n_L , от согласуемой среды в отсутствие согласующей структуры; ${}^K M_{lm}$ -элементы характеристической матрицы согласующей структуры, состоящей из K N-слойных периодов:

$${}^K M_{11} = {}^N m_{11} U_{K-1}(x_N) - U_{K-2}(x_N); \quad {}^K M_{12} = {}^N m_{12} U_{K-1}(x_N);$$

$${}^K M_{22} = {}^N m_{22} U_{K-1}(x_N) - U_{K-2}(x_N); \quad {}^K M_{21} = {}^N m_{21} U_{K-1}(x_N);$$

$$x_N = \frac{1}{2} ({}^N m_{11} + {}^N m_{21}),$$

${}^N m_{lm}$ - элементы характеристической матрицы N-слойного периода структуры, $U_{K-1}(x_N), U_{K-2}(x_N)$ -полиномы Чебышева второго рода. Из уравнений (1) и (2) легко получить :

$$n_s n_L = \frac{{}^N m_{21}}{{}^N m_{12}}, \quad (3)$$

$$\frac{n_s}{n_L} = \frac{{}^N m_{11} U_{K-1}(x_N) - U_{K-2}(x_N)}{{}^N m_{22} U_{K-1}(x_N) - U_{K-2}(x_N)}. \quad (4)$$

Система уравнений (3)-(4) содержит все возможные решения рассматриваемой задачи, то есть всю совокупность структурных, оптических и спектральных свойств рассматриваемых многослойных структур.

Рассмотрим простейшую, но наиболее распространенную при практической реализации периодических структур любого типа, многослойную тонкослойную интерференционную структуру (ТИС) с двухслойным периодом.

Пусть ТИС состоит из набора плоскопараллельных слоев с показателями преломления n_1 (примыкающий к нагрузке слой) и n_2 , периодами n_1, n_2 (четное число слоев $N^*=2K$) или n_1, n_2, n_1 (нечетное число слоев $N^*=2K+1$). Тогда при четном числе слоев для элементов характеристической матрицы M_{ij} N^* -слойной структуры можно записать:

$$M_{11} = m_{11}U_{K-1}(x) - U_{K-2}(x), \quad M_{12} = m_{12}U_{K-1}(x),$$

$$M_{22} = m_{22}U_{K-1}(x) - U_{K-2}(x), \quad M_{21} = m_{21}U_{K-1}(x).$$

Для нечетного ($N^*=2K+1$) соответственно имеем:

$$M_{11} = (m_{11}U_{K-1}(x) - U_{K-2}(x))a_{11} + m_{12}a_{21}U_{K-1}(x), \quad M_{12} = (m_{11}U_{K-1}(x) - U_{K-2}(x))a_{12} + m_{12}a_{22}U_{K-1}(x),$$

$$M_{22} = (m_{22}U_{K-1}(x) - U_{K-2}(x))a_{22} + m_{21}a_{12}U_{K-1}(x), \quad M_{21} = (m_{22}U_{K-1}(x) - U_{K-2}(x))a_{21} + m_{21}a_{11}U_{K-1}(x),$$

где m_{ij}, a_{ij} - элементы характеристических матриц двухслойного периода и одного слоя структуры соответственно.

Подставляя в систему (3)-(4) выражения для элементов матриц M_{ij}, m_{ij} и a_{ij} в явном виде и, исключая тривиальные решения ($\beta_i d_i = \frac{\pi}{2}k, k = 1, 2, \dots$) соответствующие четвертьволновым, полуволновым и кратным им толщине слоев, получим полное множество решений для толщины слоев структуры не равных и не кратных четвертьволновым и полуволновым:

$$n_s = \left| \frac{n_1 T_1 + n_2 T_2}{n_1 T_2 + n_2 T_1} \right| \frac{n_1 n_2}{n_L}, \quad (5)$$

$$T_1 = A T_2 \quad (6)$$

для $N^*=2K$:
$$I - P T_2^2 = \frac{U_{K-2}(x)}{U_{K-1}(x)} \sqrt{(I + T_2^2)(I + A^2 T_2^2)}, \quad (7)$$

для $N^*=2K+1$:
$$I - B T_2^2 = \frac{U_{K-2}(x)}{U_{K-1}(x)} \sqrt{(I + T_2^2)(I + A^2 T_2^2)}, \quad (8)$$

где:
$$T_1 = \text{tg } \beta_1 d_1, \quad T_2 = \text{tg } \beta_2 d_2,$$

$$A = \frac{n_1(n_2^2 - n_L n_s)}{n_2(n_L n_s - n_1^2)}, \quad P = \frac{(n_2^2 - n_L n_s)(n_L n_1^2 - n_s n_2^2)}{n_2^2(n_L - n_s)(n_L n_s - n_1^2)}, \quad B = \frac{n_2^4 - n_L n_s n_1^2}{n_2^2(n_L n_s - n_1^2)}.$$

Соотношения (7) и (8) представляют собой алгебраические уравнения степени $2K$ относительно T_2 и содержат K действительных решений при заданных значениях $n_1, n_2, n_L, n_s, \lambda$ и K . На длине волны, на которой необходимо осуществить согласование некоторой нагрузки с обобщенным показателем преломления n_s , различные решения уравнений (7) и (8) – суть различные толщины слоев ТИС, причем, если толщина d_2 определяется из уравнений (7) или (8), то для нахождения значений d_1 необходимо воспользоваться условием связи (6). Соотношение же (5) позволяет определить согласующую способность того, или иного ТИС, в зависимости от выбора материала и толщины его слоев. Из соотношения (5) видно, что решения системы (5)-(8), соответствующие толщине слоев меньшим четвертьволновым, имеют место при выполнении условий: $n_1^2 \langle n_s \langle n_2^2$ ($n_1 \langle n_2$) или $n_2^2 \langle n_s \langle n_1^2$ ($n_1 \rangle n_2$). В случаях выхода за пределы этих интервалов значений показателей преломления слоев структуры, один из слоев в периоде структуры оказывается меньше четвертьволнового, а другой больше. Кроме того, совершенно очевидно, что тонкослойные решения для толщин слоев ТИС являются минимально возможными, но не единственными,

поскольку полное множество значений толщины слоев, удовлетворяющих решению рассмотренных уравнений имеет вид: $d = d_{\min} + \lambda_{\varepsilon}/2 \cdot k$, $k=1,2,\dots$, где λ_{ε} - длина волны в слое.

Таким образом, найденные решения для ТИС дополняют имеющееся множество решений такого типа задач в классе резонансных структур (с толщиной слоев структуры равной или большей четвертьволновой).

Поскольку наибольший интерес представляют структуры, имеющие минимально возможную толщину слоев, то в дальнейшем ограничимся рассмотрением задачи именно в этой постановке. В этом случае из уравнений (7),(8), подставив в них выражения для $U_K(x)$ в явном виде, и пренебрегая членами с показателями степени у d_2 выше второй, получим:

$$\text{Для } N^*=2K \quad d_2 \cong \frac{\lambda}{2\pi n_2} \arctg(K(P+Q(K-1)))^{1/2}, \quad (9)$$

$$\text{для } N^*=2K+1 \quad d_2 \cong \frac{\lambda}{2\pi n_2} \arctg(K(B+Q(K-1)))^{1/2}, \quad (10)$$

$$\text{где:} \quad Q = \frac{n_L n_s (n_2^2 - n_1^2)^2}{2n_2^2 (n_L n_s - n_1^2)^2}.$$

Причем, при $K=1$ формулы (9) и (10) являются точными.

Таким образом, задача о синтезе ТИС была решена и, тем самым, было установлено принципиальное существование такого класса структур.

Рассмотрим основные свойства, вытекающие из полученных решений, являющихся алгоритмом синтеза ТИС.

Прежде всего из соотношения (5) видно, что ТИС обладает уникальными оптическими свойствами, которые выделяет ее в особый класс структур, согласующая способность которых не зависит (инвариантна) от общего числа слоев (периодов), четности и числа слоев в периоде и порядка их чередования. При этом достижение требуемой согласующей способности может быть осуществлено за счет изменения либо соотношения толщины слоев в периоде ТИС, либо показателей преломления слоев, либо за счет использования дисперсионных свойств линии передачи n_L . Здесь же необходимо отметить, что это свойство ТИС имеет существенное значение при решении практических задач просветления различного рода оптических материалов. Как видно из соотношения (5) согласующая способность тонкослойных структур определяется величиной показателей преломления ее слоев и соотношением их толщины в периоде структуры, в то время как согласующая способность резонансных структур определяется величиной показателей преломления ее слоев и их числом, которое является дискретным (целочисленным) параметром, т.е. в случае тонкослойных структур, в отличие от резонансных, можно для наперед заданных материалов ее слоев реализовать просветление различных оптических материалов с показателями преломления, значения которых лежат на непрерывном множестве значений области амплитудной перестройки ТИС, что существенно расширяет диапазон материалов, которые могут быть использованы для решения задач просветления на практике.

Не влияя на согласующую способность ТИС, число периодов структуры оказывает существенное влияние на ее структурные и спектральные свойства. Так из соотношений (9),(10) видно, что толщина слоев ТИС обратно пропорциональна числу периодов в ней. Именно эта структурная особенность и дает принципиальную возможность создания ТИС с

толщиной слоев существенно (в десятки раз) меньше четвертьволновых. Более того, полная оптическая толщина такого класса структур оказывается инвариантной относительно полного числа слоев в них. Минимальное значение полной оптической толщины ТИС $D_{\Sigma_{min}}$ достигается при равенстве оптической толщины слоев в периоде ($n_1 d_1 = n_2 d_2$):

$$D_{\Sigma_{min}} = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{2n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2}}, \quad \text{причем, как легко показать, всегда выполняется соотношение:}$$

$$D_{\Sigma_{min}} < \frac{\lambda}{4}, \quad (n_1 \neq n_2).$$

2. Спектральные характеристики [33,45,47].

Поскольку при увеличении числа слоев ТИС их толщины, как видно из (9) и (10), асимптотически стремятся к нулю, то можно записать:

$$\lim_{K \rightarrow \infty} K \arccos x = \frac{\pi}{2} (2l - 1), \quad l \in 1 \div K. \quad (11)$$

Воспользовавшись условием связи (6) и записав χ как функцию одного аргумента, из (11)

получим:

$$\frac{1 - pAT_2^2}{\sqrt{(1 + T_2^2)(1 + A^2 T_2^2)}} = \cos \frac{\pi}{2K} (2l - 1). \quad (12)$$

Соотношение (12) позволяет определить все значения аргумента функции T_2 , при которых имеет место режим согласования в области тонкослойных решений (длинноволновая область спектра), или, другими словам и, определить все значения длин волн λ_{lM} , при которых на спектральной характеристики ТИС наблюдаются абсолютные максимумы коэффициента пропускания:

$$\lambda_{lM} = \frac{2\pi n_2 d_2}{\arctg \sqrt{2 \left(1 - \cos \frac{\pi}{2K} j\right) / (A(2p+1) + 1)}},$$

где $j=2l-1$. Аналогичным образом можно показать, что соотношение (12) определяет также значения всех длин волн λ_{lm} , при которых имеют место локальные минимумы пропускания ТИС в длинноволновой области, с той лишь разницей, что в этом случае $j=2l$, где $l \in 1 \div (K-1)$.

В коротковолновой области спектра ТИС ($\lambda \leq 4n_2 d_2$) поле экстремумов спектральной характеристики ТИС имеет вид:

$$\lambda_{qM} = \frac{2n_2 d_2 \lambda_{lM}}{[q \lambda_{lM} \pm 2n_2 d_2]}, \quad \lambda_{qm} = \frac{2n_2 d_2 \lambda_{lm}}{[q \lambda_{lm} \pm 2n_2 d_2]}, \quad \lambda_{sm} = \frac{2n_2 d_2}{s}, \quad \lambda_{gm} = \frac{4n_2 d_2}{2g-1},$$

где λ_{qM} - длины волн, на которых наблюдаются абсолютные максимумы и $\lambda_{qm}, \lambda_{sm}, \lambda_{gm}$ - соответственно минимумы, коэффициента пропускания ТИС; q, s, g - целые. Из полученных соотношений, дающих полное поле экстремумов спектральных характеристик ТИС, видно, что вне зависимости от четности числа ее слоев, число максимумов равно K , а минимумов - $(K-1)$, кроме того (при большом K , или относительно малом j), положение экстремумов относительно основного (самого длинноволнового) λ_{lM} , не зависит от числа и показателей преломления слоев ТИС, а также от величины показателей преломления n_s и n_L :

$$\frac{\lambda_{lM}}{\lambda_{lm}} = j, \quad j = 2l - 1; l \in 1 \div K; \quad \frac{\lambda_{lM}}{\lambda_{lm}} = j, \quad j = 2l; l \in 1 \div (K - 1),$$

причем, в силу структурных особенностей ТИС, минимум энергетического коэффициента пропускания на длинах волн λ_{lm} будет определяться лишь характеристиками линии передачи и согласуемой нагрузки, т.е. хорошо известным соотношением для коэффициента пропускания на границе раздела двух полубесконечных сред: $T_m = \frac{4n_s n_L}{(n_s + n_L)^2}$.

По мере возрастания l величина T_m на длинах волн λ_{lm} плавно уменьшается, стремясь к своему абсолютно минимальному значению, соответствующему длинам волн на которых слои становятся четвертьволновыми:

$$N^* = 2K: T_{min} = \frac{4n_s(n_1/n_2)^{N^*}}{n_L \left((n_s/n_L) + (n_1/n_2)^{N^*} \right)^2}, \quad N^* = 2K+1: T_{min} = \frac{4n_s n_L (n_2/n_1)^{2K} n_1^2}{(n_1^2 + n_s n_L (n_2/n_1)^{2K})^2}$$

Характерный вид спектральных характеристик ТИС иллюстрирует рис.4, где $n_s = 3,42(S_i); n_1 = 1,45(B_a F_2); n_2 = 2,55(Z_n S_e); \lambda_{IM} = 10,6 \mu\text{мкм}$. (a – N=20, b – N=4).

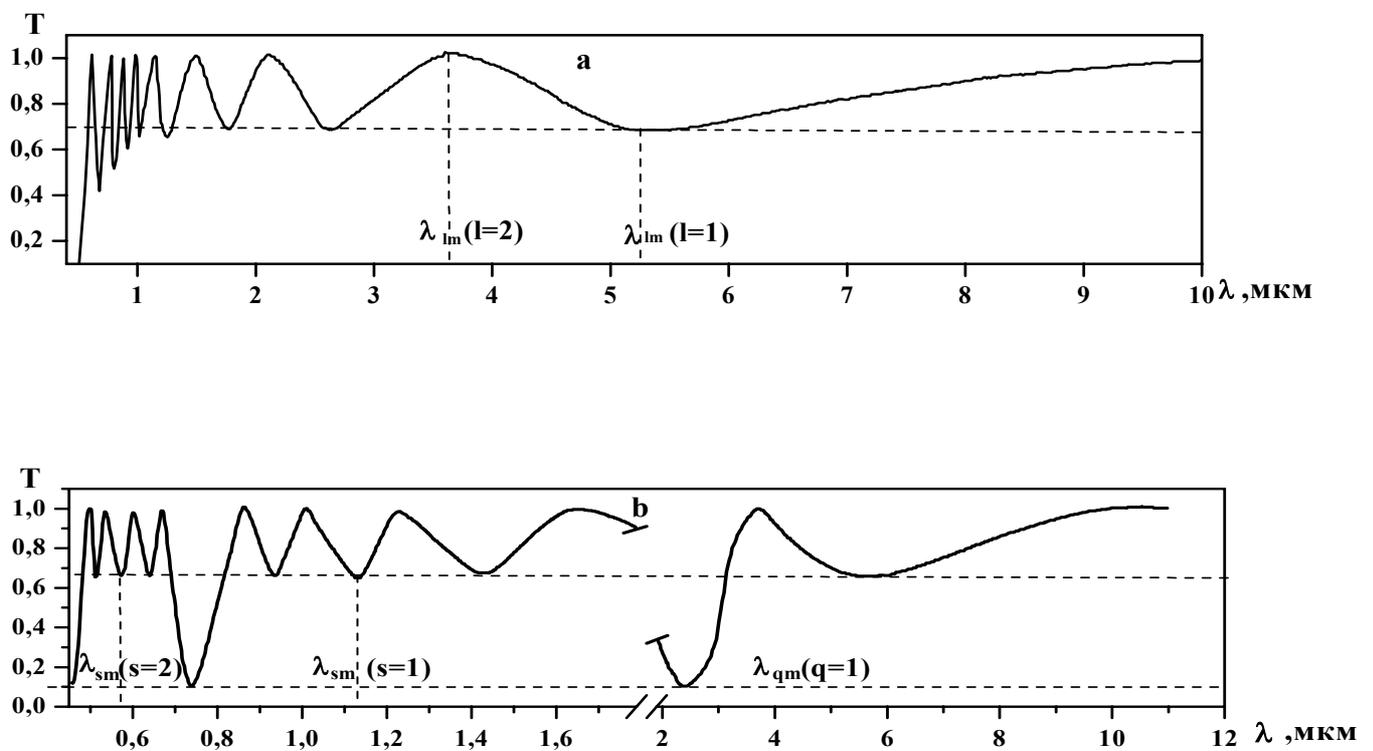


Рис.4

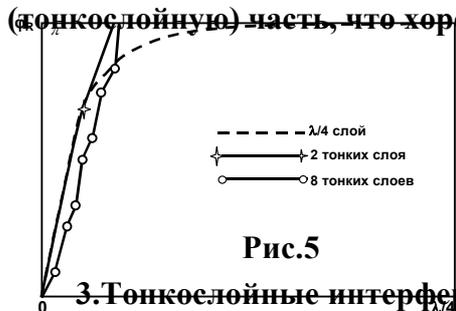
Как видно из полученных соотношений в отличие от длинноволновой, положение и величина экстремумов в коротковолновой части спектра ТИС сильно зависят как от толщины и числа слоев ТИС, так и от их оптических характеристик. Здесь же необходимо отметить, что полученные результаты позволили дать теоретическое обоснование и объяснение, наблюдавшимся иногда, как отмечалось выше, экстремумам на спектральных характеристиках резонансных структур.

Таким образом, проанализировав основные свойства синтезированных ТИС, учитывая их фундаментальность и инвариантность относительно структурных параметров, можно сделать, очевидно, первые общие выводы о характере физических интерференционных процессов,

лежащих в основе алгоритма их синтеза и, тем самым, определить место ТИС среди структур известного типа.

Принципиальное отличие ТИС от рассмотренных ранее резонансных структур заключается в том, что, если в первых с увеличением числа их слоев происходит, как мы видели, резонансное нарастание в них напряженности электрического поля и, как следствие, их отражательной (согласующей) способности, то в ТИС согласующая способность определяется лишь показателями преломления и соотношением толщины слоев в периоде структуры и не зависит от их числа. Это связано с тем, что в структурах резонансного типа фазовые характеристики слоев фиксированы (оптические толщины слоев постоянны) и при увеличении числа слоев происходит суммирование амплитудных составляющих. Напротив, в тонкослойных структурах, в силу алгоритма их синтеза, с увеличением числа слоев происходит изменение их фазовых характеристик (уменьшение толщины слоев с увеличением их числа), таким образом, что наперед заданная амплитудная составляющая остается постоянной, а фазовая характеристика каждого слоя изменяется так, что общая фазовая характеристика всей структуры удовлетворяет условию согласования. Таким образом, ТИС представляет собой класс структур не резонансного типа, в которых оптимизация всех ее параметров происходит за счет управления фазовыми компонентами интерферирующих в структуре волн. С увеличением же числа слоев происходит не накопление энергии в структуре, а смещение основной (наиболее длинноволновой) области согласования в сторону больших длин волн, с появлением со стороны меньших длин волн дополнительных областей согласования, т.е. происходит оптимальное (с точки зрения передачи волновой энергии в нагрузку) спектральное перераспределение волновой энергии.

Оптимальное фазовое управление структурными свойствами ТИС позволяет реализовать еще одно ее важное и, на первый взгляд противоречащее волновым представлениям, свойство. Известно, что фаза коэффициента отражения φ_r волны от слоя приобретает значение $\varphi_r = \pi$ при четвертьволновой его оптической толщине. С другой стороны, имея, как было показано выше, оптическую толщину меньшую четвертьволновой, ТИС в тоже время, представляя собою набор сред с линейными характеристиками, реализует равную π фазу коэффициента отражения. Объяснение этого факта связано с тем, что зависимость фазы коэффициента отражения от толщины является функцией нелинейной, имеющей различную крутизну на разных ее участках. Алгоритм синтеза ТИС таков, что он обеспечивает выборку участка в каждом слое с максимальной крутизной, который как раз и приходится на ее начальную (тонкослойную) часть, что хорошо видно из рис.5.



3. Тонкослойные интерференционные фильтры (ТИФ) [46,58,60,63].

Во многих случаях при реализации тех или иных радиофизических или оптических устройств возникает необходимость формирования определенной спектральной характеристики при распространении волн в регулярной среде, причем таким образом, чтобы на определенных длинах волн или в определенном их интервале было обеспечено близкое к

полному прохождению энергии электромагнитной волны, т.е. осуществлена фильтрация спектра волны, распространяющейся в регулярной среде.

Было проведено исследование возможности использования тонкослойных структур для решения такого рода задач и тех особенностей, которые, с учетом особых свойств ТИС, могут быть присущи таким фильтрующим структурам.

3.1. Структурные свойства.

Поскольку рассматривалась задача прохождения волны через ТИС, расположенную между двумя одинаковыми по оптическим характеристикам и полубесконечным средам, то, полагая $n_L = n_s = n$, из соотношений (1) и(2) получим:

$$\begin{aligned} M_{11} &= M_{22}, \\ M_{12}n^2 &= M_{21} \end{aligned} \quad (13)$$

Проведя аналитические преобразования, аналогичные описанным выше, было получено условие связи толщины слоев в периоде ТИФ:

$$(N^*=2K) \quad T_2 = \frac{p T_1 \pm \sqrt{(1+T_1^2)(\sin^2(\pi/K) + T_1^2(p^2 - \cos^2(\pi/K)) \cos(\pi/K))}}{p^2 T_1^2 - (1+T_1^2) \cos^2(\pi/K)}, \quad (14)$$

$$(N^*=2K+1) \quad T_2 \approx \frac{n_1 n_2 (n_1^2 - n_2^2) ((K+1) T_1 - B_{K-1} T_1^3)}{(B_K (n_1^4 - n_2^2 n_1^2) + 2 B_{K-1} n_1^2 (n_2^2 - n_1^2)) T_1^2 - K n_1^2 (n_2^2 - n_1^2)}, \quad (15) \text{ где}$$

$$B_K = K(K+1)(K+2)/6.$$

Как следует из полученных соотношений, для синтеза ТИФ необходимо выполнить лишь условие связи между толщиной его слоев в периоде, выбор же самой толщины произволен. Таким образом, при заданных параметрах n_1 , n_2 , n , N^* и λ может быть реализовано множество ТИФ, отличающихся толщиной его слоев в периоде, что дает возможность удовлетворить самым разнообразным требованиям, предъявляемым к ТИФ при решении конкретных задач технологического или физического характера. Кроме того, из соотношений (21) и (22), как и для ТИС, следует, что при данном соотношении между толщиной слоев ТИФ их абсолютное значение обратно пропорционально числу слоев всей структуры. При условии $K \gg 1$ легко получить выражение для полной оптической толщины ТИФ: $D = \lambda \frac{\sqrt{n_1 n_2}}{n_1 + n_2}$, которая при любых n_1 и n_2 ($n_1 \neq n_2$) удовлетворяет неравенству $D < \lambda/2$, причем в частном случае, при $n^2 = n_1 n_2$, полная оптическая толщина ТИФ оказывается минимальной и равной

$$D_{min} = \frac{\lambda}{2} \frac{\sqrt{n_1 n_2}}{n_1 + n_2} < \frac{\lambda}{4}.$$

3.2. Спектральные характеристики.

Проведенный анализ спектральных характеристик ТИФ (опустим здесь промежуточные выкладки, поскольку они аналогичны соответствующему анализу для ТИС) показал, что спектральная характеристика ТИФ аналогична спектральной характеристике ТИС, имеет также две области: длинноволновую и коротковолновую.

Все значения длин волн, при которых наблюдаются абсолютные максимумы пропускания в длинноволновой области могут быть найдены из соотношения:

$$\lambda_{jM} = 2\pi n_i d_i / \arctg \sqrt{\left(1 - \cos \frac{2\pi}{N^*} j\right) / \left(p + \cos \frac{2\pi}{N^*} j\right)}.$$

где $i=1,2$; $j=1+(K-1)$ при четном числе слоев ($N^*=2K$); $j=1+K$ при нечетном числе слоев ($N^*=2K+1$).

Аналогичным образом можно показать, что полученное соотношение определяет также все значения длин волн λ_{jm} , при которых имеют место локальные минимумы пропускания в длинноволновой области с той лишь разницей, что в этом случае $j=(2l-1)/2$; $l=1+K$ (при $N^*=2K+1$); $l=1+(K-1)$ (при $N^*=2K$).

Из периодичности тригонометрических функций легко показать, что максимумы и минимумы пропускания ТИФ в коротковолновой области спектра будут наблюдаться при следующих значениях длин волн:

$$\lambda_{qm} = \frac{2n_i d_i \lambda_{jm}}{|q \lambda_{jm} \pm 2n_i d_i|}; \quad \lambda_{gm} = 2 \frac{n_i d_i}{s}; \quad \lambda_{qm} = \frac{2n_i d_i \lambda_{jm}}{|q \lambda_{jm} \pm 2n_i d_i|}; \quad \lambda_{sm} = 4 \frac{n_i d_i}{2s-1}, \quad \text{где } s, q -$$

натуральные числа.

Соотношения, определяющие глубину минимумов на спектральной характеристике ТИФ, была получена методом, аналогичным при исследовании подобных характеристик ТИС. Так, глубина минимумов коэффициента пропускания в спектре ТИФ при выполнении условия $(\pi/K)j \ll 1$ определяется практически лишь коэффициентами преломления слоев ТИФ и внешней среды:

$$T_m = \frac{4n^2 n_1 n_2}{(n_1 n_2 + n^2)^2}.$$

По мере возрастания j (уменьшения длины волны) величина T_m на длинах волн λ_{jm} будет плавно уменьшаться, стремясь к своему абсолютному минимуму для данной структуры, реализуемому на длине волн λ_{lm} и равной:

($N^*=2K$)

$$T_{min} = \frac{4(n_1/n_2)^{N^*}}{\left(1 + (n_1/n_2)^{N^*}\right)^2}$$

($N^*=2K+1$)

$$T_{min} = \frac{4n^2 n_1^2 (n_2/n_1)^{2K}}{\left(n_1^2 + n^2 (n_2/n_1)^{2K}\right)^2},$$

который обусловлен тем, что на длинах волн λ_{sm} слои ТИФ становятся четвертьволновыми, причем первый такой абсолютный минимум ($s=1$) является границей, разделяющей длинноволновую и коротковолновую области спектра ТИФ.

Коротковолновая область спектра ТИФ, как видно из полученных соотношений, состоит из периодически повторяющихся абсолютных минимумов, положение и глубина которых определяются полученными соотношениями, и расположенными между ними N^* абсолютных максимумов и (N^*-1) локальных минимумов при $N^*=2K+1$; (N^*-1) абсолютных максимумов и (N^*-2) локальных минимумов при $N^*=2K$. Как видно из приведенных соотношений, в отличие от длинноволновой положение и глубина экстремумов в коротковолновой области зависят как от толщины и от числа слоев ТИФ, так и от их оптических характеристик.

Таким образом, фильтрующие многослойные системы, синтезированные на основе тонкослойных структур, обладают теми же основными структурными и спектральными свойствами, что и ТИС, а полученные в результате аналитического анализа соотношения, как и в случае ТИС, позволяют довольно легко синтезировать не только их структуру, но и выстроить полную их спектральную характеристику по наперед заданным условиям.

Проведенный анализ основных свойств ТИС и ТИФ с двухслойным периодом показал, что структурные свойства такого класса структур существенно влияют на их волновые, оптические характеристики и анализ ТИС с более сложной структурой мог позволить установить новые, дополнительные и наиболее общие их свойства.

4. Тонкослойные структуры с трехслойным периодом [48,49,51,55,58,63].

