

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА**

---

**ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ**

На правах рукописи



**МАНЦЕВИЧ СЕРГЕЙ НИКОЛАЕВИЧ**

**АКУСТООПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ В  
АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ**

Специальность: 01.04.03 – радиофизика

**ДИССЕРТАЦИЯ**  
**на соискание ученой степени**  
**доктора физико-математических наук**

Москва – 2021 г.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>ВВЕДЕНИЕ</b> .....	<b>7</b>
<b>Глава 1. Акустооптический эффект, основные закономерности</b> .....	<b>26</b>
1.1. Акустооптическое взаимодействие плоских волн .....	26
1.2. Особенности анизотропной дифракции. ....	33
1.3. Методы управления спектральными характеристиками АО устройств. ....	38
1.3.1. Применение амплитудно- и фазово модулированных сигналов в АО фильтрах с коллинеарной и квазиколлинеарной геометрией АО взаимодействия. .	40
1.3.2. Аподизация амплитуды акустического поля. ....	41
1.3.3. Последовательная дифракция света в двух АО ячейках и многочастотное АО взаимодействие в одной АО ячейке. ....	44
1.3.4. Применение фазированных пьезопреобразователей АО ячеек. ....	47
1.4. Спектральный метод решения акустооптических задач .....	52
<b>Глава 2. Распространение акустических пучков в кристаллических средах.</b> .....	<b>55</b>
2.1. Постановка задачи и основные соотношения. ....	56
2.2. Акустические пучки в средах с малой акустической анизотропией .....	60
2.3. Акустические пучки в анизотропных средах .....	64
2.3.1. Лучевые спектры акустического пучка .....	64
2.3.2. Моделирование структуры акустических пучков. ....	74
2.4. Анализ акустической анизотропии кристалла KRS-5 .....	79
2.4.1. Акустические свойства кристалла KRS-5 .....	79
2.4.2. Расчет коэффициентов анизотропии в кристалле KRS-5. ....	87
2.5. Моделирование распространения акустических пучков в АО устройствах, использующих отражение акустических волн. ....	87
2.5.1. Отражение акустических пучков в акустически изотропных средах. ....	88
2.5.2. Отражение акустических пучков в акустически анизотропных средах. ....	95
Основные результаты Главы 2. ....	107
<b>Глава 3. Спектральные характеристики акустооптической дифракции и анизотропия среды взаимодействия.</b> .....	<b>110</b>

3.1. Влияние оптической анизотропии на спектральные характеристики АО дифракции .....	110
3.1.1. Спектральные характеристики коллинеарной дифракции в случае расходящегося светового пучка .....	118
3.1.2. Экспериментальное исследование зависимости характеристик коллинеарной АО дифракции от расходимости светового пучка. ....	121
3.2. Влияние анизотропии акустооптического эффекта на спектральные характеристики АО дифракции. ....	123
3.3. Акустическая анизотропия среды взаимодействия и спектральные характеристики АО дифракции. ....	130
3.3.1. Влияние амплитудной неоднородности акустического поля на характеристики АО взаимодействия. ....	131
3.3.1.1. Неоднородность амплитуды акустического поля и функции пропускания АО дифракции в квазиколлинеарной геометрии АО взаимодействия .....	133
3.3.1.2. Оптимизация размеров пьезопреобразователей квазиколлинеарных АО ячеек с отражением акустической волны .....	139
3.3.1.3. Обобщение результатов оптимизации на другие геометрии квазиколлинеарных АО ячеек с отражением акустического пучка. ....	153
3.3.2. Аппаратные функции и фазовая неоднородность акустического поля в АО ячейке. ....	157
Основные результаты Главы 3. ....	160
<b>Глава 4. Влияние температуры на характеристики акустооптической дифракции. ....</b>	<b>163</b>
4.1. Температура и свойства среды акустооптического взаимодействия .....	164
4.1.1. Влияние температуры кристалла парателлурита на медленную акустическую моду. ....	164
4.1.2. Влияние температуры на условие фазового синхронизма акустооптической дифракции. ....	166
4.1.3. Результаты расчетов и эксперимента в случае однородного распределения температуры .....	168
4.1.3.1. Исследование АО ячейки с углом среза $10.5^\circ$ .....	168
4.1.3.2. Исследование АО ячейки с углом среза $12.5^\circ$ .....	173
4.1.3.3. Исследование АО ячейки с углом среза $19^\circ$ .....	176

4.2. Спектральные характеристики АО взаимодействия в случае неоднородного распределения температуры кристалла . . . . .	179
4.2.1. Исследование температурных градиентов в АОЛЗ . . . . .	180
4.2.2. Расчет влияния температуры на функции пропускания АОЛЗ. . . . .	183
4.3. Исследование затухания ультразвука в плоскости $(1\bar{1}0)$ кристалла парателлуриата . . . . .	188
4.3.1. Акустооптический метод исследования затухания ультразвука. . . . .	190
4.3.2. Измерение затухания ультразвука . . . . .	190
4.3.3. Влияние затухания на функции пропускания широкоугольных АО фильтров . . . . .	198
4.3.4. Влияние затухания на функции пропускания широкоугольных АО фильтров, результаты математического моделирования. . . . .	199
Основные результаты Главы 4. . . . .	201
<b>Глава 5. Управление характеристиками акустооптических устройств посредством введения цепи оптоэлектронной обратной связи. . . . .</b>	<b>204</b>
5.1. Поляризационные эффекты при коллинеарном АО взаимодействии . . . . .	205
5.1.1. Постановка задачи и основные соотношения . . . . .	206
5.1.2. Результаты численного расчета . . . . .	210
5.1.3. Учет естественного двулучепреломления кристалла. . . . .	213
5.1.4. Результаты эксперимента . . . . .	214
5.2. Акустооптическая система с оптоэлектронной обратной связью. . . . .	216
5.2.1. Описание исследуемой системы с обратной связью . . . . .	217
5.2.2. Модель исследуемой системы с обратной связью . . . . .	219
5.2.2.1. Случай монохроматического светового излучения . . . . .	219
5.2.2.2. Определение порога генерации системы. . . . .	221
5.2.2.3. Случай светового излучения, содержащего две спектральных компоненты . . . . .	222
5.2.3. Результаты расчетов и экспериментов. . . . .	223
5.2.3.1. Монохроматическое оптическое излучение, расчет. . . . .	223
5.2.3.2. Монохроматическое световое излучение, эксперимент. . . . .	227
5.2.3.3. Световое излучение с двумя спектральными компонентами, расчет. . . . .	231

5.2.3.4. Световое излучение с двумя спектральными компонентами, эксперимент . . . . .	235
5.3. Исследование порога генерации системы. . . . .	237
5.4. Исследование нелинейности оптоэлектронной системы. . . . .	240
Основные результаты Главы 5. . . . .	244
<b>Глава 6. Эффект захватывания частоты в акустооптической системе с обратной связью. . . . .</b>	<b>247</b>
6.1. Описание эффекта захватывания частоты собственных колебаний. . . . .	247
6.2. Определение границ полосы захватывания. . . . .	252
6.2.1. Захватывание частоты при малых амплитудах внешнего генератора . . . . .	253
6.2.2. Захватывание частоты при больших амплитудах вынуждающей силы. . . . .	258
6.3. Управление спектром светового излучения посредством эффекта захватывания, акустооптический оптический демультиплексор . . . . .	266
6.3.1. Полоса пропускания АО системы в режиме генерации. . . . .	266
6.3.2. Управление спектром излучения при помощи эффекта захватывания частоты . . . . .	267
6.3.3. Акустооптический оптический демультиплексор . . . . .	270
6.3.4. Исследование быстродействия демультиплексора. . . . .	273
6.4. Оптическое гетеродинирование в неколлинеарных геометриях АО взаимодействия. . . . .	276
6.4.1. Анализ эффекта оптического гетеродинирования . . . . .	277
Основные результаты Главы 6. . . . .	281
<b>Глава 7. Спектральные характеристики акустооптических ячеек и генерация оптических гребенок. . . . .</b>	<b>284</b>
7.1. Генерация оптических гребенок и коллинеарная геометрия АО дифракции . . . . .	289
7.1.1. Качественное описание процесса генерации оптических гребенок . . . . .	291
7.1.1.1. Генерация оптических гребенок в системе с оптической обратной связью. . . . .	292
7.1.1.2. Генерация оптических гребенок в системе с двумя цепями обратной связи . . . . .	293
7.1.2. Модель процесса генерации оптических гребенок и результаты расчетов . . . . .	296

7.1.2.1. Основные соотношения. ....	296
7.1.2.2. Моделирование оптических гребенок в системе с оптической обратной связью. ....	297
7.1.2.3. Влияние параметра Рамана-Ната на характеристики оптических гребенок. ....	304
7.1.2.4. Моделирование оптических гребенок в системе с двумя цепями обратной связи. ....	306
7.2. Генерация оптических гребенок и широкоапертурная геометрия АО дифракции. ....	310
7.2.1. Расчет спектральных характеристик АО фильтров и генерируемых оптических гребенок. ....	315
7.2.2. Экспериментальное исследование генерации оптических гребенок с использованием широкоапертурного АО фильтра. ....	319
Основные результаты Главы 7. ....	322
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b> .....	<b>325</b>
<b>Благодарности.</b> .....	<b>331</b>
<b>Список публикаций автора</b> .....	<b>332</b>
<b>Список цитируемой литературы.</b> .....	<b>342</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Световые волны являются одним из основных источников получения человеком информации об окружающем мире, а оптическое излучение различных спектральных диапазонов находит все более широкое применение в современной науке и технике, а оптические устройства и технологии стремительно развиваются. Одним из разделов современной оптической электроники является обработка оптической информации и управление световыми пучками. Оптические устройства обработки информации обладают рядом преимуществ, по сравнению с цифровыми вычислительными приборами. Например, они позволяют реализовать параллельную обработку информации, осуществлять преобразование Фурье практически мгновенно и конструировать такие системы, скорость работы которых ограничена лишь временем распространения оптических сигналов.

Управление оптическими пучками осуществляется косвенным образом. Для этого используется способность некоторых сред изменять оптические свойства при приложении к ним разнообразных силовых полей. В частности, управление оптическими свойствами среды можно реализовать с использованием эффектов Фарадея, Погкельса и Керра [1]. Также для этих целей можно применить и фотоупругий эффект, заключающийся в зависимости показателей преломления среды от величины приложенных к ней механических напряжений. Явление фотоупругости лежит в основе акустооптического (АО) эффекта, исследованию которого посвящена данная диссертационная работа.

Взаимодействие световых пучков и акустических волн, реализуемое в некоторой среде, называемое АО взаимодействием, представляет собой дифракцию светового излучения на акустической волне. Его причиной является то, что акустическая волна при распространении в среде, прозрачной для светового излучения, меняет показатель преломления этой среды. Таким образом, оставаясь по-прежнему прозрачным для светового излучения, материал превращается в фазовую дифракционную решетку [1-11] на которой и происходит дифракция световых волн.

Существование дифракции света на ультразвуковых волнах было впервые предсказано Л. Бриллюэном в 1922 году [12]. Независимо от Бриллюэна эта же проблема была изучена в СССР Л.И. Мандельштамом в 1926 г. [13]. Экспериментально АО эффект впервые удалось наблюдать лишь десятилетие спустя - в 1932 году. Эти опыты были одновременно проведены П. Дебаем и Ф. Сирсом в США [14] и Р. Люка и П. Бикаром во Франции [15]. В своих работах по изучению АО эффекта Бриллюэн также предсказал, что частота дифрагированного света будет сдвинута за счет эффекта Доплера на величину, равную частоте звуковой волны. Существенный вклад в становление классической теории АО дифракции внесли Ч. Раман и Н. Нат [16], а также С.М. Рытов [17].

Развитие акустооптики долгое время тормозилось по причине отсутствия подходящих источников светового излучения и ультразвука. Поэтому три последующих десятилетия, до появления лазеров, исследование АО взаимодействия не было интенсивным и носило в основном академический характер [18-25]. При этом главное внимание было сосредоточено на поиске приближенных решений дифракционной задачи в ее простейшей постановке, как дифракции плоской световой волны на монохроматическом акустическом столбе в оптически и акустически изотропной среде (акустическая волна также считалась плоской, не смотря на конечность размеров звукового столба).

Период бурного развития акустооптики пришелся на 60-80-е годы прошлого столетия, когда, после изобретения лазеров, проблема управления параметрами оптического излучения приобрела большую актуальность. В это время началось интенсивное изучение АО эффекта и возможностей его практического применения [26-42], выдвинуты идеи, позволившие АО устройствам занять важное место в современной оптической электронике [43-50]. Было создано большое количество оптоэлектронных устройств, принцип действия которых основан на АО эффекте. Эти устройства предоставляют возможность управлять такими характеристиками оптического излучения как амплитуда, частота, фаза, направление распространения и поляризация, позволяют изменять и анализировать спектральный состав оптического излучения [8,51-58].

На сегодняшний день АО эффект имеет не только теоретический, но и практический интерес. Достоинства АО приборов позволили им, помимо классических устройств (дефлекторы, модуляторы, перестраиваемые оптические фильтры), найти широкое применение в самых различных областях оптической электроники. Так, АО дефлекторы, работающие в режиме фокусировки оптического пучка [59] применяются в системах оптической микроскопии сверхвысокого пространственного разрешения [60,61]. Акустооптические модуляторы и синхронизаторы мод используют в системах генерации коротких лазерных импульсов, а дисперсионные линии задержки (АОЛЗ) - в системах генерации сверхкоротких лазерных импульсов [62-65]. Разнообразные АО устройства (модуляторы и преобразователи частоты) входят в состав систем генерации оптических гребенок в качестве основных [66-68] или вспомогательных элементов [69]. Применение АО фильтров в научной аппаратуре, устанавливаемой на космических аппаратах [70,71], ставит перед исследователями и технологические задачи, такие как расширение температурного диапазона функционирования и хранения АО устройств.

Столь широкое практическое использование АО приборов требует все большей точности в расчетах их характеристик, а также изучения нестандартных режимов работы.

Для создания АО устройств используются разнообразные материалы – кристаллы,

стекла, жидкости и газы [72-76]. Среды, в которых происходит АО взаимодействие, могут быть как оптически изотропными, так и анизотропными. Первая работа по исследованию АО эффекта в анизотропных средах появилась в 1967 г. [28] и дала толчок к развитию акустооптики поскольку анизотропное АО взаимодействие (сопровождается сменой поляризации светового излучения и оптической моды) предоставляет гораздо больше вариантов реализации АО дифракции чем изотропное (с сохранением поляризации оптических волн).

Успехи кристаллофизики, благодаря которым акустооптика получила в распоряжение новые материалы с хорошими АО свойствами, привели к тому, что в настоящее время в подавляющем большинстве случаев в качестве основы для создания АО ячеек используются анизотропные кристаллические среды, поскольку они дают гораздо больше возможностей для реализации практических устройств [32,34-39,77-90]. Знаковым моментом стало появление кристалла диоксида теллура, который можно считать наиболее важным АО материалом на сегодняшний день. Однако существенная оптическая, акустическая и АО анизотропия среды значительно усложняют расчет АО взаимодействия, особенно если пространственный спектр оптических и акустических пучков является неоднородным.

Развитие технологии роста кристаллов сделало доступными для акустооптики кристаллы больших размеров. Так, размеры современных АО ячеек, изготовленных из парателлурита могут превышать 6 см [91-95], а линейная апертура АО фильтров из этого же материала может составлять порядка 4x4 см, что делает возможным установку таких АО ячеек в оптические схемы крупных телескопов [96,97].

За прошедшие годы достигнут значительный прогресс и в области создания эффективных возбудителей ультразвука. К текущему моменту использование пьезоэлектрического эффекта позволяет возбуждать ультразвуковые колебания в диапазоне от нескольких мегагерц до нескольких гигагерц [8,98] с малыми потерями энергии.

### **Актуальность темы исследования**

На сегодняшний день акустооптика превратилась в обширный раздел физики, тесно связанный с акустикой, лазерной физикой, оптикой, радиофизикой и физикой кристаллов. Большой интерес к эффекту дифракции света на ультразвуке объясняется, во-первых, его сложностью и разнообразием проявлений в различных средах и при разных условиях эксперимента, а во-вторых, – и это является главной причиной, – высокой эффективностью и широкими функциональными возможностями АО методов управления оптическим излучением. К настоящему времени предложено и исследовано более десятка различных типов АО устройств, отличающихся назначением и принципом действия [99-138]. Некоторые из них, такие как модуляторы, deflectоры, преобразователи частоты и фильтры, выпускаются в очень

больших объемах. Все это свидетельствует об актуальности исследований в области акустооптики и их практической значимости.

Однако несмотря на то, что общее количество публикаций по разнообразным аспектам акустооптики насчитывает много тысяч, существование ряда монографий [1-11,51-53], сборников статей [55-58] и обзоров [139-149], остается еще много неизученных вопросов, а также задач, решенных приближенно.

Можно указать несколько основных направлений исследований в области современной акустооптики: 1) изучение особенностей АО взаимодействия оптических и акустических пучков, имеющих сложную амплитудно-фазовую структуру, 2) исследование влияния оптической и акустической анизотропии среды взаимодействия на характеристики дифрагированного излучения, 3) расширение спектрального диапазона эффективного функционирования АО устройств в УФ и средней ИК области оптического спектра, 4) разработка методов улучшения и управления спектральными характеристиками АО приборов.

Создание разнообразных АО устройств и изучение их реальных характеристик показало, что решение задачи АО взаимодействия в простейшей постановке, как дифракции плоской световой волны на монохроматическом однородном акустическом столбе, не всегда является удовлетворительным. Реальные световые пучки всегда обладают некоторой расходимостью, вследствие чего условие АО фазового синхронизма не может быть одновременно удовлетворено для всех компонент углового спектра пучка. Особенно сильно это сказывается при обработке оптических изображений в спектральных и пространственных фильтрах [119,120,150-153].