Проведя, несколько более трудоемкие, но аналогичные случаю двухслойной ТИС выкладки, с той лишь разницей, что период многослойной структуры в данном случае имел вид (n_1, n_2, n_3) , была получена система уравнений относительно n_s и T_j , позволяющая синтезировать ТИС с трехслойным периодом и провести анализ ее основных свойств:

$$n_s = n_L \frac{1 - \frac{n_2}{n_1} T_1 T_2 - \frac{n_3}{n_1} T_1 T_3 - \frac{n_3}{n_2} T_2 T_3}{1 - \frac{n_1}{n_2} T_1 T_2 - \frac{n_1}{n_3} T_1 T_3 - \frac{n_2}{n_3} T_2 T_3},$$

$$n_s = \frac{1}{n_L} \frac{\sum_{j=1}^3 n_j T_j - \frac{n_1 n_3}{n_2} \prod_{j=1}^3 T_j}{\sum_{j=1}^3 \frac{T_j}{n_j} - \frac{n_2}{n_1 n_3} \prod_{j=1}^3 T_j}.$$

Рассмотрим здесь случай, когда у структуры оптические толщины слоев одинаковы, т.е. выполняется условие $T_1=T_2=T_3=T$. Тогда решение имеет вид:

$$n_s = \frac{1}{n_L} \frac{\sum_{j=1}^3 n_j - \frac{n_1 n_3}{n_2} T^2}{\sum_{j=1}^3 \frac{1}{n_j} - \frac{n_2}{n_1 n_3} T^2}, \quad (16)$$

при $K=2p+1$ ($p=0,1,2,\dots$): $T = \left(((K+1)-4) + (I/2)K(K-1)(A+Q) \right)^{-1/2}$,

$K=2p$ ($p=1,2,\dots$): $T = \left(((K+1)-3) + (I/2)K(K-1)(A+Q) \right)^{-1/2}$,

где

$$A = \frac{n_2}{n_1} + \frac{n_3}{n_2} + \frac{n_3}{n_1}, \quad Q = \frac{n_1}{n_2} + \frac{n_2}{n_3} + \frac{n_1}{n_3},$$

или при $K \gg 1$:

$$d_j = \frac{\lambda}{2\pi n_j K} \frac{1}{\sqrt{I+P}}, \quad (17)$$

где

$$P = \frac{n_1(n_2^2 + n_3^2) + n_2(n_1^2 + n_3^2) + n_3(n_1^2 + n_2^2)}{2n_1 n_2 n_3}.$$

Отметим два очевидных следствия из соотношения (17). Во-первых, как и для ТИС с двухслойным периодом, толщина ее слоев обратно пропорциональна числу слоев в структуре; во-вторых, поскольку, как легко видеть, $P \gg 3$ ($n_1 \neq n_2 \neq n_3$), то для суммарной оптической толщины всей структуры D_Σ справедливо соотношение:

$$D_\Sigma = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{3}{\sqrt{I+P}} \left\langle \frac{\lambda}{4} \right\rangle.$$

Отличительной особенностью рассматриваемой ТИС является, как видно из соотношений (16) и (17), наличие двух пар решений (n_{s1}, λ_1) и (n_{s2}, λ_2) , из которых одно наиболее длинноволновое, аналогично соответствующему решению для ТИС с двухслойным периодом, а второе - дополнительное. Таким образом, ТИС с трехслойным периодом может обеспечить согласование двух различных по оптическим свойствам нагрузок на разных длинах волн, причем, как показал анализ, меняя число слоев в ТИС и порядок их чередования, можно варьировать эти значения в довольно широких пределах. Кроме того,

оказалось, что в целом ряде случаев согласующая способность таких ТИС оказывается существенно выше, чем резонансных четвертьволновых структур с тем же числом и порядком чередования слоев. Было получено точное аналитическое решение системы (16)-(17), позволяющее синтезировать такие ТИС для решения конкретных прикладных задач, однако, в силу громоздкости полученных соотношений и относительно низкой, по этой причине, их информативности для визуального анализа, приведение их в настоящем докладе, очевидно, не целесообразно.

5. Зависимость характеристик тонкослойных структур от угла падения плоской волны [74,78,82].

Анализ характеристик ТИС при наклонном падении электромагнитной волны был проведен численным и аналитическим методами для различно структурированных тонкослойных структур. Из всего довольно большого объема полученной информации, приведем здесь лишь основные, имеющие определяющее значение для выявления именно общих, присущих тонкослойным структурам, свойств. Как показал анализ, практически все эти основные свойства и особенности можно получить аналитически, рассматривая ТИС с двухслойным периодом и одинаковой оптической толщиной слоев в периоде. Из соотношений (3) и (4) для рассматриваемого случая можно записать:

$$p_L p_s = \frac{2m_{21}}{2m_{12}}, \quad (18) \text{ где}$$

$$\frac{p_s}{p_L} = \frac{2m_{11}U_{K-1}(x) - U_{K-2}(x)}{2m_{22}U_{K-1}(x) - U_{K-2}(x)},$$

$p_i = n_i \cos(\theta_i)$ для s-поляризованной волны и $p_i = \cos(\theta_i)/n_i$ для p-поляризованной; $i=1,2$.

Считая $n_1 d_1 \cos(\theta_1) = n_2 d_2 \cos(\theta_2)$, т.е. $T_1 = T_2$, для p-поляризованной волны получим два необходимых для согласования значения показателя преломления второго слоя (n_{21} и n_{22}), и два значения показателя преломления среды, которая может быть согласована (n_{s1} и n_{s2}):

$$n_{21} = \frac{1 + \sqrt{1 - 4a^2 n_L^2 \sin^2(\theta)}}{2a^2}, \quad n_{22} = \frac{1 - \sqrt{1 - 4a^2 n_L^2 \sin^2(\theta)}}{2a^2}, \quad (19)$$

$$n_{s1} = \frac{1 + \sqrt{1 - 4c^2 n_L^2 \sin^2(\theta)}}{2c^2}, \quad n_{s2} = \frac{1 - \sqrt{1 - 4c^2 n_L^2 \sin^2(\theta)}}{2c^2},$$

$$d_2 = \frac{n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_2} d_1$$

где $a = \frac{1 + (p_i^2/p_L^2)T^2}{T^2 + (p_i^2/p_L^2)}$, $c = \frac{p_i p_L}{p_L}$, $\theta_i = \arcsin\left(\frac{n_L \sin(\theta)}{n_i}\right)$ Поскольку физический смысл имеют

значения $n_{22}, n_{s2} \geq 1$, то для наличия двух решений необходимо соответственно выполнение условий:

$$\sin^2 \theta \geq (1 - a^2)/n_L^2, \quad \sin^2 \theta \geq (1 - c^2)/n_L^2. \quad (20)$$

Необходимо отметить, что при заданных n_1, d_1, n_L и λ мы имеем 4 решения для показателя преломления согласуемой среды n_s , поскольку каждое из решений может быть определено при двух значениях показателя преломления второго слоя (и соответственно при двух значениях его толщины). Таким образом, при выполнении условий (20) одну и ту же среду мы можем согласовать двумя парами слоев с показателями преломления n_1, n_{21} , и n_1, n_{22} (с толщиной слоев соответственно d_1, d_{21} и d_1, d_{22}). При выполнении одновременно условий (20) каждая из двух

структур с показателями преломления n_1 и n_2 ($i=1,2$) и соответствующей толщиной, может согласовать одновременно две среды с показателями преломления n_{s1} и n_{s2} на заданной длине волны при заданном угле падения ($\theta \neq 0$). На рис.6 представлена зависимость $T(\theta)$ для тонкослойной структуры с $n_s=n_1=3,698$, для которой угол Брюстера $\theta=74,9^\circ$, $n_L=1$, $n_2=1,1$. Как показывает численный эксперимент, при увеличении значения n_2 и, соответственно, уменьшении n_1 , второй максимум смещается по углу влево и перестает быть абсолютным. С помощью небольшой (5-10%) вариации длины волны можно также изменять положение первого максимума, смещая его по углу вправо. Очевидно, что в случае, когда $n_L \neq 1$, подобная характеристика также может быть реализована при $n_2=n_L, n_1=n_s$.

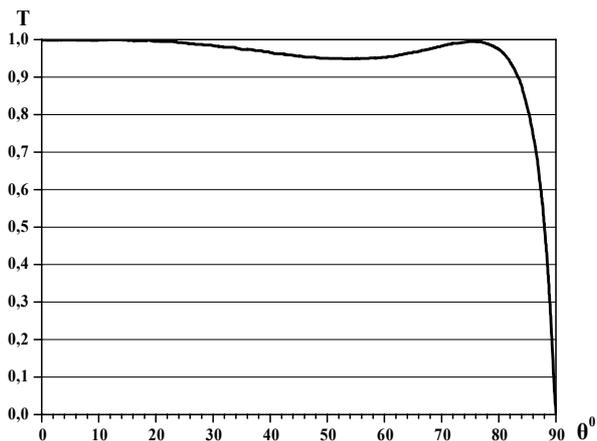


Рис.6

С помощью небольшой (5-10%) вариации длины волны и соотношения толщины слоев можно изменять положение первого максимума, смещая его по углу вправо, однако с некоторым одновременным уменьшением коэффициента пропускания. В случае, когда волна падает из среды с $n_L > 1$, подобная характеристика для коэффициента пропускания также может быть реализована при $n_2=n_L, n_1=n_s$, причем, в этом случае всегда $A=1$.

Для s-поляризованной волны соответственно было получено:

$$n_2 = \sqrt{a^2 + n_L^2 \sin^2(\theta)}, \quad n_s = \sqrt{c^2 + n_L^2 \sin^2(\theta)}.$$

Анализ показал, что в отличие от р - поляризации, в этом случае имеется лишь одно решение.

6. Особенности прохождения параксиальных пучков через тонкослойные структуры [63,72].

Как правило, все теоретические и численные работы по синтезу и анализу свойств многослойных структур проводятся в плосковолновом приближении в силу существенного упрощения процедуры решения таких задач. Правомерность такого упрощения обусловлена проведенными специальными исследованиями по прохождению гауссовых волн через резонансные многослойные структуры, которые и определили границы применимости плосковолнового подхода и дали возможность, в случае необходимости, вводить корректирующие поправки. Поскольку тонкослойные структуры являются структурами не резонансного характера и, кроме того, со специфическими структурными свойствами, то проведение аналогичного анализа было вполне оправдано. Из результатов анализа прохождения гауссовых волн через резонансные многослойные структуры известно, что общее

условие применимости плоскволнового приближения при расчете энергетических коэффициентов отражения и пропускания непосредственно связано с добротностью многослойной структуры, которая, как уже отмечалось, растет с увеличением числа слоев структуры, причем, чем выше добротность, тем больше у нее производная от плоскволнового коэффициента отражения (пропускания) по углу падения и, тем менее справедливо плоскволновое приближение. В связи с этим, поскольку рассматриваемые тонкослойные структуры не являются резонансными и, как следствие, низкодобротны, следовало ожидать существенно более мягких критериев допустимости плоскволнового приближения, например, в зависимости от числа слоев.

Исследование прохождения гауссовых пучков через ТИС проводилось нами в основном численно по известной и хорошо отработанной стандартной методике, применяющейся для резонансных многослойных структур и не требующей, в связи с этим, здесь специального описания. Остановимся лишь на постановочного характера моментах, непосредственно связанных с рассматриваемой задачей.

Решением уравнения Гельмгольца в параксиальном приближении является параксиальная волна с волновым вектором k_0 , диаметром перетяжки $2\omega_s$, гауссовым распределением интенсивности, плоским фазовым фронтом в сечении $z=0$. Минимальная ширина перетяжки волны определяется дифракционным пределом сходимости, которая по аналогии с задачами для резонансных структур, была взята равной $\approx 5\lambda_0$. Рассматривалось падение волны на многослойную структуру, находящуюся в сечении $z=0$. Предполагалось, что плоский фазовый фронт в сечении $z=0$ начинает искривляться в силу природы волны и взаимодействия со структурой и волну можно разложить по угловому спектру плоских волн. Поскольку максимальный угол падения плоских волн определяется величиной минимальной перетяжки, то этот угол существенно меньше угла полного внутреннего отражения и, как следствие, в рассматриваемом случае не происходит потери энергии в многослойной структуре в результате полного отражения плоских волн на границе раздела двух сред. Таким образом, угловой спектр плоских волн узок и фазовые различия плоскволновых компонент малы. Энергетические характеристики отражения и пропускания не учитывают фазовые различия, так как суммирование проводилось по квадратам амплитуд плоских волн.

При проведении численного эксперимента исследовалась зависимость коэффициентов пропускания и отражения от длины волны для различных периодических ТИС с двухслойным периодом при различных значениях ширины перетяжки, числа периодов и величины показателя преломления согласуемой среды. Для сравнения аналогичные расчеты проводились для одного четвертьволнового слоя.

В результате численного эксперимента было установлено, что начиная с числа периодов более четырех ($K \geq 4$), спектр пропускания ТИС становится инвариантным относительно числа периодов, что являлось вполне ожидаемым результатом, учитывая структурные свойства ТИС. При уменьшении ширины перетяжки до минимально возможной в данной модели ($5\lambda_0$) коэффициент пропускания уменьшается незначительно (менее 0,2%), а коэффициент пропускания для волн высших мод незначительно меньше, чем для основной 00 моды при любых значениях ширины перетяжки (от 5 до $100\lambda_0$). Сравнение с аналогичными характеристиками для четвертьволнового слоя показало, что в случае инвариантности спектра

пропускания ТИС от числа периодов, спектр пропускания ТИС шире, чем для четвертьволнового слоя.

Для ТИС с одним двухслойным периодом спектр пропускания может быть как шире, так и уже, чем спектр пропускания четвертьволнового слоя, в зависимости от порядка чередования слоев в периоде ТИС. Анализ также показал, что как для ТИС, так и для четвертьволнового слоя, с ростом величины показателя преломления согласуемой среды n_s , ширина соответствующих спектров пропускания уменьшается, что было также вполне предсказуемо, поскольку в этом случае растет добротность структуры.

Кроме того, поскольку физическая толщина ТИС инвариантна относительно числа периодов, сто в отличие от резонансных структур, учет ограниченности слоев в плоскости перпендикулярной падающей волне при определении характеристик прошедшей волны, практически не зависит от числа периодов ТИС. Так, проведенные оценки показывают, что для резонансной периодической структуры с двумя слоями в периоде, при наличии на первой границе раздела перетяжки шириной $w_s = n \lambda$ ($n \gg 1$), ширина пучка следующим образом зависит от числа периодов K :

$$a(K) = \lambda \sqrt{n^2 + \frac{K}{4\pi n_1} \left(1 + 2K \sqrt{\frac{n_s}{n_L}}\right)}, \text{ где } n_2 - \text{слой прилегающий к подложке. При этом угол}$$

раскрытия пучка на расстоянии $z = K(d_1 + d_2)$ (d_1, d_2 - физические толщины слоев), равен:

$$\theta = \frac{a(z) - w_s}{z} = \frac{\sqrt{n^2 + \frac{K}{4\pi n_1} \left(1 + 2K \sqrt{\frac{n_s}{n_L}}\right)} - n}{\frac{K}{4n_1} \left(1 + 2K \sqrt{\frac{n_s}{n_L}}\right)}, \text{ в то же время для ТИС, как было показано выше,}$$

полная оптическая толщина при любых K меньше четвертьволновой и равна:

$$D_s = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\frac{2n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2}} \text{ и при любом числе периодов изменение ширины пучка на расстоянии}$$

равном суммарной толщине структуры постоянно и при тех же параметрах слоев и согласуемой среды, как показали оценки, более чем на порядок меньше, чем у резонансных структур. Сравнение радиуса кривизны фазового фронта на расстоянии K – периодов, при аналогичных параметрах слоев и согласуемой среды, показало, что если взять за основу хорошо известное выражение для этого параметра:

$$R^l = \sqrt{\frac{D}{1 + D^2}} \frac{1}{W_s}, \text{ где } D - \text{безразмерная дифракционная длина, то для резонансных структур она}$$

имеет вид: $D(K) = \frac{K}{4\pi n_2 n} \left(1 + 2K \sqrt{\frac{n_s}{n_L}}\right)$, а для ТИС соответственно $D_{K \rightarrow \infty} = \frac{D_s}{\pi \lambda n^2}$ и также не зависит от числа слоев в тонкослойной структуре.

Таким образом, как и следовало ожидать, для тонкослойных структур правомерность использования плосковолнового приближения оправдана в существенно более широких пределах, чем для резонансных, более того, и здесь проявляется присущая структурам класса ТИС инвариантность относительно числа ее слоев.

7. Влияние малых потерь в слоях тонкослойных структур на их оптические характеристики [61,63,71,75].

При практической реализации многослойных структур из реальных материалов в оптическом или СВЧ диапазонах всегда имеют место потери энергии волны на поглощение в

слоях структуры. Кроме того, наличие даже малых потерь, приводит к некоторому изменению оптических характеристик многослойной структуры – изменению согласующей способности и рабочей длины волны структуры. В связи с этим всегда желательно иметь возможность при синтезе структур для практической реализации корректировать прогнозируемые характеристики структур с учетом реальных потерь в их слоях.

В рамках модели “диэлектрик с потерями”, о которой шла речь выше, был проведен анализ влияния малых потерь в слоях ТИС на их оптические характеристики, т.е., предполагая, что в модели $(n' + j\chi)^2 \equiv (\hat{n})^2 = \varepsilon + j\Sigma$; $\chi/n', \Sigma/\varepsilon \ll 1$, используя метод импедансных характеристик и матричную методику, с учетом 1-го порядка малости по Σ (и соответственно по χ), аналитически был проведен анализ влияния малых потерь на согласующую способность ТИС и ее рабочую длину волны.

Учитывая специфические свойства рассматриваемых тонкослойных структур, можно, с целью упрощения анализа и не обужая общности рассмотрения, допустить:

$\frac{\chi_1}{n_1} = \frac{\chi_2}{n_2} \equiv \eta, T_1 = T_2 \equiv T$, тогда для двухслойной ТИС (K=1) получим:

$$n'_s = n_s (1 + \eta \Phi),$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \eta \Psi,$$

где Φ, Ψ - постоянные для данной ТИС величины, зависящие от оптических характеристик слоев, согласуемой нагрузки и длины волны. Поскольку в случае K=1 толщины слоев ТИС еще недостаточно малы, чтобы можно было воспользоваться разложением по малому параметру величины T, то полученные постоянные коэффициенты Φ, Ψ довольно громоздки и приведение их в настоящем докладе не целесообразно.

В случае периодической ТИС (K \gg 1) из соотношений (3),(4), пренебрегая членами со степенями T выше второй, было получено:

$$n'_s = n_s (1 + \eta \Phi_0),$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \eta \Psi_0,$$

где $\Phi_0 = \frac{(n_s - n_L)(n_1 + n_2)}{n_s n_L} \sqrt{\frac{2(n_1^2 + n_2^2)}{n_1 n_2}}, \quad \Psi_0 = \frac{\sqrt{2n_s n_L}}{n_L - n_s} \left(\frac{n_s n_L}{n_s n_L - 1} \right)$

Полученные аналитически соотношения были проверены численно при изменении η в интервале значений от 0,01 до 0,1 для различных модификаций ТИС. Отклонение аналитических результатов от численных лежит в интервале от 0,1% до 6% соответственно.

Таким образом, проведенный анализ показал, что наличие малых потерь в слоях ТИС приводит к пропорциональному величине удельных потерь в слое увеличению согласующей способности и уменьшению (в случае $n_L < n_s$) рабочей длины волны ТИС. Кроме того, величины этих изменений инвариантны относительно числа слоев ТИС, что обусловлено структурными свойствами таких структур.

8. Влияние вариации показателей преломления и толщины слоев на оптические характеристики тонкослойных структур [54,55,59,71].

Как уже отмечалось выше, изготовление тонких диэлектрических пленок с заданными параметрами является весьма сложной технологической задачей. От ее решения зависит

возможность адекватного теоретического анализа и синтеза многослойных структур. На практике всегда имеет место некоторое несоответствие значений показателей преломления слоев реализованных на практике, соответствующим параметрам в теории, кроме того, при изготовлении слоев всегда имеет место разброс их толщины, что также приводит к определенному изменению прогнозируемых параметров структур. Для выяснения степени влияния этих факторов на характеристики ТИС нами было проведено соответствующее аналитическое и численное исследование.

Были рассмотрены периодические ТИС с двух и трехслойным периодом. При исследовании влияния малых изменений показателей преломления слоев предполагалось, что они заданы следующим образом: $n_i = n_{i0} + \Delta n_i$, $\Delta n_i/n_i \equiv \delta$; $i=1,2,3$ (для двухслойного периода $i=1,2$). Решая систему (3),(4) в первом приближении относительно изменений согласующей способности и рабочей длины волны было получено:

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \delta(1 + \xi),$$

$$n'_s = n_s(1 + 2\delta(1 - \zeta)),$$

где ξ, ζ - малые, постоянные для данной ТИС коэффициенты, зависящие от невозмущенных значений показателей преломления слоев, граничных сред, длины волны и толщины слоев. Причем, характер полученных зависимостей справедлив как для двух, так и для трехслойных периодических ТИС с одинаковыми или разными по оптической толщине слоями в периоде, причем, в случае одинаковых оптической толщине слоев, при $K \gg 1$, полученные соотношения, сохраняя характер зависимости, имеют простой вид:

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \delta,$$

$$n'_s = n_s(1 + 2\delta).$$

Рассмотрение влияния вариации толщины слоев на характеристики ТИС было проведено для случая трехслойного периода, поскольку для двухслойного периода были получены точные соотношения связи толщины слоев в периоде, которые позволяют довольно просто решать подобную задачу при любых вариациях этих параметров. Рассматривались случаи малой вариации двух слоев ТИС $\Delta_2 = 0, \Delta_1 = k\Delta_3 \ll T$ и всех трех $\Delta_1 = k_1\Delta_3, \Delta_2 = k_2\Delta_3, \Delta_j \ll T$, где Δ_j, k_j - приращения толщины слоев ТИС и коэффициенты связи приращений соответственно при условии обеспечения неизменности рабочей длины волны. В первом случае коэффициент связи является константой, определяемой значениями T и n_i , и в этом случае связь между варьируемой толщиной имеет линейный характер: $\Delta d_1 = \frac{n_3}{n_1} \Delta d_3 k$, и, соответственно,

зависимость изменения согласующей способности ТИС от вариации толщины также линейна: $\Delta n_s = \Delta_3 n_s \gamma$, где γ - постоянный для данной структуры коэффициент, зависящий от невозмущенных параметров слоев, граничных сред и длины волны.

Проведенный анализ для случая малого изменения всех трех толщин показал, что для реализации режима согласования на заданной длине волны существенным является выполнение лишь определенного условия связи между коэффициентами k_1 и k_2 : $k_1 = Q - k_2 R$, где Q, R - постоянные для данной структуры. Выбор же самих величин k_1 или k_2 , при условии неизменности длины волны на основном пике согласования, обусловлен лишь требованиями к величине n_s . Зависимость изменения согласующей способности ТИС от вариаций толщины ее

слоев и в этом случае носит линейный характер: $\Delta n_s = n_s(\Delta_2 M + \Delta_3 S)$, где M,S-постоянные для данной структуры коэффициенты.

Проведенное аналитическое и численное исследование показало, что как и в случае вариаций других параметров слоев ТИС, полученные соотношения не зависят от числа периодов структуры и порядка чередования в них слоев. Кроме того, аналитически были получены условия компенсации разброса значений показателей преломления слоев за счет вариации их толщины, а также зависимость положения дополнительного пика пропускания от вариации параметров слоев ТИС.

9. Тонкослойные структуры с многослойным периодом [49,53,55,58,63,71,99,102].

Необходимость изучения ТИС с многослойным периодом была обусловлена несколькими причинами. Прежде всего, как уже отмечалось выше, структура ТИС по существу определяет многие ее свойства и усложнение структуры, очевидно, должно привести к появлению новых обобщенных свойств и возможностей. С другой стороны, увеличение количества слоев в периоде ТИС, имея ввиду лишь задачи согласования, в настоящее время имеет определенное ограничение, связанное с тем, что для этого необходимо иметь набор материалов с требуемыми оптическими характеристиками и, хотя, алгоритм синтеза ТИС позволяет в достаточно широких пределах варьировать выбор самих материалов за счет взаимной вариации в периоде ТИС толщин изготавливаемых из них слоев, однако и эти возможности имеют свой предел, определяемый современным развитием науки о материалах. Однако, здесь имеется еще одна причина, которая обуславливает необходимость рассмотрения существенно многослойных ТИС. Это связано с тем, что в связи с возросшим за последние годы применением многослойных структур при решении самых разнообразных задач, резко возросли требования к воспроизводимости их характеристик и, соответственно, к технологии их изготовления. Трудности, которые здесь возникают, прежде всего связаны с неоднородностью самих слоев по оптическим характеристикам, особенно это существенно в оптическом диапазоне, где для изготовления пленок используется технология термического распыления в вакууме. Одна из причин неоднородности пленок - специфические особенности их микроструктуры. Наличие пустот или вкраплений в материале пленки и их нерегулярный характер приводят к зависимости показателя преломления пленки от ее толщины. Проводившиеся нами многочисленные экспериментальные исследования по рассеянию электромагнитных волн в различных условиях и на различного рода неоднородностях [67,69,70,72,73,86-90,95,97], применительно к рассматриваемым здесь задачам, показали, что влияние таких эффектов может быть заметным и требует специального изучения. Спектрофотометрические методы исследования тонких пленок, т.е. измерение их коэффициентов отражения и пропускания, составляют основу определения оптических параметров пленок. В настоящее время не существует единого универсального метода определения оптических параметров реальных пленок по спектрофотометрическим данным. Более того, построение такого метода вряд ли возможно. Это связано с тем, что задача определения параметров пленки является типичной некорректной обратной задачей и ее решение существенно зависит от наличия априорной информации о специфических особенностях исследуемых пленок. В связи с этим выявление общих закономерностей в спектрофотометрических характеристиках ТИС с многослойным периодом (или многослойных аперодических), может быть полезным и для решения такого рода как прямых, так и обратных задач.

Учитывая мотивацию к проведению такого рода исследований, ограничимся здесь рассмотрением задачи в предположении равенства оптических толщин слоев таких ТИС.

Проведенный аналитический и численный анализ свойств ТИС с четырех и пяти-слойным периодами, их численная проверка и обобщение полученных результатов, показали, что система (3)-(4) в общем случае представляет собой систему уравнений N -ой степени, имеющих, в отсутствие вырождения ($n_i \neq n_j$), $(N-1)$ действительное решение, из которых одно является самым длинноволновым (обеспечивающим минимально возможные толщины слоев ТИС), а остальные (дополнительные) по частотному спектру расположены в длинноволновой части спектра структуры (для всех этих решений толщины слоев меньше четвертьволновых) и имеют, вообще говоря, различную согласующую способность. Причем, число решений рассматриваемой системы уравнений не зависит от числа периодов структуры, а определяется лишь числом в ней слоев. Увеличение числа периодов структуры приводит лишь к сдвигу спектральной характеристики ТИС в более длинноволновую область и появлению для каждого из $(N-1)$ решений дополнительных пиков согласования, в полном соответствии с теорией, развитой для ТИС с двухслойным и трехслойным периодами. Кроме того, для основного, самого длинноволнового решения было показано, что начиная с $N \geq 4$ при $K \geq 1$, основные соотношения, описывающие свойства таких ТИС и позволяющие реализовать их синтез, могут быть записаны с высокой точностью (даже при $K=1$ и $N=4$ ошибка составляет величину $\langle 3\%$) в виде:

$$n_s = \frac{1}{n_L} \sum_{j=1}^N n_j \left/ \sum_{j=1}^N \frac{1}{n_j} \right. \quad (21)$$

$$\lambda_M = \sqrt{2} \pi n_j d_j K \left(\sum_{j=2}^N \left(n_j \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq j}}^N \frac{1}{n_i} \right) \right)^{1/2} \quad (22)$$

Причем, отметим, что при $N=1$ соотношение (21) является точным, а при $n_1=n_2=n$, оно имеет вид: $n_s = n^2/n_L$, т.е. переходит в классическое соотношение для согласующей способности четвертьволнового слоя.

Из полученных соотношений видно, что и для ТИС с многослойным периодом сохраняются фундаментальные свойства, присущие структурам такого класса. В частности из соотношения (21) следует свойство независимости согласующей способности ТИС от порядка чередования слоев в периоде такой структуры и числа периодов.

10. Аперiodические структуры [53,55,99,102].

Практическая реализация структур с многослойным периодом в настоящее время, очевидно, может быть ограничена пятью или шестью слоями в периоде, в силу ограниченности в выборе подходящих материалов, по крайней мере при изготовлении тонких пленок методами термического распыления в вакууме, однако, рассмотрение задачи многослойного периода или многослойной ТИС с различными оптическими характеристиками всех слоев, имеет безусловный интерес с точки зрения изучения влияния оптической неоднородности самих пленок (слоев) на их интегральные оптические свойства. Как уже отмечалось выше, эта задача в настоящее время является исключительно важной в связи с существенно возросшими требованиями к воспроизводимости параметров многослойных структур.

Не обужая общности рассмотрения, учитывая, что влияние периодичности ТИС в достаточно полной мере может быть описано с помощью полученных соотношений, проведем

дальнейшее рассмотрение в предположении, $K=1$, т.е. рассмотрим некоторые свойства аperiodических тонкослойных структур.

По своему физическому смыслу соотношение (21) указывает на возможность существования при определенных условиях у слоисто-неоднородных структур (или оптически неоднородных сред со сколь угодно малым пространственным параметром слоистой неоднородности) такого свойства как инвариантность их отражательной (согласующей) способности от формы пространственного распределения показателя преломления. В тоже самое время, как следует из соотношения (22), каждому фиксированному пространственному распределению показателя преломления соответствует определенное значение λ_{Mq} ($q \in [1, N!]$,

$n_j \neq n_i$), причем, таких, что коэффициент отражения волны от ТИС $r_s = |r_s| \exp(i\varphi_r)$ на этих

длинах волн одинаков и равен:

$$|r_s| = \frac{|n_s - n_L|}{n_s + n_L}, \quad \varphi_r = \pi \cdot$$

Таким образом, в рассматриваемом случае имеет место совокупность множества равных значений коэффициента отражения волны от ТИС, на однозначно поставленном им в соответствие множестве значений длин волн λ_{Mq} . Воспользовавшись соотношениями (21) и (22) можно определить все эти значения при изначально заданных n_j . В случае, если пространственное распределение показателей преломления подчиняется некоторой закономерности (значения показателей преломления, например, от слоя к слою изменяются по определенному закону), можно ожидать с одной стороны упрощения необходимых вычислений при анализе свойств такой структуры, с другой, получения качественно нового результата, обусловленного наличием определенной связи между значениями n_j .

Поскольку, как отмечалось выше, наибольший интерес представляют вопросы, связанные с влиянием слабой пространственной неоднородности показателя преломления пленки на ее оптические характеристики, то, принимая во внимание это обстоятельство, представим здесь результаты анализа, ограничиваясь именно такой постановкой.

Проведенный анализ по формуле (21), в предположении слабой неоднородности, которое в рассматриваемом случае имело вид $|\Delta n| < \frac{1}{2} \frac{n_{max} - n_{min}}{n_{min}}$, где n_{max} , n_{min} - максимальное и минимальное значения показателей преломления слоев ТИС, для различной формы пространственного распределения $n(z)$ (линейной, квадратичной, экспоненциальной, косинусоидальной и т.п.), показал, что по крайней мере для рассмотренных случаев, можно записать:

$$n_s = \frac{n_{max} n_{min}}{n_L}, \quad (23)$$

Отметим, что соотношение (23) при $\Delta n \rightarrow 0$ и, соответственно, $n_{max} = n_{min} = n$, переходит в хорошо известное выражение для согласующей способности четвертьволнового слоя :

$$n_s = \frac{n^2}{n_L}$$

Таким образом, в рассмотренном случае согласующая способность (коэффициент отражения) ТИС на длине волны λ_M зависит лишь от экстремальных (максимального и минимального) значений пространственно неоднородного показателя преломления $n(x)$. Кроме

того, если вернуться к более общему соотношению (21), то очевидно, что при изменении порядка чередования слоев в рассматриваемом случае величина n_s меняться не будет и, следовательно, при любом послойном или фрагментарном перемещении n_j, n_i в ТИС она сохраняет это свойство. В связи с этим, для рассматриваемого случая с малой пространственной неоднородностью $n(z)$, можно сделать общий вывод: если из всего множества $N!$ возможных комбинаций взаимного расположения слоев ТИС, хотя бы одна из них реализует такое взаимное расположение слоев, что оно соответствует одной из рассмотренных зависимостей $n(z)$, то согласующая способность такой ТИС на всем множестве значений длин волн λ_{Mq} для всех возможных комбинаций взаимного расположения ее слоев, будет определяться лишь максимальным и минимальным значениями показателей преломления двух ее слоев и может быть найдена из соотношения (23).

Анализ согласующей (отражательной) способности аперриодической N -слойной ТИС для остальных $N-2$ значений длин волн λ_q , таких, что $4 n_j d_j \ll \lambda_q \ll \lambda_{Mq}$ показал, что, например, при линейной зависимости изменения показателей преломления от слоя к слою, происходит вырождение множества $N-2$ значений согласующей способности в пару значений, которые соответствуют двум постоянным и не зависящим от длины волны λ_q экстремальным значениям функции $r_s(\lambda)$, и могут быть определены для максимальных значений из (23), а минимальные, соответственно из соотношения:

$$|r_{s \min}| = \left| \frac{\prod_{j=2k+1} n_j^2 - \prod_{j=2k} n_j^2}{\prod_{j=2k+1} n_j^2 + \prod_{j=2k} n_j^2} \right|, \quad (24)$$

где $j \in [1, N]$ для четных N и $j \in [1, N-1]$ для нечетных, причем, значения длин волн λ_q , на которых имеют место экстремальные значения функции $r_s(\lambda)$, определяются соотношением:

$$\lambda_q = \frac{4 n_j d_j N}{q+1}, \quad q \in [1, N-2]. \quad (25)$$

Отметим еще одно важное свойство ТИС. Как было отмечено выше при увеличении длины волны падающего на ТИС излучения за пределы λ_{Mq} коэффициент отражения волны от ТИС монотонно убывает, асимптотически стремясь к нулю, причем вне зависимости от числа периодов, числа слоев в периоде и оптических свойств слоев, а также порядка их чередования. Таким образом, λ_{Mq} есть не что иное, как последний интерференционный экстремум многослойной структуры, определяющий границу за которой интерференционными эффектами внутри структуры (слоя) можно пренебречь и рассматривать структуру (или слой с пространственной неоднородностью показателя преломления), как однородный четвертьволновый слой с показателем преломления $n = \sqrt{n_s n_L}$.

Полученные аналитически результаты были проверены численно по точным формулам при различных значениях $n_1, n_N, \Delta n, N$ и показали на хорошее соответствие значений, полученных численно и из соотношений (21-25).

В качестве иллюстрации на рис.7 представлена зависимость модуля коэффициента отражения от длины волны в окрестности λ_M для аperiodической 11-слойной ТИС с линейной зависимостью изменения показателя преломления от слоя к слою. Из сравнения кривых 1 (точный расчет), 2 (однослойная модель с n_s , рассчитанной по формуле (21)) и 3 (двухслойная модель с n_s , рассчитанной по формуле (23)) видно, что на длине волны λ_M они совпадают с графической точностью и, кроме того, в достаточно широком спектральном диапазоне эквивалентные представления аperiodической ТИС рассчитанные по формулам (21) и (23) также могут быть применимы.

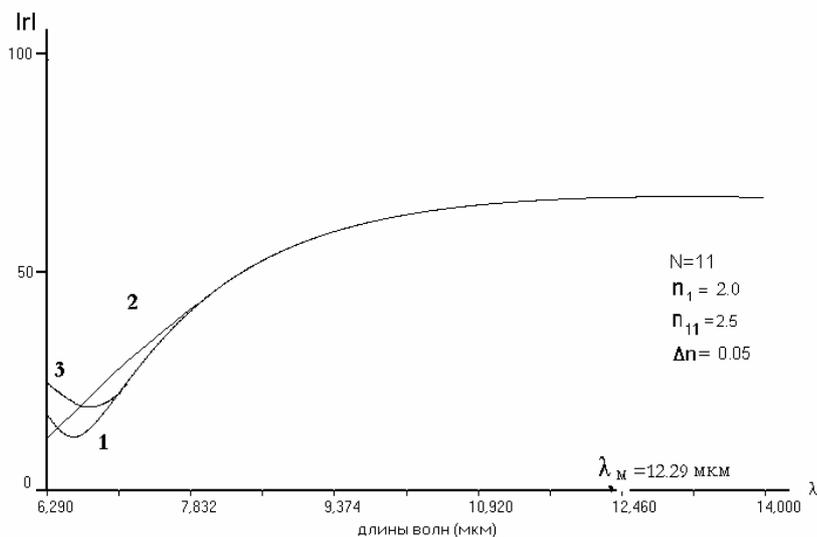


Рис.7

На рис.8 представлен результат численного расчета по точным формулам зависимости модуля (верхний рисунок) и фазы (нижний) коэффициента отражения волны от той же ТИС, что и на рис.1 в интервале длин волн. Из рисунка видно, что отмеченные выше свойства ТИС, установленные в результате аналитического анализа в длинноволновой области спектра, также подтверждаются сравнением с результатами численного эксперимента. Так, число экстремальных значений функции $r_s(\lambda)$, помимо самого длинноволнового на длине волны λ_M , равно $N-2$ (в данном случае 9), все они соответствуют точкам скачка фазы коэффициента отражения ($\varphi_r = \pi$) и по своим величинам вырождены в пару значений, максимальные соответствуют n_s , вычисленному по формуле (23), а минимальные по формуле (24). Кроме того, длины волн λ_q , соответствующие экстремальным значениям функции $r_s(\lambda)$, совпадают со значениями, вычисленными из соотношения (25).

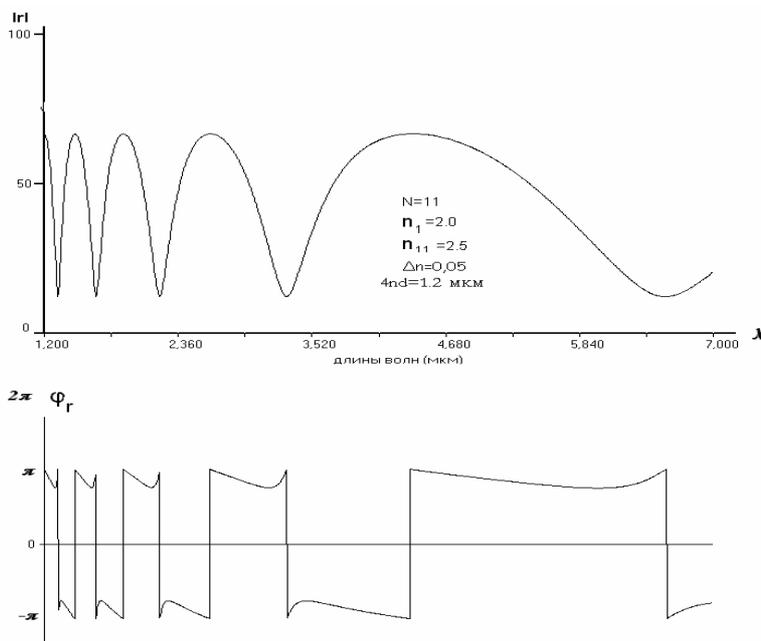


Рис.8

IV. ЯВЛЕНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ СЛОИСТЫХ СОГЛАСУЮЩИХ СТРУКТУР [90,92,96,99,100,101].

Интенсивное развитие лазерной физики и техники и появляющиеся при этом новые возможности в создании сверхмощных генераторов, систем диагностики с рекордным временным разрешением, методов неразрушающего воздействия на объекты мощных электромагнитных полей и т.п. – все это стимулировало в последние годы изучение возможности формирования коротких и сверхкоротких электромагнитных импульсов. Особое внимание, в этой связи, привлекают различного рода интерференционные структуры, прежде всего возможностью направленного воздействия на амплитудно-фазовые характеристики падающих сверхкоротких импульсов и возможностью управлять ими. Как правило в этих случаях происходит управление фазой оптических импульсов с помощью многослойных структур, обладающих уникальными дисперсионными свойствами (чирпирующие зеркала, фотонные кристаллы). Поскольку ТИС обладают целым рядом уникальных структурных и оптических свойств, было вполне оправдано изучить особенности прохождения через них электромагнитных волн с изменяющимися во времени амплитудно-частотными характеристиками. Кроме того, поскольку задача в такой постановке для просветляющих (согласующих) структур ранее вообще не рассматривалась, то ее анализ представлял и более общий интерес.

Исследования были проведены для различных ТИС с количеством слоев от 2 до 60, а также для структур резонансного класса с четвертьволновыми по оптической толщине слоями. В настоящем докладе будут представлены наиболее интересные, новые результаты, имеющие общий характер для любого класса структур.

1. Отражение амплитудно-модулированных волн от слоистых структур.

Рассмотрим процессы, происходящие при прохождении плоской монохроматической волны через многослойную структуру, состоящую из диэлектрических плоскопараллельных слоёв с чередующимися показателями преломления. В результате интерференции через некоторое время t_s в структуре установится стационарное распределение поля волны. Если в течение некоторого времени t_p происходит изменение амплитуды падающей волны, то

вследствие нарушения соотношения амплитуд интерферирующих волн, стационарное распределение поля волны в структуре изменится, причём это изменение будет продолжаться в течение времени t_p . Таким образом, изменение амплитуды волны падающей на многослойную структуру приведёт к изменению амплитуды стационарного сигнала (отражённого от многослойной структуры или прошедшего через неё) в течение времени $t_s(t_p < t_s)$ или $t_p(t_p > t_s)$. В случае же, если стационарный сигнал отсутствует, например, отражённая волна от просветляющей структуры или прошедшая волна для многослойного зеркала, появится отражённый (для просветляющей структуры) или прошедший (для многослойного зеркала) импульсный сигнал соответствующей длительности.

Проанализируем более подробно описанное выше явление для наиболее интересного и до настоящего времени не исследованного случая прохождения волны с изменяющейся амплитудой через просветляющие структуры.

Рассмотрим для простоты анализа просветляющую структуру, состоящую из одной четвертьволновой плёнки с показателем преломления n , нанесённой на подложку с показателем преломления n_s . При условии $n = \sqrt{n_0 n_s}$ рассматриваемая структура будет прозрачной для падающего излучения. Воспользовавшись временным описанием процесса отражения можно записать следующее выражение для отражённого сигнала $U(t)$:

$$U(t) = \frac{r_0}{1-r_0^2} \{ A(t) \exp(i\omega t) + A(t-\Delta t) \exp[i\omega(t+\Delta t)] \} \quad (1)$$

где r_0 – коэффициент отражения от границы раздела плёнка-внешняя среда, равный $(n_0 - n)/(n_0 + n)$, r_1 – коэффициент отражения от границы раздела плёнка-подложка, равный $(n - n_s)/(n + n_s)$, $A(t)$ – изменяющаяся во времени амплитуда (огibaющая) падающей волны, Δt – время пробега волной удвоенной толщины плёнки: $\Delta t = 2nd/c = T/2$, c – скорость света, T – период колебаний на несущей частоте. Учитывая, что $\omega \Delta t = \pi$, перепишем (1) в виде:

$$U(t) = \frac{r_0}{1-r_0^2} [A(t) - A(t-\Delta t)] \exp(i\omega_0 t), \quad (2)$$

где первое и второе слагаемые в квадратных скобках представляют амплитуды волн, отражённых от плёнки и подложки соответственно. Для рассматриваемого случая соотношение (2) справедливо для установившегося режима интерференции то есть для времён $t \gg \Delta t$, когда просуммированы все многократные отражения в структуре. Нетрудно видеть, что для времён $t < \Delta t$ выражение для отражённого сигнала будет иметь вид:

$$U(t) = r_0 A(t) \exp(i\omega t). \quad (3)$$

Выражение в квадратных скобках в (2) можно приближённо представить в виде $(dA(t)/dt)\Delta t$, учитывая малость Δt для четвертьволновой плёнки. Следует, однако, заметить, что формула (2) справедлива также для плёнок с толщинами равными $(2k+1)\lambda/4$, где $k = 0, 1, 2, \dots$, поскольку для них остаётся справедливым упомянутое выше условие согласования. В этом случае величину Δt в (2) следует заменить на $(2k+1)\Delta t$ или на $(2k+1)T/2$, и представление разности амплитуд в виде производной может оказаться слишком грубым. Точнее в этом случае использовать разложение $A(t+\Delta t)$ в ряд по степеням Δt . Кроме того, удобно выразить коэффициент, зависящий от r_0 через коэффициент контрастности согласующей структуры $\chi = n/n_0$. Выполняя соответствующие преобразования в (3) получим:

$$U(t) = \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\sqrt{\chi}} - \sqrt{\chi} \right) \left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \frac{d^n A(t)}{dt^n} \left((2k+1) \frac{T}{2} \right) \right] \exp(i\omega_0 t) \quad (4)$$

Для больших значений k ($k \gg 1$), то есть для толстых плёнок, для расчёта $U(t)$ проще воспользоваться соотношением (2) вместо вычисления высших производных по (4). В дальнейшем, не ограничивая общности, будем рассматривать случай $k=0$.

Рассмотрим прохождение через структуру импульса, огибающая которого может принимать различные функциональные зависимости: гауссовой $A(t) = \exp[-1/2(t/\tau)^2]$, с симметричной трапециевидальной огибающей с линейным или экспоненциальным нарастанием фронта, а также для супергауссовой огибающей вида $A(t) = \exp[-(t/\tau)^6]$, где τ -длительность импульса. Данные, приведённые на рисунках, были получены спектральным методом с помощью фурье-преобразования импульса с заданной формой огибающей:

$$U(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(\omega) K(\omega) \exp(i\omega t) d\omega, \quad (5) \text{ где}$$

$F(\omega)$ –спектральная функция падающего импульса, полученная с помощью прямого фурье - преобразования, $K(\omega)$ – коэффициент передачи, равный $r(\omega)$ –комплексной амплитуде отражённого импульса на частоте ω . Длительность импульсов во всех случаях принималась равной $\tau = 10T$.

Длительность трапециевидального импульса определялась как длительность верхнего основания трапеции то есть в области их плоской вершины. Время по оси t выражено в единицах τ . В расчётах полагались $n_0 = 1$, $n_s = 3,42$ (кремний). Из рисунков видно, что во всех случаях появляется пара коротких отражённых импульсов в области обоих фронтов падающего импульса (в области изменяющейся амплитуды). Параметры импульсов рассчитанных спектральным методом и с помощью временного описания из соотношения (4) совпадают между собой.

Рассмотрим наиболее простой случай трапециевидального импульса с линейным нарастанием фронта $A(t) = t/q\tau$, где $q\tau$ -определяет длительность фронта, величина q в расчёте, приведённом на рис.9 принималась равной 0,4 (амплитуда отраженного импульса увеличена на рисунке в 7 раз).

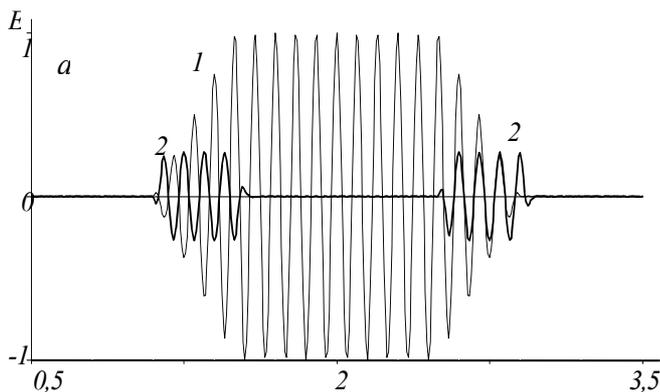


Рис.9

В рассматриваемом случае в соотношении (5) исчезают производные, кроме первой, и выражение для отражённого импульса принимает следующий вид:

$$U(t) = \frac{1}{4} \left(\frac{1}{\sqrt{\chi}} - \sqrt{\chi} \right) \frac{T}{2q\tau} \exp(i\omega t), \quad (6)$$

Отсюда видно, что амплитуда огибающей отражённого импульса не зависит от времени и определяется параметрами падающего сигнала и оптическими постоянными обрамляющих сред. Параметры импульса в (6) выражены через величину $T/q\tau = 1/N$, где N – число колебаний (периодов), укладывающихся в длительности фронта $q\tau$. Очевидно, что эта величина пропорциональна скорости изменения амплитуды падающего импульса или крутизне его фронта. Из (6) видно также, что амплитуда импульса увеличивается с ростом величины контрастности χ обрамляющих плёнку сред. Этот вывод справедлив для импульсов с произвольной формой огибающей.

Для трапециевидного импульса с экспоненциальным нарастанием фронта $A(t) = \exp(-t/q\tau)$ выражение для $U(t)$, если воспользоваться в (4) первой производной, отличается от (6) наличием множителя $\exp(-t/q\tau)$. В этом случае огибающая отражённого сигнала (увеличена на рисунке в 7 раз), так же как и в падающем импульсе меняется экспоненциально со временем, как это видно из рис.10.

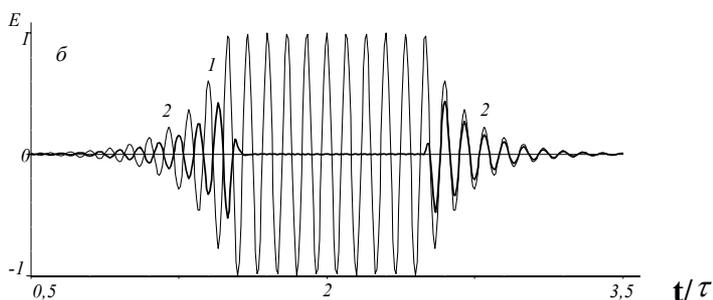


Рис.10

Учёт высших производных в (4) практически не влияет на амплитуду и форму отражённого импульса.

Для импульса с гауссовой огибающей выражение для отражённого сигнала имеет вид:

$$U(t) = -\frac{1}{4} \left(\frac{1}{\sqrt{\chi}} - \sqrt{\chi} \right) \frac{t}{\tau^2} \exp[-1/2(t/\tau)^2 + i\omega t] \quad (7)$$

В отличие от рассмотренных выше, гауссов импульс не имеет плоской вершины и $U(t)$ обращается в 0 лишь в центре гауссовой кривой то есть при $t=0$, как это видно из рис.10 и соотношения (7) (амплитуда отраженного импульса на рисунке увеличена в 20 раз).

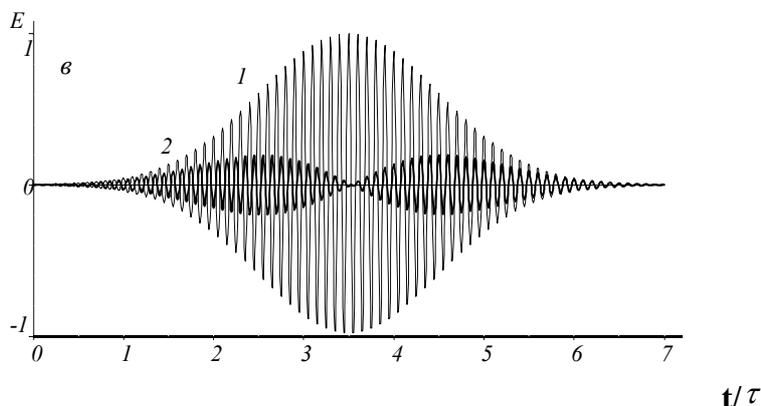


Рис.11

Наличие растянутого фронта, включающего множество периодов несущей частоты,

обуславливает в данном случае относительно малую интенсивность отражённых

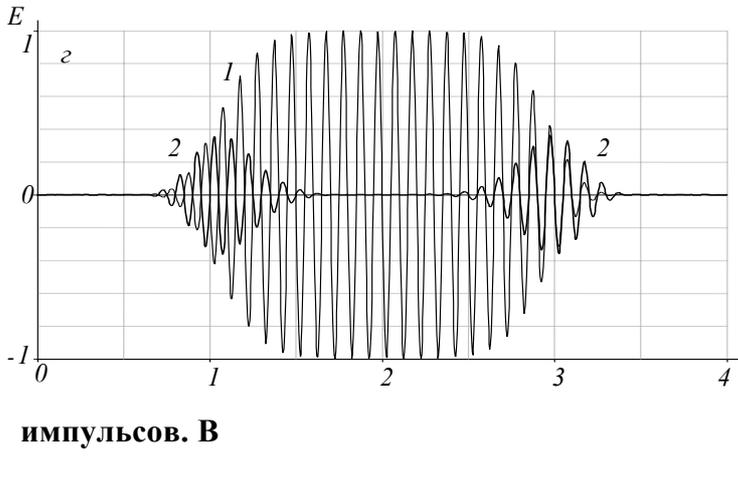


Рис.12

отличие от гауссова импульс с супергауссовой огибающей $A(t) = \exp[-(t/\tau)^{2p}]$, где p – целое число >1 , характеризуется большей крутизной фронта и наличием плоской вершины. На рис.12 (амплитуда отраженного импульса на рисунке увеличена в 10 раз) приведены данные для этого импульса с параметром $p=3$.

С ростом p крутизна фронта возрастает и вместе с тем уменьшается его длительность. При $p \rightarrow \infty$ форма импульса приближается к прямоугольной, а длительность фронта $t_1 \rightarrow 0$. Для некоторого значения p может реализоваться случай $t_1 \leq \Delta t$, для которого проведённое рассмотрение оказывается неприменимым. В этом случае форма отражённого импульса описывается выражением (3), которое в пределе для прямоугольного импульса переходит в $U(t)=r_0 \exp(i\omega_0 t)$.

Рассмотренные примеры показывают, что отражённые от согласующей структуры импульсы с достаточно хорошей точностью описываются выражением (4), если в нём ограничиться лишь первым членом разложения, то есть первой производной по времени от огибающей падающего импульса.

Как видно из рис.10 и соотношения (4) длительность отражённых импульсов определяется длительностью фронта огибающей падающего импульса. Минимальная длительность достигается для прямоугольного импульса и составляет $1/2T$. При этом, как отмечено выше, достигается и максимальная амплитуда, равная r_0 .

2.Преобразование импульсов с помощью слоистых согласующих структур.

Поскольку баланс интерферирующих в многослойной структуре волн нарушается и при наличии фазовой модуляции волны, то нами был также рассмотрен случай амплитудно-фазовой модуляции последней. Выражая комплексную амплитуду падающей волны в виде $A(t) \exp[-i\varphi(t)]$, где $A(t)$ и $\varphi(t)$ –изменяющиеся во времени действительные амплитуда и фаза и учитывая, что в условиях согласования на частоте ω_0 $r_0=r_1$ и $\omega_0 \Delta t = \pi$, нетрудно получить следующее выражение для комплексной амплитуды отражённой волны:

$$E_o(t) = r_0 \frac{A(t) \exp[-i\varphi(t)] - A(t - \Delta t) \exp[-i\varphi(t - \Delta t)]}{1 - r_0^2 \exp[i\phi(t)]}, \quad (8)$$

где $\phi(t) = \varphi(t) - \varphi(t - \Delta t)$ – дополнительный набег фазы, связанный с фазовой модуляцией. Огибающая отражённой волны или ФМ импульса (модуль $E_0(t)$) имеет вид:

$$E_{or}(t) = |r_0| \left[\frac{A^2(t) - 2A(t)A(t-\Delta t) \cos \phi(t) + A^2(t-\Delta t)}{1 - 2r_0^2 \cos \phi(t) + r_0^4} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

В отсутствие фазовой модуляции ($\phi(t)=\text{const}$) и после разложения $A(t-\Delta t)$ в ряд по степеням Δt (предполагается, что такое разложение существует) получим следующее выражение для огибающей:

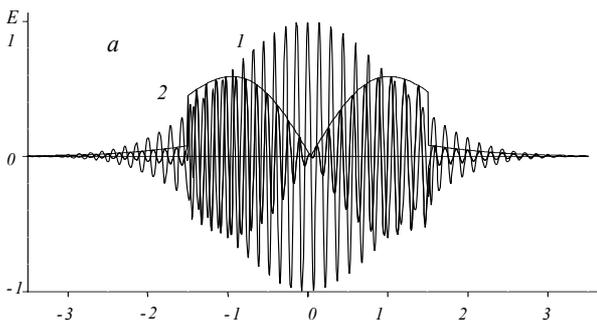
$$E_{or}(t) = \left| \frac{r_0}{1-r_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n!} \frac{d^n A}{dt^n} (\Delta t)^n \right|, \quad (10)$$

которое детально проанализировано выше. В дальнейшем будем полагать $n_0=1$. Заметим также, что формулы (8)-(10) справедливы и для полуволнового фильтра, для которого $n_0=n_s$ и $\Delta t=T$, а также и для ТИФ, в этом случае, как было показано выше, $\Delta t=T/2$.

Рассмотрим условия применимости полученных выражений (8)-(10). Как показано выше, формула (10), для волн без фазовой модуляции справедлива для времён $t \gg \Delta t$, где время t отсчитывается от начала падения импульса на структуру (начала взаимодействия), то есть для установившегося режима интерференции. Очевидно, что появление разрыва на амплитуде $A(t)$ или её производной в любой момент времени t приведёт к нарушению этого режима и его новому установлению за тот же промежуток времени. В действительности, для реально используемых в оптике диэлектриков с $n_s < 3.5$, как показывает расчёт, неравенство $t \gg \Delta t$ можно с большой точностью заменить на менее жёсткое $t > 3\Delta t$, которое, как нетрудно видеть, эквивалентно условию медленно меняющейся амплитуды. Аналогичные аргументы справедливы и для изменяющейся во времени фазы $\phi(t)$. Таким образом, формулы (8)-(10) справедливы для относительно гладких импульсов без резких изменений (скачков) фазы и амплитуды.

По этой причине было рассмотрено взаимодействие с ТИС ФМ импульсов с гауссовой $A(t)=\exp[-(t/\tau)^2/2]$ и с супергауссовой $A(t)=\exp[-(t/\tau)^{2p}]$ формой огибающей, где τ - длительность импульса и $p = 2,3,4$. Последний является хорошей моделью ФМ импульса с плоской вершиной. Используем наиболее интересную с точки зрения приложений квадратичную фазовую модуляцию в виде $\phi(t)=-\alpha t^2/2$, где α - скорость частотной модуляции. На рис.13 представлены результаты расчёта спектральным методом формы отражённых ФМ импульсов от ТИС, нанесённой на подложку с $n_s=3.42$.

Длительность импульсов в обоих случаях составляла $\tau = 7T$, длина волны несущей $\lambda = 1.5$ мкм; величина $\alpha\tau^2=6$ для гауссова импульса и $\alpha\tau^2=25$ для супергауссова импульса, параметр $p=3$. Огибающая отражённых импульсов E_{or} построена по формуле (10).



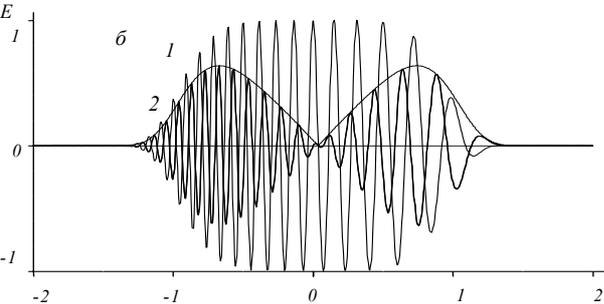


Рис.13

Данные, приведённые на рис.13, получены с помощью фурье- преобразования падающего импульса, взятого в виде: $E(t)=A(t)\exp[-i(\omega_0 t+\varphi(t))]$. Временной профиль отражённого импульса определялся как:

$$E_r(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega)r(\omega)\exp(-i\omega t)d\omega, \quad (11)$$

где $f(\omega)$ – фурье-спектр падающего импульса и $r(\omega)$ - коэффициент отражения от согласующей плёнки (ГИС). На рис.13 нанесены также профили отражённых импульсов, построенных непосредственно по формуле $E(t) = E_0(t)\exp(-i\omega_0 t)$, где $E_0(t)$ определено в (8). Из рисунка видно, что временные профили обоих импульсов практически полностью совпадают с рассчитанными с помощью спектрального метода по (11), что свидетельствует о высокой точности временного описания по формулам (8),(9).

На рис.13а фазовая модуляция включается в интервале времени $-1.5\tau < t < 1.5\tau$. Внутри этого интервала огибающая описывается выражением (2), вне его – как по (9) с $\varphi(t)=0$, так и по формуле (10), в которой достаточно взять лишь первый член разложения.