Еще большее влияние на характеристики АО дифракции оказывает амплитудная и фазовая неоднородность акустического поля [154-156, A1-A9]. Здесь стоит отметить, что АО взаимодействие не всегда осуществляется в ближней зоне дифракции акустического пучка, а структура акустического поля может быть чрезвычайно сложной вследствие действия акустической анизотропии среды АО взаимодействия. Амплитудная неоднородность приводит лишь к увеличению акустической мощности, необходимой для получения заданной эффективности дифракции. Фазовая неоднородность сказывается иным образом. В акустическом поле с искривленными волновыми фронтами теряет смысл одна из основных характеристик АО взаимодействия – угол Брэгга, который отсчитывается от фронта акустической волны [154,155,157-160]. Тогда можно говорить лишь об эффективном угле Брэгга, определяемом не из условия фазового синхронизма, а по максимуму интенсивности дифрагированного света.

Важным направлением исследований является анализ особенностей АО взаимодействия, обусловленных оптической, акустической и акустооптической анизотропией кристаллов. Здесь

открываются широкие возможности для поиска оптимальных срезов кристаллов, обеспечивающих наилучшие характеристики устройств по потребляемой мощности, разрешающей способности и быстродействию [4,7,A12].

Одной из актуальных проблем современной акустооптики является повышение спектральных характеристик АО устройств. Наиболее простым вариантом повышения спектрального разрешения АО приборов видится увеличение длины АО взаимодействия. Однако, во-первых, это приводит к необходимости выращивать АО кристаллы все больших и больших размеров [91]. Во-вторых, увеличение размеров кристаллов приводит к неравномерному нагреву кристалла в процессе функционирования, что может являться причиной существенного искажения функции пропускания АО устройства [161,A10,A11] и увеличению полосы пропускания. В-третьих, при большой длине АО взаимодействия на характеристики АО дифракции начинают влиять неоднородности светового и ультразвукового пучков, возникающие по причине их дифракции на собственной апертуре и воздействия анизотропии среды взаимодействия [154-156,A1-A6,A13-A15].

В то же время, повышение спектрального разрешения АО устройств позволило бы, например, применять АО фильтры в оптоволоконных линиях связи или конструировать компактные спектральные приборы, обладающие высоким спектральным разрешением.

Другим вопросом, требующим решения, является проблема наличия боковых максимумов аппаратной функции АО фильтра, являющихся, по сути, его паразитными окнами пропускания, отрицательно влияющими на спектральные характеристики АО устройств. Существуют способы подавления боковых максимумов функции пропускания, например, аподизация преобразователя и установка нескольких АО ячеек последовательно [45,162-164]. У обоих упомянутых методов имеются недостатки – при аподизации возникают сложности с согласованием АО ячейки, а установка нескольких ячеек друг за другом вызывает усложнение оптической схемы и приводит к кратному удорожанию системы.

Таким образом, поиск методов повышения спектрального разрешения и контраста АО фильтров является фундаментальной проблемой для современной акустооптики.

Одним из вариантов к решения этих проблем, впервые детально рассмотренном в диссертационной работе, является введение в систему цепи обратной связи.

Известно, что появление обратной связи в АО системах существенным образом расширяет возможности управления их поведением и нередко позволяет реализовывать качественно новые режимы работы, недостижимые без обратной связи [50,116,117,165-177]. Обратная связь позволяет, улучшить характеристики известных устройств [117,171,A16-A21] и создавать новые оптоэлектронные устройства [170,173-176,A22-A28]. Обратная связь в таких системах реализуется по следующей схеме: оптический сигнал в одном из дифракционных

максимумов преобразуется с помощью фотоприемника в электрический, управляющий амплитудой или частотой акустической волны, возбуждаемой в АО ячейке. Введение обратной связи значительно усложняет и качественно меняет поведение АО системы. В ней создаются условия для возбуждения колебаний различного вида, включая хаотические, возникают бистабильные и мультстабильные состояния, различающиеся амплитудой, частотой и направлением распространения световых волн [116,168-170,177]. Несмотря на то, что изучение АО систем, содержащих цепь обратной связи, проводится уже в течение нескольких десятков лет, данный класс АО систем по-прежнему является перспективной и мало исследованной областью оптической электроники. Такая ситуация обусловлена несколькими причинами. Во-первых, теоретический анализ поведения подобных устройств является весьма сложной задачей. Во-вторых, введение цепей обратной связи открывает столь широкие возможности для создания разнообразных новых АО устройств, что на сегодняшний день исследована лишь малая их часть.

Хотя важность всех перечисленных выше проблем стала понятной еще в 60-е годы, их детальное изучение активно началось лишь в последнее время, когда в распоряжении исследователей появились мощные вычислительные возможности. Именно в рамках сформулированных задач лежат исследования, проведенные в диссертационной работе.

### **Цель диссертационной работы**

Цель диссертационной работы состоит в исследовании особенностей, появляющихся при взаимодействии ограниченных световых и акустических пучков в средах с оптической, акустооптической и акустической анизотропией, изучение влияния этих особенностей на характеристики АО взаимодействия, в частности на аппаратную функцию АО дифракции, и рассмотрение возможностей управления характеристиками АО взаимодействия, появляющихся при введении оптоэлектронной обратной связи.

В работе были поставлены и решались следующие задачи:

1. Разработка теории распространения акустических пучков вдоль произвольных направлений в кристаллических средах с сильной акустической анизотропией, в том числе с учетом их отражения от грани кристалла.
2. Исследование влияния на характеристики АО взаимодействия расходимости падающего светового пучка, анизотропии среды взаимодействия и амплитудно-фазовой неоднородности акустического поля в АО ячейке.
3. Изучение воздействия температуры среды взаимодействия на характеристики АО дифракции для случаев однородного и неоднородного распределения температуры. Исследование поглощения мощности ультразвуковых волн кристаллом диоксида

теллура, как механизма ответственного за появление температурных градиентов.

4. Теоретическое и экспериментальное исследование АО систем с обратной связью и влияния оптоэлектронной цепи обратной связи на характеристики АО дифракции.
5. Изучение эффекта захватывания частоты собственных колебаний АО системы с обратной связью под действием внешнего генератора и исследование его возможных практических применений.
6. Рассмотрение особенностей использования АО фильтров, как основных элементов в системах генерации оптических гребенок.

### **Объект и предмет исследования**

Предметом рассмотрения диссертационной работы является АО взаимодействие в анизотропных средах и акустооптические системы с обратной связью. Объектом исследования являются спектральные характеристики АО дифракции.

### **Методология исследования**

Проведенные в диссертационной работе исследования основаны на классических работах отечественных и зарубежных авторов, посвященных изучению АО взаимодействия, исследованию распространения акустических пучков в анизотропных средах и функционированию радиофизических систем. Они продолжают и дополняют их в случае использования спектрального подхода для расчета характеристик АО дифракции. Для исследования акустической анизотропии сред применена методология лучевых спектров акустических пучков. При построении теории функционирования акустооптических систем с цепью обратной связи использована методология, применяемая для описания радиофизических систем с цепью обратной связи. Изучены различные режимы работы системы (регенеративный и режим генерации), определен пороговый коэффициент усиления, впервые для акустооптических устройств обнаружен и подробно исследован эффект захватывания частоты собственных колебаний системы сигналом внешнего генератора.

### **Научная новизна работы**

1. Разработан оригинальный метод расчета распространения акустических пучков в анизотропных средах, позволяющий анализировать их трехмерную структуру для произвольных направлений распространения в кристаллах, на любых расстояниях от пьезопреобразователя.
2. Предложена теоретическая модель, позволяющая учесть влияние отражения акустического пучка от грани АО ячейки на его амплитудную и фазовую структуру и

характеристики АО дифракции.

3. Проведена оптимизация параметров пьезоэлектрических преобразователей для всех геометрий квазиколлинеарных АО фильтров на основе кристалла парателлурита, с отражением акустического пучка. Такая оптимизация может существенно повысить энергетическую эффективность АО устройств данного типа.
4. Детально исследованы акустические свойства кристалла KRS-5.
5. Впервые изучено влияние температуры на характеристики АО фильтров. Величина сдвига частоты АО синхронизма определяется выбором среза кристалла и зависит от длины волны светового излучения. Разработана методика расчета формы функции пропускания АО фильтра при наличии температурных градиентов внутри АО ячейки. Показано, что присутствие тепловых градиентов вызывает не только сдвиг функции пропускания, но и искажает ее форму.
6. Впервые подробно исследовано затухание медленной акустической моды в косых срезах плоскости  $(1\bar{1}0)$  кристалла парателлурита.
7. Впервые теоретически и экспериментально исследована акустооптическая система, состоящая из коллинеарного АО фильтра и цепи оптоэлектронной обратной связи. Показано, что изменение параметров цепи обратной связи позволяет управлять формой функции пропускания АО фильтра. Обнаружено, что введение обратной связи позволяет существенно увеличить спектральное разрешение и контраст коллинеарного АО фильтра.
8. Показано, что в системе, включающей коллинеарный АО фильтр и цепь оптоэлектронной обратной связи, возможны несколько режимов работы – регенеративный и режим генерации. Определены условия, определяющие границу между этими режимами. В режиме генерации впервые для АО устройств обнаружен эффект захватывания частоты собственных колебаний.
9. Создана теория, описывающая эффект захватывания частоты в АО системах. Теоретически показано и экспериментально подтверждено, что в АО системах захватывание частоты собственных колебаний может осуществляться в нескольких диапазонах частот. Число диапазонов зависит от параметров АО взаимодействия.
10. Предложен новый тип АО устройств – акустооптический оптический демультиплексор, использующий для селекции спектральных каналов эффект захватывания частоты.
11. Впервые предложено использовать коллинеарную геометрию АО взаимодействия для генерации оптических гребенок. Рассмотрены две схемы генерации: в первой схеме предложено использовать коллинеарную АО ячейку вместе с цепью оптической обратной связи; во второй схеме применяются как оптическая, так и оптоэлектронная

обратная связь. Созданы теоретические модели, описывающие генерацию гребенок в обеих системах. Показано, что в случае двойной обратной связи становится возможным генерировать чирпированные оптические гребенки с большой спектральной шириной.

12. Исследована возможность применения широкоугольных АО фильтров в качестве основного элемента в системах генерации оптических гребенок. Показано, что при расчете спектра АО гребенок следует учитывать вид аппаратной функции АО ячейки. Обнаружено, что высокочастотная широкоапертурная геометрия АО взаимодействия хорошо подходит для использования в системе с двумя цепями обратной связи, а низкочастотная – в системе только с оптической обратной связью.

### **Практическая значимость работы**

Значимость диссертационной работы для акустооптики в целом определяется тем, что проведенные в ней исследования дают более ясное представление о том какие физические механизмы и каким образом влияют на характеристики АО взаимодействия ограниченных волновых пучков в анизотропных средах. Результаты работы указывают на важность точного учета оптической, акустической и АО анизотропии среды взаимодействия. Также в работе предложен новый эффективный способ управления характеристиками АО дифракции, реализованный за счет введения цепи оптоэлектронной обратной связи.

Полученное при использовании спектрального подхода общее выражение для расчета трехмерной структуры ультразвуковых пучков является важным достижением в области акустики анизотропных сред. Данное соотношение позволяет производить точный расчет параметров АО взаимодействия в акустически анизотропных средах и оценивать влияние структуры акустического пучка на характеристики АО приборов. Примером практической значимости данного выражения является проведенная в работе оптимизация параметров пьезопреобразователей квазиколлинеарных АО ячеек.

Разработанная модель расчета характеристик АО дифракции в квазиколлинеарных АО ячейках с отражением акустической волны впервые позволяет учесть влияние фазовой и акустической неоднородности акустического поля, появляющейся в процессе отражения, на эффективность АО взаимодействия и аппаратную функцию таких устройств.

Важное значение для практического использования АО фильтров имеет выполненный анализ влияния температуры на данный класс устройств. На основе проведенного исследования предложен новый более простой способ температурой калибровки АО фильтров. Также результатом исследования стало обнаружение того факта, что основной причиной искажения функций пропускания квазиколлинеарных АО фильтров является наличие температурных градиентов внутри АО ячеек.

Впервые детально исследовано затухание медленной акустической волны в косых срезах плоскости  $(1\bar{1}0)$  кристалла диоксида теллура. Измерения проведены для углов среза и частот ультразвука, наиболее часто используемых при создании широкоапертурных АО фильтров. Наличие таких данных позволяет существенно улучшить численные модели расчета характеристик АО фильтров.

Предложен новый способ управления характеристиками АО фильтрации, заключающийся во введении оптоэлектронной цепи обратной связи, соединяющей оптический выход АО ячейки и ее пьезоэлектрический преобразователь. Проведенные теоретические и экспериментальные исследования подтвердили его высокую эффективность в части управления полосой пропускания АО устройств и подавления боковых максимумов функции пропускания.

Обнаруженный новый для АО приборов эффект – захватывание частоты собственных колебаний акустооптической системы с обратной связью, функционирующей над порогом генерации, предложено использовать для управления спектральной фильтрацией оптического излучения. На основе эффекта захватывания предложен новый тип АО устройств – АО оптический демультиплексор. Показано, что его характеристики позволяют использовать такой демультиплексор в современных волоконно-оптических линиях связи.

Продемонстрировано, что АО устройства с обратной связью могут успешно использоваться для генерации оптических гребенок. Впервые предложено использовать для этих целей коллинеарную АО дифракцию. Применение коллинеарного АО фильтра с оптической и оптоэлектронной обратной связью позволяет генерировать chirпированные оптические гребенки большой спектральной ширины.

Строгий расчет процесса генерации оптических гребенок с помощью АО ячеек показал, что нельзя пренебрегать учетом функции пропускания используемого АО устройства, при этом огибающая спектра оптической гребенки определяется именно функцией пропускания.

Предложено использовать для генерации оптических гребенок широкоапертурные АО фильтры. В системах генерации могут быть использованы как высокочастотная, так и низкочастотная широкоапертурные геометрии АО взаимодействия.

### **Положения, выносимые на защиту**

1. Спектральный подход является эффективным методом анализа влияния анизотропии среды взаимодействия на характеристики акустооптической дифракции. В частности, он позволяет получить решение трехмерной задачи распространения акустических пучков в анизотропной среде и рассчитывать амплитудную и фазовую структуру акустических полей, возбуждаемых излучателями произвольной формы, для любых направлений и расстояний в кристаллах.

2. Амплитудная и фазовая неоднородности акустического поля негативно влияют на характеристики АО взаимодействия, снижая эффективность дифракции и изменяя угловой, частотный и спектральный диапазоны взаимодействия. При этом действие амплитудной неоднородности сильнее проявляется для коллинеарной и квазиколлинеарной геометрий АО дифракции, а фазовой – для квазиортогональной.
3. Вариации температуры среды взаимодействия приводят к изменению условия АО синхронизма и сдвигу функции пропускания АО фильтра. Величина сдвига определяется изменением скорости акустической волны, участвующей в АО взаимодействии и длины волны светового излучения. Наличие температурных градиентов внутри АО ячейки приводит не только к сдвигу функции пропускания, но и к искажению ее формы. Наиболее существенно влияние температурных градиентов для коллинеарной и квазиколлинеарной геометрий АО дифракции.
4. Перераспределение акустической энергии в ультразвуковом пучке под действием анизотропии среды АО взаимодействия существенно воздействует на характеристики квазиколлинеарной дифракции при учете поглощения акустической энергии материалом АО ячейки. Возможно провести оптимизацию размеров возбуждателя ультразвука с целью повышения энергетической эффективности АО фильтра. При этом, чем больше затухание ультразвука, тем меньший размер преобразователя будет оптимальным.
5. Характеристиками АО дифракции можно эффективно управлять посредством введения цепи обратной связи, соединяющей оптический выход АО ячейки и ее пьезопреобразователь.
6. В АО системе с цепью обратной связи существует несколько режимов работы, в частности, регенеративный и режим генерации. Положение границы между режимами зависит от параметров цепи обратной связи и обратно пропорционально интенсивности входного оптического излучения.
7. В режиме генерации, при подключении внешнего генератора к цепи обратной связи, наблюдается эффект захватывания частоты собственных колебаний АО системы. В отличие от обычных радиофизических систем, в АО системах захватывание частоты может быть реализовано в нескольких полосах частот, что является следствием специфического вида функции пропускания АО фильтра в системе с обратной связью. Число полос захватывания зависит от параметров АО дифракции в используемой АО ячейке. Эффект захватывания применим для спектральной фильтрации оптического излучения и создания новых типов АО устройств.
8. Коллинеарная геометрия АО взаимодействия, используемая совместно с оптической и оптоэлектронной цепями обратной связи, позволяет генерировать оптические гребенки с

различными характеристиками, в том числе широкие чирпированные оптические гребенки.

9. При расчетах спектра оптических гребенок, генерируемых при помощи АО ячеек, следует учитывать спектральные характеристики данных устройств. Изменение величин АО расстройки и параметра Рамана-Ната позволяет управлять формой огибающей и количеством спектральных компонент оптических гребенок.

### **Степень достоверности полученных результатов**

Достоверность полученных в работе результатов определяется корректностью постановки задач, использованием апробированных методов теоретического анализа и эксперимента, а также согласием теоретических расчетов с результатами компьютерного моделирования и экспериментов. Теоретический анализ АО эффектов проведен методами теории волн на основе дифференциальных уравнений, которые следуют из уравнений Максвелла для среды, возмущенной акустической волной. АО взаимодействие сложных по структуре пучков исследовано спектральным методом в его пространственном варианте. Использованы численные методы расчета с применением обобщенных безразмерных параметров. Экспериментальные исследования основаны на классических методах оптики, лазерной физики и акустооптики. Проверка результатов численного моделирования проведена посредством сравнения результатов расчетов и данных экспериментальных исследований. Результаты диссертационной работы многократно доложены и обсуждены на всероссийских и международных конференциях, а также опубликованы в рецензируемых журналах.