Полученные аналитические выражения позволяют выделить временной ход фазовой модуляции ФМ импульсов. Это следует из того обстоятельства, что в аналитическом выражении (9) для амплитуды (и интенсивности) сохраняется информация о фазовой модуляции в виде функции $\varphi(t)$. Если с помощью корреляционных или прямых методов получены огибающие падающего импульса $A(t)$ и отражённого $E_{0r}(t)$, то, используя (9), можно определить фазовую функцию $\varphi(t)$. На практике часто встречаются ситуации, когда ФМ импульсы приобретают плоскую или почти плоскую вершину. В области плоской вершины $A(t) = A(t-\Delta t) = A_0$ (в данном рассмотрении $A_0=1$), и из (9) следует, что форма огибающей отражённого импульса определяется лишь фазовой функцией $\varphi(t)$. Этим объясняется близкая к линейной зависимость $E_{0r}(t)$ в области центральной части отражённого импульса (см. рис.13б). Действительно, для малых значений $\varphi(t)$ можно упростить (9), полагая

$$\cos\varphi(t) \cong 1. \text{ Тогда получим: } E_{0r}(t) = \left| \frac{r_0}{1-r_0^2} \varphi(t) \right| \quad (12)$$

Для квадратичной ФМ $\varphi(t) = \alpha t \Delta t - 0.5\alpha(\Delta t)^2$, откуда и следует линейная зависимость $E_{0r}(t)$ от времени. В этих выражениях время отсчитывается от центра импульса. При малой ФМ можно использовать разложение $\varphi(t)$ в ряд по степеням Δt , тогда из (12) получим для огибающей ФМ импульса в области постоянной амплитуды выражение:

$$E_{0r}(t) = \left| \frac{r_0}{1-r_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n!} \frac{d^n \varphi}{dt^n} (\Delta t)^n \right|, \quad (13)$$

аналогичное выражению (10) для импульсов с постоянной фазой. Для малых $\varphi(t)$ во многих случаях можно положить $\varphi(t)=(d\varphi/dt)\Delta t = \delta\omega(t)\Delta t$ и, используя (12) или (13), сразу получить

временной ход частотной модуляции $\delta\omega(t)$ в области плоской вершины импульса. В общем случае, при известных огибающих $A(t)$ и $E_{0r}(t)$, можно из (9) непосредственно получить $\phi(t) = \varphi(t) - \varphi(t-\Delta t) = F[A(t), E_{0r}(t)]$ как функцию огибающих и, решая численно полученное уравнение, определить функцию $\varphi(t)$. Это уравнение можно свести к дифференциальному, аналогичному выражению (13), представив $\phi(t)$ в виде степенного ряда, в котором во многих случаях можно ограничиться двумя первыми членами разложения. Рассмотрим возможность практического использования преобразованных с помощью ТИС импульсов. Как видно из рис.13, взаимодействие с ТИС фактически приводит к расщеплению отраженного импульса на пару импульсов, один из которых содержит в основном высокочастотные, а другой - низкочастотные составляющие спектра импульса (см. рис.14а). Это позволяет использовать их в схемах компрессии для получения сжатых импульсов с различной частотой заполнения (несущей). На рис.14б приведены результаты расчёта формы отражённых импульсов, изображённых на рис.13, после их прохождения в среде с нормальной дисперсией показателя преломления $n(\omega)$. Использовалась лоренцева форма дисперсии и параболическая аппроксимация волнового вектора $k(\omega)$ в окрестности ω_0 . Эволюция импульса при его распространении в диспергирующей среде в направлении оси z описывается, как известно, выражением: $E(t, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega)r(\omega) \exp[-i(\omega t - k(\omega)z)]d\omega$, где $f(\omega)$ и $r(\omega)$ были определены ранее. Значение z определено вблизи точки максимального сжатия импульса. Другими словами, в расчётах использовалась модель идеального квадратичного компрессора.

Левый на рис.14б импульс получен после обнуления, изображённой на рис. 14а низкочастотной половины спектра отражённого импульса, начиная от ω_0 , правый- обнулением высокочастотной части.

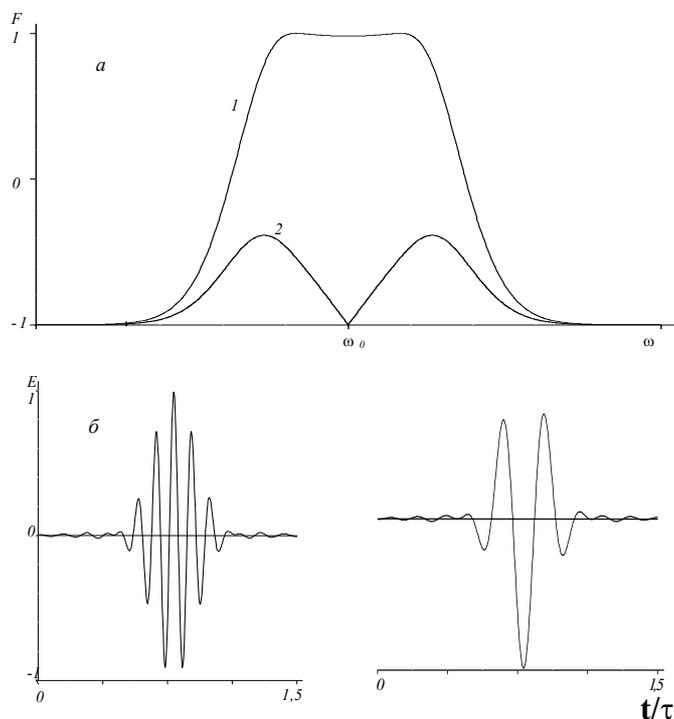


Рис.14

Такое усечение спектра, как видно из рис.14б, не приводит к заметному искажению формы сжатых импульсов. Их интересной особенностью является зависимость частоты заполнения от величины α , то есть от темпа фазовой модуляции. Например, для используемых в расчётах величины α и параметров падающего импульса, сдвиг частоты относительно ω_0 для обоих

импульсов составил в среднем $\Delta\omega \cong \pm 0.4\omega_0$. Длительность полученных таким образом импульсов не превышает длительности сжатого падающего импульса.

Таким образом, рассмотренное явление в силу физических особенностей его обуславливающих (отсутствие фонового отражения падающего излучения, адекватная зависимость его амплитудно-временных характеристик от формы падающего импульса и физических свойств обрамляющих структуру сред), позволяет не только относительно просто получать сверхкороткие световые импульсы, но и разработать методики анализа параметров световых импульсов и нестационарных процессов в материальных средах.

ЧАСТЬ II.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ В СЛОИСТЫХ СРЕДАХ ДЛЯ ПРИЕМА СИГНАЛОВ И ДИАГНОСТИКИ НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД.

Проведенный теоретический и численный анализ взаимодействия электромагнитных волн со слоисто-неоднородными средами показал, что многие из полученных результатов могут способствовать успешному разрешению целого ряда проблем в области приема сигналов в инфракрасном, субмиллиметровом и миллиметровом диапазонах электромагнитного спектра, а также при диагностике состояния и структуры различных сред и объектов.

1. Исследование электрофизических параметров сред [9,53,57,62,64-67,77,79,80,81,83,86,90,92].

Практическая реализация любых новых теоретических идей и разработок всегда сталкивается с трудностями, связанными с адекватностью физических моделей материальных объектов, рассматриваемых в теории, и их реальными свойствами. В частности, при рассмотрении интерференционных явлений в слоисто-неоднородных средах на практике мы имеем дело с реальными, не идеальными по своим физическим и структурным свойствам материалами, которые, кроме того, по своим физическим и геометрическим параметрам формируются различными технологическими методами. Так, например, если в СВЧ-диапазоне как правило пространственную неоднородность диэлектрической проницаемости слоев можно не учитывать и требуется лишь провести корректное ее измерение для слоя в целом, то в оптическом диапазоне, в силу используемых методик изготовления тонких пленок (например методами термического распыления в вакууме), во многих случаях пространственная неоднородность показателя преломления может привести к существенному расхождению ожидаемых результатов с экспериментальными.

В связи с этим, во всех проведенных исследованиях, о которых пойдет речь ниже, нами предварительно проводилось экспериментальное исследование и измерение параметров используемых материалов как в СВЧ, так и в оптическом диапазонах, традиционными, или специально разработанными нами методами. В настоящем докладе не будем останавливаться на общеизвестных методах измерения электрофизических параметров сред, а также на тех методиках, которые были нами разработаны как вспомогательные в процессе наших исследований, а остановимся лишь на некоторых, из разработанных нами, представляющих интерес своей новизной подхода к методике проведения таких исследований.

1. Исследование электрофизических параметров диэлектрических пленок в оптическом диапазоне.

Одна из причин пространственной неоднородности пленок - специфические особенности их микроструктуры. Наличие пустот в материале пленки и их нерегулярный характер приводят к пространственной зависимости их показателя преломления, что обуславливает сдвиг спектральных характеристик таких пленок по сравнению с однородными. Как уже отмечалось выше в настоящее время не существует единого универсального метода определения оптических параметров реальных пленок по спектрофотометрическим данным. Очевидно, что точность определения оптических параметров по данным спектрофотометрических измерений существенным образом зависит от выбора начального приближения (модели) пространственной и дисперсионной функциональной зависимости показателя преломления пленки. Как правило до последнего времени использовались модели, которые основывались на приближении, впервые предложенным Шредером, в котором учитывались интерференционные эффекты лишь от границ неоднородной пленки. Как было показано в теории апериодических структур, изложенной в настоящем докладе, учет интерференционных явлений по всей пленке показывает, что адекватной моделью такой пленки может служить модель, в которой определяющую роль в построении начального приближения играют экстремальные значения функции $n(z)$, а не ее граничные значения. Проведенное А.В.Тихонравовым сравнение результатов, основанных на приближении Шредера, с практическими, показало на значительное, как и следовало ожидать, их несоответствие. Нами экспериментально и численно была исследована возможность решения задачи восстановления профилей неоднородностей слабопоглощающих диэлектрических тонких пленок, обладающих заметной неоднородностью и дисперсией показателя преломления новым методом, идея которого принадлежала А.В.Тихонравову и заключающемуся в использовании последовательной иерархии моделей тонкой пленки. Расчет начинается с простейшей модели, основанной на предположении об однородности и отсутствии дисперсии показателя преломления. На следующей ступени иерархии вводятся модели, учитывающие зависимость показателя преломления и коэффициента поглощения от длины волны. Если не удастся получить решение, соответствующее по точности экспериментальным данным, то вводится предположение о неоднородности пленки. При обработке экспериментальных данных последовательно используются различные модели пленок. При этом определение параметров модели осуществляется путем минимизации функционала невязки (несоответствия) между экспериментальными и теоретическими данными. Функционал невязки определялся следующим образом:

$$F = \frac{1}{m} \sum_{j=1}^m \left[\frac{R(\lambda_j) - R'(\lambda_j)}{\Delta R(\lambda_j)} \right]^2,$$

где $R'(\lambda_j), R(\lambda_j)$ - соответственно теоретические и экспериментальные значения коэффициента отражения на заданной сетке длин волн λ_j , $\Delta R(\lambda_j)$ - заданное отклонение коэффициента отражения в j -ой спектральной точке. Задача заключается в минимизации функционала невязки в пространстве параметров λ_j .

Экспериментально нами были исследованы пленки двуокиси циркония ZrO_2 , заведомо обладающие заметной неоднородностью и широко применяемые на практике. Пленки наносились методом термического распыления в вакууме на вакуумной напылительной установке УВНЗ-68 на полированные подложки из плавленого кварца. Общая

геометрическая толщина пленок колебалась от 0,7 до 1,8 мкм. Спектральные исследования полученных пленок проводились на спектрофотометре Beckman 5270 в диапазоне длин волн от 0,35 до 1,5 мкм, а также на спектрофотометре MR-40 в видимой области спектра. Отклонение в нашем случае задавалось стандартным и равным $\Delta R(\lambda_j)=0,01$.

Численная обработка начиналась с рассмотрения самой простой модели, в которой коэффициент преломления не зависит ни от длины волны, ни от толщины пленки (рис.15).

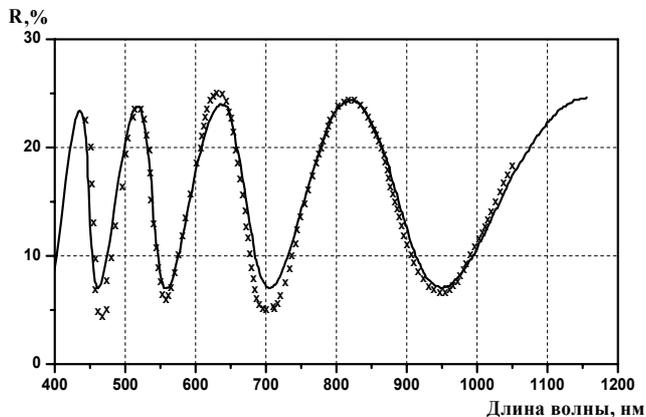


Рис.15

Корень из функционала невязки равнялся 1,305, показатель преломления 2,012, а оптическая толщина пленки $-1420,2$ нм. Однако по нашей оценке ошибка экспериментальных данных составляла около 0,5% и полученный результат, в рамках рассматриваемой модели, не соответствовал по точности экспериментальным данным. На втором этапе была использована модель с дисперсионной зависимостью показателя преломления (модель Коши): $n(\lambda)=A+B/\lambda^2+C/\lambda^4$, где A,B,C-параметры модели. В ультрафиолетовой и видимой областях спектра использовалась следующая модель коэффициента поглощения: $k(\lambda)=D \exp(-f\lambda)$, где D,f-параметры. Оптическая толщина пленки в этом случае равнялась 1411,9 нм, показатель преломления изменялся от 2,04 при длине волны 450 нм до 2,005 при длине волны 1155 нм. Корень из функционала невязки составлял 0,935, что также ниже точности экспериментальных данных. На третьем этапе рассматривалась модель, предполагающая пространственную неоднородность показателя преломления пленки, имеющая следующий вид: $n^*(z,\lambda)=q(z)n(\lambda)-ik(\lambda)$. Дисперсионные зависимости n и k параметризуются с помощью моделей, рассмотренных выше, а q(z) полагается непрерывной или кусочно-непрерывной функцией, не зависящей от длины волны. При расчетах использовалась информация о дисперсионной зависимости показателя преломления, полученная на предыдущем этапе исследования. В результате расчетов было получено для корня квадратного из функционала невязки значение равное 0,536, что практически соответствует по точности экспериментальным данным. Тем самым дальнейшее усложнение модели не имело смысла. Найденный профиль неоднородности представлен на рис.16.

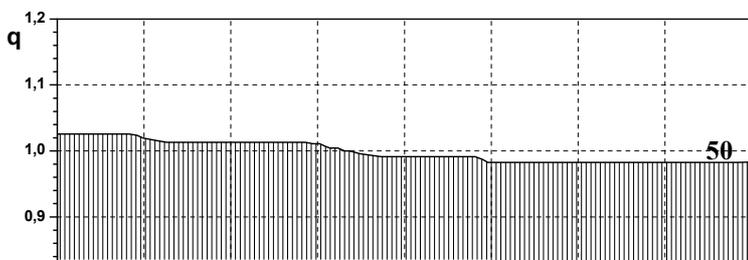


Рис.16

Проведенные исследования других образцов пленок циркония привели к аналогичным результатам.

Кроме полученного подтверждения работоспособности и эффективности предложенного метода, необходимо отметить еще одно его несомненное достоинство - поэтапное введение моделей пленки позволяет оценить вклад того или иного физического свойства в совокупные волновые свойства диэлектрических пленок.

2. Исследование электрофизических параметров полупроводников и диэлектриков на СВЧ.

Полученные нами при анализе интерференционных явлений в слоистых средах аналитические соотношения, устанавливающие функциональную связь электрофизических и геометрических параметров различных по своим свойствам материальных сред с их волновыми свойствами, естественным образом позволяют решать задачи, относящиеся к классу обратных, т.е. по измеренным волновым характеристикам среды определять ее электрофизические параметры и размеры. Нами было разработано и реализовано, в зависимости от параметров и размеров материальных сред, довольно большое число локальных методик определения электрофизических параметров полупроводниковых и диэлектрических слоев размещенных либо в СВЧ-волноводе, либо в свободном пространстве, либо обранных многослойными структурами резонансного или тонкослойного класса с известными волновыми характеристиками. В настоящем докладе, в силу известных причин, изложим лишь те методики, которые представляют собой новый, оригинальный подход к решению обратных задач в проблемах неразрушающего контроля материалов на СВЧ.

Одним из таких методов является предложенный нами метод так называемой "переменной нагрузки", применимый для образцов с достаточной прозрачностью на СВЧ. Суть этого метода заключается в размещении плоскопараллельной пластины исследуемого материала в двух принципиально различных СВЧ-схемах: симметричной, когда слева и справа от исследуемого слоя одинаковые среды (незаполненный СВЧ-волновод или свободное пространство) и несимметричной, когда одна из сред заменяется на СВЧ-отражатель. На основе метода импедансных характеристик, развитого для решения задач распространения волн в слоистых средах (см. ч. I. настоящего доклада), аналитически были получены соотношения для определения искомых электрофизических параметров исследуемых сред:

$$\varepsilon' = \frac{P}{P^2 + Q^2}; \quad \sigma = \frac{k_0 Q}{\rho_0 (P^2 + Q^2)}, \quad \text{где } P = (KM + LN)/(M^2 + N^2); \quad Q = (LM - KN)/(M^2 + N^2); \quad K = Z_0((D_1 D_2 -$$

$$A_1 A_2) + Z_0(D_2 - D_1) \operatorname{tg} k_0 d_{кз} - (A_1 D_2 + D_1 A_2) \operatorname{tg} k_0 d_{кз}); \quad L = Z_0(Z_0(A_1 - A_2) \operatorname{tg} k_0 d_{кз} + (A_1 A_2 - D_1 D_2) \operatorname{tg} k_0 d_{кз} - (A_1 D_2 + D_1 A_2));$$

$$M = A_1 - A_2 - Z_0; \quad N = D_1 - D_2 + Z_0 \operatorname{tg} k_0 d_{кз}; \quad A_{1,2} = \Delta_{1,2}^{-1} (1 - |r_{1,2}|^2);$$

$D_{1,2} = 2|r_{1,2}| \Delta_{1,2}^{-1} \sin \varphi_{1,2}; \quad \Delta_{1,2} = 1 + |r_{1,2}|^2 - 2|r_{1,2}| \cos \varphi_{1,2}; \quad |r_{1,2}|$ и $\varphi_{1,2}$ - модуль и фаза измеренных коэффициентов отражения для симметричной и несимметричной СВЧ-схем соответственно. В

качестве измерительной СВЧ-схемы можно использовать двунаправленный ответвитель с мостовой СВЧ-схемой разделения двух каналов измерения. Переключение нагрузок с соответствующей синхронизацией 1-го и 2-го каналов измерения осуществляется вращением диска с прорезями, установленного на расстоянии $d_{кз}$ от пластины (рис.17).

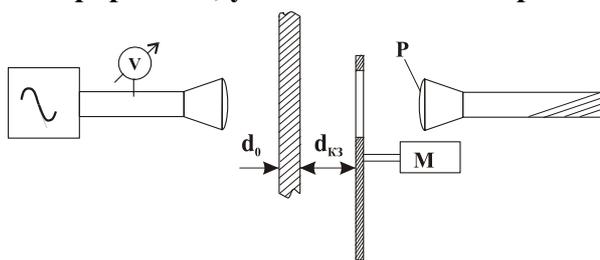


Рис.17

На основе предложенной методики можно, используя численную обработку измеренных параметров на ЭВМ в реальном времени, осуществлять экспресс-измерения комплексной диэлектрической проницаемости диэлектрических и полупроводниковых материалов с неизвестной и, кроме того, переменной толщиной.

Особенно следует отметить, что предложенная методика обладает еще одним существенным преимуществом. Как видно из приведенных соотношений, в них не входит толщина исследуемой пластины d_0 , таким образом, эта методика не требует знания толщины исследуемых образцов, что позволяет, во-первых, исключить обычные для других методов погрешности в определении толщины образца, а во-вторых, существенно сократить время измерений и упростить их процедуру. Кроме того, в данной методике существует возможность введения еще одного дополнительного информационного канала-частотного, т.е. проведение измерений на различных частотах в диапазоне перестройки СВЧ-генератора, что несколько усложняет процедуру обработки массива данных, однако повышает разрешение и точность метода, что особенно важно, если имеется некоторая пространственная неоднородность, например, проводимости слоя. С помощью метода переменной нагрузки нами были исследованы свойства различных материалов (фторопласт, стекло, керамика, полиэтилен, Si, GaAs и Ge). Сравнение с результатами измерений другими хорошо известными методами подтвердили работоспособность предложенной методики.

Другая методика, предложенная нами для диагностики неоднородных сред, принципиально отличающаяся от развитых ранее,- это исследование свойств неоднородных сред методом “полевого зондирования” (позже за ней закрепился термин “метод смещения стоячей волны”). Актуальность проблемы определения формы пространственного распределения различного рода неоднородностей в материалах методами СВЧ общеизвестна и не требует подробного перечисления задач и направлений фундаментальных и прикладных исследований, в которых решение этой обратной задачи существенным образом могло бы способствовать их успешному решению. Перед нами эта задача возникла в связи с исследованиями явления кросс-модуляции на неравновесных носителях в полупроводниках при воздействии на них оптического излучения. Проведенный нами теоретический анализ возникающих при этом процессов диффузии неравновесных носителей, показывал, что их пространственное распределение может быть существенно неоднородным и, как было показано в ч.І., в значительной степени оказывать влияние на интерференционную картину распространяющихся в полупроводниковом образце СВЧ-волн. Использование известных в оптике методик спектрального исследования в диапазоне СВЧ встречало существенные трудности в связи с относительно малым диапазоном частотной перестройки СВЧ-

генераторов и полосы волноведущих СВЧ-линий передачи, что не давало возможности получить достаточный объем информации для решения такого рода обратной задачи. С другой стороны, наши результаты по формированию интерференционной картины в слоистых средах, особенно при размещении среды в несимметричную СВЧ-схему с отражателем, анализ влияния пространственного распределения напряженности СВЧ-поля в среде на ее волновые свойства, показывал, что меняя расстояние от СВЧ-отражателя до образца, мы производим пространственное зондирование образца СВЧ-полем, причем, как показал анализ, от величины напряженности СВЧ-поля в данном сечении образца существенным образом зависят его интегральные волновые свойства. С другой стороны, с точки зрения рекуррентных соотношений метода импедансных характеристик, мы имеем сколь угодно большое (необходимое) множество независимых уравнений, в которых волновой импеданс, подключаемой к образцу нагрузки (отражатель на расстоянии $d_{кз}$), может изменяться от $-\infty$ до $+\infty$. Таким образом, имея множество значений экспериментально измеренных значений модуля и фазы коэффициента отражения СВЧ-волны от полупроводникового (диэлектрического) слоя при различных расстояниях до отражателя и соответствующее множество аналогичных параметров, рассчитанных численно на основании метода импедансных характеристик, при заданном начальном приближении распределении $n(z)$ и $\sigma(z)$, используя при этом стандартный метод минимизации функционала невязки F (аналогично описанному выше), можно получить с наперед заданной точностью образ функции распределения электрофизических параметров исследуемого материала на СВЧ. Впоследствии, в частности в работах аспирантов и сотрудников нашей лаборатории, этот метод получил свое развитие не только для восстановления профиля пространственной неоднородности сплошных сред, но и слоисто-неоднородных сред, т.е. структур, состоящих из композиции различных материалов.

II. ПРИЕМ ИЗЛУЧЕНИЙ НА ОСНОВЕ ЯВЛЕНИЯ КРОСС-МОДУЛЯЦИИ.

1. Прием инфракрасных излучений [1,4-6,16,18,24,28,33,38,40-42,57,58,63].

С появлением мощных генераторов когерентного оптического излучения – лазеров – обнаружили широчайшие возможности для их применения в системах связи, локации, диагностики, управления физическими свойствами вещества и т.п. Для полной реализации этих возможностей необходимо было располагать приемниками оптических излучений соответствующего диапазона, требуемой полосы пропускания и высокой чувствительности. Существующие в то время чувствительные и широкополосные приемники оптического диапазона (ФЭУ) существенно ухудшали свои характеристики, или переставали работать вовсе, при переходе к инфракрасному диапазону длин волн в виду наличия физического ограничения – длинноволновой границы внешнего фотоэффекта. В связи с этим в конце 60-х годов появился целый ряд публикаций, в которых для решения приема оптических излучений в ближнем и среднем ИК-диапазонах предлагалось использовать явление внутреннего фотоэффекта в полупроводниках (с собственной или примесной фотопроводимостью, в зависимости от длины волны принимаемого ИК-излучения) в, так называемых, схемах с СВЧ-смещением. В основе этого метода решения проблемы чувствительного приема ИК-излучений лежало использование эффекта кросс-модуляции, известного еще со времен открытия Люксембург-Горьковского эффекта в 1933г. и заключающегося в появлении взаимной модуляции двух или большего числа колебаний за

счет их взаимодействия в нелинейных устройствах или при их распространении в пространстве с нелинейными свойствами. Это явление может иметь место при соответствующем выборе рабочего тела для любых видов излучений от ионизирующих до радиоволн.

Традиционным для того времени включением фоторезисторного чувствительного элемента в цепь СВЧ-смещения было резонаторное, при котором фотодиод, фоторезисторный монокристалл или полупроводниковая пленка помещались в СВЧ-резонатор и по изменению его добротности или изменению резонансной частоты производилось детектирование принимаемого оптического излучения. Самым серьезным недостатком такого решения было существенное сужение полосы пропускания приемника за счет относительно высокой добротности СВЧ-резонатора. Естественным решением возникшей проблемы расширения полосы пропускания такого кросс-модуляционного приемника с СВЧ-смещением было размещение фоторезисторного чувствительного элемента непосредственно в СВЧ-волноводной линии, обладающей полосой пропускания практически на уровне несущей СВЧ-частоты. Наиболее подходящим схемным решением было использование такого известного СВЧ-устройства, как двойной волноводный Т-мост, сочетающего в себе с одной стороны очень высокую потенциальную чувствительность (уровень реального баланса мог составлять более 130 децибелл относительно падающей СВЧ-мощности) и требуемую широкополосность, поскольку это СВЧ-устройство при балансе производит перераспределение СВЧ-энергии между его плечами, а не резонансное ее накопление.

Однако анализа и оптимизации такого решения с учетом физических процессов взаимодействия оптического излучения с фоторезистором, формирования в нем фотоотклика в зависимости от его электрофизических параметров и размеров с одной стороны, и оптимизации взаимодействия фоторезисторного элемента с СВЧ-излучением, с другой, проведено не было. По своей физической постановке такой комплекс задач был весьма интересен и перспективен, поскольку сочетал в себе с одной стороны методы и специфику оптических исследований, а с другой, радиофизические подходы и решения, что могло способствовать их взаимному развитию.

Схема, которая была взята нами за основу при изучении возможности создания чувствительного и широкополосного приемника ИК-излучений с СВЧ-смещением приведена на рис.18.

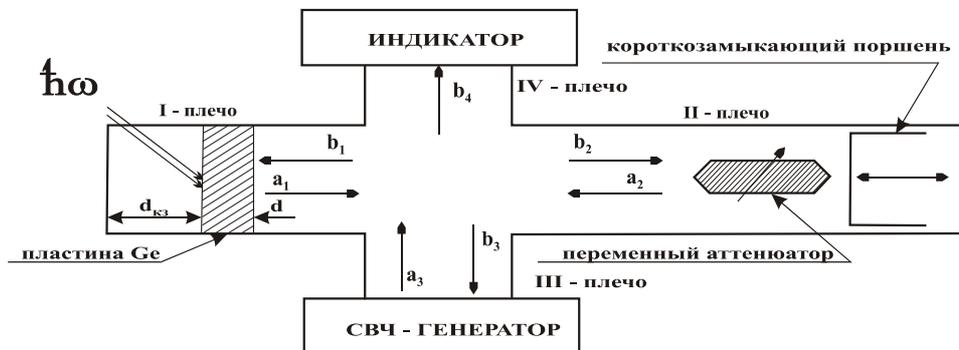


Рис.18

Если отраженная в I плече от полупроводниковой пластины СВЧ-волна скомпенсирована с помощью переменной нагрузки (короткозамыкающий СВЧ-поршень и переменный СВЧ-аттенюатор) во II плече, то в индикаторное плечо IV СВЧ-мощность опорного генератора из плеча III не поступает. При облучении полупроводниковой пластины оптическим излучением

происходит изменение ее проводимости и, как следствие, изменение коэффициента отражения от нее СВЧ-волны, что приводит к разбалансу моста и появлению в плече IV СВЧ-сигнала.

Анализ физических процессов, обуславливающих работу рассматриваемой схемы ИК-приемника, можно разбить на следующие основные составляющие: взаимодействие ИК-излучения с полупроводниковой пластиной – обеспечение условий для полного поглощения принимаемого оптического сигнала; исследование и учет пространственного распределения возбужденных оптическим излучением неравновесных носителей в полупроводнике; нахождение оптимальных размеров и размещения полупроводниковой пластины в волноведущем СВЧ-тракте с учетом неравновесного и, возможно, неравномерного пространственного распределения в ней избыточной проводимости; анализ и оптимизация основных источников шумов.

1.1. Влияние диффузионных процессов на характеристики приемников с СВЧ-смещением [18,24].

Результаты представленные в Части I. настоящего доклада позволяют оптимальным образом расположить полупроводниковую пластину в СВЧ-волноводе для получения максимального СВЧ-отклика на изменения ее удельной проводимости. Однако, в зависимости от механизма поглощения ИК-излучения полупроводником, коэффициент поглощения, а следовательно и глубина скин-слоя ИК-излучения в образце, может существенным образом отличаться. Так, для случая собственного поглощения, глубина скин-слоя составляет $\sim 10^{-5} - 10^{-6}$ м (ближний ИК-диапазон), а в случае примесного поглощения $\sim 10^{-2} - 10^{-3}$ м. Если при этом толщина полупроводниковой пластины превышает глубину скин-слоя, то в объеме полупроводника неизбежно возникает пространственная неоднородность распределения фотоносителей заряда и начинают протекать процессы диффузии неравновесных носителей заряда из области с повышенной их концентрацией (освещенная область) в область с пониженной. В результате диффузионных процессов в течение определенного времени устанавливается некоторое стационарное распределение избыточных фотоносителей, которое, однако, может быть пространственно существенно неоднородным.