### **Апробация работы**

Результаты, полученные в настоящей работе, доложены и обсуждены на следующих всероссийских и международных конференциях:

- IX International Conference for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in Information and Telecommunication Systems". St. Petersburg, Russia, 2006.
- 36-th Winter School on Wave and Quantum Acoustics. Gliwice, Poland, 2007.
- X International Conference for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in Information and Telecommunication Systems". St. Petersburg, Russia, 2007.
- XV международная конференция "Ломоносов". Москва, Россия, 2008.
- 10<sup>th</sup> School on Acousto-optics and Applications. Gdansk-Sopot, Poland, 2008.
- International congress "Acoustics'08 Paris". Paris, France, 2008.
- XII Международная научная школа «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия».

Казань, Россия, 2008.

- Молодежный форум "Фундаментальные и прикладные аспекты инновационных проектов физического факультета МГУ". Москва, Россия, 2009.
- "3<sup>rd</sup> Integrated Optics – Sensors, Sensing structures and Methods". Korbiewo, Poland, 2009.
- 18<sup>th</sup> Annual Student Conference Week of Doctoral students 2009. Prague, Czech Republic, 2009.
- "2009 IEEE International Ultrasonics Symposium". Rome, Italy, 2009.
- XIII International Conference for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in Information and Telecommunication Systems". St. Petersburg, Russia, 2010.
- International Conference of Physics Students (ICPS 2010), Graz, Austria, 2010.
- VII Международная конференция молодых ученых и специалистов "Оптика 2011". Санкт-Петербург, Россия, 2011.
- Acoustics 2012", Nantes, France, 2012.
- XV International Conference for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in Information and Telecommunication Systems". St. Petersburg, Russia, 2012.
- "2012 IEEE International Ultrasonics Symposium", Dresden, Germany, 2012.
- XIV Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн» («Волны-2013») Московская область, Красновиново, Россия, 2013.
- VIII Международная конференция «Фундаментальные проблемы оптики – 2014», Санкт-Петербург, Россия, 2014.
- 12<sup>th</sup> School on Acousto-optics and Applications, Druskininkai, Lithuania, 2014
- XV Всероссийская школа-семинар «Физика и применение микроволн» имени А.П. Сухорукова («Волны-2015»), Московская область, Красновиново, Россия, 2015.
- International Congress on Ultrasonics 2015, Metz, France, 2015.
- "2016 IEEE International Ultrasonics Symposium", Tours, France, 2016
- XVI Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах» имени А.П. Сухорукова («Волны-2016»), Московская область, Красновиново, Россия, 2016.
- 9-ая Международная конференция «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации», Суздаль, Россия, 2016
- 5th International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology "PHOTOPTICS 2017", 2017, Porto, Portugal, 2017.
- 13<sup>th</sup> School on Acousto-Optics and Applications, Moscow, Russia, 2017.
- XVII Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах» имени А.П. Сухорукова («Волны-2017»), Московская область, Красновиново, Россия, 2017.
- II Всероссийская Акустическая конференция, Нижний Новгород, Россия, 2017

- “Acoustics’17 Boston”, Boston, USA, 2017.
- International Congress on Ultrasonics 2017, Honolulu, USA, 2017.
- 10-ая Международная конференция «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации», Суздаль, Россия, 2017.
- XVIII Всероссийская школа-семинар «Волновые явления в неоднородных средах» имени А.П. Сухорукова («Волны-2018»), Московская область, Красновиново, Россия, 2018.
- 11-ая Международная конференция «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации», Суздаль, Россия, 2018.
- XXI International Conference for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in Information and Telecommunication Systems". St. Petersburg, Russia, 2018.
- 4<sup>th</sup> International conference on frontiers of Signal Processing, Пуатье, Франция, 2018.
- 7th International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology "PHOTOPTICS 2019", Prague, Czech Republic, 2019.
- Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2019», Секция Физика, Москва, Россия, 2019.
- XXII International Conference for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in Information and Telecommunication Systems". St. Petersburg, Russia, 2019.
- 14<sup>th</sup> School on Acousto-Optics and Applications, Torun, Poland, 2019.
- International Congress on Ultrasonics 2019, Brugge, Belgium, 2019.
- SPIE Photonics Europe Digital Forum 2020, Strasbourg, France, 2020.
- XXIII International Conference for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in Information and Telecommunication Systems". St. Petersburg, Russia, 2020.

Также полученные результаты неоднократно обсуждены на научных семинарах кафедры физики колебаний физического факультета МГУ.

Работа выполнена при поддержке грантов Российского научного фонда (РНФ) № 14-12-00380, №14-22-00042, №18-72-00036, №19-12-00072 и грантами Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) 12-07-00633-а, 16-32-00145, 17-07-00369-а.

## **Публикации**

Основные результаты диссертации изложены в 110 печатных работах, в том числе в 52 статьях в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова, 2 патентах и 56 публикаций в сборниках трудов и тезисов конференций. Список авторских публикаций представлен в конце диссертации

перед списком литературы [A1-A110].

### **Личный вклад автора**

Личный вклад автора в работу является определяющим. Все результаты, вошедшие в диссертационную работу, получены либо лично автором, либо совместно с соавторами работ, опубликованных по теме диссертации.

### **Структура и объем диссертационной работы**

Диссертационная работа состоит из введения, семи глав текста, заключения и списка литературы. Объем работы составляет 366 страниц, 160 рисунков и 11 таблиц, список цитируемой литературы включает 429 работ.

### **Содержание диссертации**

Диссертация состоит из введения, семи глав и заключения.

Во введении обоснована актуальность темы исследований, изложены цели диссертационной работы, приведено краткое содержание работы, отмечена научная новизна и практическая значимость проведенных исследований, сформулированы основные положения, выносимые на защиту, приведены сведения об апробации результатов работы.

Первая глава диссертации целиком носит обзорный характер. Она содержит необходимые для последующего изложения сведения из теории АО взаимодействия в изотропных и анизотропных средах. Глава включает раздел об АО взаимодействии волновых пучков, имеющих сложную пространственно-временную структуру, и ее влиянии на спектр дифрагированного света. Кроме того, в ней рассказывается об известных на сегодняшний день методах управления характеристиками АО устройств.

Во второй главе диссертации проведено исследование распространения акустических пучков с ограниченной линейной апертурой в кристаллических средах. Рассмотрены случаи акустически изотропных и анизотропных кристаллических материалов. В первой части главы приведено оригинальное решение задачи о распространении акустических пучков в анизотропной среде, полученное на основе спектрального метода и позволяющее рассчитывать структуру акустических пучков для любого направления их распространения и на любом расстоянии от излучателя ультразвука. Во второй части главы проводится моделирование акустических пучков в случае, когда среду можно считать акустически изотропной. Исследованы особенности структуры акустических пучков, возбуждаемых пьезопреобразователями различной геометрической формы. В третьей части главы моделирование трехмерных акустических полей проводится для сред с сильной акустической анизотропией. На конкретных примерах рассмотрены эффекты фокусировки, дефокусировки и

коллимации ультразвуковых пучков в анизотропной среде. Введено понятие лучевых спектров акустических пучков и коэффициентов анизотропии исследуемого материала. В четвертой части главы, с помощью методологии, введенной в третьей ее части, полностью исследованы акустические свойства кристалла KRS-5, перспективного для создания АО устройств в среднем инфракрасном диапазоне. Определены направления полной коллимации акустических пучков в данном кристалле. В пятой части главы предложена модель, позволяющая учесть влияние отражения акустического пучка от одной из граней АО ячеек на его структуру. Такое отражение часто используется для формирования рабочего акустического поля в коллинеарных и квазиколлинеарных АО ячейках. Моделирование отражения проведено как для акустически изотропных, так и для анизотропных кристаллических сред.

Третья глава диссертации посвящена исследованию влияния различных типов анизотропии среды взаимодействия на характеристики АО дифракции. В первой части главы изучено влияние оптической анизотропии на передаточные характеристики и функции пропускания АО ячейки. Во второй части главы изучено влияние анизотропии акустооптического эффекта. В обеих частях особое внимание уделено коллинеарной геометрии АО взаимодействия. Представлены результаты расчета двумерной структуры передаточной функции АО ячейки в одноосных кристаллах молибдата кальция и парателлуриата. Рассмотрена трансформация передаточных функций при изменении условий коллинеарного АО взаимодействия. Произведен расчет аппаратных функций коллинеарных АО фильтров и исследована их зависимость от структуры подающего оптического излучения. В третьей части главы исследовано влияние акустической анизотропии среды взаимодействия на характеристики АО дифракции. Подробно исследовано воздействие амплитудной неоднородности акустического пучка (на примере квазиколлинеарной геометрии АО взаимодействия), и фазовой (на примере квазиортогональной геометрии). Для квазиколлинеарных АО ячеек, использующих отражение акустического пучка, проведена процедура оптимизации размеров пьезопреобразователя с целью улучшения энергетической эффективности данного типа АО устройств. Показано, что в данной процедуре важную роль играет влияние акустической анизотропии на структуру акустического пучка и затухание ультразвуковых волн в АО материале.

Четвёртая глава диссертационной работы представляет результаты исследования воздействия температуры на спектральные характеристики АО дифракции. В первой части главы на примере кристалла парателлуриата изучено влияние температуры на физические свойства среды АО взаимодействия. Показано, что основное воздействие температура оказывает на скорость распространения акустических волн, при этом величина этого воздействия зависит от типа акустической моды и выбранного направления в кристалле. Через

изменение скорости акустической волны температура влияет на условие брэгговского синхронизма АО взаимодействия, что приводит к сдвигу центральной длины волны функции пропускания АО ячейки с температурой. Теоретические и экспериментальные исследования показали, что величина сдвига зависит от выбранного угла среза АО ячейки и от длины волны светового излучения. Предложен новый, более простой, способ температурных калибровок АО фильтров. Во второй части главы представлена теория, позволяющая описать влияние неоднородного распределения температуры АО ячейки на ее функции пропускания. Показано, что наличие температурных градиентов внутри АО ячейки приводит не только к сдвигу, но и к искажению функции пропускания. Проведено сопоставление результатов математического моделирования вида аппаратных функций квазиколлинеарных АО ячеек с экспериментальными данными, которое показало, что разработанная математическая модель обладает высокой точностью и предсказательной способностью. В третьей части главы представлены результаты подробного изучения затухания медленной акустической моды в косых срезах плоскости  $(1\bar{1}0)$  кристалла парателлурита акустооптическим методом. Было обнаружено, что характеристики затухания сильно зависят от частоты ультразвука, а коэффициент затухания может быть введен только для частот ультразвука выше 180 МГц, поскольку только для таких частот форма полученных зависимостей мощности акустической волны от расстояния до пьезопреобразователя АО ячейки близка к экспоненциальной. Показано, что для высоких частот ультразвука коэффициент затухания растет с частотой линейно. Подтверждено утверждение, что в плоскости  $(1\bar{1}0)$  парателлурита затухание медленной акустической волны увеличивается с уменьшением угла среза кристалла.

Пятая глава диссертационной работы посвящена изучению влияния оптоэлектронной цепи обратной связи на характеристики АО взаимодействия. Рассмотрение проведено на примере коллинеарной геометрии АО дифракции. В первой части главы описаны поляризационные эффекты при коллинеарном АО взаимодействии. Показано, что в общем случае выбора поляризации падающего светового излучения для коллинеарного взаимодействия дифрагированное световое излучение состоит из нескольких компонент с различающимися частотами. Их биения приводят к модуляции интенсивности выходящего излучения. Исследовано влияние параметров АО взаимодействия и взаимной ориентации поляризатора и анализатора на величину этих компонент. Наличие модуляции выходного излучения на частоте ультразвука, возбуждаемого в АО ячейке, позволяет создать цепь обратной связи, соединяющую оптический выход АО ячейки и ее пьезопреобразователь. В второй части пятой главы изучается влияние такой цепи обратной связи на характеристики АО дифракции. Создана математическая модель, описывающая поведение системы. Показано, что существуют несколько режимов работы системы – регенеративный, под порогом возбуждения,

и режим генерации, когда в системе возбуждаются собственные колебания. В режиме регенерации изменение параметров обратной связи позволяет управлять спектральными характеристиками АО дифракции и существенно улучшить спектральное разрешение и контраст коллинеарного АО фильтра, подавить боковые максимумы аппаратной функции. Результаты экспериментальных исследований показали, что введение обратной связи позволяет сузить полосу пропускания более чем в 70 раз и фактически полностью подавить боковые максимумы аппаратной функции. Изучены зависимости порога генерации от параметров исследуемой АО системы

Шестая глава диссертационной работы продолжает исследование АО системы с цепью обратной связи. В ней теоретически и экспериментально изучается явление захватывания частоты собственных колебаний, обнаруженное в системе при подключении к ней внешнего генератора. В первой части главы изложена теоретическая модель эффекта. Во второй части представлены результаты экспериментов по изучению характеристик захватывания. Показано, что в случае малых амплитуд внешнего сигнала обнаруженный эффект соответствует его аналогам в классических радиопизических системах, в то время как при больших амплитудах сигнала внешнего генератора проявляются особенности, вызванные спецификой АО взаимодействия. В частности, наличие боковых максимумов у аппаратной функции АО устройств приводит к тому, что появляются несколько полос захватывания частоты. Их число определяется параметрами системы и может достигать девяти. При проведении экспериментального исследования было обнаружено три полосы захватывания. В третьей части главы описываются возможности управления спектром оптического излучения при помощи эффекта захватывания. Экспериментально изучена полоса пропускания исследуемой системы в режиме генерации. Показано, что перестройка частоты внешнего генератора, при функционировании системы в режиме захватывания, позволяет управлять спектром оптического излучения на ее выходе. Предложен новый тип АО устройства – АО оптический демультиплексор, работающий за счет эффекта захватывания. Переключение оптических спектральных каналов в таком устройстве реализуется за счет подавления всех частот собственных колебаний в цепи обратной связи, соответствующих длинам волн входного оптического излучения, за исключением тех, что захвачены сигналом внешнего генератора. Исследовано быстроедействие такого устройства, определен минимальный интервал между компонентами оптического спектра, установлено что подавление соседних спектральных компонент превышает -40дБ. В четвертой части шестой главы на основе спектрального подхода описано влияние особенностей АО взаимодействия на характеристики оптического гетеродинамирования. Рассмотрено два варианта схемы оптического гетеродинамирования. В первой схеме только опорный пучок проходит через АО ячейку, а во второй оба пучка

(сигнальный и опорный) проходят через ячейку и испытывают в ней дифракцию. Проанализированы достоинства и недостатки каждой схемы. Показано, что модуляцию интенсивности выходного излучения с частотой ультразвука, возбужденного в АО ячейке можно реализовать и для квазиортогональной геометрии АО взаимодействия, и, следовательно, можно обобщить результаты, полученные в пятой и шестой главах диссертационной работы для случая коллинеарного АО взаимодействия на другие геометрии АО дифракции.

Седьмая глава диссертации посвящена изучению особенностей, возникающих при применении АО фильтров для генерации оптических гребенок. В первой части главы изучена возможность использования для таких целей коллинеарной геометрии АО взаимодействия. Предложены две схемы генерации – только с оптической обратной связью, и с оптической и оптоэлектронной цепями обратной связи. Для обоих вариантов разработаны теоретические модели, позволяющие рассчитать характеристики генерируемых гребенок. Показано, что в обоих системах можно получить три типа гребенок, при этом переключение между типами реализуется переориентацией плоскостей поляризации поляризаторов, между которыми располагается АО ячейка. В системе с оптической обратной связью спектральный интервал между компонентами гребенки определяется частотой сигнала генератора, подаваемой на преобразователь АО ячейки, а амплитуда компонент зависит от аппаратной функции АО ячейки. Система с двумя обратными связями функционирует в режиме генерации, что исключает влияние аппаратной функции на гребенку. При этом спектральный интервал между компонентами будет увеличиваться с номером компоненты практически линейно (чирпированная гребенка), а ширина гребенки будет зависеть не от оптических характеристик АО ячейки, а от электрических параметров системы в целом, что открывает возможность генерации оптических гребенок большой спектральной ширины. Во второй части главы исследуются особенности генерации оптических гребенок при использовании широкоугольных АО фильтров на основе кристалла парателлурита. Изучена возможность применения высокочастотной и низкочастотной широкоугольных геометрий. Показано, что при использовании только оптической цепи обратной связи, наибольшее количество спектральных линий в гребенке достигается в низкочастотной геометрии для малых углов среза кристалла. Высокочастотная геометрия АО взаимодействия дает возможность получить чрезвычайно узкую полосу пропускания АО ячейки, которая хорошо подходит для схемы генерации гребенок с использованием двух цепей обратной связи. В этом случае также следует выбирать малые углы среза кристалла.

В заключении сформулированы наиболее важные из полученных в диссертационной работе результатов.

# Глава 1. Акустооптический эффект. Основные закономерности

## 1.1. Акустооптическое взаимодействие плоских волн

Явление АО взаимодействия основано на фотоупругом эффекте – изменении диэлектрической проницаемости среды, и, соответственно, ее показателей преломления под действием механических напряжений [178]. Вследствие этого эффекта акустической волне, распространяющейся в оптически прозрачной среде, сопутствует волна изменения показателей преломления. При этом среда остается по-прежнему оптически прозрачной. Для светового излучения волна изменения показателей преломления является фазовой дифракционной решеткой, перемещающейся со скоростью ультразвука  $V$ . Проходя сквозь нее, свет дифрагирует на периодических неоднородностях показателя преломления и формирует характерную дифракционную картину, состоящую из нескольких дифракционных максимумов [1-11].

В классическом подходе АО взаимодействие рассматривается как задача дифракции плоской световой волны на плоской акустической волне и имеет два предельных случая. Первый из них называется дифракцией Рамана-Ната, и реализуется при сравнительно низких частотах ультразвука  $f$  и малой длине АО взаимодействия  $l$ . Данный режим характеризуется наличием большого количества дифракционных максимумов (рис. 1.1а), зависимость интенсивности которых от мощности ультразвуковых колебаний определяется функциями Бесселя. Этот тип АО взаимодействия возможен для любых углов падения света на акустический пучок (отсутствие угловой селективности), а распределение интенсивности светового излучения в дифракционных максимумах симметрично относительно нулевого порядка дифракции.

Второй предельный режим АО взаимодействия называется дифракцией Брэгга и имеет место при высоких частотах ультразвука и большой длине взаимодействия. К отличительным особенностям данного случая АО дифракции следует отнести наличие, как правило, только двух дифракционных максимумов – нулевого и первого порядков дифракции, и то, что явление АО взаимодействия брэгговского типа наблюдается только при углах падения света на акустический пучок, близких к так называемому углу Брэгга  $\vartheta_B$  (рис. 1.1б) – углу между волновым фронтом акустической волны и волновым вектором падающего оптического луча. В оптически изотропной среде угол Брэгга определяется соотношением [4]:

$$\sin \vartheta_B = \frac{\lambda}{2n\Lambda} = \frac{\lambda f}{2nV}, \quad (1.1)$$

где  $\lambda$  – длина волны света в вакууме,  $n$  – показатель преломления среды,  $\Lambda$  – длина

акустической волны.

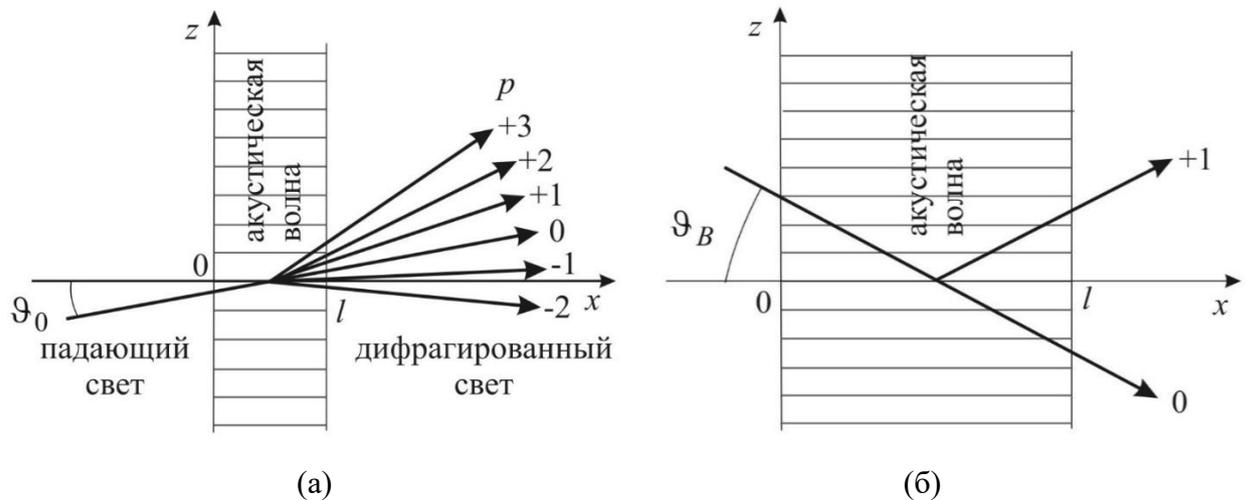


Рис. 1.1. Дифракция Рамана-Ната (а) и Брэгга (б)

Провести строгую границу между двумя предельными случаями АО взаимодействия невозможно по той причине, что количество дифракционных максимумов зависит от многих параметров АО взаимодействия, в частности увеличивается с ростом акустической мощности [6,179,180]. Для определения того или иного режима дифракции вводится волновой параметр, иногда также называемый параметром Кляйна-Кука [27] (похожий параметр был задолго для Кляйна и Кука предложен Рытовым [17]):

$$Q = \frac{2\pi\lambda l}{n\Lambda^2}. \quad (1.2)$$

Используя данный параметр, можно утверждать, что АО дифракция в режиме Рамана-Ната реализуется при  $Q \ll 1$ , а режим Брэгга имеет место, если  $Q \gg 1$ . Следует отметить, что в реальных АО экспериментах обычно  $Q \approx 1$  [179,180], что соответствует так называемому промежуточному режиму АО взаимодействия.

Рассмотрим сначала решение задачи АО дифракции в оптически изотропной среде. Возбуждение плоской акустической волны в любой прозрачной среде приводит к возникновению периодической во времени и пространстве модуляции показателя преломления. Зависимость показателя преломления от радиус-вектора  $\vec{r}$  и времени  $t$  под действием гармонической акустической волны можно записать в виде:

$$n(\vec{r}, t) = n + \Delta n \sin(\Omega t - \vec{K}\vec{r} + \Phi), \quad (1.3)$$

где  $n$  - показатель преломления невозмущенной среды,  $\Delta n$  - амплитуда изменения показателя преломления под действием акустической волны с частотой  $\Omega$ , волновым вектором  $\vec{K}$  и начальной фазой  $\Phi$ . В случае однородной плоской акустической волны величины  $\Delta n$  и  $\Phi$  являются константами. Однако в реальности акустическая волна, скорее всего, будет

неоднородной из-за наличия дифракционной расходимости акустического пучка в силу конечности размеров возбудителя ультразвука и вследствие акустической анизотропии среды, в которой она распространяется.

Пусть среда, в которой реализуется АО взаимодействие, бесконечна вдоль оси  $y$ . Тогда дифракционную задачу можно рассматривать как двумерную. Будем считать, что область распространения ультразвуковой волны располагается между плоскостями  $x = 0$  и  $x = l$ . Значение  $l$  определяется размером пьезопреобразователя, являющегося возбудителем ультразвуковых колебаний.

Если на плоскость  $x = 0$  под некоторым углом  $\vartheta_0$  падает плоская световая волна с амплитудой  $E_i$  (рис. 1.1a), то в среде для вектора напряженности электромагнитного поля  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  справедливо волновое уравнение [181-183]:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varepsilon \vec{E}}{\partial t^2} \quad (1.4)$$

где  $c$  - скорость света в вакууме, а  $\varepsilon$  - диэлектрическая проницаемость среды. Изменение показателя преломления, вызванное присутствием акустической волны, мало, поэтому диэлектрическую проницаемость среды можно представить как:

$$\varepsilon(\vec{r}, t) = n^2 + 2n\Delta n \sin(\Omega t - \vec{K}\vec{r} + \Phi) \quad (1.5)$$

Решение волнового уравнения (1.4) следует искать в виде суммы плоских волн, каждая из которых характеризуется циклической частотой  $\omega_p$ , волновым вектором  $\vec{k}_p$ , относительной комплексной амплитудой  $C_p$  и ортом поляризации  $\vec{e}_p$ . Таким образом, напряженность поля будет описываться выражением:

$$\vec{E} = E_i \sum_p \vec{e}_p C_p(\vec{r}) \exp[j(\omega_p t - \vec{k}_p \vec{r})], \quad (1.6)$$

где

$$\omega_p = \omega_0 + p\Omega. \quad (1.7)$$

Здесь  $\omega_0$  - частота падающей световой волны, а  $p$  - целое положительное или отрицательное число, определяющее номер дифракционного порядка. В общем случае  $p$  меняется от  $-\infty$  до  $+\infty$ . Из выражений (1.6)-(1.7) следует, что каждая плосковолновая компонента оптического пучка, образующая дифракционный максимум  $p$ -ого порядка, обладает сдвигом частоты, вызванным эффектом Доплера.

Подставив выражения (1.5) и (1.6) в уравнение (1.4), получим систему из бесконечного числа уравнений [4,158]:

$$\frac{dC_p}{dx} = \frac{q}{2} [C_{p+1} \exp\{j(\eta_p x - \Phi)\} - C_{p-1} \exp\{-j(\eta_{p-1} x - \Phi)\}], \quad (1.8)$$

где величина  $\eta_p$

$$\eta_p = k_{px} - k_{p+1,x} = k_p \cos \vartheta_p - k_{p+1} \cos \vartheta_{p+1}, \quad (1.9)$$

носит название АО расстройки. В выражении (1.9)  $\vartheta_p$  – углы дифракции, задающие направления дифрагированных волн. Расстройка определяет степень нарушения условия фазового синхронизма для взаимодействующих волн. Величина

$$q \approx \frac{2\pi\Delta n}{\lambda \cos \vartheta_0} = \frac{\pi}{\lambda \cos \vartheta_0} \sqrt{\frac{MP_a}{lb}} \quad (1.10)$$

называется коэффициентом АО связи. Здесь  $b$  – ширина акустического пучка по оси  $y$ ,  $P_a$  – акустическая мощность, а параметр:

$$M = \frac{p_{eff}^2 n^6}{\rho V^3} \quad (1.11)$$

характеризующий АО свойства используемого материала, называется АО качеством [6]. В формуле (1.11)  $p_{eff}$  – эффективный фотоупругий коэффициент,  $\rho$  – плотность материала. Чем больше коэффициент АО качества, тем меньшая акустическая мощность необходима для достижения требуемой эффективности дифракции.

Система уравнений (1.8) имеет аналитические решения в двух предельных случаях – малой и большой длины области взаимодействия света и звука. Первый имеет место, если справедливо неравенство  $Q \ll 1$  (режим Рамана-Ната). Длина взаимодействия мала, поэтому для любого  $p$  выполняется неравенство  $|\eta_p l| \ll 1$  и система (1.8) принимает вид:

$$\frac{dC_p}{dx} = \frac{q}{2} \{C_{p+1} \exp(-j\Phi) - C_{p-1} \exp(j\Phi)\} \quad (1.12)$$

Решение системы (1.12) выражается через функции Бесселя  $J_p$ :

$$C_p(x) = (-1)^p J_p(qx) \exp(jp\Phi). \quad (1.13)$$

Если справедливо неравенство  $Q \gg 1$ , то реализуется брэгговский режим АО взаимодействия. При наличии только двух дифракционных порядков – нулевого и +1-го – система уравнений (1.8) приобретает вид:

$$\begin{cases} \frac{dC_0}{dx} = \frac{q}{2} C_1 \exp[j(\eta_0 x - \Phi)] \\ \frac{dC_1}{dx} = -\frac{q}{2} C_0 \exp[-j(\eta_0 x - \Phi)] \end{cases} \quad (1.14)$$

Задав в плоскости  $x = 0$  граничные условия в виде  $C_0(0) = 1$  и  $C_1(0) = 0$ , получим общее решение системы уравнений (1.14):

$$C_0(x) = \left[ \cos\left(\frac{\sqrt{\eta_0^2 + q^2}}{2}x\right) - j\frac{\eta_0 x}{2} \operatorname{sinc}\left(\frac{\sqrt{\eta_0^2 + q^2}}{2\pi}x\right) \right] \exp\left(\frac{j\eta_0 x}{2}\right), \quad (1.15)$$

$$C_1(x) = -\frac{qx}{2} \operatorname{sinc}\left(\frac{\sqrt{\eta_0^2 + q^2}}{2\pi}x\right) \exp\left[-j\left(\frac{\eta_0 x}{2} - \Phi\right)\right]. \quad (1.16)$$

Эти уравнения позволяют определить интенсивность оптических волн в нулевом и первом порядках дифракции на выходе из области взаимодействия  $x = l$ :

$$I_0(l) = I_i \left[ \cos^2\left(\frac{\sqrt{\eta_0^2 + q^2}}{2}l\right) + \frac{\eta_0^2 l^2}{4} \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\sqrt{\eta_0^2 + q^2}}{2\pi}l\right) \right], \quad (1.17)$$

$$I_1(l) = I_i \frac{q^2 l^2}{4} \operatorname{sinc}^2\left(\frac{\sqrt{\eta_0^2 + q^2}}{2\pi}l\right), \quad (1.18)$$

где  $I_i = E_i^2$  - интенсивность света на входе. Для численных расчетов удобно ввести безразмерные параметры:

$$R_0 = \eta_0 l, \quad \text{и} \quad \Gamma = ql. \quad (1.19)$$

Тогда формулы (1.17)-(1.18) примут вид:

$$I_0(l) = I_i \left( \cos^2 \frac{\sqrt{\Gamma^2 + R_0^2}}{2} + \frac{R_0^2}{4} \operatorname{sinc}^2 \frac{\sqrt{\Gamma^2 + R_0^2}}{2\pi} \right), \quad (1.20)$$

$$I_1(l) = I_i \frac{\Gamma^2}{4} \operatorname{sinc}^2 \frac{\sqrt{\Gamma^2 + R_0^2}}{2\pi}, \quad (1.21)$$

Параметр  $\Gamma$ , определяющий глубину фазовой модуляции в фазовой решетке, созданной акустической волной, носит название параметра Рамана-Ната. Формулы (1.20)-(1.21) показывают, что интенсивность дифрагированного света зависит от мощности ультразвука и того, насколько хорошо выполняется условие фазового синхронизма.

Наиболее простым и чрезвычайно важным для расчета АО устройств является решение, получающееся в приближении слабого АО взаимодействия (малой эффективности дифракции), т.е. когда  $\Gamma \ll \pi, I_1 \ll I_i$ . Для его определения надо в (1.8) положить  $C_0 = 1$  и  $C_p = 0$  для всех  $p \neq 1$ . Единственное оставшееся уравнение имеет решение:

$$C_1(x) = -\frac{qx}{2} \operatorname{sinc} \frac{\eta_0 x}{2\pi} \exp\left[-j\left(\frac{\eta_0 x}{2} - \Phi\right)\right], \quad (1.22)$$

которое справедливо во всех режимах дифракции. В частности, оно вытекает из (1.13) и (1.16) при  $qx \ll \pi$ .

Соотношение (1.18) или (1.21) в безразмерном виде, имеет очень важное значение для

описания работы АО устройств, поскольку характеризует интенсивность дифрагированного излучения в зависимости от параметров АО взаимодействия (мощности акустической волны, определяемой параметром Рамана-Ната  $\Gamma$  и степени выполнения условия АО синхронизма, зависящей от величины расстройки  $\eta$  или безразмерной расстройки  $R_0$ ).

Из этих выражений можно получить уравнения, описывающие амплитудные и расстроечные характеристики брэгговской дифракции, результаты расчетов которых приведены на рис. 1.2, где  $\zeta = I_1/I_i$  – эффективность АО дифракции.

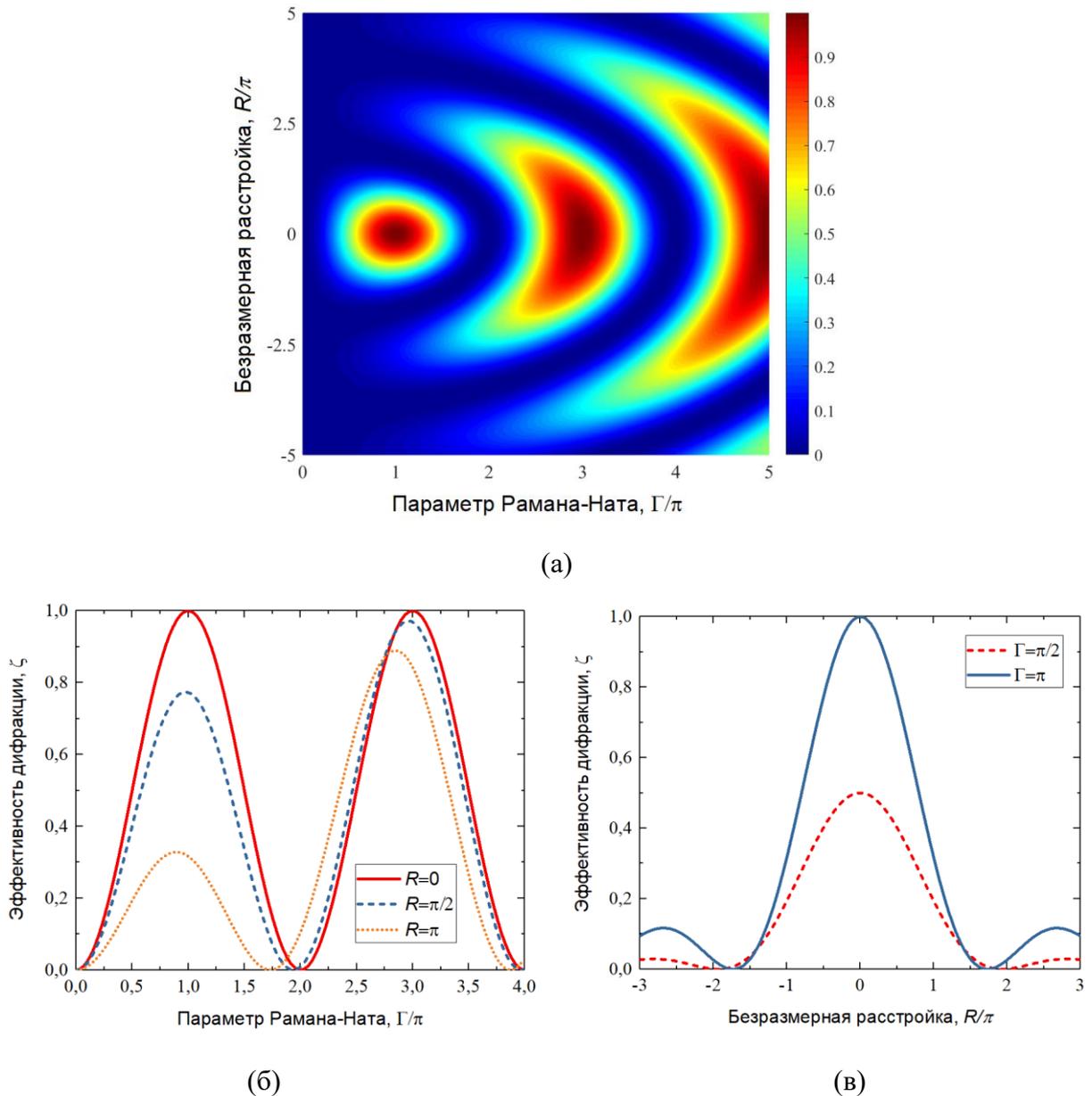


Рис. 1.2. Общий вид зависимости эффективности АО дифракции от параметров взаимодействия (а); амплитудные (б) и расстроечные (в) характеристики.