К моменту рассмотрения этой задачи не было изучено сколько-нибудь подробно влияние на диффузионные процессы дальней грани полупроводниковой пластины с “закрытыми” границами – в отсутствие каких-либо потоков заряда, пересекающих поверхность пластины. Последнее, в частности, имеет место, когда полупроводниковая пластина помещается бесконтактным образом в цепь с СВЧ-смещением. При этом в рамках исследуемой задачи существенным представлялся вопрос и о частотно-временных зависимостях распределения избыточных носителей заряда по объему образца, т.е. при различных длительностях возбуждающего излучения или для различных частот его модуляции.

Для решения отмеченных проблем, в приближении слабого оптического сигнала, было рассмотрено уравнение диффузии вида:

$$\frac{\partial \Delta N_{e,p}(z,t)}{\partial t} = -\frac{\Delta N_{e,p}(z,t)}{\tau_{e,p}} + D_{e,p} \frac{\partial^2 \Delta N_{e,p}(z,t)}{\partial z^2} + \Phi(z,t) \quad \text{с граничными условиями}$$

$$-D_{e,p} \frac{\partial \Delta N_{e,p}(z,t)}{\partial z} \Big|_{z=0} = +D_{e,p} \frac{\partial \Delta N_{e,p}(z,t)}{\partial z} \Big|_{z=l}$$

и начальным условием $\Delta N_{e,p}(z,0) = 0$, где $\Delta N_{e,p}(z,t)$ - количество избыточных электронов ΔN_e или дырок ΔN_p на единицу длины пластины вдоль направления распространения

оптического излучения (вдоль оси z); $\tau_{e,p}$ и $D_{e,p}$ - время жизни и коэффициент диффузии свободных носителей заряда (электронов или дырок соответственно); $\Phi(z, t)$ - функция источника, которая задает количество возбужденных носителей заряда в единицу времени в сечении z .

В рамках рассматриваемой задачи (прием слабых сигналов) справедливо допущение, что $\Delta N_{e,p} \ll n, p$ (n, p - темновые, равновесные концентрации электронов и дырок соответственно) и время жизни $\tau_{e,p}$ не зависит от величины $\Delta N_{e,p}$ и, как следствие этого, $\tau_{e,p} \Big|_{z=0,l} = \tau_{e,p} \Big|_{0 < z < l} = \tau_{e,p}$. Одномерное приближение уравнения диффузии было обусловлено тем, что в приемниках на объемных фотосопротивлениях при детектировании принимаемых сигналов, как правило, стараются использовать всю обнаружительную поверхность чувствительного элемента, и, если плотность падающего излучения однородна в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения, то градиент концентрации возникает только вдоль оси z .

Вид функции источника был выбран в предположении, что на полупроводниковую пластину, толщиной l такой, что $\alpha l \gg 1$, где α - коэффициент поглощения оптического излучения в полупроводниковой пластине, падает поток излучения с переменной интенсивностью, который можно описать при $z \leq 0$ функцией вида $\Phi_0(1 + \cos \omega_M t)/2$, где Φ_0 - поток фотонов в единицу времени. Тогда функция источника имеет вид:

$$\Phi(z, t) = \alpha \eta \Phi_0 e^{-\alpha z} \left[\frac{1 + \cos \omega_M \left(t - \frac{\sqrt{\varepsilon} z}{c} \right)}{2} \right],$$

где ε - относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника; c - скорость распространения электромагнитного излучения в вакууме; η - квантовая эффективность (вероятность возбуждения электронно-дырочной пары при взаимодействии с фотоном падающего излучения).

В результате численного решения уравнения диффузии было установлено, что как пространственная, так и динамическая неоднородности распределения фотоносителей в полупроводниковой пластине ухудшают характеристики такого типа приемников, причем, если пространственная приводит к уменьшению СВЧ-отклика (чувствительности), то динамическая сужает полосу пропускания (широкополосность). В результате численного и аналитического анализа решения уравнения диффузии был установлен критерий однородности распределения фотоносителей для широкого класса полупроводниковых материалов с собственной фотопроводимостью, т.е. было получено условие, при котором отношение фотопроводимостей на дальней и передней гранях полупроводниковой пластины $\Delta \sigma(l) / \Delta \sigma(0) = \theta$ равно единице: $\theta = 5 \cdot 10^{-3} \frac{(D \tau)^2}{\alpha l^2}$, причем, было показано, что динамическая

неоднородность распределения фотопроводимости, связана с пространственной, и исчезает при $\theta \approx 1$.

1.2. Анализ шумовых характеристик [5,6].

Поскольку в исследуемом случае полупроводниковая пластина помещалась бесконтактным образом в СВЧ-линию передачи, то анализ влияния шумов можно было ограничить тремя основными видами шумовых источников – генерационно - рекомбинационным (ГР), тепловым и фоновым. Избыточные шумы контактной природы в нашем случае отсутствовали, что являлось одним из существенных достоинств выбранной схемы с СВЧ-смещением. Проведенный анализ природы возможных источников шумов и их численная оценка для данного способа приема, показали, что преобладающими являются шумы генерационно - рекомбинационной природы.

Природа ГР-шума заключается в том, что концентрация свободных носителей флуктуирует относительно среднего уровня, соответствующего тепловому равновесию. Среднеквадратичная флуктуация $(\overline{\Delta N})^2$ количества носителей \overline{N} , определяемая ГР-механизмом для полупроводниковых материалов с собственной проводимостью, составляет: $(\overline{\Delta N})^2 = \frac{\overline{N}}{2}$, а спектральная плотность флуктуаций соответственно равна:

$$S_n(f) = 4 \overline{\Delta N}^2 \frac{\tau}{1 + (2\pi f \tau)^2}.$$

Среднеквадратичные флуктуации количества носителей в некоторой

полосе частот Δf_s относительно частоты f_s составляют:

$$(\overline{\Delta N})_{\Delta f_s}^2 = \int_{f_1}^{f_1 + \Delta f_s} S_n(f) df = \frac{2}{\pi} (\overline{\Delta N})^2 \arctg \frac{2\pi \tau \Delta f_s}{1 + 4(\pi \tau)^2 f_1 (f_1 + \Delta f_s)}.$$

В случае прямого

видеодетектирования (по оптическому каналу) $\Delta f_s = 1/2\pi\tau$; $f_1 = 0$ и можно записать:

$$\frac{\sqrt{(\overline{\Delta N})_{\Delta f_s}^2}}{V} = \left(\frac{n_0}{4V} \right)^{1/2},$$

где n_0 - концентрация свободных носителей заряда; V - объем образца.

Таким образом, анализ ГР-шумов показал, что в случае, когда шумы такой природы являются преобладающими, необходимо уменьшать объем чувствительного элемента и (или) концентрацию темновых носителей заряда. Поскольку в приемниках оптических излучений, как правило, желательно не уменьшать обнаружительную поверхность, то, очевидно, что требование уменьшения объема необходимо отнести к уменьшению толщины полупроводниковой пластины.

1.3. Чувствительность и полоса пропускания.

Суммируя результаты анализа влияния пространственной и временной неоднородностей распределения фотопроводимости в полупроводниковой пластине, а также анализ шумовых ограничений на чувствительность приемника, можно было сделать общий вывод о необходимости использования тонких ($d_0 \ll \lambda$) полупроводниковых чувствительных элементов для получения предельных значений чувствительности и широкополосности такого приемника ИК-излучений с СВЧ-смещением.

С целью определения величины отклика двойного волноводного Т-моста на изменения коэффициента отражения СВЧ-волны от полупроводниковой пластины при воздействии на нее ИК-излучения, было проведено численное и аналитическое (в предположении слабого ИК-сигнала) исследование. Численный анализ, результаты которого представлены на рис.19, полностью совпали с выводами, полученными в Части I. настоящего доклада.

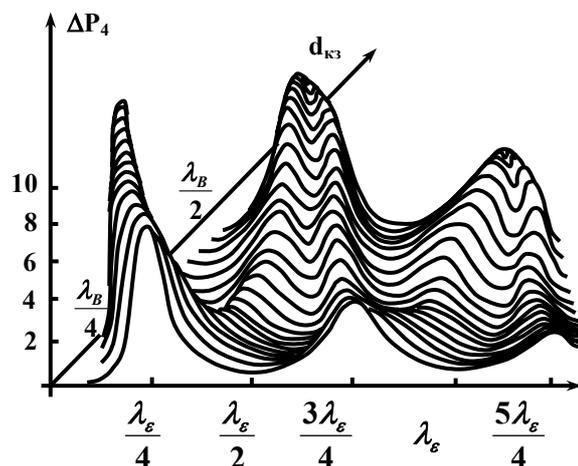


Рис.19

Аналитический анализ, с учетом результатов Части I, позволил получить количественную оценку зависимости величины СВЧ-мощности отклика двойного Т-моста

$$\Delta P_4 \text{ от мощности ИК-излучения } P_{ho}: \Delta P_4 = \frac{P_3}{4} P_{ho}^2 \left(\frac{\xi \eta \tau \epsilon_0 (\mu_e + \mu_p)}{V \hbar \omega} \right)^2, \text{ где } P_3 -$$

мощность опорного СВЧ-генератора, η -квантовая эффективность полупроводникового материала, ξ - коэффициент, определяемый темновыми параметрами полупроводника, характеристиками СВЧ-волны и СВЧ-волновода [4,6], e_0 -заряд электрона. Из полученного соотношения можно оценить требования к предельной чувствительности СВЧ-приемника

$D_{СВЧ}$ для достижения пороговой чувствительности по ИК-излучению, взяв величину $P_{ho \min}$ на уровне генерационно-рекомбинационных шумов для конкретного полупроводникового

$$\text{материала в полосе пропускания } \Delta f_s: D_{СВЧ} \left[\frac{вт}{(zu)^{1/2} \cdot см} \right] = \frac{P_3 P_{ho \min}^2}{4 \sqrt{\Delta f_s}} \left(\frac{\xi \eta \tau \epsilon_0 (\mu_e + \mu_p)}{V \cdot \hbar \omega} \right)^2, \text{ или для}$$

фоторезисторов с толщинами, лежащими в интервале значений от 0,1 до 20 мкм, можно

$$\text{воспользоваться соотношением: } D_{СВЧ} \cong \frac{P_3 P_{ho \min}^2}{4 \sqrt{\Delta f_s}} \left(\frac{10^3 \eta \tau \epsilon_0 (\mu_e + \mu_p)}{S \cdot \hbar \omega} \right)^2, \text{ где } S [M^2] - \text{площадь}$$

поперечного сечения СВЧ-волновода.

Проведенный численный и аналитический анализ влияния амплитудной и частотной нестабильностей СВЧ-генератора на характеристики приемника показали, что амплитудные нестабильности компенсируются двойным Т-мостом (еще одно преимущество выбранной СВЧ-схемы), а частотная нестабильность приводит к появлению разбаланса Т-моста, величину

$$\text{которого можно оценить из соотношения: } \frac{\Delta P_4}{P_3} = \left(\frac{\Delta \omega_{СВЧ}}{\omega_{СВЧ}} \right)^2.$$

Оценка максимально возможной полосы пропускания такого типа приемника показала, что, как и ожидалось, добротность выбранной СВЧ-схемы не превышает величины $Q \leq 2$, соответственно полоса пропускания может достигать величины $\Delta f_s \cong 1/2 f_{СВЧ}$, где $f_{СВЧ}$ - несущая частота СВЧ-генератора.

Проведенные оценки предельных величин чувствительности приемника с СВЧ-смещением такого типа показали, что исходя из реальных параметров полупроводниковых материалов и характеристик СВЧ-приемников, она может достигать пороговых значений на уровне ограничения генерационно-рекомбинационными шумами, например, при $n_0=10^{19} \text{М}^{-3}$, толщиной $d_0=1 \text{мкм}$, относительной диэлектрической проницаемостью фоторезистора в пределах $2 \leq \varepsilon' \leq 20$, полосе пропускания $\Delta f_s = 10^{10} \text{Гц}$ в ближнем ИК-диапазоне $\lambda_{\text{ИК}} = 1,5 \text{мкм}$ при подвижности носителей $\mu_{e,p} \approx 5 \text{м}^2 / \text{в} \cdot \text{с}$, $\tau_{e,p} \approx 10^{-10} \text{с}$. При этом к СВЧ-схеме предъявляются следующие требования: мощность опорного СВЧ-генератора $P_3=0,1 \text{вт}$ при частотной стабильности не хуже $3 \cdot 10^{-6}$ и чувствительности СВЧ-приемника $D_{\text{СВЧ}}=10^{-16} \text{вт/Гц}^{1/2}$.

1.4. Экспериментальное исследование характеристик приемника ИК-излучений с СВЧ-смещением.

Экспериментальные исследования были проведены на установке, блок-схема которой приведена на Рис.20.

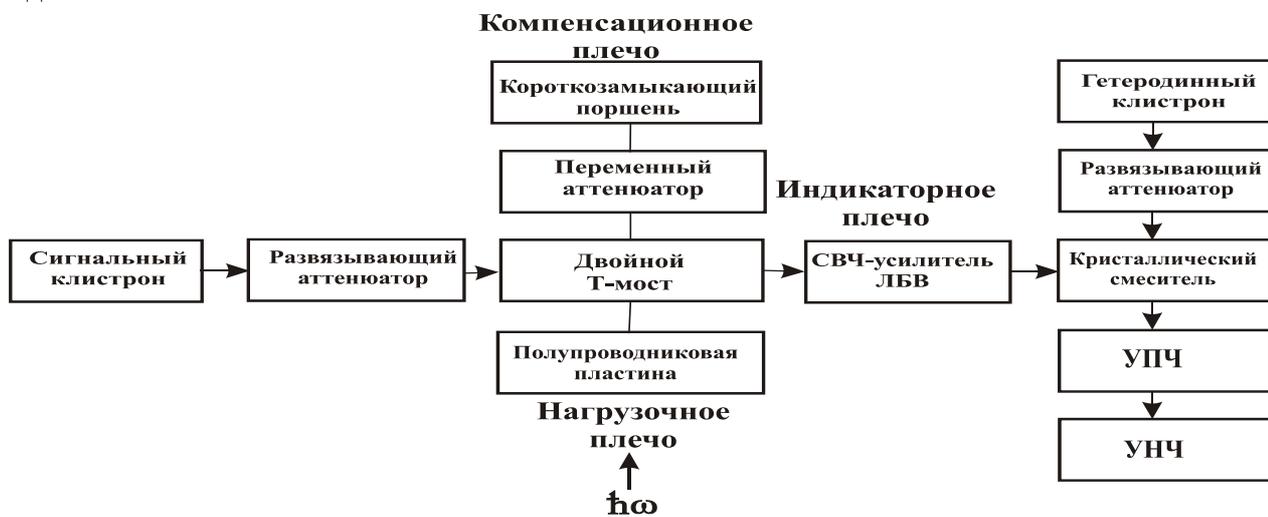


Рис.20

Экспериментальные исследования проводились в 8-мм СВЧ-диапазоне, на клистронном генераторе мощностью $P_3=10 \text{мвт}$. В индикаторном плече двойного Т-моста был использован СВЧ-усилитель с коэффициентом усиления $K=20 \text{дб}$ и коэффициентом шума $F=10 \text{ед}$. и супергетеродинный СВЧ-приемник с $D_{\text{СВЧ}}=10^{-19} \text{вт/Гц}$ и полосой пропускания по промежуточной частоте (28МГц) $\Delta f_s = 10^4 \text{Гц}$. Освещение фоторезистора осуществлялось через металлическую сетку, прозрачную для ИК-излучения и являющуюся короткозамыкающей нагрузкой для СВЧ-волны.

В качестве фоточувствительных элементов приемника исследовались различные полупроводниковые материалы: Ge, Si, GaAs, InSb, Ge(Au), Ge(Zn), Ge(Hg), причем, последние три легированные примесные образцы Ge, предназначенные для прима в среднем ИК-диапазоне ($\lambda_{\text{ИК}} \in 8 \div 20 \text{мкм}$), исследовались при температурах жидкого азота и гелия в специально разработанном для этих целей оптическом криостате.

На основе результатов, изложенных в Части I настоящего доклада, устанавливающих количественную связь электрофизических параметров материала слоев с его

интерференционными СВЧ-характеристиками, была разработана и использована для измерения на СВЧ, методика определения таких параметров полупроводниковых материалов как ϵ' , σ , τ в широких пределах: $1 \ll \epsilon' \ll 20$; $10^{-4} \ll \sigma \ll 10^3 (\text{ом} \cdot \text{м})^{-1}$, $10^{-8} \ll \tau \ll 10^{-3} \text{с}$.

Используя результаты измерений электрофизических параметров полупроводниковых материалов, было проведено исследование характеристик такого типа приемников ИК-излучений для различных фоторезисторов. В результате измерений было получено хорошее соответствие измеренных экспериментально и рассчитанных по приведенным выше соотношениям предельной чувствительности приемника. Так, например для фоторезистора из чистого Ge ($n_0=10^{19} \text{м}^{-3}$, $\tau=10^{-4} \text{с}$, $\epsilon'=16$) толщиной $\lambda_e/4$ ($d_0=0,52 \text{мм}$), измеренная величина обнаружительной способности составляла $D_{\tau}^*=5 \cdot 10^{10} [\text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см/Вт}]$, а теоретически рассчитанная $D_{\tau}^*=8 \cdot 10^{10} [\text{Гц}^{1/2} \cdot \text{см/Вт}]$.

При создании приемников изучения среднего ИК диапазона, в силу малого коэффициента поглощения ИК-излучения, на чувствительный фоторезисторный элемент производилось напыление многослойной структуры либо типа МИП, либо ТИС, в зависимости от конструктивных и функциональных особенностей приемника. Так, например, при создании приемника ИК-излучения ($\lambda_{\text{ИК}}=10,6 \text{мкм}$) проходного типа на основе примесного Si в техническое задание входили требования: энергетический коэффициент пропускания на основной длине волны не менее 0,9 и на интервале $1,2 \leq \lambda \leq 3 \text{мкм}$ не более 0,2 и, кроме того, общая физическая толщина согласующей структуры не должна была превышать 3 мкм. Нами была аналитически синтезирована и напылена двухслойная ТИС, состоящая из BaF_2 ($n_1=1,45$) и ZnSe ($n_2=2,55$) с толщиной слоев соответственно $d_1=0,76 \text{мкм}$ и $d_2=0,35 \text{мкм}$, вычисленными по формулам, приведенным в Части I настоящего доклада. Экспериментально изготовленное для такого приемника покрытие обеспечивало энергетический коэффициент пропускания 0,94 (потери в примесном Si составляли 6%), на интервале от 1,2 до 3 мкм коэффициент пропускания не превышал 0,1, а физическая толщина всей ТИС была равна 1,1 мкм.

2. Приемники миллиметровых излучений на “горячих” носителях [7,12,25,32,38,39,42].

На основе экспериментальной установки, описанной выше, нами была предложена не исследованная до этого схема кросс-модуляционного приемника миллиметровых (ММВ) и субмиллиметровых (СММВ) волн с СВЧ-смещением на разогреве свободных носителей заряда в полупроводнике InSb (Рис.21).

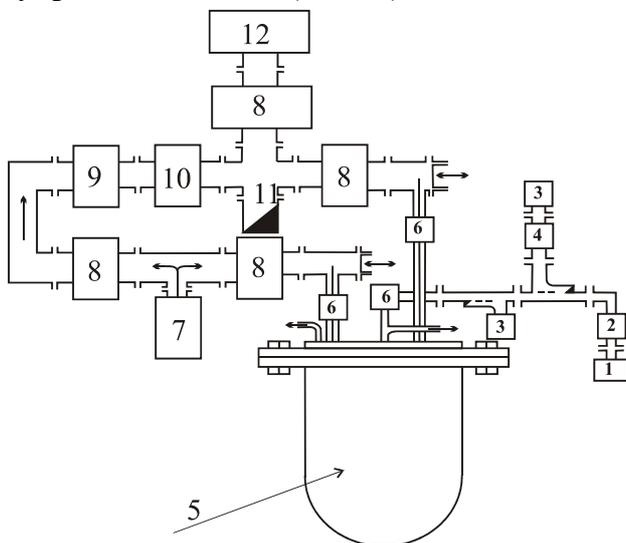


Рис.21

1-генератор ММВ; 2-переменный калиброванный аттенюатор; 3-измеритель ММВ мощности; 4-волномер; 5-гелиевый криостат; 6-вакуумное соединение; 7-СВЧ-генератор; 8-ферритовая развязка; 9-фазовращатель; 10-переменный аттенюатор; 11-согласованная нагрузка; 12-СВЧ-приемник.

В качестве электродинамической системы для согласования чувствительного элемента с принимаемым излучением и полем СВЧ-смещения был использован двухчастотный резонатор, который на частотах принимаемого ММВ излучения являлся квазиоптической резонансной системой, а для СВЧ-волн - объемным цилиндрическим резонатором. При вводе на чувствительный элемент принимаемого сигнала происходят изменения либо добротности, либо резонансной частоты СВЧ-резонатора, вызванные изменением проводимости облучаемого материала.

При отработке и оптимизации электродинамической составляющей такого типа приемника при комнатной температуре мы моделировали чувствительный элемент пластиной Ge того же размера, который имел при комнатной температуре ту же проводимость, что и InSb при гелиевой, кроме того, эти полупроводниковые материалы имели близкие значения относительной диэлектрической проницаемости InSb ($\epsilon' = 17$) и Ge ($\epsilon' = 16$). Освещая образец Ge оптическим излучением $\lambda_{ИК} = 1,9 \text{ мкм}$ (полоса собственного поглощения Ge), можно было изменять проводимость чувствительного элемента, моделируя тем самым воздействие ММВ-сигнала на чувствительный элемент и проводить исследования возмущенных характеристик двухчастотной электродинамической системы.

2.1. Двухчастотный резонатор.

Проведенный нами теоретический анализ зависимости добротности двухчастотного резонатора от положения, геометрических размеров и проводимости чувствительного элемента, показал, что оптимальной является электродинамическая схема, в которой СВЧ-резонатор представляет собой объемный цилиндрический резонатор, возбужденный на типе колебаний H_{111} , а ММВ-резонатор-квазиоптическую резонансную систему, состоящую из пары зеркал, одно из которых плоское, а другое - сферическое, являющихся одновременно торцевыми стенками объемного СВЧ-резонатора. Основными параметрами, определяющими характеристики двухчастотного резонатора является его широкополосность и чувствительность к изменению проводимости полупроводникового чувствительного элемента. Поскольку ограничения на величину добротности, определяемые временем релаксации τ неравновесной проводимости по энергии, наиболее критичны для СВЧ-резонатора (в связи с тем, что $f_{СВЧ} \ll f_{ММВ}$), необходимо было прежде всего обеспечить оптимальное взаимодействие полупроводникового чувствительного элемента с СВЧ-полем в заданной полосе пропускания $\Delta f_{СВЧ} \geq 1/2\pi\tau$. Проведенный теоретический анализ позволил определить связь изменений добротности СВЧ-резонатора с величиной проводимости полупроводниковой пластины с учетом потерь в стенках резонатора и в подводящих петлях связи.

Поля в квазиоптическом резонаторе ограничены каустической поверхностью. При достаточных размерах зеркал каустические поверхности низших типов колебаний не доходят до края зеркал и эти колебания обладают малыми дифракционными потерями. Проведя аналогичные расчеты по оптимизации параметров квазиоптического резонатора с учетом величины дифракционных потерь и коэффициента связи резонатора с внешней нагрузкой

Проведенная оценка на уровне тепловых шумов полупроводниковой пластины InSb показала, что предельная чувствительность такого приемника может достигать значений: $D \cong 10^{-14} \div 10^{-15} \text{ вт} / \Gamma_{\text{ш}}^{1/2}$, при полосе пропускания $\Delta f_s \approx 10^7 \text{ Гц}$. При этом супергетеродинный СВЧ-приемник должен иметь предельную чувствительность $D_{\text{свч}} \approx 10^{-19} \text{ вт} / \Gamma_{\text{ш}}$ при той же полосе пропускания.

2.4. Экспериментальное исследование приемника ММВ.4

Проведенное методом пробного тела исследование распределения электрических полей в двухчастотном резонаторе при комнатной температуре (моделированием чувствительного элемента пластиной Ge) показали, что в квазиоптическом резонаторе устанавливается и сохраняется при внесении в него полупроводниковой пластины, тип колебаний H_{00q} , каустическая поверхность меньше диаметра полупроводниковой пластины и ее диаметр максимален вблизи сферического зеркала. Добротность резонатора с пластиной и без нее составлял $Q_H=215$ и 900 соответственно, что являлось приемлемым с точки зрения обеспечения максимально возможной полосы пропускания, определяемой временем релаксации возбужденных носителей заряда по энергии.

Исследование СВЧ-резонатора проводилось по аналогичной методике. Распределение электрического поля в резонаторе соответствовало типу колебаний H_{111} и искажалось не существенно при внесении в резонатор полупроводниковой пластины Ge. Соответствующие величины добротностей составляли $Q_H=680$ и 800 , что также удовлетворяло требуемой полосе пропускания.

Экспериментально измеренная предельная чувствительность исследуемого типа приемника составила величину $D_{\text{экс}} \approx 3 \cdot 10^{-12} \text{ вт} / \Gamma_{\text{ш}}^{1/2}$, что с одной стороны говорило о безусловной перспективности такой схемы приема как в ММВ, так и в СММВ диапазоне, поскольку сам по себе результат соответствовал лучшим достижениям на тот период. С другой – полученное значение предельной чувствительности было несколько ниже теоретической оценки, приведенной выше. Последнее обстоятельство в основном было обусловлено недостаточным качеством используемой нами в эксперименте СВЧ и ММВ элементной базы, что и привело к относительно большим потерям в процессе распространения этих излучений в волноведущих линиях установки и последующей их обработки.

3. Приемники ММВ и СубММВ на основе эффекта Джозефсона [17,25,32,38,39].

Одними из наиболее чувствительных и широкополосных приемников ММВ и СММВ на период проведения нами исследований, являлись приемники, основанные на эффекте Джозефсона. Однако, имея рекордные на тот период характеристики, им было присуще два существенных недостатка, которые ограничивали возможность их применения. Во-первых, очень низкое сопротивление джозефсоновского перехода, не позволяющее достичь предельно высоких чувствительностей таких приемников из-за отсутствия согласования волноведущей линии и джозефсоновского перехода и, во-вторых, малый динамический диапазон таких приемников.

Одним из способов решения этих проблем было изготовление не одиночных джозефсоновских переходов, а создание системы из многих переходов, соединенных в решетку. При достаточно близком расположении переходов в решетке и при наличии внешнего излучения они самосинхронизируются, и такая система взаимодействует с внешним полем как один переход, но при этом ступеньки на ВАХ под действием внешнего поля возникают при

напряжениях в М (М-число переходов в системе) раз больших, чем у одного перехода, причем, число фотонов генерируемых решеткой возрастает в M^2 раз, а шумы при этом растут пропорционально $M^{1/2}$. Таким образом, создание решеток из джозефсоновских переходов могло способствовать решению как проблемы динамического диапазона таких приемников, так и повышению уровня их согласования с волноведущими линиями. Однако, имеющиеся на тот момент достижения по технологии изготовления как одиночных переходов, так и решеток страдали низкой воспроизводимостью и, кроме того, никак не решался вопрос их согласования с линией передачи ММВ или СММВ.

Поскольку нами были разработаны различные способы достижения полного согласования как слабопоглощающих, так и сильноотражающих материалов в различных диапазонах электромагнитного спектра, то естественным было применить их для решения проблем джозефсоновских приемников. Однако, в виду того, что существующие на тот момент джозефсоновские переходы были далеки по своим параметрам от требуемых, нами были предприняты также исследования по отработке технологии их изготовления с высокой воспроизводимостью параметров и возможно более высоким сопротивлением.

3.1. Джозефсоновские переходы.

В силу тематики настоящего доклада не будем здесь останавливаться на деталях разработанной и реализованной нами технологии изготовления джозефсоновских переходов, а приведем лишь те данные, которые необходимы для целей настоящего доклада.

В результате исследования характеристик различного типа джозефсоновских переходов, изготовленных нами на специально разработанной скрайбирующей установке, методом термического распыления в вакууме на вакуумной напылительной установке УВР-3М, было установлено, что наиболее перспективны, для решаемых нами задач являются джозефсоновские переходы типа S-I-S-I-S-структур (S-сверхпроводник, I-диэлектрик), последовательные стадии изготовления которых, представлены на рис.22.