На рис. 1.2а приведен общий вид зависимости  $\zeta(\Gamma, R)$ , здесь цветом отображается эффективность АО дифракции, а по осям отложены расстройка и параметр Рамана-Ната, нормированные на  $\pi$ . Сечениями картины, представленной на рис. 1.2а, являются амплитудные

зависимости АО дифракции, показывающие то, каким образом интенсивность дифрагированной световой волны зависит от параметра  $\Gamma$  (рис. 1.2б), и расстроечные (рис. 1.2в), определяющие угловой ( $\Delta\vartheta$ ) и частотный ( $\Delta f$ ) диапазоны АО взаимодействия.

В случае  $R_0 = 0$  выражение (1.21) преобразуется виду:

$$I_1(l) = I_i \sin^2 \left( \frac{\Gamma}{2} \right) \quad (1.23)$$

Это выражение является классическим в рамках плосковолнового подхода к решению задачи АО взаимодействия, и говорит о том, что интенсивность дифрагированного светового излучения, при условии выполнения условия АО синхронизма, зависит от мощности акустической волны периодически. Максимальная величина  $I_1$  достигается при  $\Gamma = \pi$ . Тогда весь свет оказывается в первом порядке дифракции. Дальнейшее увеличение  $\Gamma$  сопровождается обратной перекачкой излучения в нулевой порядок. При  $\Gamma > 2\pi$  процесс повторяется.

Как следует из соотношения (1.21), расстроечные характеристики АО взаимодействия, которые также называются функциями пропускания АО устройств или аппаратными функциями, в плосковолновом приближении определяются функцией  $\text{sinc}^2$ . Если границы углового и частотного диапазонов АО дифракции задать, как это принято, по спаду интенсивности до уровня 0.5, то можно получить следующие оценки:

$$\Delta\vartheta \approx 0.9 \frac{V}{lf}, \quad \Delta f \approx 0.9 \frac{nV^2}{\lambda lf_0} \quad (1.24)$$

где  $f_0$  – частота фазового синхронизма. Однако эти формулы справедливы только в случае изотропной дифракции, когда  $n_i = n_d$ . При анизотропной дифракции следует учитывать зависимости  $n_i(\vartheta_B)$  и  $n_d(\vartheta_1)$ , что приводит к сложному виду кривых  $\vartheta_B(f)$ . Поэтому расчет значений  $\Delta\vartheta$  и  $\Delta f$  оказывается возможным только численно для каждой конкретной геометрии АО взаимодействия.

Стоит отметить, что полученные зависимости и результаты расчетов, приведенные на рис. 1.2, справедливы только в плосковолновом приближении, в то время как в АО устройствах данное модельное приближение выполняется приблизительно. Так, известно, что в реальных АО устройствах невозможно добиться 100% перекачки светового излучения в дифракционный максимум.

## 1.2. Особенности анизотропной дифракции

Акустооптическое взаимодействие возможно не только в оптически изотропных, но и в оптически анизотропных средах. Отличительной особенностью АО взаимодействия в анизотропной среде является появление дифрагированных световых волн с различными

поляризациями. Однако в анизотропной среде возможна и изотропная дифракция, когда поляризация светового излучения не меняется в процессе АО взаимодействия. Если акустическая волна меняет только величину показателей преломления, но не производит поворота главных осей оптической индикатрисы, то наблюдается изотропная дифракция. Если же главные оси поворачиваются под действием упругих деформаций, то имеет место анизотропная дифракция [4].

Волновое уравнение для немагнитного диэлектрического кристалла имеет вид:

$$(\nabla^2 + \text{grad div}) \vec{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varepsilon E}{\partial t^2}. \quad (1.25)$$

По аналогии с (1.6) решение этого уравнения будем искать в виде:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_i \sum_{\alpha=\pm 1} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \vec{e}_{p\alpha} C_{p\alpha}(x) \exp[j(\omega_p t - \vec{k}_{p\alpha} \vec{r})], \quad (1.26)$$

где  $\vec{e}_{p\alpha}$  - единичные векторы поляризации дифрагированных волн. В каждом порядке дифракции  $p$  в анизотропной среде в общем случае присутствует две волны, с разными поляризациями и направлениями распространения. Этим волнам ставятся в соответствие индексы  $\alpha = \pm 1$ .

Анизотропия акустических свойств среды взаимодействия, в случае ее наличия, выражается в зависимости фазовой скорости акустических волн  $V$  от направления в кристалле и наличии угла  $\psi$  между вектором фазовой скорости акустической волны  $\vec{V}$  и вектором Умова-Пойнтинга  $\vec{S}$ , определяющим направление переноса энергии акустических колебаний. Угол  $\psi$  называется углом акустического сноса. Оптическая анизотропия среды также дает различие в направлениях волнового вектора и вектора Умова-Пойнтинга. Обозначим соответствующие углы через  $\psi_{p\alpha}$  (рис. 1.3).

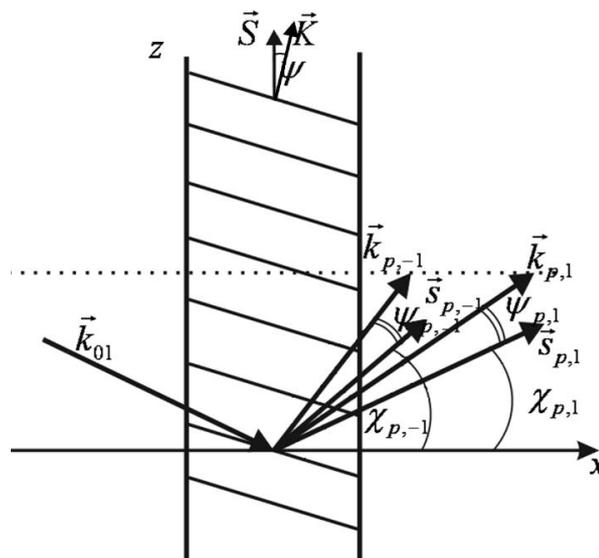


Рис. 1.3. Схема АО взаимодействия в анизотропной среде

Подстановка (1.26) в волновое уравнение (1.25) приводит к системе уравнений Рамана-Ната для анизотропной среды [34,35]:

$$\begin{aligned} \frac{dC_{p\alpha}}{dx} = & q_{p+1,\alpha} C_{p+1,\alpha} \exp[j(\eta_{p\alpha} x - \Phi)] - q_{p-1,\alpha} C_{p-1,\alpha} \exp[-j(\eta_{p-1,\alpha} x - \Phi)] + \\ & + q_{p+1,-\alpha} C_{p+1,-\alpha} \exp[j(\eta_{p,-\alpha} x - \Phi)] - q_{p-1,-\alpha} C_{p-1,-\alpha} \exp[-j(\eta_{p-1,-\alpha} x - \Phi)], \end{aligned} \quad (1.27)$$

где коэффициенты связи

$$q_{p\pm 1,\pm\alpha} = \frac{k_{p\alpha} \vec{e}_{p\alpha} \cdot \Delta \hat{\varepsilon} \cdot \vec{e}_{p\pm 1,\pm\alpha}}{2n_{p\alpha}^2 \cos \psi_{p\alpha} \cos \chi_{p\alpha}}, \quad (1.28)$$

а фазовые расстройки определяются выражениями

$$\eta_{p,\pm\alpha} = k_{p\alpha x} - k_{p+1,\pm\alpha,x} + K_x \quad (1.29)$$

В (1.28)  $\chi_{p\alpha}$  – угол между лучевым вектором светового излучения  $\vec{s}_{p\alpha}$  и осью  $x$  (рис. 1.3). Область АО взаимодействия предполагается, как и ранее, неограниченной вдоль оси  $z$ . Поэтому проекции волновых векторов  $\vec{k}_{p\alpha}$  на нее должны удовлетворять соотношению

$$k_{p\alpha z} = k_{p-1,\pm\alpha,z} + K_z, \quad (1.30)$$

следствием которого является равенство проекций волновых векторов для излучения с разными поляризациями:  $k_{p\alpha z} = k_{p,-\alpha,z}$ . Параметры  $q$  и  $\eta$ , определяемые формулами (1.28) и (1.29), являются обобщением на случай анизотропной среды аналогичных параметров, введенных ранее для АО взаимодействия в оптически изотропной среде.

Структура дифференциальных уравнений (1.27) указывает на то, что в общем случае в процессе АО взаимодействия в анизотропной среде каждый дифракционный максимум оказывается связанным не с двумя (как в изотропной среде), а с четырьмя соседними, из которых два имеют ту же поляризацию, а два других – измененную. Если АО взаимодействие осуществляется без изменения индекса поляризации  $\alpha$ , то в оптически анизотропной среде реализуется изотропная АО дифракция, а при рассеянии световой волны на фазовой дифракционной решетке с изменением индекса поляризации имеет место анизотропная дифракция.

В случае изотропной дифракции в правой части (1.27) остаются два первых слагаемых, и эта система становится тождественной системе (1.8). Если же осуществляется анизотропная АО дифракция, то под действием ультразвука, возбужденного в среде, происходит только поворот собственных осей анизотропии без заметного изменения показателей преломления. Ее эффективность определяется параметрами  $q_{p+1,\alpha}$ , пропорциональными углу поворота осей. При этом в системе (1.27) остаются два последних слагаемых, и отличие от (1.8) будет заключаться только в параметрах  $q$  и  $\eta$ , определяемых в данном случае соотношениями (1.28) и (1.29). В

общем случае, в оптически анизотропной среде, одновременно  $q_{p+1,\alpha}$  и  $q_{p+1,-\alpha}$  не равны нулю, поэтому возможно существование как изотропной, так и анизотропной дифракций, различающихся по интенсивности. Различие в интенсивностях будет обусловлено разными условиями АО взаимодействия для разных поляризаций света. Это различие легко продемонстрировать, записав фазовые расстройки  $\eta_{p\pm\alpha}$  для обеих поляризаций. При малых углах падения  $\vartheta_0$

$$\eta_{p,\alpha} \approx K\vartheta_0 + \left[ p + \frac{1}{2} \right] \frac{K^2}{k_{0\alpha}}, \quad (1.31)$$

$$\eta_{p,-\alpha} \approx K\vartheta_0 + \left[ p + \frac{1}{2} \right] \frac{K^2}{k_{0\alpha}} + \frac{k_{0-\alpha}(n_\alpha^2 - n_{-\alpha}^2)}{2n_\alpha n_{-\alpha}}. \quad (1.32)$$

Условие равенства нулю расстройки  $\eta_{0,-\alpha} = 0$  определяет угол Брэгга в анизотропной среде:

$$\vartheta_B \approx -\frac{K}{2k_0} - \frac{k_0}{n_0 K} (n_0 - n_1). \quad (1.33)$$

Используя нормированный угол Брэгга  $\Theta_B = \vartheta_B / (K/2k_0)$  выражение (1.33) можно преобразовать к виду:

$$\Theta_B = -1 - 2 \frac{\delta\varphi}{Q}, \quad (1.34)$$

где  $\delta\varphi = kl(n_0 - n_1)$ .

Формальное сходство уравнений, описывающих явление АО дифракции в оптически изотропных и анизотропных средах, позволяет во многих случаях анизотропного рассеяния использовать решения, полученные для случая изотропной дифракции, например, соотношения (1.15), (1.16) и (1.22). Однако АО взаимодействие в анизотропной среде гораздо богаче по своим проявлениям и дает больше возможностей для создания разнообразных АО устройств. К особым геометриям брэгговского взаимодействия в анизотропной среде относятся случаи, в которых именно за счет оптической анизотропии среды взаимодействия удастся реализовать такие режимы дифракции, при которых существуют три, а в некоторых вариантах и четыре дифракционных порядка [36,37].

Отличие анизотропной дифракции от изотропной, ее достоинства с точки зрения практического применения для управления световым излучением являются следствием иной зависимости угла Брэгга от частоты ультразвука. Эту особенность анизотропной дифракции иллюстрирует рис. 1.4, на котором представлены диаграмма волновых векторов (а) и соответствующая частотная зависимость угла Брэгга (б) для случая, когда плоскость АО взаимодействия перпендикулярна оптической оси одноосного положительного кристалла ( $n_e >$

$n_o$ ). Векторная диаграмма является геометрической интерпретацией условия фазового синхронизма для дифракционных переходов между нулевым и  $\pm 1$  порядками дифракции:

$$\vec{k}_{\pm 1} = \vec{k}_0 \pm \vec{K}, \quad (1.35)$$

где  $\vec{k}_{\pm 1}$ ,  $\vec{k}_0$  и  $\vec{K}$  - волновые вектора дифрагированного, падающего света и ультразвука соответственно. Знак «-» относится к стоксовому, а знак «+» - к антистоксовому рассеянию света. С квантовомеханической точки зрения формула (1.35) является следствием закона сохранения импульса при фотон-фононном взаимодействии [184].

Углы Брэгга  $\vartheta_B$  и дифракции  $\vartheta_1$  для антистоксового рассеяния определяются следующими соотношениями, получаемыми из векторной диаграммы:

$$\sin \vartheta_0 = \sin \vartheta_B = -\frac{\lambda f}{2n_0V} \left[ 1 + \frac{V^2}{\lambda^2 f^2} (n_0^2 - n_1^2) \right] \quad (1.36)$$

$$\sin \vartheta_1 = \frac{\lambda f}{2n_1V} \left[ 1 - \frac{V^2}{\lambda^2 f^2} (n_0^2 - n_1^2) \right] \quad (1.37)$$

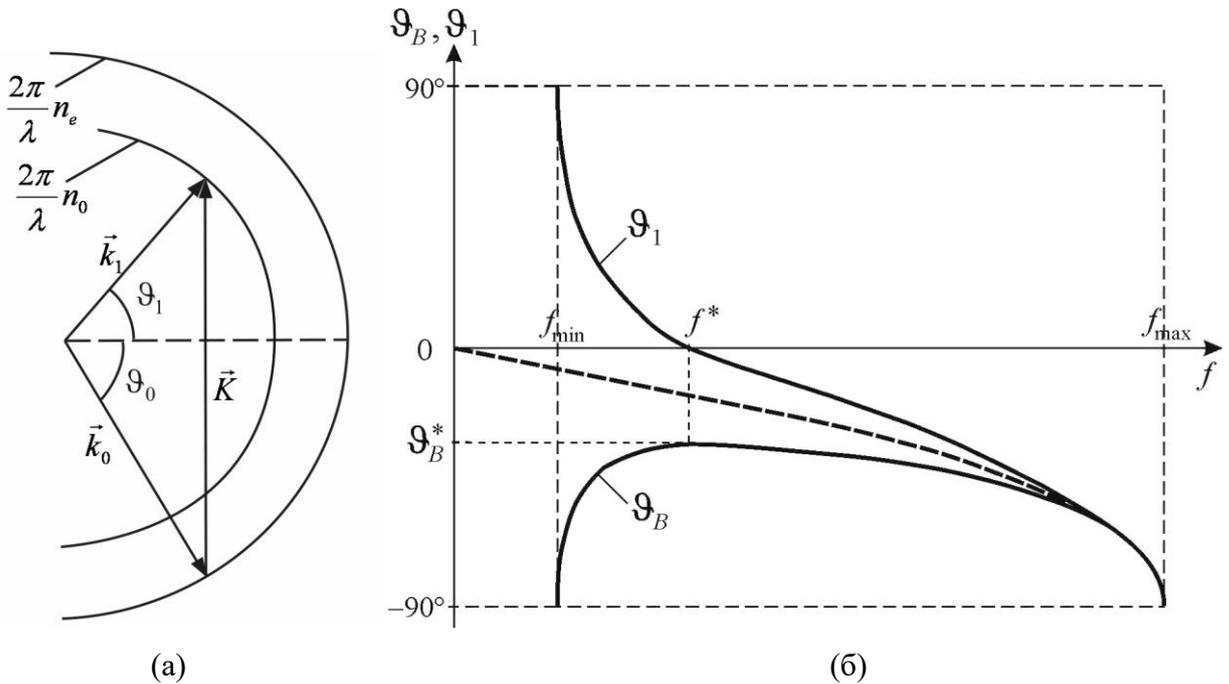


Рис. 1.4. Векторная диаграмма антистоксового рассеяния в одноосном кристалле (а) и соответствующие частотные зависимости углов Брэгга  $\vartheta_B$  и дифракции  $\vartheta_1$  (б)

Анализ частотных зависимостей  $\vartheta_B(f)$  и  $\vartheta_1(f)$ , приведенных на рис. 1.4, показывает, что существует максимальная частота ультразвука  $f_{\max}$ , при превышении которой АО взаимодействие становится невозможным. Кроме того, в случае оптически анизотропных сред может существовать и минимальная частота АО взаимодействия  $f_{\min}$ . Для сравнения

пунктирной кривой приведена частотная зависимость угла Брэгга для изотропной среды, описываемая формулой (1.1). На частотах  $f_{\max}$  и  $f_{\min}$  угол Брэгга равен  $\pm 90^\circ$ . Эти случаи соответствуют особой геометрии АО взаимодействия, называемой коллинеарной, поскольку волновые вектора падающего и дифрагированного светового излучения, а также волновой вектор звука коллинеарны [121-123]. Такая геометрия позволяет обеспечить наибольшую длину взаимодействия между светом и ультразвуком. При распространении вдоль акустической волны световой пучок проходит большее число периодов акустической волны, поэтому данный вариант АО взаимодействия позволяет реализовать оптоэлектронные устройства с малой потребляемой мощностью и наибольшей угловой, частотной и спектральной селективностью. В связи с перечисленными особенностями коллинеарная геометрия взаимодействия нашла применение в первую очередь при создании перестраиваемых АО фильтров, предназначенных для выделения из светового пучка с широким спектром отдельных спектральных составляющих [121-133].