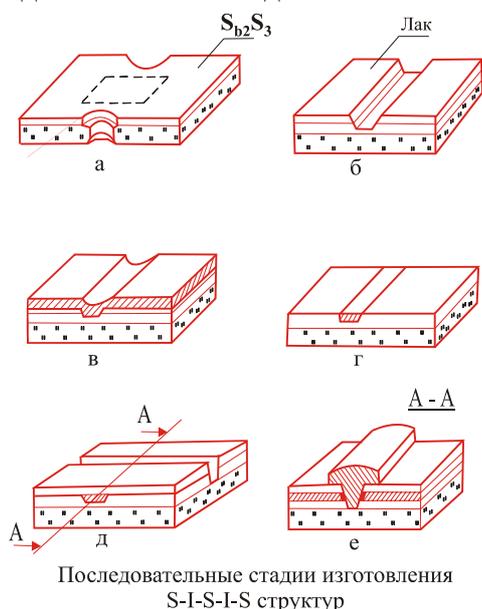


Рис.22

В результате исследования свойств различных сверхпроводящих и диэлектрических материалов и их сплавов, был установлен оптимальный выбор состава соответствующих сплавов: в качестве сверхпроводниковых сплавов были выбраны сплавы “свинец-олово” с весовым содержанием 55% Pb и 45% Sn и “индий-олово” (60% и 40%) с критической температурой $T_c=6^0\text{K}$. Проведенные исследования более двухсот изготовленных переходов на

постоянном токе и при СВЧ-смещении в специально сконструированном криостате, показали на хорошую воспроизводимость геометрических и физических параметров переходов (отклонение от заданных параметров в серии не более нескольких процентов): площадь поперечного сечения перехода $S=0,04\text{мкм}^2$, нормальное сопротивление $R_N=5 \cdot 10^{-2} - 5 \cdot 10^{-4}\text{Ом}$, плотность критического тока $I_c=10^4 - 10^7 \text{ А/см}^2$, что в принципе давало возможность работать в диапазоне частот сигнала $f_c=300-1000\text{ГГц}$. По разработанной технологии было также изготовлено несколько двумерных решеток с различными геометрическими параметрами: расстояниями между переходами 20,70 и 100мкм; расстояниями между нитями в решетке 0,1;0,5;1,0;2,0 мм; шириной нитей 1 и 2 мм; толщина пленок при этом составляла 0,1 мкм.

3.2. Согласование джозефсоновских переходов с волноведущей линией.

Поскольку сопротивление джозефсоновского перехода равно его сопротивлению в нормальном состоянии, была проведена серия экспериментов по согласованию отдельных джозефсоновских переходов и решеток из них при комнатной температуре при различных их сопротивлениях (от нескольких до сотен Ом). Экспериментально исследовались согласующие структуры, теория синтеза которых представлена в Ч.1 настоящего доклада: многослойный интерференционный поглотитель (МИП) волновой энергии, а также однослойный (четвертьволновый) и двухслойный (тонкослойный) согласующие структуры на эффекте волноводной дисперсии. В качестве диэлектрических материалов слоев согласующих структур использовались слабопоглощающие в СВЧ-диапазоне материалы: фторопласт (тефлон) $\epsilon' = 2, \text{tg}\delta = 10^{-4}$ и стекло $\epsilon' = 6,3, \text{tg}\delta = 7,1 \cdot 10^{-5}$. Измерения проводились с помощью панорамного измерителя КСВН в диапазоне частот от 17 до 26ГГц в волноведущей СВЧ-линии прямоугольного сечения $3,4 \times 7,2\text{мм}^2$. В зависимости от структуры джозефсоновских переходов (решеток) их КСВН лежал в диапазоне от 10 до 80 ($|r| \in 0,8 \div 0,96$). Экспериментальные исследования показали, что все предложенные способы обеспечивают согласование на уровне $R \leq 0,005$, однако, использование однослойных и, тем более, двухслойных тонкослойных согласующих структур предпочтительней, чем структур типа МИП, поскольку они имеют более чем на порядок меньшую общую физическую толщину, что является существенным для криогенной конструкции приемника и, кроме того, обладают меньшими паразитными потерями в слоях согласующей структуры. Характерная экспериментальная зависимость

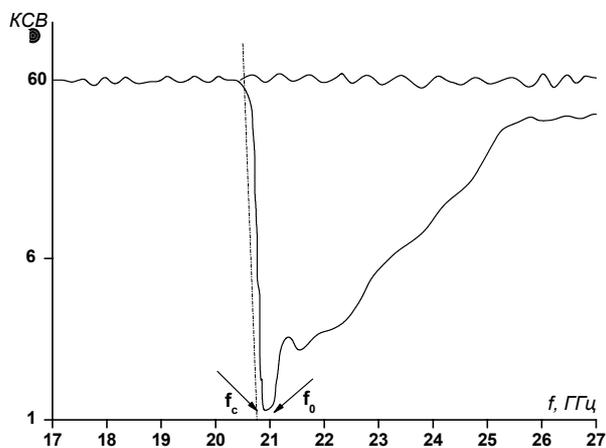


Рис.23

КСВН от СВЧ-частоты при согласовании решетки с КСВН=60 с помощью двухслойного тонкослойного согласователя на эффекте волноводной дисперсии представлена на рис.23.

Из соотношений, приведенных в Ч.1 настоящего доклада при заданных параметрах слоев $\epsilon'_1 = 6,3 ; \epsilon'_2 = 2,0$ была вычислена частота согласования $f_0 = 20,85\text{ГГц}$ и толщины слоев $d_1=0,98\text{мм}$ и $d_2=2,27\text{мм}$. Измеренная величина КСВН на частоте согласования составила 1,14 ($R=0,0043$), а добротность $Q=45$. В приведенном примере общая физическая и оптическая

толщины согласующей структуры минимальны (примерно в два раза меньше, чем у

однослойного четвертьволнового и более чем на порядок меньше, чем у МИП). Проведенная серия контрольных измерений в криостате при гелиевых температурах подтвердили работоспособность и эффективность такого метода согласования джозефсоновских переходов и решеток при низких температурах.

III. Инфракрасная радиометрия температуры нагретых тел.

Изучение и разработка методов и средств получения экспериментальной информации о температуре и тепловых потоках всегда вызывали повышенный интерес. Это обусловлено как академическим характером этой проблемы, поскольку температурное состояние вещества содержит информацию о его энергетическом состоянии и процессах его обуславливающих, так и потребностью самых различных областей науки и современной техники: тепловые режимы работы ядерных реакторов и других энергетических установок, прогрев и унос продуктов истечения летательных аппаратов, металлургические процессы и процессы горячей обработки металлов, вопросы теплообмена на границе атмосферы и океана и многое другое, требуют разработки специальных методов исследования и создания специальной измерительной аппаратуры. Особое место в этих проблемах занимают бесконтактные методы измерения и контроля температуры объектов, поскольку во многих случаях в силу физических (высокие температуры, большие расстояния и т.п.) или технологических причин, применение контактных способов измерения температуры неприемлемы, кроме того, бесконтактные способы измерения температуры дают возможность проводить измерения, не внося возмущений в состояние измеряемого объекта. При таком способе измерения температуры наиболее важным является осуществление приема излучений в заданном спектральном диапазоне и преобразование его в форму удобную для последующей обработки. Имея возможность приема электромагнитных излучений в широком спектральном диапазоне и, при этом, в требуемой спектральной полосе, было естественным применить разработанные нами методы синтеза многослойных согласующих структур для чувствительных элементов в широком диапазоне их физических свойств (от слабопоглощающих электромагнитное излучение до сильноотражающих), для решения такого класса задач. В настоящем докладе представлены некоторые, отражающие основные направления наших исследований разработки, из всего объема различного рода решений задачи контроля и измерения температуры объектов, проведенных нами как в теоретическом, так и в экспериментальном плане и нашедших свое практическое применение в промышленности.

1. Пирозлектрические радиометры средних ИК-излучений [22,26,27,31,35].

Необходимость разработки представленного здесь ИК-радиометра была обусловлена крайней заинтересованностью в таких устройствах отечественного промышленного производства, поскольку на тот момент практически отсутствовали надежные методы достоверного контроля теплового состояния объектов при их термообработке в массовом (поточном) промышленном производстве, что приводило к ухудшению качества деталей и заметному сокращению срока их нормативной эксплуатации. Проведенные нами предварительные теоретические и экспериментальные исследования влияния реальных промышленных факторов на характеристики радиометрического портрета объекта (пары воды, окалина на поверхности деталей, дымовые образования и т.п.), показали, что оно минимально в диапазоне средних ИК-излучений при $\lambda \in 8 \div 12 \text{ мкм}$. В этой области спектра нагретые до высоких температур металлы можно считать “серыми” телами, имеющими малую по величине, но слабо зависящую от длины волны излучения, температуры и шероховатости

поверхности излучательную способность. Кроме того, этот участок спектра является областью максимальной прозрачности атмосферы: здесь минимально молекулярное рассеяние на газовых компонентах и парах воды, мало рассеяние на твердых макрочастицах и брызгах воды, средний размер которых имеет величину $\sim 1\text{мкм}$. Поскольку в выбранном спектральном диапазоне полупроводниковые фоторезисторные чувствительные элементы требуют специального охлаждения, что крайне нежелательно в заводских условиях, нами, в качестве рабочего, был выбран пироэлектрический эффект, заключающийся в изменении спонтанной поляризации кристалла при изменении его температуры. В качестве пироэлектрического детектора был выбран, разработанный на одном из предприятий МЭПа, пиромодуль на основе кристалла LiTaO_3 , имеющий чувствительность $10^{-9}\text{Вт/Гц}^{1/2}$ в диапазоне длин волн от 2 до 20 мкм. Таким образом, с учетом общих требований к характеристикам радиометра, нами были проработаны, изготовлены и сконструированы в единый блок следующие функциональные узлы: синтезировано и изготовлено (методом термического распыления в вакууме) специальное двухстороннее просветляющее покрытие на германивую фокусирующую оптику на основе двухслойных четвертьволновых структур (ZnSe и BaF_2) с коэффициентом пропускания 100% на 10мкм и 90% по краям заданной полосы на 8 и 12 мкм, усилитель низкой частоты с коэффициентом усиления $\sim 3 \cdot 10^4$, низкочастотный (130Гц) модулятор, блок питания и индикации, состоящего из измерительной головки и стабилизированного выпрямителя.

Конечной целью заводских испытаний радиометра являлось осуществление бесконтактного контроля температуры при электротермической индукционной обработке автомобильных рессор. Для индукционного нагрева использовалась промышленная установка с системой индукторов, водяным охлаждением и механической системой для продвижения рессор. Снимались зависимости температуры рессор от координаты, т.е. продольные распределения температуры для нескольких серий рессор, изготовленных из одинакового материала и профиля, но имеющих различную длину. Калибровка радиометра осуществлялась по показаниям термопары для первой и последней рессор в каждой серии.

На рис.24 представлено семейство линейных распределений температуры для семи рессор при двух близких режимах термообработки. Отклонения измеренной температуры

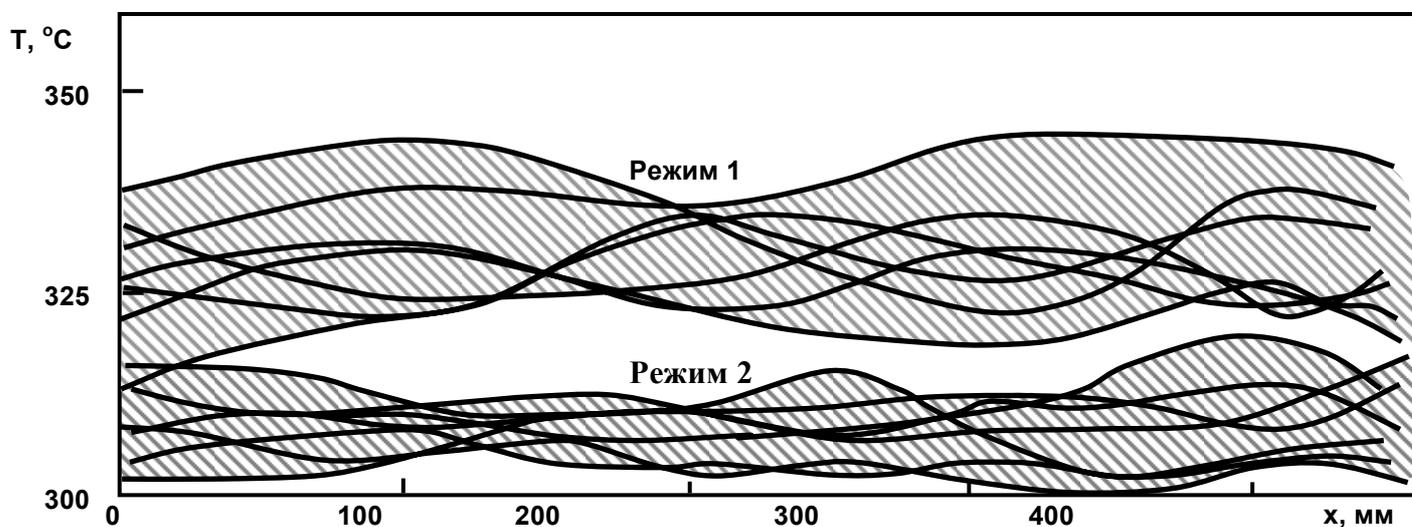


Рис.24

от средней для каждого режима объяснялись неравномерным водяным охлаждением рессор после выхода из предыдущих индукторов, что, как было выяснено при дальнейшем анализе, и являлось причиной отклонения качества изготавливаемых рессор от требуемого стандарта.

Таким образом, заводские испытания показали, что разработанный ИК-радиометр, с рабочим диапазоном температур от 100°C до 1300°C , обеспечивает контроль температур с ошибкой не более $\pm 4\%$ в сложных радиометрических условиях по одинаковому для одной серии деталей радиометрическому портрету.

По результатам серии заводских испытаний изготовленные ИК-радиометры были внедрены на Московском автомобильном заводе им. И.А. Лихачева.

На основе разработанного ИК-радиометра был создан также ИК-радиометр для контроля температуры поверхности в зоне мощного лазерного воздействия. Одним из основных требований при проведении лазерной термообработки металлов является сохранение геометрии и чистоты поверхности в зоне мощного лазерного воздействия, но, в то же время, должно выполняться условие фазовых превращений, обеспечивающих закалку поверхностного слоя, что накладывает жесткие ограничения на предельные допуски по температуре нагрева. Учитывая специфику процесса лазерного нагрева (использовался CO_2 лазер на длине волны $10,6\text{мкм}$ и мощностью 1кВт) были произведены конструктивные изменения в схеме рассмотренного выше радиометра. Так, спектральный диапазон принимаемого излучения был выбран в интервале от 2 до 7мкм ; в качестве входного устройства был использован металлический раструб с углом раскрытия 40° . Тепловое излучение от области нагрева замерялось ИК-радиометром, расположенным на расстоянии 40см под углом визирования 30° , и регистрировалось самописцем. Было проведено три серии испытаний, каждая из которых проводилась при различных скоростях перемещения образца. После записи показаний радиометра и замера глубины закалки строились распределения показаний радиометра A и глубины закалки h по длине образца X . Затем эти распределения сравнивались и строилась зависимость $h(A)$, которая и являлась градуировочной кривой радиометра. Проведенные заводские испытания и последующий анализ показали, что разработанный радиометр обеспечивает определение глубины лазерной закалки деталей с ошибкой не более $0,015\text{мм}$. Один из результатов испытаний ИК-радиометра представлен на рис.25, где кривая 1-показания радиометра, а кривая 2-реальная глубина закалки детали.

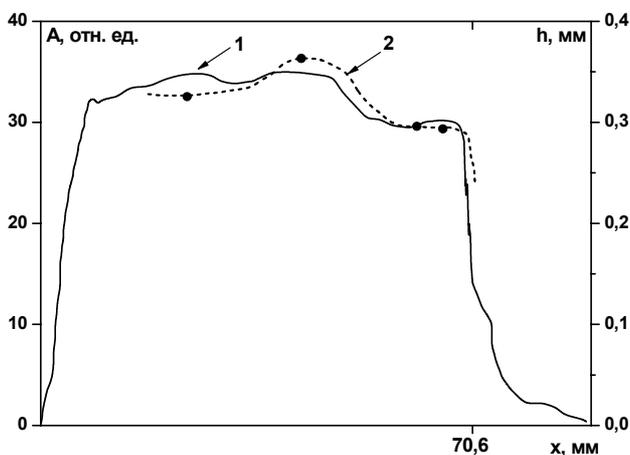


Рис.25

Таким образом, созданный для контроля режимов лазерной термообработки ИК-радиометр, позволял с требуемой точностью определять текущую глубину закалки деталей и, по результатам заводских испытаний, был внедрен для использования в лазерной лаборатории ЗИЛа.

2. Двухволновая ИК-радиометрия [19-23,28,29,30,34,36,41].

Известно, что существующие методы радиометрии позволяют производить непосредственное измерение температуры нагретых тел, причем, наиболее перспективны цветовые методы, где присутствует отношение излучательных способностей на различных участках электромагнитного спектра, поскольку при температурах выше нескольких сотен градусов можно избежать ошибок измерения связанных с изменением температуры тела, шероховатости поверхности, степени ее окисления и т.п. При всех преимуществах цветовых методов измерения температуры тел их реализация была существенно осложнена проблемой решения спектральной задачи - выделением двух спектральных диапазонов при приеме теплового излучения. В связи с этим, нами, на основе разработанных методов синтеза резонансных и тонкослойных структур с заданными спектральными характеристиками, был синтезирован ряд многослойных структур различного типа для решения спектральных задач при цветовой радиометрии нагретых тел при различных температурных режимах. Ниже представлены типичные варианты таких двухволновых ИК-радиометров, имевших конкретное практическое применение.

2.1. Двухволновой ИК-радиометр для измерения температуры при лазерной термообработке деталей.

Для тех же технических условий лазерной закалки деталей, которые были описаны выше, был разработан и испытан в заводских условиях двухволновой ИК-радиометр, позволяющий производить оперативное измерение температуры в процессе лазерной термической обработки. В данном радиометре поток излучения от нагретой детали, пройдя через модулятор, попадает на многослойные интерференционные покрытия, напыленные с двух сторон на германиевую оптику, где происходит выделение нужных участков спектра для каждого канала радиометра и далее поступает на чувствительные пироэлектрические элементы обоих каналов ИК-радиометра. После чего оба сигнала проходят каждый через свой усилительный каскад и далее на делитель, выдающий на выходе отношение входных сигналов, которое в соответствии с калибровочной зависимостью позволяет на измерительном приборе фиксировать температуру детали. Исходя из анализа излучательной способности металлов в интервале температур от 900°C до 1500°C был определен оптимальный спектральный интервал длин волн от 2 до 7 мкм. С учетом необходимой развязки по каналам были определены спектральные поддиапазоны радиометра: от 2 до 3 мкм и от 5 до 7 мкм. При синтезе многослойных структур на каждый из каналов, при формировании их спектральных характеристик, учитывались требования развязки по каналам и отсечение области 10,6 мкм из-за возможности попадания на чувствительные элементы рассеянного излучения от мощного CO_2 лазера. В качестве материалов диэлектрических слоев были использованы трехсернистая сурьма (Sb_2S_3) с показателем преломления $n_1=2,6$ и фтористый стронций (SrF_2) с $n_2=1,4$. В результате расчета были синтезированы многослойные структуры на 1-ый канал (2-3 мкм) с четвертьволновыми ($d_1=0,212\text{ мкм}, d_2=0,398\text{ мкм}$) и полуволновыми слоями ($d_2; 2d_1; 2d_2; d_1; \text{Ge}; d_1; 2d_2; 2d_1; d_2$), а на 2-ой канал (4-6 мкм), из-за недопустимо больших геометрической толщины четвертьволновых слоев в этом диапазоне, тонкослойная

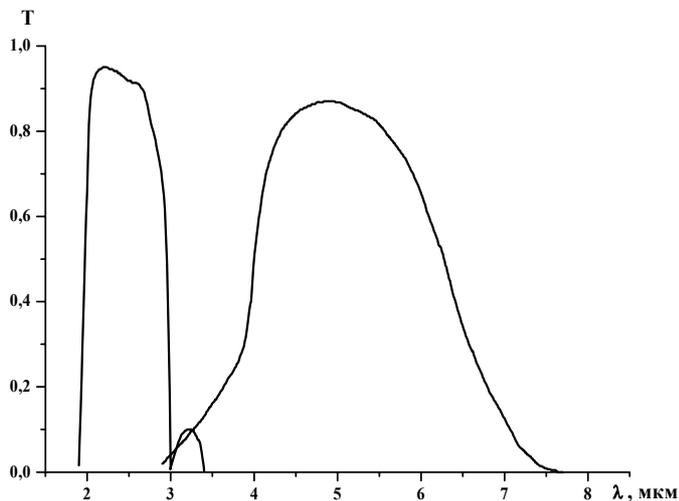


Рис.26

интерференционная структура ($d_1'=0,237\mu\text{м}$, $d_2'=0,388\mu\text{м}$): $d_1';d_2'$; Ge; $d_2';d_1'$. На рис.26 представлена экспериментально прописанная зависимость интегрального энергетического коэффициента пропускания от длины волны для 1-го и 2-го каналов.

Проведенные заводские испытания радиометра показали, что ошибка измерения температуры деталей в диапазоне от 900°C до 1500°C не превышала 10%, влияния рассеянного излучения мощного CO_2 лазера обнаружено не было.

2.2. Двухволновой ИК-радиометр для измерения температуры сильно нагретых газовых потоков.

С целью решения проблемы дистанционного измерения температуры нагретых до высоких ($1000\text{-}2000^{\circ}\text{C}$) температур газовых потоков, истекающих с высокой (около и сверхзвуковой) скоростью, нами был разработан и испытан двухволновой ИК-радиометр, с помощью которого мы предложили измерять температуру газового потока по собственному излучению входящих в его состав элементов. В частности, в большинстве газовых потоков, образующихся при сгорании углеводородных топлив содержится водяной пар, в связи с этим нам представлялось весьма перспективным измерять температуру таких потоков по излучению молекул H_2O . Анализ показал, что наиболее рациональным является измерение температуры паров воды по отношению мощностей их собственного излучения в полосах сильного поглощения, т.е. в диапазонах от 2,5 до 2,9 мкм и от 5 до 7 мкм. Нами было предложено использовать в качестве чувствительного элемента пироэлектрический кристалл триглицинсульфата (TGS) с нанесенной на него тонкой алюминиевой (контактной) пленкой, причем, в данном случае было решено осуществить прием излучения по двум спектральным диапазонам на одном кристалле. С этой целью рабочая поверхность чувствительного элемента технологически была разделена пополам так, что мы имели два рядом расположенных пиродатчика с общим контактом на обратной поверхности. В качестве диэлектрических материалов для многослойного интерференционного согласователя были выбраны в этом случае ZnS ($n_1=2,3$) и MgF_2 ($n_2=1,4$). Синтезированные резонансные многослойные структуры, обеспечивающие практически полное поглощение ИК-излучения в двух спектральных поддиапазонах были нами изготовлены методом термического распыления в вакууме и имели структуру: для первого поддиапазона ($2,6\text{-}2,8\mu\text{м}$) $\text{Al};d_1;d_2;d_1;d_2;d_1$. Оптические толщины всех слоев были четвертьволновыми относительно длины волны $2,7\mu\text{м}$. Структура МИП для

второго спектрального поддиапазона была аналогична первой, с той лишь разницей, что оптические толщины слоев были четвертьволновыми относительно длины волны бкм. Зависимость коэффициента поглощения пленкой Al с нанесенными на нее многослойными структурами от длины волны для двух спектральных поддиапазонов иллюстрирует рис.27 (приведенные зависимости построены на основе экспериментально измеренных на инфракрасном спектрометре соответствующих зависимостей энергетических коэффициентов отражения от пленки Al с нанесенными многослойными покрытиями).

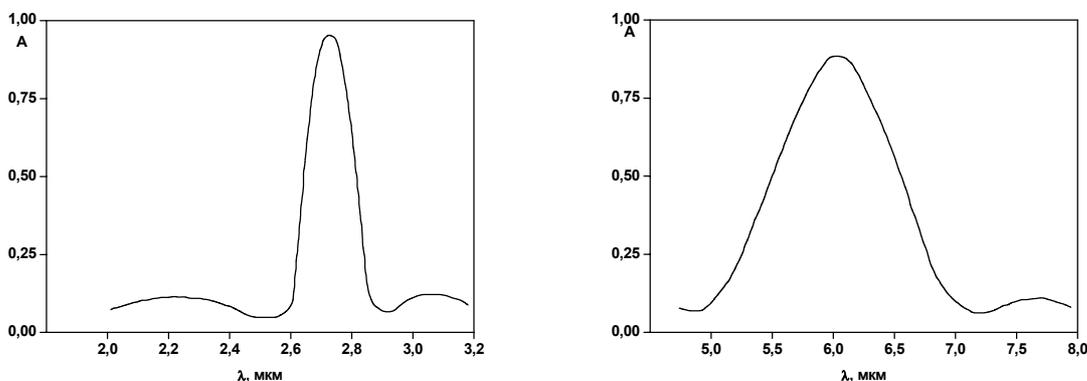


Рис.27

Поток излучения от объекта, фокусируемый зеркальной оптической системой, проходит через модулятор с частотой модуляции 80Гц и попадает на двухканальный чувствительный элемент приемника, а затем усиливаются двумя независимыми усилителями (с коэффициентами усиления $K=6000$). Сигналы с выхода усилителей поступают на делитель и затем на измерительный прибор. Радиометр был отградуирован на модели черного тела в диапазоне температур от 500 до 1300⁰С. Проведенные испытания ИК-радиометра показали, что ошибка измерения температуры в заданном интервале не превышает 10%, причем, необходимо отметить, что разработанный двухволновый ИК-радиометр может быть использован для измерения и существенно более высоких температур.

Помимо представленных в настоящем докладе ИК-радиометров, сконструированных и изготовленных нами, и нашедших применение в различных отраслях промышленности, был изготовлен ряд чувствительных элементов с различными многослойными покрытиями, синтезированными для решения различного рода задач контроля и измерения температуры исследуемых объектов как для собственных научных целей, так и по договорам со сторонними научными и научно-производственными организациями. В частности, например, была разработана двухволновая ИК-радиометрическая установка, позволяющая измерять распределение температуры в тонкой (~100мкм) поверхностной пленке океана, в которой происходят процессы теплообмена между океаном–накопителем солнечной энергии, и атмосферой, что позволило существенно продвинуться в понимании процессов формирования климата на планете [25]. В силу объективных причин автор не может представить все эти разработки в настоящем докладе, однако, необходимая информация содержится в цитируемой литературе.

IV. Кросс-модуляционные эффекты на неравновесных носителях заряда в полупроводниках при лазерной диагностике и управлении СВЧ-излучением [16,18,24,47,50,52,56,57,77].

Проведенный нами комплекс теоретических и экспериментальных исследований, устанавливающих количественную меру влияния изменений удельной проводимости

полупроводников на формирование в них интерференционной картины, как уже отмечалось выше, может быть использовано как для контроля состояния и параметров самих полупроводниковых материалов, так и для контроля и управления параметрами распространяющихся и интерферирующих в них электромагнитных волн. Особый интерес представляют кросс-модуляционные процессы, при которых слабое воздействие одного из волновых излучений вызывает существенное изменение другого, что может быть обусловлено как свойствами интерференционной картины, так и физическими процессами, протекающими в полупроводниках.

1. Лазерная диагностика мощных СВЧ-излучений на неравновесных носителях заряда в полупроводниках.

Блок-схема экспериментальной установки для изучения явления кросс-модуляции в полупроводниках представлена на рис.28.

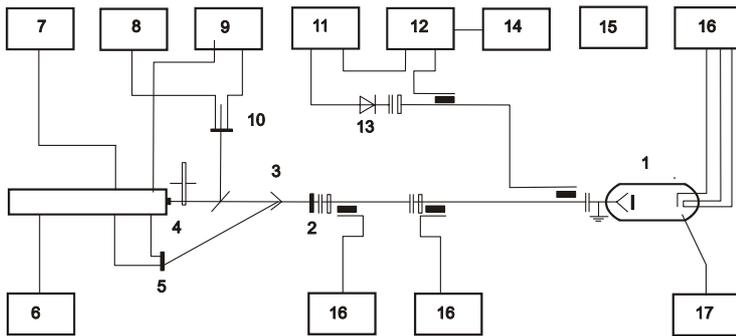


Рис.28

Источником СВЧ-мощности (1) являлся генератор дифракционного излучения 8-мм диапазона СВЧ ГДИ-8, оптического - гелий-неоновый лазер (6) ЛГ-126 с длиной волны излучения 1,15 мкм. Образец располагался в СВЧ-рупоре (3), а с противоположной стороны облучался лазерным излучением, причем, имелась возможность сканирования лазерным лучом по поверхности полупроводникового образца. Падающий и отраженный лучи регистрировались фотоприемниками (10,5) и измерительной аппаратурой, включающей в себя вольтметры В7-27 (7,8) и осциллограф С1-83 (9). Схема регистрации СВЧ-излучения состояла из детектора (13), осциллографа С1-83 (11), преобразователя частоты Ч5-13 (12), частотомера ЧЗ-34А (14). Падающая и отраженная СВЧ-мощности измерялись при помощи измерителей мощности МЗ-53 (18) и двух направленных ответвителей с величиной затухания 30дБ в интервале частот 34-36 ГГц. Питание источника СВЧ-мощности осуществлялось блоками накального (16) и анодного (15) напряжений, а модуляция лазерного излучения с частотой от 1 до 2 кГц – модулятором (4); вакуум в ГДИ-8 контролировался вакууметром ВИТ-2 (17). Максимальная выходная мощность СВЧ-генератора достигала величины 25Вт, а оптического – 7,5 мВт. В качестве исследуемого полупроводникового материала был выбран чистый Si. Целью исследования ставилось определение характера и степени взаимного влияния оптического и СВЧ воздействий при оптимальном включении полупроводникового образца в двухволновую схему.

Теоретический и экспериментальный анализ зависимости коэффициента поглощения оптического излучения вблизи края собственного поглощения показал, что в рассматриваемом случае он может быть описан соотношением:

$$\alpha = 3 \cdot 10^{11} N g \exp(-3 \cdot 10^7 \lambda) e_0^3 / (4 \mu \pi^2 \epsilon_0 m^2 c^3),$$

где N-концентрация электронов в зоне проводимости, $g=32/9\pi$, λ - длина волны оптического излучения, e_0 -заряд электрона, μ - подвижность электронов, n -показатель преломления, ϵ_0 -

абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума, m_e - дрейфовая эффективная масса элетрона, c - скорость света. Причем оно справедливо с ошибкой не превышающей $\sim 10\%$ для интервала длин волн от 1 до 1,2 мкм (край собственного поглощения для исследуемого образца соответствовал $\lambda = 1,07 \mu\text{м}$).