Кроме того, было показано [35], что, аппаратные функции не являются симметричными относительно  $R_0 = 0$  в силу дисперсии показателей преломления. Конечно, для АО ячеек с узкой полосой пропускания такая асимметрия при экспериментальных измерениях не будет заметна, но в случае широкой полосы пропускания эту асимметрию можно наблюдать, а дисперсию следует учитывать в расчетах. К другим физическим эффектам, влияющим на форму амплитудных и расстройочных характеристик АО взаимодействия можно отнести конечность размеров светового и акустического пучков, действие акустической и акустооптической анизотропии среды взаимодействия, а также влияние температурных градиентов.

### 1.3. Методы управления спектральными характеристиками АО устройств

Спектральные характеристики АО устройств определяются формой их аппаратной функции (соотношение (1.21)) при расчете которой различие между случаями изотропной и анизотропной дифракции фактически сводится к выбору выражения, описывающего расстройку. Полуширина аппаратной функции зависит от длины АО взаимодействия и выбранной геометрии. Поскольку вид расстройочной характеристики определяется функцией  $\text{sinc}^2$ , то помимо основного максимума, по полуширине которого определяют величину спектрального разрешения АО устройства, у нее присутствуют и боковые максимумы, достаточно большой величины, которые, являются дополнительными, паразитными окнами пропускания. При этом эффективность дифракции при значениях АО расстройки, соответствующих первым боковым максимумам, может достигать значительной величины. Так

при 100% эффективности дифракции, величина боковых максимумов будет достигать почти 12% от величины центрального максимума (-9.4 дБ).

Величина максимумов зависит от эффективности АО взаимодействия. В приближении малой эффективности дифракции (при значениях  $\zeta < 0.3$ ) амплитуда боковых максимумов уменьшается до, примерно, 5% величины основного максимума (-13.3 дБ). Изучение зависимости величин первых боковых максимумов от параметра Рамана-Ната показало, что они растут с его увеличением по квадратичному закону, в области, где амплитуда центрального максимума увеличивается с  $\Gamma$  линейно.

Наличие боковых окон пропускания накладывает ограничения на использование перестраиваемых АО фильтров для решения задач оптической электроники. Так, при создании АО спектрометров, следует учитывать, что реальное спектральное разрешение такого устройства будет примерно в 10 раз хуже, чем спектральное разрешение, определенное по полуширине основного максимума функции пропускания используемого АО фильтра.

Пожалуй, наиболее чувствительным для акустооптики следствием наличия боковых максимумов у аппаратной функции является невозможность, на данный момент, применения АО фильтров для селекции спектральных каналов в оптоволоконных линиях связи со спектральным уплотнением каналов (WDM). Современные WDM системы можно разделить на три группы [185]. Грубые WDM (CWDM) — системы с частотным разносом каналов более 2500 ГГц, позволяющие мультиплексировать не более 18 каналов. Используемые в настоящее время CWDM работают в полосе от 1271 нм до 1611 нм, промежуток между каналами 20 нм (2500 ГГц); плотные WDM (DWDM) — системы с разносом каналов около 100 ГГц, позволяющие мультиплексировать до 40 каналов и высокоплотные WDM (HDWDM) — системы с разносом каналов 50 ГГц и менее, позволяющие мультиплексировать более 64 каналов.

Существующие стандарты WDM технологии устанавливают допустимый уровень перекрытия между соседними спектральными каналами на уровне, не выше чем -20 дБ [186]. Из расчета аппаратной функции с помощью выражения (1.21) следует, что такой уровень перекрестных помех в АО ячейке можно достичь, если полуширина основного максимума будет примерно в пять раз уже спектрального интервала между оптическими каналами. На сегодняшний день существуют АО фильтры, спектральные характеристики которых позволяют применять их в CWDM системах [91], и АО фильтры спектральное разрешение которых, оцененное по полуширине основного максимума аппаратной функции, меньше спектрального интервала между каналами в DWDM системах. Но наличие боковых максимумов у функций пропускания не позволяет обеспечить требуемый уровень перекрестных помех между соседними спектральными каналами при их использовании в DWDM системах.

Таким образом, проблема улучшения спектральных характеристик АО фильтров за счет подавления боковых максимумов функции пропускания АО фильтра является важной и актуальной для современной акустооптики, поскольку позволит расширить спектр задач, решаемых АО методами.

Еще одним недостатком АО устройств, предназначенных для спектральной фильтрации оптического излучения, можно считать то, что форма аппаратной функции и спектральное разрешение АО устройства задаются при его изготовлении и не могут быть изменены по желанию потребителя в процессе его эксплуатации. В то время как для некоторых приложений желательно, чтобы спектральное разрешение АО устройства могло изменяться в процессе измерения.

Было предложено достаточно большое количество способов управления формой аппаратной функции и подавления ее боковых максимумов. Рассмотрим некоторые из них. Стоит отметить, что некоторые методы управления зависят от выбранной геометрии АО взаимодействия (квазиколлинеарной или квазиортогональной).

### *1.3.1. Применение амплитудно- и фазово модулированных сигналов в АО фильтрах с коллинеарной и квазиколлинеарной геометрией АО взаимодействия*

За последние несколько десятилетий были исследованы различные методы управления спектральными характеристиками АО фильтров. Разработка этих методов позволила создать новые типы АО устройств, например, АО дисперсионные линии задержки (АОЛЗ), применяемые в системах генерации сверхкоротких лазерных импульсов [62-65].

Способ синтеза функции пропускания АО устройства, основанный на линейной частотной модуляции (ЛЧМ) ультразвуковых волн был впервые предложен Л.Н. Магдичем в начале 1980х годов [44,150].

Эти идеи были развиты в работе В.Э. Пожара и В.И. Пустовойта [47], в которой утверждалось, что можно реализовать сжатие световых импульсов пикосекундной длительности при дифракции такого светового импульса на линейно частотно модулированной акустической волне.

В начале 90х годов в работе [62] было показано, что таким же образом можно реализовать и сжатие оптических импульсов фемтосекундной длительности. В дальнейшем Турнуа использовал этот же метод для управления амплитудой и фазой широкополосного фемтосекундного лазерного излучения [63,64]. Также было получено точное решение задачи дифракции световой волны на ЛЧМ акустической волне при произвольной мощности ультразвука [187].

В работе [65] отмечено, что использование амплитудной и частотной модуляции акустической волны, возбуждаемой в коллинеарной или квазиколлинеарной АО ячейке, позволяет сформировать функцию пропускания произвольного вида.

Кроме частотной модуляции акустической волны, для управления пропусканием АО фильтров можно использовать и фазовую модуляцию тонального ультразвукового сигнала [188,189].

В качестве отдельной задачи из этой области В.Н. Парыгиным были исследованы характеристики коллинеарного АО взаимодействия при дифракции света на акустических цугах [190-192]. Были изучены различные форм огибающих, длительностей и сдвигов фаз цугов. Показано, что изменение параметров акустического цуга позволяет управлять формой аппаратной функции АО устройства и уменьшить ее боковые максимумы.

### ***1.3.2. Аподизация амплитуды акустического поля***

Методы управления формой аппаратной функции АО устройств, используемые в случае коллинеарной и квазиколлинеарной геометрий АО взаимодействия, можно применять и при квазиколлинеарной АО дифракции [155,156,193]. В работах [194,195] было показано, что использование ЛЧМ акустической волны позволяет достаточно эффективно управлять шириной функции пропускания, а также формировать многооконные функции пропускания с числом окон, определяемым способом разбиения интервала девиации частоты на отдельные участки и числом этих участков.

Можно утверждать, что форма аппаратной функции АО ячейки определяется фурье-образом пространственного распределения амплитуды акустического поля в области пересечения светового и акустического пучков [4,53]. Если пренебречь влиянием акустической анизотропии среды взаимодействия и считать пьезопреобразователь АО ячейки однородным, то распределение амплитуды акустической волны будет близко к прямоугольному. Фурье-образом такого распределения и, следовательно, аппаратной функцией АО фильтра является функция  $\text{sinc}^2$ .

Известно [4,5,8], что неравномерное распределение амплитуды (аподизация) и фазы акустической волны может существенно влиять на форму аппаратной функции АО устройств. Использование аподизации позволяет существенно уменьшить величину боковых максимумов функции пропускания.

Одним из наиболее действенных вариантов аподизации является разбиение преобразователя на несколько сегментов и подача на эти сегменты напряжения с различной амплитудой, но одинаковой фазой [162-164,196-198]. Целью аподизации является создание

такого распределения амплитуды в сечении ультразвукового пучка, фурье-образ которого не содержал бы боковых максимумов. Примером такого распределения является функция Гаусса, которая не имеет других максимумов кроме центрального. Были рассмотрены и другие варианты распределения амплитуды колебаний в плоскости преобразователя, например, в соответствии с функцией Хэмминга [162] или по косинусу [197].

В работах [163,164] предполагалось, что пьезопреобразователь разделен на равные сегменты и распределение амплитуды деформации по отдельным секциям симметрично относительно середины преобразователя, при этом количество секций изменялось от трех до восьми. Распределение амплитуды акустического пучка, близкое к гауссовому можно создать и при подаче на отдельные сегменты преобразователя одинакового напряжения, но тогда размеры секций должны увеличиваться от центра к краям преобразователя.

Было показано, что в случае преобразователя, разделенного на  $i$  секций длиной  $\Delta l$ , решение системы уравнений Рамана-Ната (1.14) будет иметь вид:

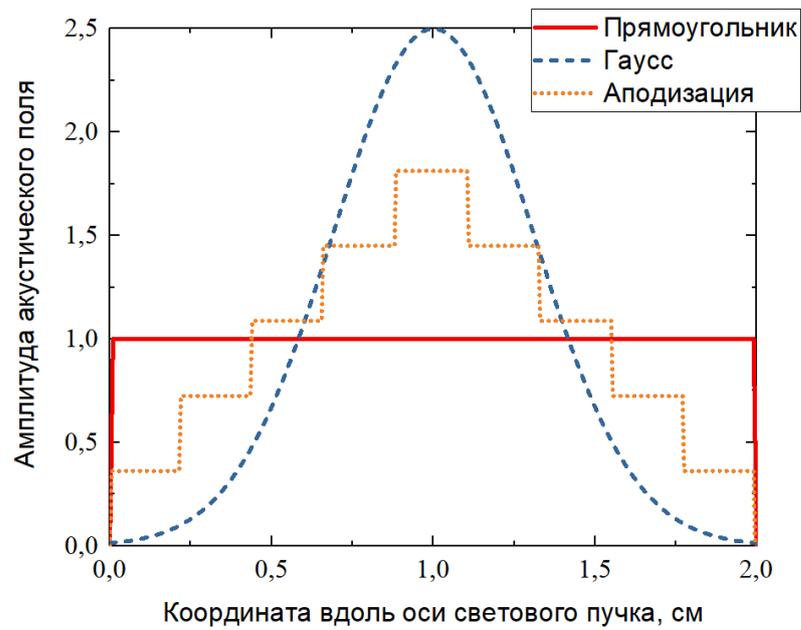
$$\begin{aligned} C_0^i &= \left[ C_0^{i-1} \cos \xi^i + (jC_0^{i-1}\eta - q^i C_1^{i-1} \exp\{-j\eta(i-1)\Delta l\}) \frac{\Delta l}{2} \operatorname{sinc} \xi^i \right] \exp\left\{\frac{-j\eta\Delta l}{2}\right\} \\ C_1^i &= \left[ C_1^{i-1} \cos \xi^i + (q^i C_0^{i-1} \exp\{j\eta(i-1)\Delta l\} - jC_1^{i-1}\eta) \frac{\Delta l}{2} \operatorname{sinc} \xi^i \right] \exp\left\{\frac{j\eta\Delta l}{2}\right\} \end{aligned} \quad (1.38)$$

В выражении (1.38)  $i$  – номер секции преобразователя,  $\xi^i = 0.5\Delta l\sqrt{(q^i)^2 + \eta^2}$ ,  $q^i$  – коэффициент связи для секции с номером  $i$ .

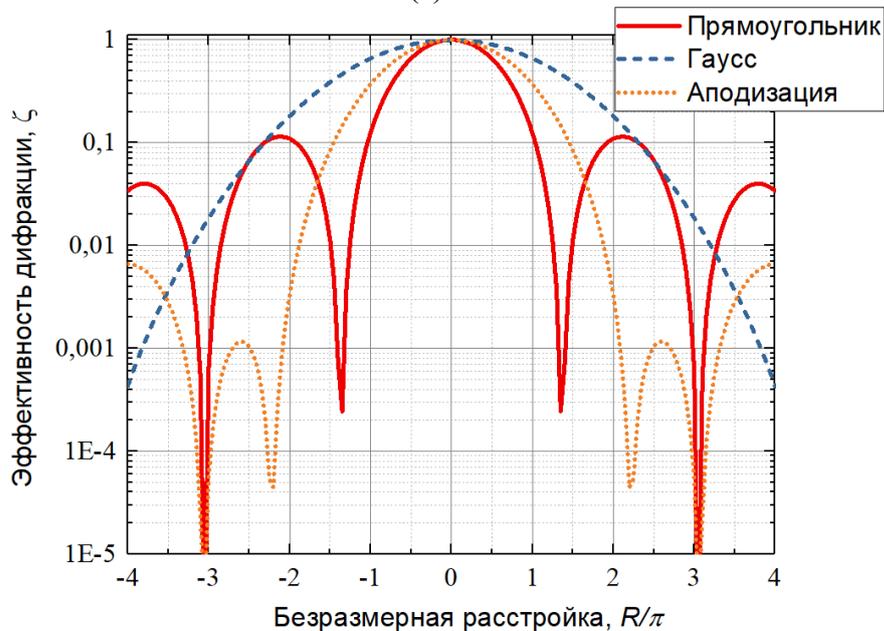
Соотношения (1.38) позволили определить такое распределение амплитуды акустической волны по секциям преобразователя, при котором уровень первого бокового максимума аппаратной функции будет минимальным. Проведенный в работе [164] анализ показал, что, увеличивая количество секций преобразователя от трех до десяти, можно добиться уменьшения амплитуды первого бокового максимума от -14.5 дБ до -23.5 дБ при сохранении 100% эффективности АО взаимодействия.

На рис. 1.5 приведены примеры вариантов аподизации амплитуды акустического поля в кристалле и функции пропускания АО фильтра, соответствующие данным примерам.

Рисунок 1.5а иллюстрирует выбранные распределения амплитуды, для преобразователя длиной 2 см. Использовано три вида распределений – постоянная амплитуда, гауссово распределение и распределение, соответствующее разбиению преобразователя на 9 сегментов. Амплитуды акустической волны во всех случаях подбирались таким образом, чтобы обеспечить 100% эффективность АО дифракции.



(а)



(б)

Рис. 1.5. а - Распределения амплитуды акустического поля в области пересечения светового и ультразвукового пучков, б – соответствующие функции пропускания АО ячейки

На рис. 1.5б в логарифмическом масштабе приведены функции пропускания АО ячейки, соответствующие выбранным распределениям амплитуды акустического поля. Представленные результаты подтверждают справедливость утверждений, сделанных выше. Использование гауссового распределения амплитуды приводит к полному исчезновению боковых максимумов аппаратной функции, но при этом полоса пропускания расширяется в 2 раза, а максимальная амплитуда акустической волны должна быть в 2.5 раз больше, чем в случае постоянного

распределения. Это связано с тем, что эффективная длина АО взаимодействия при гауссовом распределении амплитуды меньше, чем при постоянном в случае одинаковых размеров преобразователей. Таким образом, для получения одинакового спектрального разрешения в случае гауссового распределения амплитуды следует увеличить длину пьезопреобразователя АО ячейки.

Конечно, на практике реализовать изменение амплитуды акустического возмущения на поверхности преобразователя в соответствии с функцией гаусса невозможно, поэтому в качестве третьего модельного варианта показано ступенчатое, симметричное относительно оси пучка распределение, получаемое при сегментировании преобразователя на девять частей. В таком случае, аппаратная функция АО ячейки будет обладать боковыми максимумами, но их величина существенно изменится. Величина первых боковых максимумов уменьшится на 2 порядка, а вторых – в 10 раз, при этом полоса пропускания АО ячейки увеличится только в 1.4 раза.

К негативным последствиям применения аподизации можно отнести то, что при ее реализации полоса пропускания АО фильтра, оцененная по полуширине основного максимума функции пропускания  $\Delta\lambda$ , увеличивается не менее чем на 20% по сравнению с преобразователем такой же длины, но без аподизации. Тем не менее, с точки зрения применения АО ячеек в WDM системах, аподизация позволяет понизить отношение между спектральным интервалом оптических каналов и полосой пропускания АО фильтра с, уже упомянутых 4 раз, до 1.25 раз, за счет того, что величина уже первого бокового максимума может быть меньше требуемых -20 дБ.

Основным недостатком предложенного метода аподизации является то, что его достаточно трудно реализовать с технологической стороны. Использование секций одинакового размера создает проблему получения ВЧ сигнала нужной амплитуды для каждой из них при подключении к АО ячейке одного генератора. Использование же секций разной ширины усложняет цепь электрического согласования АО ячейки. Кроме того, как было показано в работах [164,198], большое влияние на характеристики АО ячеек с аподизацией преобразователя оказывает величина зазора между секциями. Ее следует подбирать таким образом, чтобы возникающий в зазоре набег фазы не влиял негативно на эффективность АО взаимодействия, и точно выдерживать для всех зазоров между секциями.

### ***1.3.3. Последовательная дифракция света в АО ячейках и многочастотное АО взаимодействие в одной АО ячейке***

Еще одним способом улучшения спектральных характеристик АО фильтров является реализация последовательной дифракции светового излучения на одной или нескольких

акустических волнах. Для этого может использоваться как одна АО ячейка, так и несколько установленных последовательно. Наблюдаемое увеличение спектрального разрешения и подавление боковых максимумов функции пропускания обусловлено тем, что общая функция пропускания АО системы, включающей в себя несколько АО фильтров, фактически определяется произведением функций пропускания каждого из этих фильтров [199, A19, A22].