С другой стороны, воздействие мощного СВЧ-излучения определяется, как показали экспериментальные исследования, в основном двумя механизмами - тепловым, в результате которого происходит повышение температуры образца и, как следствие, рост его удельной проводимости и изменением подвижности свободных носителей заряда, которая уменьшается при увеличении СВЧ-мощности, что, в свою очередь, приводит к уменьшению удельной проводимости полупроводника. Таким образом, при воздействии мощного СВЧ-излучения на полупроводник в нем конкурируют два взаимокомпенсирующие друг друга процесса, которые и определяют в конечном счете характер результирующей зависимости параметров полупроводника от уровня СВЧ-мощности. В результате проведенного теоретического анализа обоих механизмов, при воздействии мощного СВЧ-излучения на полупроводник, были получены соотношения, учитывающие влияние обоих механизмов на электрофизические параметры полупроводника:

$$\varepsilon'' = 4(\sigma_0 / \omega \varepsilon_0) (2 + ((8 + 3\pi(\mu_0 E / U)^2)^2 / 2)^{1/2})^{-1},$$

$$\mu = \mu_0 (1/2 + (1 + (1 + (3\pi/8)(\mu_0 E / U)^2)^{1/2}))^{-1/2},$$

где ε'' - мнимая часть комплексной диэлектрической проницаемости полупроводника; σ_0 - его удельная проводимость; ω - частота СВЧ-излучения; E - напряженность СВЧ-поля; U - скорость звука в полупроводнике; μ_0 - невозмущенное значение подвижности электронов.

На рис.29^а приведена экспериментальная зависимость отраженной СВЧ-мощности P_{ref} от величины падающей P_{RF} при различных мощностях оптической накачки лазера P , а на рис.29^б - зависимости изменения напряжения на фотоприемнике ΔU_{ref} , величина которого пропорциональна изменению коэффициента отражения лазерного луча от полупроводниковой пластины, от мощности СВЧ-излучения.

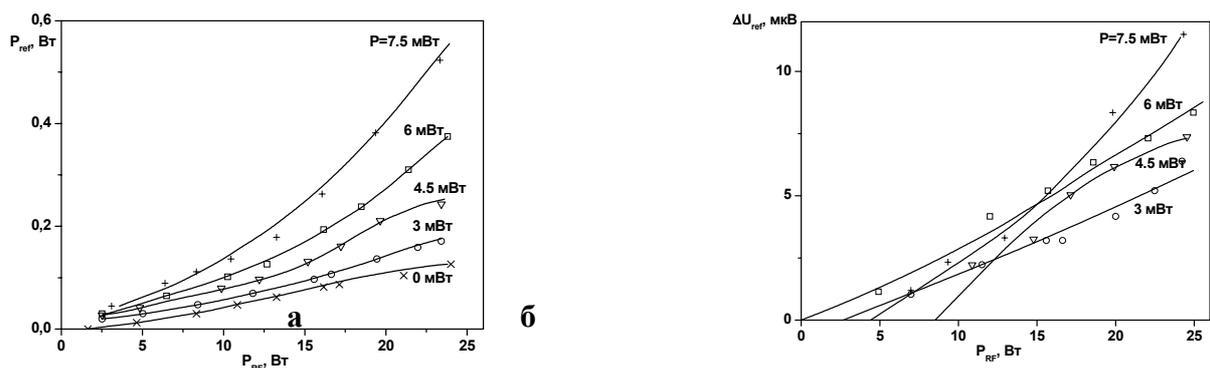


Рис.29

Особенно характерной является экспериментальная кривая при мощности лазерной накачки $P = 4,5$ мВт, которая хорошо иллюстрирует наличие двух механизмов изменения проводимости: 1) в диапазоне мощностей СВЧ-излучения от 0 до 18 Вт при увеличении поглощения полупроводником СВЧ-энергии происходит повышение температуры образца, что приводит к увеличению его проводимости и, как следствие, увеличению коэффициентов отражения от него оптического и СВЧ излучений. В этом диапазоне мощностей СВЧ-излучения отражательная способность полупроводника в основном определяется тепловым механизмом; 2) при мощности СВЧ-излучения более 18 Вт величина напряженности СВЧ-поля становится

достаточной, чтобы ее влияние на подвижность носителей заряда (уменьшение подвижности с ростом СВЧ-мощности) стало существенным. Как видно из приведенных выше зависимостей, изменение мощности лазерного излучения позволяет варьировать величину фотопроводимости образца, что важно для выбора рабочей точки, значение которой определяют такие параметры, как величина падающего СВЧ-излучения, размеры и конфигурация волновода, темновая проводимость полупроводника.

Проведенные экспериментальные исследования и сопоставление их результатов с полученными теоретически соотношениями, показали, что “полевой” механизм зависимости коэффициента отражения оптического излучения от полупроводниковой пластины от СВЧ-мощности для волновода сечением $7,2 \times 3,4 \text{ мм}^2$ на частоте 35 ГГц начинает работать, например, для чистого кристаллического Si при СВЧ-мощности начиная с 20 Вт, или $E \geq 450 \text{ В/см}$. Основным прикладным интерес представляет именно “полевой” механизм, поскольку он обладает довольно высоким быстродействием. Так, из приведенных выше соотношений при $E \gg \mu_0 U$, легко получить выражение для оценки времени релаксации неравновесных носителей заряда по энергии τ , которое и определяет инерционность данного механизма: $\tau = m(32/2\pi)^{1/4} (\mu_0 U)^{1/2} E^{-1/2} / e_0$, где m – эффективная масса электрона. Оценка для рассмотренного здесь случая, при $E = 10^4 \text{ В/см}$, дает $\tau \approx 10^{-14} \text{ с}$. Причем, проведенный на основе экспериментальных исследований и решения уравнения диффузии для распределения неравновесных носителей заряда в полупроводниках в стационарном и динамическом режимах, показали, что диффузионное “расплывание” неравновесных носителей заряда от области оптической накачки в рассматриваемом случае не превышает величины $\sim 5\text{-}10 \text{ мкм}$, что наряду с высоким временным, обеспечивает достаточно высокое пространственное разрешение. Таким образом, проведенные исследования дают все основания для рекомендации рассмотренной схемы кросс-модуляции в качестве, например, метода диагностики мощных СВЧ-излучений, как непрерывного, так и импульсного характера, причем, при диагностике уровней СВЧ-мощности существенно превышающих использованные нами в экспериментах, необходимо переходить на полупроводниковые пленки, оптимизацию геометрических и электрофизических параметров которых легко провести на основе результатов, изложенных в Ч I настоящего доклада.

2. Явление лазерной стимуляции нестационарного поглощения СВЧ-энергии в полупроводниках.

При проведении более детального исследования явления кросс-модуляции по методике описанной выше, на полупроводниковой пластине чистого Si полуволновой толщины $d_0 = 1,35 \text{ мм}$ на частоте 34,86 ГГц (как было показано в Ч I настоящего доклада в этом случае обеспечивается максимальный коэффициент поглощения СВЧ-энергии в слое), был обнаружен не наблюдавшийся ранее эффект лазерной стимуляции нестационарного поглощения СВЧ-энергии в полупроводнике. Экспериментально было обнаружено, что изменение концентрации свободных носителей заряда в полупроводнике вследствие лазерной накачки $P > 4,3 \text{ мВт}$ при величине СВЧ-мощности $P_{RF} > 15 \text{ Вт}$ вызывало резкое возрастание коэффициента отражения R СВЧ-волны от полупроводникового образца рис.30^a (на рис.30^b аналогичная зависимость на частоте 36,02 ГГц). Причем, как показали экспериментальные измерения, коэффициент прохождения СВЧ-волны через образец

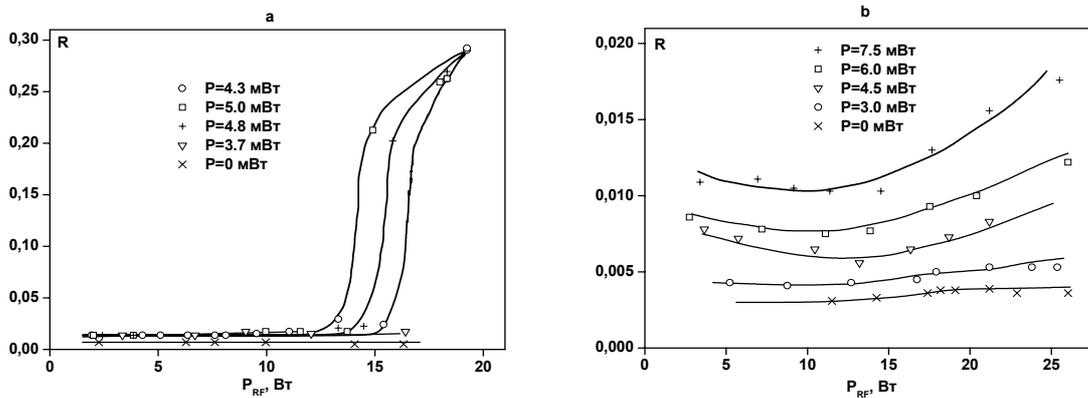


Рис.30

при этом практически был равен нулю, т.е. происходило резкое увеличение поглощения СВЧ-энергии в полупроводниковой пластине. Кроме того, нестационарное поглощение в образце кремния не прекращалось и после снятия лазерной накачки. Время установления максимальной величины коэффициента отражения после начала нестационарного процесса поглощения изменялось в пределах от 10 до 25 с в зависимости от величины лазерной накачки.

Наблюдаемое явление может быть объяснено физикой процессов формирования неравномерного диффузионного распределения неравновесных носителей в полупроводнике. В отсутствие лазерной накачки или при малой ее интенсивности полупроводниковый образец находится в термодинамическом равновесии с окружающей средой, что обуславливает стабильность его СВЧ-характеристик. При воздействии лазерного излучения, как показали проведенные исследования, в рассматриваемом случае глубина скин-слоя оптического излучения существенно меньше его толщины. В объеме полупроводника возникает пространственно-неоднородное диффузионное распределение неравновесных носителей заряда, которое приводит к пространственно-неоднородному поглощению в образце СВЧ-энергии, что в свою очередь создает в полупроводнике градиент температуры, вызывающий появление относительно медленных (секунды или десятки секунд) процессов теплопередачи и, кроме того, появляется дополнительный механизм термовозбуждения неравновесных носителей, носящий такой же пространственно-неоднородный характер как и температурный, который и поддерживает процесс нестационарного поглощения СВЧ-энергии после снятия оптической накачки.

Как видно из рис.31^a (численное моделирование) коэффициент отражения СВЧ-волны от полупроводниковой пластины начинает плавно увеличиваться при повышении проводимости образца в случае, когда длина СВЧ-волны близка к резонансной (полуволновая толщина полупроводникового слоя). Коэффициент поглощения, как видно из рис.31^b резко увеличивается при повышении проводимости и быстро достигает своего максимального для данного случая значения на частоте, близкой к резонансной.

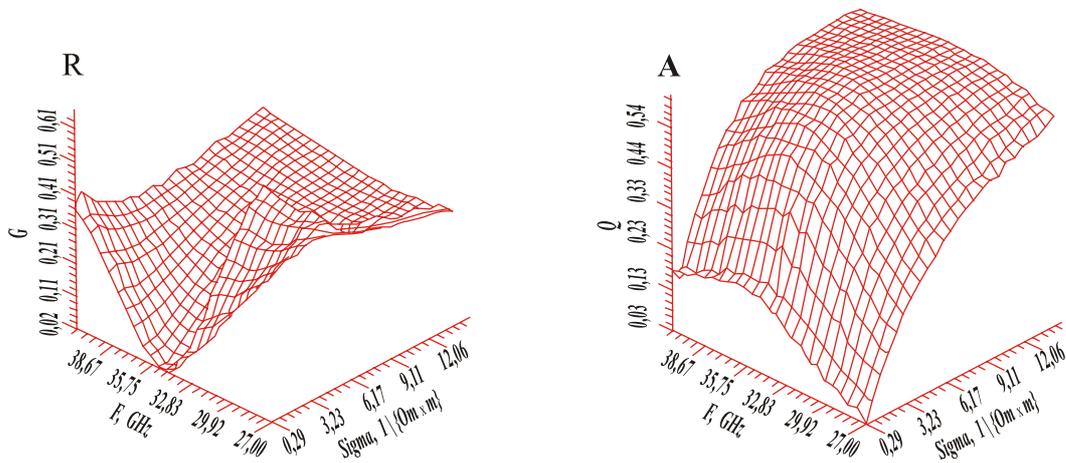


Рис.31

Явление нестационарного поглощения может быть использовано при исследовании неравновесных свойств полупроводниковых материалов, диагностики пространственных и временных процессов. С другой стороны, оно может быть нежелательным при конструировании конкретных полупроводниковых устройств, в этих случаях, учитывая рассмотренные выше физические механизмы его обуславливающие, можно обеспечить режимы работы устройства, при которых это явление не может проявляться.

3. Фотоуправление СВЧ-мощностью на основе эффектов кросс-модуляции и волноводной дисперсии.

На основе развитых методов синтеза и анализа многослойных интерференционных согласующих структур (МИП, ТИС) нами было предложено несколько различных методов фотоуправления СВЧ-мощностью в волноведущих СВЧ-линиях. Все они основаны на эффекте кросс-модуляции, когда в отсутствие оптического сигнала многослойная структура, один (или несколько) из слоев которой обладает свойством фотопроводимости, является либо полностью пропускающей СВЧ-излучение, либо отражающей, либо поглощающей. При воздействии оптического излучения в фотопроводящем слое происходит изменение его проводимости, что влечет за собой нарушение амплитудно-фазовых условий установившейся интерференционной картины и соответственно изменение амплитуды СВЧ-волны, отраженной или прошедшей через многослойную структуру. Одними из важнейших факторов, обуславливающих приоритет в практическом применении таких устройств, является минимизация уровня оптической накачки для получения заданного уровня глубины амплитудной модуляции СВЧ-сигнала и размеров устройства.

В настоящем докладе рассмотрен один из реализованных нами вариантов решения задачи фотоуправления СВЧ-мощностью, отличающийся максимальной простотой и, кроме того, работающий при относительно малых уровнях оптической накачки. В основе рассматриваемого метода лежит возможность в широких пределах изменять волновой импеданс волноведущей СВЧ-линии либо за счет изменения длины СВЧ-волны, приближая ее к значению критической (как было показано выше такой способ можно эффективно использовать для согласования высокоотражающих СВЧ-нагрузок), либо осуществляя подбор сечения СВЧ-волновода таким образом, чтобы его импеданс на заданной длине волны был требуемой величины.

Воспользовавшись методом импедансных характеристик легко получить соотношение, связывающее коэффициент отражения СВЧ-волны от полупроводникового слоя в волноводе с

эго электрофизическими характеристиками: удельной проводимостью σ и относительной диэлектрической проницаемостью ε' , которое в случае полуволновой толщины слоя (как было показано в Ч I, оптимальной с точки зрения отклика СВЧ-схемы на вариации электрофизических параметров полупроводниковой пластины в симметричной схеме ее включения в СВЧ-волновод) и при малых величинах его удельной проводимости ($\sigma \ll \omega \varepsilon_0 \varepsilon'$),

имеет вид: $|r| \approx \frac{\lambda_\varepsilon \rho_0}{8} Z_L^2 \sigma$, где ω - СВЧ-частота, ε_0 - абсолютная диэлектрическая

проницаемость вакуума, $\lambda_\varepsilon = \lambda / \sqrt{\varepsilon' - (\lambda/\lambda_c)^2}$ - длина СВЧ-волны в полупроводниковой

пластине, λ - длина СВЧ-волны в свободном пространстве, $\rho_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ - волновое

сопротивление вакуума, $Z_L = l / \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_c)^2}$ - волновой импеданс волноведущей СВЧ-линии, λ_c -

критическая длина волны для данного типа СВЧ-волновода (в частности, для прямоугольного волновода, возбужденного на основном типе волны H_{10} , $\lambda_c = 2a$, где a - размер широкой стенки волновода).

Таким образом, подобрав полупроводник с малой темновой проводимостью в отсутствие оптической накачки, можно, варьируя величиной Z_L обеспечить заданную малую величину коэффициента отражения, т.е. практически полное прохождение СВЧ-волны через полуволновой полупроводниковый слой в волноводе. Изменяя удельную проводимость полупроводниковой пластины σ оптической накачкой, и увеличивая, тем самым, коэффициент отражения СВЧ-волны от пластины, можно плавно регулировать уровень прошедшей через полупроводник СВЧ-мощности вплоть до режима практически полного отражения.

Экспериментальное исследование такого способа управления СВЧ-энергией в волноведущих линиях было осуществлено на различных полупроводниковых материалах и в разного типа волноведущих СВЧ-линиях. В настоящем докладе представим результаты одного из таких исследований. В качестве полупроводникового материала в данном случае был взят Si с измеренными относительной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon = 10,3 \pm 0,03$ и удельной проводимостью $\sigma = 0,01 \pm 0,002$. Исследования проводились в прямоугольном СВЧ-волноводе сечением $3,4 \times 7,2$ мм² в диапазоне частот 17,4-24,6 ГГц. СВЧ-измерения проводились с помощью панорамного измерителя КСВН Р2-66 (генератор качающейся частоты ГКЧ и индикатор КСВН и ослаблений Я2Р-67). Открытый конец волновода, откуда происходило облучение полупроводника оптической накачкой, был согласован со свободным пространством СВЧ-рупором.

В результате проведенных экспериментальных исследований на образце толщиной 4,85 мм и длине СВЧ-волны $\lambda = 14,2$ мм было установлено, что в темновом режиме энергетический коэффициент отражения СВЧ-волны от полупроводниковой пластины составил $R \approx 5 \cdot 10^{-3}$ (энергетический коэффициент пропускания при этом составил $T=0,99$), а при облучении оптической накачкой от 1 до 100 мкВт коэффициент пропускания изменялся от 0,5 до $2 \cdot 10^{-2}$. Проведенные оценки показали, что полученные экспериментально значения отражательной способности полупроводниковой пластины при оптической накачке

превышают теоретические оценки, сделанные в предположении равномерного распределения в ней избыточных носителей заряда.

Теоретический и экспериментальный анализ диффузионных процессов в полупроводниках при оптической накачке показал, что в рассматриваемом случае, когда число фотовозбужденных (неравновесных) носителей заряда существенно превышает темновую концентрацию, в объеме полупроводниковой пластины возникает существенно неравномерное распределение неравновесных носителей заряда, которое обуславливает пространственную локализацию носителей заряда в существенно меньшем объеме (при равномерном освещении передней грани образца, избыточные носители за счет процессов диффузии локализуются в слое, существенно меньшей толщины, чем толщина образца), что и служит причиной повышения эффективности отражения СВЧ-волны и, как следствие, предложенного метода управления СВЧ-мощностью на основе эффекта волноводной дисперсии.

При практической реализации предложенного метода, для анализа характера диффузионного распределения избыточных носителей заряда в полупроводниковой пластине в направлении перпендикулярном освещаемой поверхности $\Delta n(z)$, можно воспользоваться формулой, полученной нами при аналитическом решении уравнения диффузии при условиях, соответствующих рассматриваемому случаю:

$$\Delta n(z) = 3 \cdot n_0 \left(\operatorname{sh}^2 \left(\frac{l}{2} \sqrt{\tau D + \operatorname{arcsch} \left(3 \cdot n_0 / (\sqrt{2 \Phi_0 \tau n_0 + n_0^2} - n_0) \right)} \right) \right)^{-1} - \frac{\Phi_0}{D \alpha^2} e^{-\alpha z} \quad ,$$

где n_0 - темновая концентрация носителей заряда; τ - равновесное время жизни носителей; D - коэффициент диффузии носителей заряда; α - коэффициент поглощения полупроводником оптического излучения; Φ_0 - поток оптических фотонов в единицу времени. Учет неравномерного пространственного распределения избыточных носителей заряда позволил корректно прогнозировать параметры устройства при различных уровнях оптической накачки.

Следует также отметить, что в силу своей кросс-модуляционной природы, предложенное устройство может быть использовано, также, в качестве амплитудного СВЧ-модулятора, перенося амплитудную модуляцию из оптического в СВЧ диапазон, причем, предельная частотная характеристика такого модулятора будет определяться временем жизни неравновесных носителей заряда и добротностью Q СВЧ-схемы, которая в рассматриваемом случае может быть определена из соотношения:

$$Q = \frac{\pi Z_L}{|r| Z_\varepsilon} \quad , \quad \text{где} \quad Z_\varepsilon = l / \sqrt{\varepsilon' - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^2} \quad - \text{ волновой}$$

импеданс отрезка СВЧ-волновода, полностью заполненного полупроводником, $|r|$ - модуль коэффициента отражения СВЧ-волны от полуволнового полупроводникового слоя в отсутствие оптической накачки при отстройке СВЧ-частоты до уровня 0,7 по резонансной кривой. Так, например, в рассмотренном случае инерционность СВЧ-схемы составляет $\sim 5 \cdot 10^{-9}$ с, а время жизни неравновесных носителей в кремнии (в зависимости от конкретного образца и уровня оптической накачки) может варьироваться от 10^{-4} до 10^{-7} с. Таким образом, возможность улучшения инерционных характеристик такого СВЧ-модулятора в большинстве случаев будет зависеть от подбора полупроводникового материала с требуемыми характеристиками.

V. Применение интерференционных явлений в биологии и медицине [68-70,76,85,87-89,94-96,98].

Взаимодействие электромагнитных излучений с биологическими объектами по своей физической постановке может быть описано в рамках тех же физических моделей и методик, о которых шла речь выше. Однако отличительной особенностью взаимодействия электромагнитных излучений с живыми организмами заключается в исключительно сложной иерархической и функциональной структуре последних, что обуславливает во многих случаях непредсказуемую, в рамках современных представлений, реакцию живого организма на локальное (пространственное или временное) воздействие того или иного вида излучения. Построение общей функциональной теории взаимодействия излучений даже с простейшими биологическими объектами на современном этапе не представляется возможным. В то же самое время исследования по взаимодействию излучений с биологическими объектами различной сложности и в различной физической постановке, позволяют существенным образом продвигаться в этом направлении. Кроме того, получаемые при проведении таких исследований результаты часто могут быть использованы для решения конкретных практических задач диагностики, лечения или направленного изменения свойств (мутации) биологических объектов.

Не вдаваясь здесь и в дальнейшем в этом разделе в биологические и медицинские подробности полученных результатов, поскольку это не входит в цели настоящего доклада (подробную информацию можно получить из материалов публикаций по этой тематике, приведенных в конце доклада), ограничимся лишь иллюстрацией эффективности использования полученных нами результатов и методик анализа распространения и взаимодействия электромагнитных волн с неоднородными средами, в случаях, когда объектами исследования являются биологические объекты различной сложности.

Одно из направлений наших исследований было связано с изучением взаимодействия электромагнитных излучений ММ-диапазона с кожным покровом, который с одной стороны является самым первым препятствием (или проводником) для проникающего в биологический объект излучения, а с другой, имея функциональную связь с организмом в целом, может служить первичным сигнальным элементом для управления определенными функциями организма или отдельных его структурных составляющих. И в том и в другом случае, первой, определяющей направление дальнейших исследований, задачей являлось выяснение особенностей формирования распределения поля электромагнитной волны в кожном покрове, которое по существу определяет как эффективность и механизмы воздействия излучения на структурные составляющие последнего, так и проникающие свойства самого излучения. Анализ строения кожного покрова давал все основания для моделирования его слоистой средой, каждый слой которой характеризуется некоторой комплексной диэлектрической проницаемостью. В силу схожести или различия по своим электрофизическим характеристикам кожный покров мог быть промоделирован многослойной структурой с числом слоев от двух до семи. Таким образом, на первом этапе формально задача сводилась к исследованию интерференционных явлений в многослойной структуре с заданными в первом приближении электрофизическими характеристиками и толщиной слоев. Далее нами, по существу, был использован, описанный выше, иерархический подход, в соответствии с которым, сопоставляя результаты измерений с расчетными, производилось усложнение исходной модели. В результате проведенных исследований были получены близкие к

реальным картины распределения напряженности СВЧ-поля по слоям кожного покрова, оценен пространственный энергоклад и соответствующая ему картина пространственного распределения температуры в слоях. В результате решения уравнения теплопроводности была установлена динамика и интенсивность разогрева кожного покрова и критерии теплового (разрушающего и неразрушающего) и не теплового (информационного) воздействия (локальное увеличение температуры не превышает величины $0,1^{\circ}\text{K}$) в зависимости от интенсивности и частоты СВЧ-поля и физического состояния кожного покрова. Было установлено, что эффективность этих воздействий определяющим образом зависит как от состояния кожного покрова, так и от, что наиболее существенно, от характера интерференционной картины электромагнитного поля в кожном покрове, поскольку интерференционные явления в многослойной кожной ткани могут быть причиной появления локальных “горячих точек”, напряженность поля и температура в которых, могут существенно превышать средние значения. Учитывая, что кожный покров пронизан капиллярами и нервными окончаниями, при определенной пространственной локализации “горячие точки” могут быть причиной нарушения, например, биологических ритмов организма.

Исследования биоэффективности воздействия ММ-излучений на растения и животные организмы, проведенные по отработанным методикам и с учетом особенностей формирования распределения СВЧ-полей, также показали на возможность управления определенными их биологическими характеристиками. Так, например, проведенные исследования установили условия, при которых была реализована возможность влиять на скорость вегетативного размножения такого высшего растения, как вольфия (используемой в качестве тест - объекта) и насекомого-дрозофилы. Была установлена также возможность и определены условия, при которых можно управлять иммуногенными свойствами коклюшного микроба, что может существенным образом способствовать созданию противокклюшной вакцины, обладающей стабильно высокой протективной активностью и низкой остаточной токсичностью.

Таким образом, проведенные исследования со всей очевидностью показывают на необходимость не только учета интерференционных явлений при взаимодействии электромагнитных излучений с биологическими объектами, но и на возможность направленного формирования интерференционной картины для целевого воздействия и управления их состоянием и свойствами.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ.

Проведено комплексное теоретическое и экспериментальное исследование интерференционных явлений и физических закономерностей при распространении и взаимодействии электромагнитных волн со слоисто-неоднородными средами. Изучено и проанализировано влияние электрофизических и структурных параметров слоистых и слоисто-неоднородных сред на их волновые характеристики, определяющие формирование интерференционной картины распространяющихся в них электромагнитных волн. Определены условия и получены аналитические соотношения, позволяющие оптимальным образом решать задачи приема электромагнитных излучений и диагностики неоднородных сред:

1. Определены условия, при которых реализуется максимальная крутизна зависимости волновых характеристик неоднородной среды (коэффициентов отражения, пропускания и поглощения) от вариации ее электрофизических и структурных параметров. Определено

полное поле локальных экстремумов коэффициента поглощения волновой энергии в среде с поглощением.

2. Получены аналитические выражения и определены условия обеспечения полного поглощения волновой энергии в слое с поглощением. Показано, что реализация полного поглощения волновой энергии в слое с поглощением возможно лишь при условии его расположения между средами с различными волновыми характеристиками.

3. Предложено для обеспечения полного поглощения волновой энергии в слабопоглощающем слое произвольной толщины использовать “многослойный интерференционный поглотитель” волновой энергии, представляющий собой многослойные интерференционные структуры с различным числом слоев, обрамляющие слабопоглощающий слой. Получены аналитические соотношения, позволяющие синтезировать такие структуры с заданными спектральными характеристиками.

4. На основе явления волноводной дисперсии (зависимости величины импеданса СВЧ-волновода от длины волны и его размера) предложен способ обеспечения полного поглощения волновой СВЧ-энергии в сильноотражающих средах (металлы) с помощью согласующей структуры с минимально возможным числом слоев (один слой) или минимально возможной суммарной волновой толщиной (меньше четвертьволновой).

5. Предсказано теоретически существование нового класса не резонансных многослойных интерференционных структур - “тонкослойных интерференционных структур”, отличающихся от известных рядом уникальных, присущих только структурам этого класса, волновых и структурных свойств. Проанализированы и обоснованы физические принципы, позволившие развить теорию анализа и синтеза таких структур.

6. Показано существование и определены структурные и волновые критерии “длинноволновой интерференционной границы”, за которой в спектрах отражения и пропускания пространственно-неоднородных сред отсутствуют интерференционные экстремумы и среду можно считать сплошной (однородной), характеризуемую эквивалентным показателем преломления. Получены соотношения, позволяющие определять длинноволновую границу и эквивалентный показатель преломления для пространственно-неоднородных сред.

7. Показано, что для слоев со слабой пространственной неоднородностью показателя преломления $n(z)$ в области длинноволновой интерференционной границы, эквивалентным является показатель преломления, равный произведению двух глобальных экстремальных значений функции $n(z)$, нормированному на показатель преломления среды, из которой распространяется волна.

8. Обнаружено и исследовано новое явление нестационарного отражения электромагнитных волн с изменяющейся амплитудой и (или) фазой от интерференционных просветляющих структур. Показана возможность использования этого явления для получения сверхкоротких оптических импульсов, сжатия импульсов и преобразования фазовой модуляции оптического излучения в амплитудную.

9. Предложены новые экспериментальные методики “переменной нагрузки” и “полевого зондирования” для диагностики на СВЧ материалов с однородным и пространственно-неоднородным распределением электрофизических параметров.

10. Экспериментально отработана “иерархическая” методика исследования дисперсионных свойств и пространственной неоднородности показателя преломления и потерь в тонких диэлектрических пленках в оптическом диапазоне.

11. Проведено теоретическое и экспериментальное исследование и определены оптимальные условия для кросс-модуляционного широкополосного приема ИК-излучений, в схеме с СВЧ-смещением на внутреннем фотоэффекте в полупроводниках с учетом пространственной и динамической неоднородностей распределения в них фотоносителей заряда.