Впервые использовать для спектральной фильтрации два последовательно установленных АО фильтра было предложено в работе В.Э. Пожара и В.И. Пустовойта [45], опубликованной в 1985 году. В этой статье была рассмотрена АО дифракция в системе из двух одинаковых коллинеарных АО фильтров. Показано, что применение двух фильтров позволяет улучшить спектральное разрешение системы. Так же в этой работе было отмечено, что интенсивность дифрагированного излучения на выходе второй ячейки будет зависеть от сдвига фаз между оптическими волнами, дифрагирующими в разные порядки дифракции или разности фаз акустических волн, возбуждаемых в АО ячейках.

На рис. 1.6 показаны результаты расчета аппаратных функций АО фильтра (кривая 1) и системы (кривая 2) из двух, последовательно установленных, таких же АО фильтров (или аппаратная функция двухпроходной АО системы).

Приведенные результаты показывают, что полоса пропускания для кривой 2 в 1.4 раза уже, чем для одинарной АО ячейки, а разница в величине первых боковых максимумов составляет примерно 10 раз.

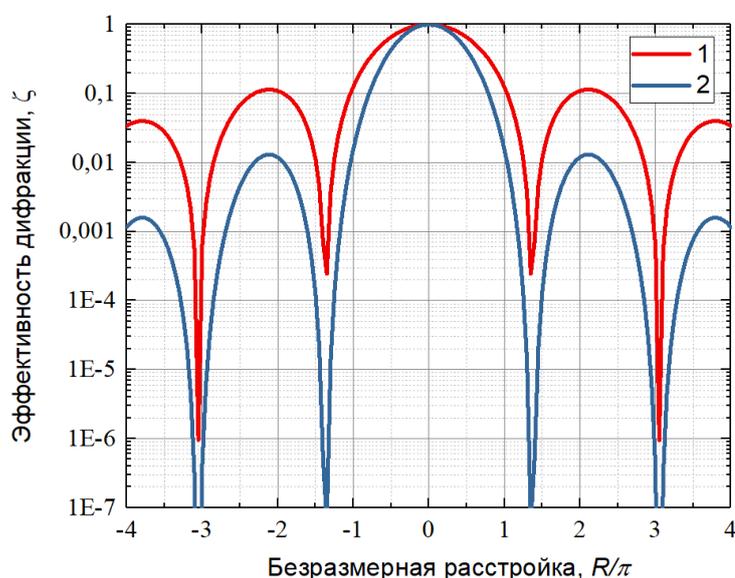


Рис. 1.6. Кривая 1 – функция пропускания АО фильтра, кривая 2 – функция пропускания пары таких же фильтров

В дальнейшем, задача построения двойных монохроматоров была изучена детально [200]. Проведено сравнение характеристик, которые могут быть достигнуты при использовании

одинарных и двойных АО монохроматоров. Сформулированы требования к кристаллическим ячейкам двойных АО монохроматоров. Проанализированы различные схемы построения таких устройств и приведены технические характеристики созданных двойных АО монохроматоров. Двойные АО монохроматоры нашли широкое применение в различных АО спектрометрических системах [70,201-203].

Для получения спектральных изображений разнообразных объектов было предложено использовать последовательно установленные широкоугольные АО фильтры [200,204,205]. Такие оптические системы можно использовать в том числе и для биомедицинских исследований [206].

Еще одним преимуществом применения двойных АО монохроматоров в спектральных изображающих системах является возможность компенсации аберраций, возникающих в дифрагированном световом пучке после АО ячейки. Анализ искажений изображения для случаев дифракции падающих световых пучков с *o* и *e* поляризациями был проведен в работе [206].

Показано [207-210], что использование пары АО фильтров, повернутых на  $180^\circ$  (волновые вектора акустических волн в первой и второй ячейки направлены навстречу друг другу) позволяют полностью устранить искажения, возникающие при спектральной фильтрации изображений.

Акустооптический эффект зависит от выбранной поляризации падающего светового излучения, существуют такие геометрии АО взаимодействия, которые позволяют реализовать дифракцию неполяризованного светового излучения [46,211,212]. Однако для разных поляризаций дифракция будет осуществляться в разные порядки дифракции (-1-ый и +1-ый), таким образом, дифрагированные световые пучки будут распространяться по различным направлениям [213, A32-A34]. Использование пары АО фильтров дает уникальную для АО приборов возможность реализовать широкоапертурную дифракцию неполяризованного светового излучения [152,214] так, что дифрагированные световые пучки с разными поляризациями будут распространяться вдоль одного направления.

Для реализации АО дифракции на нескольких акустических волнах можно использовать один АО кристалл, акустические волны при этом могут возбуждаться разными преобразователями. Выбор ориентации граней кристалла в такой АО ячейке задает геометрию АО взаимодействия. В работе [215] показано, что дифракция на двух акустических волнах в подобной АО ячейке позволяет улучшить спектральное разрешение АО фильтра и подавить боковые максимумы функции пропускания.

Интересным методом улучшения спектральных характеристик АО приборов является реализация многопроходной АО дифракции на одной и той же акустической волне. Для этого

выходное оптическое излучение с помощью системы зеркал или иным методом снова заводится в АО ячейку таким образом, что снова дифрагирует в акустическом поле. Многопроходную схему можно реализовать как для нулевого порядка дифракции, с целью повышения эффективности АО взаимодействия [99], так и для первого [216,217]. Использование первого порядка дифракции в двух- или трехпроходных схемах также позволяет сузить полосу пропускания АО фильтра и уменьшить величину боковых максимумов функции пропускания.

Исследования АО дифракции на ультразвуковых волнах, содержащих несколько звуковых частот, показали, что такой подход позволяет осуществлять управление спектральными характеристиками АО взаимодействия [198,218-221], в частности создавать многооконные функции пропускания АО фильтров и, за счет эффекта Доплера, увеличивать количество спектральных компонент оптического излучения, в случае монохроматической падающей световой волны.

#### ***1.3.4. Применение фазированных пьезопреобразователей АО ячеек***

В настоящее время в акустооптических приборах применяется, как правило, режим дифракции света на ультразвуке, близкий к брэгговскому [3-11]. Поскольку этот режим наблюдается на достаточно высоких акустических частотах и при относительно большой длине АО взаимодействия, то его использование позволяет создавать устройства с хорошим быстродействием и малыми световыми потерями. Однако для некоторых применений, например, в случае АО дефлекторов, в качестве недостатка брэгговского режима дифракции можно отметить высокую селективность такого варианта взаимодействия — сильную зависимость эффекта от частоты ультразвука, угла падения света и длины волны оптического излучения.

Частотный диапазон взаимодействия можно расширить, уменьшив длину АО взаимодействия  $l$ , но это приведет к уменьшению эффективности дифракции и/или увеличению акустической мощности, необходимой для получения заданной эффективности дифракции. В акустически анизотропных средах уменьшение ширины акустического пучка может привести к сильному искажению формы его волновых фронтов и существенно повлиять на характеристики АО взаимодействия [154,155,А2-А4,А60].

Интересное решение проблемы расширения частотного и углового диапазонов АО взаимодействия было предложено в работе Корпела с коллегами [107], которые в 1966 г. предложили одновременно с перестройкой частоты ультразвука поворачивать волновой фронт акустической волны (поворот диаграммы направленности акустического пучка), подстраивая таким образом угол Брэгга. Для этого использовался ступенчатый секционированный пьезопреобразователь [142,222,223]. В разработанном ими АО дефлекторе, при изменении

частоты ультразвука, акустический волновой фронт поворачивался, подстраиваясь под оптимальный угол падения света.

Однако такая ячейка оказалась весьма сложной в изготовлении, поэтому вскоре была предложена планарная структура [142,224,225], показанная на рис. 1.7. Сравнение возможностей управления диаграммой направленности, проведенное для ступенчатого и планарного преобразователей [142], показало, что они практически одинаковы. Секционированный преобразователь, представленный на рис. 1.7, изготовлен из одной пластины пьезоэлектрика (ниобата лития), а секции получаются с помощью пропилов и разделением электродов.

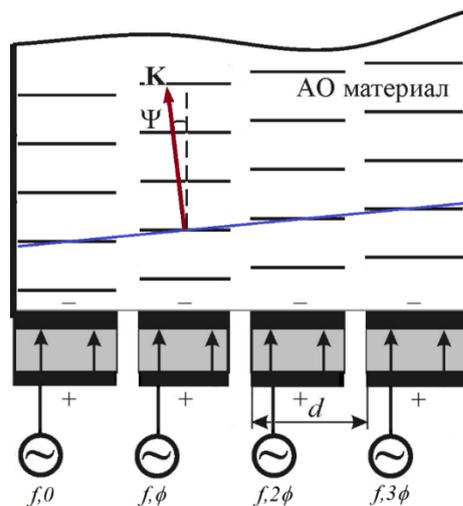


Рис. 1.7. Схема АО ячейки с секционированным преобразователем, секции подключены со сдвигом фазы на  $\phi$

На каждый из электродов ячейки подается акустический сигнал со своей фазой, сдвиг фаз  $\phi$  между соседними электродами одинаков. Тогда наклон эквивалентного волнового фронта акустического пучка в кристалле относительно плоскости преобразователя  $\Psi$  будет определяться выражением:

$$\Psi = \frac{\phi V}{2\pi d f} \quad (1.39)$$

где  $V$  – скорость акустической волны,  $d$  – период решетки преобразователя,  $f$  – частота ультразвука.

В работах [224-227] показано, что применение фазированных преобразователей позволяет существенно расширить частотный диапазон работы АО дефлекторов выполненных из различных материалов (ниобат лития, молибдат свинца, парателлуриит). При этом значительный эффект наблюдается уже при применении преобразователя, состоящего из двух секций [227] (расширение частотного диапазона в 2 раза). Использование же четырех секций в АО дефлекторе из молибдата свинца позволяет расширить частотный диапазон почти в 4 раза

[224].

Не смотря на достаточно подробное исследование возможностей улучшения характеристик АО дефлекторов при помощи управления фазой акустической волны, похожие исследования для АО фильтров стали появляться не так давно. Вероятно, это связано с тем, что поскольку любые вариации фазы между секциями преобразователя приводят к искажению волновых фронтов акустического поля в АО ячейке, то наличие сдвига фазы в случае АО фильтров может расцениваться как негативное, так как оно приводит к появлению дополнительных максимумов у аппаратной функции АО фильтра.

Существуют работы по исследованию влияния паразитного фазового сдвига между секциями преобразователя на функции пропускания АО фильтров [228,229]. Было проведено исследование [230], которое показало, что наилучшим вариантом секционирования пьезопреобразователя АО фильтра, с целью уменьшения его импеданса и упрощения процедуры электрического согласования АО ячейки, является секционирование не поперек направления распространения светового луча (как это обычно делается), а вдоль, поскольку именно в таком варианте удастся минимизировать влияние паразитного сдвига фаз между секциями. Кроме этого, возможность управления формой волнового фронта акустического пучка, появляющаяся при использовании секционированного преобразователя, была использована для исследования влияния искривления волнового фронта акустической волны на характеристики АО взаимодействия (моделирование влияния акустической анизотропии среды АО взаимодействия) [156].

Тем не менее, существенное усложнение формы брэгговских кривых, обусловленное применением фазированных преобразователей [231,232] открывает новые возможности для решения задач оптической электроники при помощи АО устройств.

Например, применение фазированных преобразователей с противофазным подключением секций позволяет реализовать эффективную модуляцию неполяризованного светового излучения [A7-A9]. Примечательно, что для реализации такого устройства можно использовать самый простой вариант фазированного преобразователя, в котором соседние секции подключаются противофазно.

На рисунке 1.8 показана АО ячейка с преобразователем, содержащим четыре секции, которые соединены электрически последовательно, но таким образом, что направление электрического поля (показанное стрелками) в соседних секциях противоположно.

Благодаря этому акустические пучки от каждой секции возбуждаются со сдвигом фазы на  $\pi$ , и образуется система эквивалентных волновых фронтов (показанных двумя штриховыми прямыми), повернутых на угол  $\Psi$  относительно плоскости преобразователя.

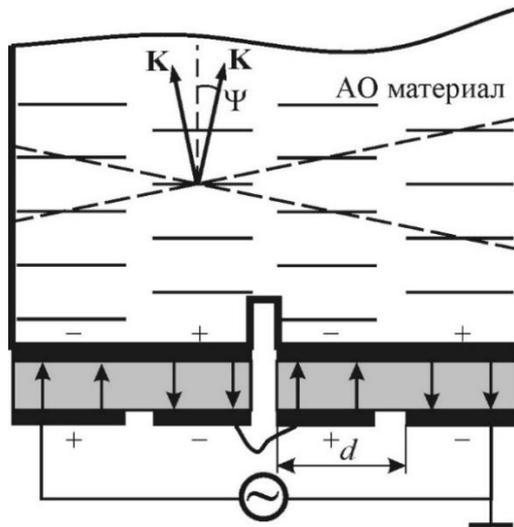


Рис. 1.8. Один из вариантов реализации АО ячейки с противофазным подключением секций

Угол  $\Psi$  в данном случае определяется выражением:

$$\Psi = \pm \frac{\Lambda}{2d} = \pm \frac{V}{2df} \quad (1.40)$$

где  $\Lambda$  – длина акустической волны.

По сравнению с однородным преобразователем здесь передаточная функция АО ячейки  $T(\vartheta)$ , показанная на рис. 1.9. кривой 1, содержит два основных максимума, располагающихся симметрично относительно угла Брэгга  $\vartheta_B$ . Приведенный рисунок показывает, что АО дифракция должна отсутствовать при падении света под углом Брэгга ( $\vartheta_0 = \vartheta_B$ ).

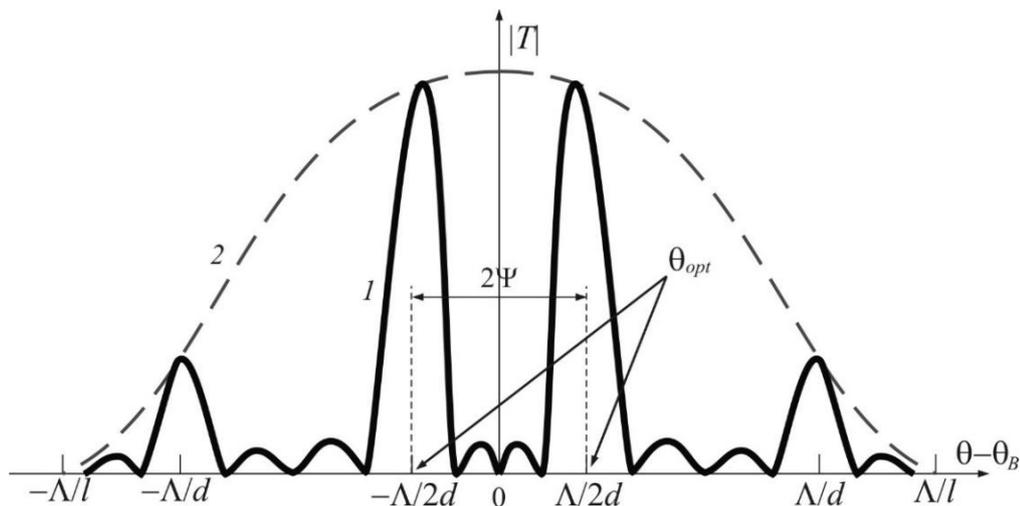


Рис. 1.9. Диаграммы направленности четырехсекционного (1) и односекционного (2) преобразователей

Это обусловлено тем, что парциальные дифрагированные волны, рождающиеся в соседних акустических пучках, сдвинуты по фазе на  $\pi$ , и поэтому гасят друг друга при интерференции. Но появляются другие максимумы, расположенные эквидистантно с периодом  $\Lambda/d$ , вписанные

в штриховую кривую 2, которая является диаграммой направленности отдельной секции излучателя. Ширина максимумов равна  $\Lambda/md$ , где  $m$  — число периодов структуры. Таким образом, само понятие угла Брэгга как угла падения света, при котором выполняется условие фазового синхронизма и наблюдается максимальная эффективность дифракции, оказывается неверным. Здесь можно говорить об оптимальных углах падения света  $\theta_{opt} = \vartheta_B \pm \Lambda/2d$ , соответствующих максимуму рассеяния света, хотя условие фазового синхронизма при этом нарушено. Заметим, что эти оптимальные углы падения соответствуют обычным углам Брэгга при падении света на эквивалентные волновые фронты. Следовательно, подобную структуру акустического поля можно рассматривать как суперпозицию двух полей, возбуждаемых двумя сплошными пьезопреобразователями, повернутыми относительно друг друга на угол  $\Lambda/d$ .

Расчеты показывают, что при  $\vartheta_0 = \theta_{opt}$  эффективность дифракции может достигать 100% не смотря на заметную фазовую расстройку. Выражение (1.40) показывает, что изменяя ширину секций преобразователя и зазор между ними (т.е. период решетки преобразователя), можно управлять положением основных максимумов кривой  $I$  на рис. 1.9. Их положение также зависит от частоты ультразвука, так, при уменьшении частоты ультразвука основные лепестки диаграммы направленности преобразователя расходятся. Поэтому, если правильно выбрать угол падения света, то эквивалентный волновой фронт будет поворачиваться, подстраиваясь под меняющийся угол Брэгга. Такая подстройка не будет полной, поскольку угол Брэгга зависит от частоты линейно, а угол поворота  $\Psi$  - по гиперболическому закону.

Наилучшая коррекция брэгговского угла получается, когда  $d\theta_{opt}/df = 0$ . Это условие выполняется на частоте:

$$f_0 = V \sqrt{\frac{n}{\lambda d}} \quad (1.41)$$

где  $n$  – показатель преломления среды взаимодействия,  $\lambda$  – длина волны светового излучения в вакууме. Таким образом, выбрав соответствующий период  $d$  решетки фазированного преобразователя, можно задать рабочую точку  $f_0$  в любой желаемой области частот.