12. Теоретически и экспериментально исследована и определены оптимальные условия кросс-модуляционной двухрезонаторной схемы с СВЧ-смещением, для приема ММ-излучений на эффекте “разогрева” носителей заряда в полупроводниках.

13. Экспериментально обнаружено, объяснено и изучено новое явление лазерной стимуляции нестационарного поглощения СВЧ-энергии в полупроводниках. Показана возможность использования этого явления для диагностики электрофизических параметров полупроводников.

14. Созданы, экспериментально исследованы и внедрены в промышленность одно и двухволновые ИК-радиометры для контроля и измерения поверхностного распределения температуры и структурных изменений твердых тел и температуры быстроистекающих высокотемпературных газовых потоков.

15. Предложен, теоретически и экспериментально исследован эффективный способ фотоуправления СВЧ-мощностью в волноводе на основе эффектов кросс-модуляции и волноводной дисперсии.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. М.Н.Девятков, А.В.Козарь, Ю.А.Пирогов. ”Детектирование света с помощью эффекта кросс-модуляции в фотопроводниках”. Тезисы докладов “1-я итоговая научно-техническая конференция по радиоэлектронике НТО им.А.С.Попова”, Новгород, 1971г., с.107.

2. А.В.Козарь, Ю.А.Пирогов. ”Отражение СВЧ-сигнала от полупроводниковой пластины конечной толщины”. Вест.Моск.Ун-та, №5, Физика, Астрономия, 1972г., с.573-576.

3. А.В.Козарь, Ю.А.Пирогов, В.И.Селин. ”Об отражении СВЧ-волны от полупроводниковой пластины конечной толщины”. Вест.Моск.Ун-та, Физика, Астрономия, 14, №6, 1973г., с.729-731.

4. Г.И.Ахапкин, А.В.Козарь, Ю.А.Пирогов, А.Н.Сандалов. ”Отклик двойного волноводного Т-моста на изменение проводимости полупроводниковой пластины конечной толщины”. Вест.Моск.Ун-та, Физика, Астрономия, №2, 1974г., с.227-229.

5. А.Н.Баскаков, А.В.Козарь, Ю.А.Пирогов. ”Шумовые характеристики оптических приемников с СВЧ-смещением”. Изв.ВУЗов, Радиоэлектроника, т.ХІХ, №9, 1976г., с. 62-65.

6. А.Н.Баскаков, А.В.Козарь, Ю.А.Пирогов. ”О пороговой чувствительности смесителя на объемном фотосопротивлении с учетом пространственной некогерентности сигналов”. Электр.тех., сер.кв.электр., 1, №3, 41, 1975г., с. 59-64.

7. А.Н.Баскаков, А.В.Козарь, В.С.Колесников, Ю.А.Пирогов, А.В.Тихонравов. ”Субмиллиметровый преобразователь с многослойной согласующей средой”. В сб.:

Всесоюзный симпозиум “Приборы, техника и распространение мм и субмм волн в атмосфере”, Москва, 1976г., с. 77-79.

8. А.В.Козарь, В.С.Колесников, Ю.А.Пирогов. “Резонансное поглощение волновой энергии в слоистых средах”. В сб.: Всесоюзный симпозиум “Приборы, техника и распространение мм и субмм волн в атмосфере”, Москва, 1976г., с. 131.

9. А.Н.Баскаков, А.В.Козарь, В.С.Колесников, Ю.А.Пирогов. “Об измерении малых $tg\delta$ методом многослойной согласующей структуры”. В сб.: Всесоюзный симпозиум “Приборы, техника и распространение мм и субмм волн в атмосфере”, Москва, 1976г., с. 153-155.

10. А.Н.Баскаков, А.В.Козарь, В.С.Колесников, Ю.А.Пирогов, А.В.Тихонравов. “Резонансные эффекты полного интерференционного поглощения волновой энергии в тонких слабопоглощающих слоях”. Письма в ЖТФ, т.2, вып.19, 1976г., с. 891-893.

11. А.В.Козарь, В.С.Колесников, Ю.А.Пирогов. “О применении метода импедансных характеристик для анализа распространения волн в многослойных структурах с поглощением”. Вест.Моск.Ун-та, Физика, Астрономия, 19, №2, 1978г., с. 76-83.

12. А.Н.Баскаков, А.В.Козарь, В.С.Колесников, Ю.А.Пирогов. “Исследование многослойных поглощающих структур в волноводе”. Деп. в ВИНТИ, рег. №3296-77, 1977г., с. 1-10.

13. А.В.Козарь, Ю.А.Пирогов, А.В.Тихонравов. “Влияние резонансного поглощения на оптические характеристики многослойных интерференционных покрытий”. Электр.тех., сер.11, Лазерная техника и оптоэлектроника, №5, 1978г.

14. А.В.Козарь, В.С.Колесников, Ю.А.Пирогов. “Распределение напряженности электрического поля в многослойных системах резонансного типа”. Вест.Моск.Ун-та, Физика, Астрономия, 9, №1, 1978г., с. 78-86.

15. А.В.Козарь, Магди Фахим, Ю.А.Пирогов. “Оптимизация многослойных согласующих структур”. Вест.Моск.Ун-та, Физика, Астрономия, 18, №6, 1977г., с. 138-140.

16. А.В.Козарь, Ю.А.Пирогов. “Фоторезисторные СВЧ-элементы микрополосковых волноводов мм диапазона волн”. В сб.: “II Всесоюзный симпозиум по мм и субмм волнам”. Харьков, 1978г., т. 1., с. 117.

17. А.В.Козарь, Ю.А.Пирогов, А.С.Саламатов. “Исследование джозефсоновских мостиков переменной толщины с контролируемыми характеристиками”. В сб.: “II Всесоюзный симпозиум по мм и субмм волнам”. Харьков, 1978г., т.1, с. 133-134.

18. А.В.Козарь, Ю.А.Пирогов. “Диффузия носителей заряда в полупроводниковой пластине конечной толщины”. Деп.НИИ “Электроника”. Рег.№6213/79, 1979г.

19. Г.И.Ахапкин, А.В.Козарь, С.Н.Мелик-Пашаев, Ю.А.Пирогов. “Двухволновой инфракрасный радиометр”. Экспонат №57, ВДНХ СССР, секция НТТМ, 1980г.

20. В.М.Андряхин, Г.И.Ахапкин, А.В.Козарь, С.Д.Леготин, Ю.А.Пирогов. “Бесконтактное измерение температуры при помощи пироэлектрического ИК-радиометра средних ИК-излучений”. В сб.: 1-я Всесоюзная конференция “Предприятие-ВУЗ”. Москва, 1980г., с.1.

21. Е.Г.Андреев, Г.И.Ахапкин, В.Ю.Вытяганец, А.В.Козарь, Ю.А.Пирогов, Г.Г.Хунджуа. “Селективный ИК-радиометр для измерения градиента температур в тонкой поверхностной

пленке моря”. В кн. “Труды VII пленума Рабочей группы по оптике океана” комиссии АН СССР по проблемам мирового океана, Таллин, 1980г., с. 10.

22. А.В.Козарь, Ю.А.Пирогов. ”Научно-технический отчет по договору о соц.содружестве МГУ-ЗИЛ”. Рукопись, Москва, Физический ф-т МГУ, 1981г., с. 42.

23. А.В.Козарь, Ю.А.Пирогов. ”Двухволновая инфракрасная радиометрия”. Научно-технический отчет по договору о соц.содружестве МГУ-ЗИЛ. Рукопись, Москва, Физический факультет МГУ, 1982г., с. 53.

24. А.В.Козарь, Ю.А.Пирогов, А.Н.Сандалов. ”Влияние диффузионной неоднородности распределения избыточных носителей заряда на отражение СВЧ-волны от полупроводникового слоя в волноводе”. Вест.Моск.Ун-та., Физика, Астрономия, №5, 1982г., с. 31-37.

25. А.В.Козарь. ”Разработка методик изготовления и исследования характеристик тонкопленочных планарных структур,обладающих джозефсоновскими свойствами”. Док. о соц.содружестве МГУ-ФИАН СССР. Рукопись. Москва, 1982г., с. 9.

26. А.А.Волков, А.В.Иевский, А.В.Козарь, И.А.Левина, Е.Г.Мачулка, В.К.Новик, В.А.Огневский, Ю.А.Пирогов, В.П.Фомичев. ”Инфракрасный радиометр для контроля температуры деталей при термообработке”. В сб.: ”Новые приборы для внедрения в промышленность и науку”. Москва, МГУ, 1982г., с. 1.

27. А.А.Волков, А.В.Иевский, А.В.Козарь, И.А.Левина, Е.Г.Мачулка, В.К.Новик, В.А.Огневский, Ю.А.Пирогов, В.И.Терещенко, В.П.Фомичев. ”Пироэлектрический радиометр средних ИК-излучений системы МГУ-Полюс-ЗИЛ”. Вест.Моск.Ун-та, Физика, Астрономия, №4, т.24, 1983г., с. 8-11.

28. А.В.Козарь. ”Разработка и исследование специальных многослойных интерференционных структур”. Научно-технический отчет по договору о соц.содружестве МГУ-НПО “Полюс”. Рукопись.Москва, Физический факультет МГУ, 1983г., с. 12.

29. В.М.Андряхин, Г.И.Ахапкин, А.В.Козарь, С.Д.Леготин, И.В.Жуков, Ю.А.Пирогов. ”Инфракрасный радиометр для контроля температуры поверхности в зоне лазерного воздействия”. Поверхность, №10, 1983г., с. 144-147.

30. В.М.Андряхин, А.В.Козарь, Ю.А.Пирогов. ”Инфракрасный радиометр для контроля температуры поверхностей в зоне лазерного воздействия”. В сб.: ”Физические методы контроля материалов и изделий в автомобильной промышленности”. Москва, МГУ, 1987г., с. 92-103.

31. А.А.Волков, А.В.Иевский, А.В.Козарь, И.А.Левина, Е.Г.Мачулка, В.К.Новик, В.А.Огневский, Ю.А.Пирогов, В.П.Фомичев. ”Пироэлектрический радиометр средних ИК-излучений для контроля температурных режимов закалки деталей в промышленном производстве”. В сб.: ”Физические методы контроля материалов и изделий в автомобильной промышленности”. Москва, МГУ, 1987г., с. 104-115.

32. А.В.Козарь, А.Д.Кудаков, Ю.А.Пирогов, А.С.Саламатов. ”Джозефсоновское детектирование на мостиках переменной толщины,согласованных посредством многослойных интерференционных структур”. X Всесоюзная научная конференция “Электроника СВЧ”. Минск, 1983г., с.77.

33. А.В.Козарь. ”Резонансное согласование с помощью тонкослойных диэлектрических структур”. Всесоюзная научно-техническая конференция “Проектирование и применение

радиоэлектронных устройств на диэлектрических волноводах и резонаторах”. Саратов, 1983г., с.136-137.

34. В.М.Андрияхин, А.В.Козарь, Ю.А.Пирогов. ”Инфракрасный радиометр для контроля температуры поверхности в зоне лазерного воздействия”. В сб. Научных трудов Моск.Ун-та по сотрудничеству МГУ-ЗИЛ. 1983г., с.11.

35. А.А.Волков, А.В.Иевский, А.В.Козарь, И.А.Левина, Е.Г.Мачулка, В.А.Огневский, Ю.А.Пирогов, В.П.Фомичев. ”Пироэлектрический радиометр средних ИК-излучений для контроля температурных режимов закалки деталей в промышленном производстве”. Научно-технический семинар “Диэлектроника-новое перспективное направление в электронной технике”. Москва, 1983г., с.1.

36. В.М.Андрияхин, А.В.Козарь, С.Д.Леготин, Ю.А.Пирогов. ”Инфракрасный радиометр для контроля температуры в зоне лазерного воздействия”. Научно-технический семинар “Диэлектроника-новое перспективное направление в электронной технике”. Москва, 1983г., с. 1.

37. А.В.Козарь. ”Тонкослойные согласующие структуры”. Всесоюзный научный Семинар “Методы синтеза и применение многослойных интерференционных систем”. Москва, 1984г., с. 118-119.

38. В.В.Борщевский, В.Н.Карпов, А.В.Козарь, А.С.Саламатов. ”Экспериментальное исследование однослойного диэлектрического согласователя высокоотражающих СВЧ-нагрузок в волноводе”. Всесоюзный научный Семинар “Методы синтеза и применение многослойных интерференционных систем”. Москва, 1984г., с. 178-179.

39. А.В.Козарь. ”Согласование высокоотражающих волноводных СВЧ-нагрузок диэлектрической структурой минимальной волновой толщины”. Всесоюзный научный Семинар “Методы синтеза и применение многослойных интерференционных систем”. Москва, 1984г., с. 116-117.

40. Ю.В.Александров, В.В.Близнюк, А.В.Козарь, В.В.Перечицкий, В.В.Саплин, В.Ф.Шарихин. ”Просветленный интегральный термоэлектрический приемник излучения проходного типа”. Всесоюзный научный Семинар “Методы синтеза и применение многослойных интерференционных систем”. Москва, 1984г., с. 163-164.

41. А.В.Козарь. ”Разработка и исследование специальных многослойных интерференционных структур ИК-диапазона длин волн”. Научно-технический отчет по договору о соц.сотрудничестве МГУ-НПО “Полюс”, Рукопись, Физический факультет МГУ, 1983г., с. 11.

42. А.В.Козарь. ”Разработка миниатюрных волноводных согласованных нагрузок и внедрение их в производство”. Научно-технический отчет по договору о соц.сотрудничестве МГУ-НПО “Точных приборов”. Рукопись, Москва, Физический факультет МГУ, 1986г., с. 12.

43. А.В.Козарь. ”Оптические и структурные свойства тонкослойных интерференционных согласователей”. Оптика и Спектроскопия, №59, вып.5, 1985г., с. 1132-1136.

44. А.В.Козарь. ”Разработка сверхтонкослойного оптического покрытия”. Научно-технический отчет по договору о соц.сотрудничестве МГУ-НПО “Полюс”. Рукопись, Москва, Физический факультет МГУ, 1984г., с. 13.

45. А.В.Козарь. "Спектральные характеристики тонкослойных интерференционных согласователей". Оптика и Спектроскопия, №64, вып.5, 1988г., с. 1130-1134.
46. А.В.Козарь, А.В.Козлов. "Структурные свойства тонкослойных интерференционных фильтров". Вест.Моск.Ун-та, Физика, Астрономия, сер.3, т.30, №3, 1989г., с. 43-47.
47. А.В.Козарь, С.А.Крупенко, В.А.Макаров. "Фото-дисперсионное управление СВЧ-мощностью в волноводе". XI Всесоюзная научная конференция "Электроника СВЧ". Орджоникидзе, 1986г., с. 208.
48. A.V.Kozar. "Very thin periodical layer structures "International symposium "Applied Optics '89", Prague, Czechoslovakia, 11 to 14 April, 1989, v.I, p 59-62.
49. A.V.Kozar. "Generalized properties of superfine stratified periodic structures". International Congress on Optical Science and Engineering "Optical Thin Films and Applications", Netherlands Congress Center, The Hague, The Netherlands, 12-16 March, 1990, p. 45-52.
50. А.Н.Бачурин, А.В.Козарь, С.А.Крупенко. "Лазерная стимуляция нестационарного поглощения СВЧ-энергии в полупроводнике". Вест.Моск.Ун-та, Физика, Астрономия, сер.3, т.31, №4, 1990г., с. 90-92.
51. А.В.Козарь, Е.Л.Рязанова. "Тонкослойные интерференционные структуры с трехслойным периодом". Вест.Моск.Ун-та. Физика, Астрономия, т.31, №5, 1990г., с. 52-56.
52. А.В.Козарь, С.А.Крупенко. "Кросс-модуляционные эффекты на свободных носителях в полупроводниках для лазерной диагностики мощных СВЧ-излучений". Вест.Моск.Ун-та. Физика, Астрономия, сер.3, т.31, №3, 1990г., с. 37-42.
53. А.В.Козарь. "Основные инварианты тонкослойных интерференционных структур (ТИС) в численных задачах синтеза слоисто-неоднородных сред". Международная конференция "Некорректно поставленные задачи в естественных науках". Москва, 1991г., с. 170.
54. A.V.Kozar, E.V.Putrina. "The influence of variation of electrophysical parameters and the small losses in the layers of superfine stratified periodic structures on their optical properties". Optical Society of America, Optical Interference Coatings Topical Meeting at the Loew's Ventana Canyon Resort, June 1-5, 1992, USA, p. 112.
55. A.V.Kozar. "Fundamental properties of superfine stratified periodic structures". Optical Society of America, Optical Interference Coatings Topical Meeting at the Loew's Ventana Canyon Resort, June 1-5, 1992, USA, p. 97.
56. M.I.Akimov, A.V.Kozar. "Optical method for detection of microwave-field-caused breakdown in semiconductors". International conference "Microwave Optical and Phased Array Processing". 20-23 April, USA, p. 180-187.
57. M.I.Akimov, A.V.Kozar, S.A.Krupenko. "Optical cross-modulation method for investigating physical processes in semiconductors". International conference "Microwave Optical and Phased Array Processing". 20-23 April, USA, p. 180-187.
58. A.V.Kozar. "Superfine stratified antireflection coatings for IR optics". International conference "Design of Optical Instruments". 22-24 April, 1992, USA, p. 84-88.

59. А.В.Козарь, Е.В.Путрина. "Влияние вариаций показателей преломления и толщин слоев ТИС на их оптические характеристики". Вест.Моск.Ун-та, Физика, Астрономия, сер.3, т.33, №5, 1992г., с. 31-38.
60. А.В.Козарь, А.В.Козлов. "Спектральные характеристики тонкослойных интерференционных фильтров". Вест.Моск.Ун-та, Физика, Астрономия, сер.3, т.33, №4, 1992г., с. 39-44.
61. А.В.Козарь, Е.В.Путрина. "Влияние малых потерь в слоях тонкослойных интерференционных структур (ТИС) на их оптические характеристики". Вест.Моск.Ун-та, Физика, Астрономия, сер.3, т.33, №6, 1992г., с. 57-60.
62. Ю.В.Васильев, Е.А.Кирсанов, Г.Д.Кожоридзе, А.В.Козарь, Е.Ф.Курицына. "Определение среднестатистических характеристик концентрированной дисперсии парафинов в нефти". Коллоидный журнал АН СССР, т.54, №6, 1992г., с. 13-16.
63. A.V.Kozar. "Very thin periodical structures for optical coatings". International Symposium "Optical Systems Design". 14-18 September, 1992, Berlin, FRG, p. 85.
64. Ю.В.Васильев, Е.А.Кирсанов, Г.Д.Кожоридзе, А.В.Козарь, Е.Ф.Курицына. "Способ определения размеров частиц". Патент на изобретение №2035036, 1992г.
65. Ю.В.Васильев, А.В.Козарь, Е.Ф.Курицына, А.Е.Лукьянов. "Явление стратификации когерентного излучения, дифрагировавшего на краю металлического экрана". Письма в ЖТФ, т.19, вып.14, 1993г., с. 29-32.
66. Ю.В.Васильев, А.В.Козарь, Е.Ф.Курицына. "Анизотропия лазерных спеклов". Вест.Моск.Ун-та, Физика, Астрономия, сер.3, т.35, №2, 1994г., с. 88-90.
67. Ю.В.Васильев, Е.А.Кирсанов, Г.Д.Кожоридзе, А.В.Козарь, Е.Ф.Курицына. "Особенности рассеяния когерентного лазерного излучения на полимерном химическом волокне с дефектной структурой сердцевинны". Коллоидный журнал, сер.3, т.56, №1, 1994г., с. 31-38.
68. И.А.Алексеева, Р.П.Чуприна, Ю.К.Алексеев, А.В.Козарь, В.И.Лобышев, О.В.Фадеекина. "Исследование воздействия миллиметрового электромагнитного излучения на иммуногенные свойства микроба". Всероссийская Школа-Семинар "Физика и применение микроволн". Москва, 1993г., с. 9.
69. И.А.Алексеева, Р.П.Чуприна, Ю.К.Алексеев, А.В.Козарь, В.И.Лобышев, О.В.Фадеекина. "О возможности изменения иммуногенных свойств коклюшного микроба при облучении электромагнитными волнами". Всероссийская конференция "Состояние и разработки препаратов для диагностики вирусных гепатитов и инфекций, управляющих спецификами или средствами профилактики". Пермь, 1993г., с. 21.
70. И.А.Алексеева, Р.П.Чуприна, Ю.К.Алексеев, А.В.Козарь, В.И.Лобышев, О.В.Фадеекина. "Способ управления иммуногенной активностью коклюшного микроба". Авторское свидетельство на изобретение №93025705/14-025604, 1993г.
71. А.В.Козарь. "Интерференционные структуры с оптической толщиной меньше четвертьволновой". IV Всероссийская Школа-Семинар "Волновые явления в неоднородных средах". Красновидово, Моск.обл., 1994г., с. 6.
72. С.П.Алейникова, А.В.Козарь, Е.В.Путрина. "Особенности прохождения гауссовых волн через тонкослойные интерференционные структуры". IV Всероссийская Школа-

Семинар “Волновые явления в неоднородных средах”. Красновидово, Моск.обл., 1994г., с. 114.

73. М.И.Акимов, А.В.Козарь. ”Распространение коротких электромагнитных импульсов через тонкослойные интерференционные структуры”. IV Всероссийская Школа-Семинар “Волновые явления в неоднородных средах”. Красновидово, Моск.обл., 1994г., с. 123.

74. А.В.Козарь, Е.В.Путрина, О.В.Фионова. ”Зависимость спектральных и оптических характеристик тонкослойных интерференционных структур от угла падения плоской волны”. IV Всероссийская Школа-Семинар “Волновые явления в неоднородных средах”. Красновидово, Моск.обл., 1994г., с. 126.

75. А.В.Козарь, Е.В.Путрина. ”Влияние малых потерь в слоях тонкослойных интерференционных структур на их характеристики”. IV Всероссийская Школа-Семинар “Волновые явления в неоднородных средах”. Красновидово. Моск. обл., 1994г., с. 117.

76. И.А.Алексеева, Р.П.Чуприна, Ю.К.Алексеев, А.В.Козарь, В.И.Лобышев, О.В.Фадеекина. ”Изучение влияния электромагнитных волн миллиметрового диапазона на иммуногенные свойства коклюшного микроба”. 10 Российский симпозиум с международным участием “Миллиметровые волны в медицине и биологии”. Звенигород, Моск.обл., 1995г., с. 97-98.

77. М.И.Акимов, А.В.Козарь. ”Оптические характеристики полупроводникового слоя с сильной зависимостью проводимости от напряженности электромагнитной компоненты поля волны”. Вест.Моск. Ун-та, Физика, Астрономия, сер.3, т.36, №4, 1995г., с. 38-43.

78. А.В.Козарь, Е.В.Путрина, О.В.Фионова. ”Зависимость оптических и спектральных характеристик тонкослойных интерференционных структур от угла падения плоской волны”. Вест.Моск.Ун-та, Физика, Астрономия, т.36, №3, с. 39-45.

79. Ю.А.Бобровников, А.В.Козарь, К.В.Попов, А.Н.Тихонов, А.В.Тихонравов, М.К.Трубецков. ”Исследование неоднородности тонких пленок спектрофотометрическими методами”. Вест.Моск. Ун-та, Физика, Астрономия, сер.3, №4, 1997г., с. 24-27.

80. Ю.В.Васильев, А.В.Козарь, Е.Ф.Курицына, А.Е.Лукьянов. ”Кольцевидные лазерные спеклы”. ЖТФ, т.68, №7, 1998г., с. 139-140.

81. Ю.В.Васильев, А.В.Козарь, Е.Ф.Курицына, А.Е.Лукьянов. ”Фазовый хаос поверхностных плазмон-поляритонов и кольцевидные лазерные спеклы. ”Оптика и Спектроскопия, т.85, №6, 1998г., с. 1001-1003.

82. А.В.Козарь, Е.В.Путрина, О.В.Фионова. ”Зависимость оптических и спектральных характеристик тонкослойных интерференционных структур от угла падения плоской волны”. Препринт №21, 1995г., Физический факультет МГУ, с. 1-9.

83. Ю.В.Васильев, А.В.Козарь, Е.Ф.Курицына, А.Е.Лукьянов. ”Поверхностные краевые плазмон-поляритоны и кольцевидные спеклы”. Вест. Моск. Ун-та, Физика, Астрономия, сер.3, 1999г., с. 71-73.

84. Ю.А.Бобровников, А.В.Козарь, А.В.Тихонравов, М.К.Трубецков. ”Реструктуризация тонких пленок диоксида циркония”. VII Всероссийская Школа-Семинар “Физика и применение микроволн”. Красновидово, Моск.обл., т.1, 1999г., с. 34-35.

85. А.В.Козарь, А.Ф.Королев, Е.Н.Шевелева. ”Поглощение КВЧ излучения многослойной кожной тканью”. VII Всероссийская Школа-Семинар “Физика и применение микроволн”. Красновидово, Моск.обл., 2001г., с. 17-18.

86. Ю.В.Васильев, А.В.Козарь, Е.Ф.Курицына, А.Е.Лукьянов. "Анизотропия анизомерных спекл-структур". Вест.Моск.Ун-та, Физика, Астрономия, сер.3, №5, 2000г., с., 59-61.
87. А.В.Козарь, А.Ф.Королев, Е.Н.Шевелева. "Формирование интерференционной картины в многослойной кожной ткани".Международная конференция. "Ломоносов 2001".Звенигород, Моск.обл., 2001г., с. 10-13.
88. А.В.Козарь, А.Ф.Королев, Е.Н.Шевелева. "Интерференционные эффекты взаимодействия ММ-излучения с многослойной кожной тканью". I Всероссийский конгресс "Медицинская физика", Москва, №11, 2001г., с. 63.
89. А.В.Козарь, А.Ф.Королев, Е.Н.Шевелева, О.В.Бецкий, Ю.Г.Яреминко. "Формирование интерференционной картины при моделировании воздействия ММ-облучения на многослойную кожную ткань". Миллиметровые волны в биологии и медицине. №3(27), 2002г., с. 12-19.
90. Ю.В.Васильев, А.В.Козарь, Е.Ф.Курицына, А.Е.Лукьянов. "Кластерные спекл-структуры и информационная диаграмма Габора". Вест.Моск.Ун-та, Физика, Астрономия, сер.3, №4, 2001г., с. 60-62.
91. A.V.Kozar. "Formation of short optical pulses due to the nonstationary reflection of electromagnetic waves from multilayer structures". International conference "IQEC/LAT". Moscow, Russia, 24-27 June, 2002, p. 471.
92. Ю.В.Васильев, А.В.Козарь, Е.Ф.Курицына, А.Е.Лукьянов. "Поверхностные плазмон поляритоны и асимметричные спеклы". Вест.Моск.Ун-та, Физика, Астрономия, сер.3, №3, 2002г., с. 65-67.
93. Ю.А.Бобровников, А.В.Козарь, П.Н.Горохов. "Нестационарное отражение электромагнитных импульсов от просветляющих тонкослойных структур". VIII Всероссийская Школа-Семинар "Волновые явления в неоднородных средах". Красновидово, Моск.обл., 2002г., ч.1, с. 53-54.
94. В.Е.Кузьмичев, И.Ю.Садковкина, Ю.К.Алексеев, А.В.Козарь, И.А.Канищев, Г.В.Чернова. "Исследование биоэффективности электромагнитных излучений на новом тест-объекте вольфии бескорневой". В сб. "Известия Калужского Общества Изучения Природы". Изд-во "Эйдос", 2002г., с. 220-225.
95. В.Е.Кузьмичев, И.Ю.Садковкина, Ю.К.Алексеев, А.В.Козарь, И.А.Канищев, Г.В.Чернова. "Вольфия бескорневая как новый тест-объект для изучения биоэффективности миллиметрового излучения". Международная конференция "Неионизирующие электромагнитные излучения в биологии и медицине". Калуга, 2002г., с. 111-115.
96. Г.В.Чернова, О.П.Эндебера, А.М.Колтаков, М.А.Каплан, Ю.К.Алексеев, А.В.Козарь. "Модификация некоторых показателей живых организмов ионизирующими электромагнитными излучениями". В сб. "Труды регионального конкурса научных проектов в области естественных наук". Изд-во "Эйдос", 2002г., с. 12.
97. Ю.А.Бобровников, П.Н.Горохов, А.В.Козарь. "Явление нестационарного отражения электромагнитных волн с изменяющейся амплитудой от слоистых структур". Изв.АН, сер. физическая, 2002г., т. 66, №12, с. 1823-1826.
98. A.F.Korolev, A.V.Kozar', V.O.Morozov, E.N.Sheveleva, N.N.Sysoev. "Bioelectrodinamic criterion of the NLW effectiveness estimation and the interaction mechanism of the multilayer skin

tissues with electromagnetic radiation”. 2nd European Symposium on Non-Letal Weapons. Ettlingen, Germany, 2003, с. (44)1-13.

99. А.В.Козарь. ”Апериодические тонкослойные структуры”. Препринт №8/2003, физический факультет МГУ, 2003г., с. 1-10.

100. Ю.А.Бобровников, П.Н.Горохов, А.В.Козарь. ”Преобразование импульсов с помощью тонкослойных интерференционных структур”. Квантовая электроника, т.33, №11, 2003г., с. 1019-1021

101. Ю.А.Бобровников, П.Н.Горохов, А.В.Козарь. ”Явление нестационарного отражения электромагнитных волн от просветляющих тонкослойных структур”. Научн.конференция “Ломоносовские чтения”, секция физики, подсекция оптики и лазерной физики, ч.1, Москва, МГУ, 2004г., с. 31-33.

102..А.В.Козарь. ”Интерференционные явления в слоистых структурах”. IX сероссийская школа-семинар “Волновые явления в неоднородных средах”, Звенигород, Московская обл., 24-29 мая 2004г., с .9.