Для реализации модуляции неполяризованного светового излучения передаточные функции АО ячейки, за счет выбора периода  $d$ , следует задавать так, чтобы один из их максимумов для одной поляризации света, совпадал с каким-либо из максимумов для другой поляризации [А7-А9].

Таким образом, применение фазированных преобразователей существенно расширяет возможности АО устройств.

#### 1.4. Спектральный метод при решении акустооптических задач

В первые десятилетия развития акустооптики решение задачи АО взаимодействия

рассматривалось в ее простейшей постановке - дифракции плоской световой волны на акустическом поле, имеющем плоский волновой фронт и неизменную ширину  $l$  во всей области взаимодействия.

В 60-е годы, после появления лазеров, стало очевидно, что АО эффект предоставляет уникальные возможности для управления параметрами светового излучения. В то же время было обнаружено, что решения дифракционной задачи, полученные к тому времени, не могут дать точного описания характеристик АО устройств. Причина расхождений результатов экспериментов и расчетов заключается в том, что в любом реальном АО устройстве взаимодействуют не плоские волны, а волновые пучки, которые меняют свою структуру по мере распространения в пространстве, особенно в случае использования сред с сильной акустической анизотропией. Кроме того, на преобразователь АО ячейки часто подается, не одночастотный сигнал, поэтому в ячейке возбуждается акустическая волна, параметры которой меняются и во времени и пространстве. Получается что свет дифрагирует на объекте, который лишь приближенно может рассматриваться как дифракционная решетка, а сам процесс рассеяния света приобретает характер нестационарной дифракции.

При решении задач нестационарной дифракции полезным оказался спектральный метод, перенесенный в акустооптику из теории оптической обработки информации [53,233]. Основой для его применения является тот факт, что АО взаимодействие при обычных условиях эксперимента является линейным по свету. Особенно впечатляющие результаты спектральный метод дает в приближении малой эффективности дифракции, когда АО взаимодействие становится линейным также и по акустическому полю.

Первые расчеты с применением спектрального подхода для решения акустооптических задач были выполнены в конце 70-х – начале 80-х годов [33,234-236], а затем развиты в работах [4,53,158,237-244].

Пусть, как и ранее, акустическая волна ограничена плоскостями  $x = 0$  и  $x = l$ , а монохроматический оптический пучок проходит через акустическую волну под углом  $\vartheta_0$  в плоскости  $xz$ . В общем случае во входной плоскости поле световой волны можно записать в виде:

$$U_{ex}(\vartheta_i) = \int_{-\infty}^{\infty} u_{ex}(z) \exp(jk_i z \sin \vartheta_i) dz, \quad (1.42)$$

где  $k_i = (2\pi/\lambda)n_i$  – волновое число для падающего света,  $n_i$  – соответствующий показатель преломления. Соотношение (1.42) является разложением входного оптического сигнала в спектр по плоским волнам, имеющим разные направления распространения в плоскости  $xz$ , задаваемые углами  $\vartheta_i$ .

Акустическое поле  $a(z)$ , возбуждаемое в кристалле, аналогичным образом можно разложить в спектр:

$$A(K) = \int_{-\infty}^{\infty} a(z) \exp(jKz) dz \quad (1.43)$$

В режиме малой эффективности АО взаимодействия каждая компонента спектра светового пучка взаимодействует с каждой компонентой спектра акустического пучка со своей расстройкой. Если записать для каждого взаимодействия соотношение (1.22) и просуммировать все парциальные дифрагированные световые волны, то можно получить общее решение поставленной задачи в выходной плоскости АО ячейки [235]:

$$U_{\text{вых}}(\vartheta_d) = -\frac{\kappa l}{2} \frac{k_i}{2\pi} \exp(-jk_d l \cos \vartheta_d) \int_{-\infty}^{\infty} U_{\text{вх}}(\vartheta_i) \exp\left[-j \frac{\eta(\vartheta_i, \vartheta_d) l}{2}\right] \text{sinc} \frac{\eta(\vartheta_i, \vartheta_d) l}{2\pi} \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} A(K) \delta(k_d \sin \vartheta_d - k_i \sin \vartheta_i - K) dK d\vartheta_i, \quad (1.44)$$

где  $\kappa \approx \pi n^3 p_{\text{eff}} / \lambda$ ,  $p_{\text{eff}}$  – эффективная фотоупругая постоянная,  $\eta \equiv \eta_0$  для +1-го порядка дифракции,  $k_d = (2\pi/\lambda)n_d$ ,  $\vartheta_d$  – углы дифракции для плоских дифрагированных волн.

Экстраполируя спектры  $U_{\text{вх}}$  и  $U_{\text{вых}}$  в центральную плоскость АО ячейки  $x = l/2$ , и вводя так называемую передаточную функцию свободного пространства  $T_s = \exp(-jkl \cos \vartheta/2)$ , приведем выражение (1.44) к виду:

$$U_d(\vartheta_d) = -\frac{\kappa l}{2} \frac{k_i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U_i(\vartheta_i) \text{sinc} \frac{\eta(\vartheta_i, \vartheta_d) l}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(K) \delta(k_d \sin \vartheta_d - k_i \sin \vartheta_i - K) dK d\vartheta_i, \quad (1.45)$$

где

$$U_i(\vartheta_i) = U_{\text{вх}}(\vartheta_i) T_s(\vartheta_i); \\ U_d(\vartheta_d) = U_{\text{вых}}(\vartheta_d) T_s^{-1}(\vartheta_d). \quad (1.46)$$

Угловые спектры падающего  $U_i$  и дифрагированного  $U_d$  света связаны с амплитудами световых полей  $u_i$  и  $u_d$  в плоскости  $x = l/2$  соотношениями:

$$U_i(\vartheta_i) = \int_{-\infty}^{\infty} u_i(z) \exp(jk_i z \sin \vartheta_i) dz; \\ U_d(\vartheta_d) = \int_{-\infty}^{\infty} u_d(z) \exp(jk_d z \sin \vartheta_d) dz. \quad (1.47)$$

Выражение (1.45) является достаточно общим. Оно справедливо для любого режима АО взаимодействия (раман-натовского, брэгговского и промежуточного) и при любом типе дифракции (изотропной или анизотропной). Основное ограничение, которое было использовано

при выводе (1.45), – это приближение малой эффективности дифракции, позволившее применить для расчета АО эффекта принцип суперпозиции. Но для анализа характеристик АО устройств этого приближения, как правило, оказывается достаточно, так как оно соответствует наиболее важному, линейному режиму работы.

Если в ячейке возбуждена монохроматическая упругая волна с частотой  $\Omega_0$ :

$$a(z, t) = a_0 \exp[j(\Omega_0 t - K_0 z)] \quad (1.48)$$

спектр акустического поля имеет вид:

$$A(K) = 2\pi a_0 \exp(j\Omega_0 t) \delta(K_0 - K). \quad (1.49)$$

Подставив это выражение в (1.45), получим следующее выражение для углового спектра дифрагированного света при малой эффективности дифракции (в режиме слабого взаимодействия) [4,53]:

$$U_d(\vartheta_d) = \exp(j\Omega_0 t) \int_{-\infty}^{\infty} U_i(\vartheta_i) T^{(1)}(\vartheta_i) \delta(\vartheta_d - K_0/k_i - \vartheta_i) d\vartheta_i \quad (1.50)$$

где

$$T^{(1)}(\vartheta_i) \equiv -\frac{ql}{2} \operatorname{sinc} \frac{\eta l}{2\pi} = -\frac{ql}{2} \operatorname{sinc} \left[ \frac{K_0 l}{2\pi} (\vartheta_i - \vartheta_B) \right] = -\frac{\Gamma}{2} \operatorname{sinc} \left[ \frac{Q}{4\pi} (\Theta_i - \Theta_B) \right]. \quad (1.51)$$

Здесь для удобства введены безразмерные величины:

$$Q = \frac{K_0^2 l}{k_i}, \quad \Theta_i = \vartheta_i / \frac{K_0}{2k_i}, \quad \Theta_B = \vartheta_B / \frac{K_0}{2k_i}. \quad (1.52)$$

Соотношение (1.50) позволяет рассматривать АО ячейку как линейную оптическую систему с передаточной функцией  $T^{(1)}$ . Особенностью этой системы является то, что она не только осуществляет пространственную фильтрацию оптического сигнала, но и смещает весь его спектр по оси временных частот  $\omega$  на величину  $\Omega_0$  и по оси пространственных частот  $f_z = n\vartheta_i/\lambda$  на величину  $K_0/2\pi = 1/\Lambda_0$ . Сдвиг по оси  $\omega$  описывается множителем  $\exp(j\Omega_0 t)$ , а по оси  $f_z$  – интегралом в (1.50).

Передаточная функция  $T^{(1)}$  позволяет определить ширину полосы пропускания пространственных частот  $\Delta f_z = n\Delta\vartheta_i/\lambda$  и минимальный размер разрешимого элемента изображения в дифрагированном пучке  $d_{\min} = 1/\Delta f_z$ . Из (1.51) по уровню 3 дБ можно получить следующие оценки:

$$\Delta\Theta_i = 3.6\pi/Q, \quad \Delta\vartheta_i = 0.89V/lf_0 = 0.89\varphi_S, \quad d_{\min} = 1.22 \lambda f_0/nV = 1.22 \lambda/n\varphi_S. \quad (1.53)$$

где  $\varphi_S = \Lambda_0/l = V/lf_0$  – расходимость акустического пучка. Например, для типичных значений  $l = 0.5$  см,  $f_0 = 100$  МГц,  $n = 2$ ,  $V = 3 \cdot 10^5$  см/с,  $\lambda = 0.6$  мкм получим  $d_{\min} = 0.056$  мм (разрешение 18 лин/мм). При увеличении частоты ультразвука угловой диапазон ячейки

сужается, а разрешение падает.

Полученные результаты имеют простой физический смысл - в падающем световом пучке присутствуют плосковолновые компоненты, имеющие разные направления распространения, а условие фазового синхронизма выполняется только для одной из них. Эта компонента дифрагирует с максимальной эффективностью, тогда как для остальных существует фазовая расстройка, тем большая, чем сильнее угол  $\vartheta_i$  отличается от  $\vartheta_B$ . При отходе от угла Брэгга эффективность дифракции постепенно уменьшается до нуля при  $\vartheta_i = \vartheta_B \pm \varphi_S$ . Таким образом, фильтрующие свойства АО ячейки являются следствием угловой селективности АО взаимодействия.

Разумеется, фильтрующие свойства АО ячейки проявляются также и в режиме сильного взаимодействия (при большой эффективности дифракции). Однако в таком режиме ситуация становится более сложной. Даже в случае монохроматических волн действие ячейки на оптический сигнал нельзя описать введением только одной передаточной функции – каждому дифракционному максимуму соответствует своя передаточная функция, которая к тому же зависит от мощности ультразвука. Расчет передаточной функции становится более трудоемким, так как для нахождения зависимостей  $C_p(\vartheta_i)$  приходится численно решать уравнения Рамана-Ната. Лишь в случае брэгговского рассеяния света можно, используя решения (1.15)-(1.16), получить аналитические выражения для передаточной функции нулевого и 1-го порядков:

$$T^{(0)}(\vartheta_i) = \left[ \cos \frac{\sqrt{\Gamma^2 + R^2}}{2} - j \frac{R}{2} \operatorname{sinc} \frac{\sqrt{\Gamma^2 + R^2}}{2\pi} \right] \exp \left( j \frac{R}{2} \right), \quad (1.54)$$

$$T^{(1)}(\vartheta_i) = -\frac{\Gamma}{2} \operatorname{sinc} \left( \frac{\sqrt{\Gamma^2 + R^2}}{2\pi} \right), \quad (1.55)$$

где

$$R = \eta l = K_0 l (\vartheta_i - \vartheta_B) = \frac{Q}{2} (\Theta_i - \Theta_B). \quad (1.56)$$

безразмерная АО расстройка.

Таким образом, применение спектрального подхода позволяет существенно повысить предсказательную способность теории АО взаимодействия.

## Глава 2. Распространение акустических пучков в кристаллических средах

При построении классических теоретических моделей, описывающих АО взаимодействие, акустический пучок считают идеальным, предполагая, что акустическое поле существует в области пространства между параллельными плоскостями  $x = 0$  и  $x = l$ , амплитуда акустической волны везде в этой области одинакова, а волновые фронты - плоские [3-6]. Однако на практике такие пучки не реализуемы. Неоднородность акустического поля (как амплитудная, так и фазовая) может быть вызвана технологическими причинами: вариациями толщины пластинки пьезопреобразователя и/или склейки между преобразователем и звукопроводом.

Фундаментальной причиной возникновения неоднородного акустического поля, даже в отсутствии технологических причин, являются дифракционные эффекты, обусловленные конечным размером возбуждителя ультразвука. Неоднородность акустического поля сказывается двояким образом. Амплитудная неоднородность (перераспределение акустической энергии внутри ультразвукового пучка) лишь изменяет величину акустической мощности, необходимой для получения заданной эффективности АО дифракции. Фазовая неоднородность, означающая искривление волнового фронта пучка, сказывается на характеристиках АО взаимодействия сильнее. В этом случае такой важный параметр АО взаимодействия, как угол Брэгга, теряет смысл, поскольку он отсчитывается от фронта акустической волны. Это, с одной стороны, означает, что ни при каком угле падения света на АО ячейку нельзя выполнить условие фазового синхронизма – всегда существует фазовая расстройка, различная в разных точках акустического поля. С другой стороны, искривление волнового фронта приводит к тому, что АО дифракция реализуется в большем угловом или частотном диапазоне. Фазовая неоднородность акустического поля существенно изменяет амплитудные, угловые и частотные характеристики АО взаимодействия, что, разумеется, сказывается на работе АО приборов [7,154,155,245,246].

На структуру пучка влияет также акустическая анизотропия среды [245,247-260]. Поскольку в настоящее время в акустооптике применяются кристаллы с очень большой анизотропией упругих свойств, такие как парателлурит ( $\text{TeO}_2$ ), каломель ( $\text{Hg}_2\text{Cl}_2$ ), теллур (Te) и др. [75,76,261], то очевидно, что при расчете характеристик АО приборов нельзя пренебрегать акустической анизотропией среды, в которой возбуждаются ультразвуковые волны.

Экспериментальным доказательством наличия у акустического пучка сложной пространственной структуры являются картины визуализации акустических волн, распространяющихся в кристаллах. При квазиортогональной геометрии АО взаимодействия на сложное пространственное распределение амплитуды акустического поля могут косвенно

указывать различия в эффективности АО взаимодействия при пропускании светового пучка через ячейку на разных расстояниях от пьезопреобразователя, не обусловленные затуханием ультразвука, а также отклонения формы амплитудных и расстроенных характеристик АО взаимодействия от идеальной (рис.1.2).

Как правило, акустические волны возбуждаются в кристаллах с помощью пьезопреобразователей. В большинстве случаев преобразователи изготавливаются в виде пластин постоянной толщины и прямоугольной формы. Область АО взаимодействия для квазиортогональной геометрии определяется поперечными размерами акустического столба, а, следовательно, размерами и формой преобразователя.

Проблема распространения ограниченных пучков ультразвука в кристаллах рассматривалась многими исследователями, начиная с 60-х годов прошлого столетия. Существуют два основных метода ее решения на основе скалярной теории дифракции: метод интеграла Рэлея-Зоммерфельда, использующий функцию Грина при расчете поля, создаваемого плоской апертурой пьезопреобразователя [248,249], и метод углового спектра плоских волн [250-260]. Последний нашел более широкое распространение благодаря его физической наглядности.

Представленные в данной главе диссертационной работы результаты можно рассматривать как развитие исследований, выполненных в [247,257-260]. Приведенное оригинальное решение задачи дифракции акустического пучка в анизотропной среде, полученное на основе спектрального подхода, позволяет рассчитывать структуру ультразвукового поля в ближней и дальней зонах дифракции для любых направлений его распространения в кристаллах [A29]. Введено понятие лучевого спектра пучка и выполнен расчет лучевых спектров для различных направлений распространения ультразвука в кристалле парателлурита [A30,A51]. Проанализированы эффекты фокусировки, дефокусировки и автоколлимации пучков, вызванные акустической анизотропией [A29]. На примере кристалла KRS-5 показано, что методология лучевых спектров позволяет полностью исследовать акустическую анизотропию кристаллов [A31]. Построена модель, позволяющая рассчитывать акустическое поле в АО ячейках, использующих отражение акустических волн от одной из граней [A5,A6].

## 2.1. Постановка задачи и основные соотношения

В акустике кристаллов большую роль играют поверхности обратных скоростей или, иными словами, поверхности медленностей [262,263]. Рассчитать эти поверхности для любого материала можно, решив уравнение Кристоффеля. [263]:

$$|\Gamma_{jk} - \rho V^2 \delta_{jk}| = 0 \quad (2.1)$$

где  $\rho$  – плотность среды,  $V$  – фазовая скорость акустической волны,  $\delta_{jk}$  – символ Кронекера, а  $\Gamma_{jk}$  определяемое выражением  $\Gamma_{jk} = c_{ijkl}n_i n_l$  – тензор второго ранга.

Поскольку каждому направлению волновой нормали  $\mathbf{n}$  соответствуют три акустические моды, то для каждого кристалла существует трехполостная поверхность медленностей. Нормаль  $\mathbf{s}$  к этой поверхности в каждой ее точке определяет направление потока энергии (вектор Умова-Пойнтинга). В общем случае вектора  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{s}$  неколлинеарны, и угол между ними характеризует снос акустической энергии, который может достигать десятков градусов. При распространении в кристалле акустического пучка каждая из плосковолновых компонент его углового спектра имеет свое направление волновой нормали и, следовательно, свой угол сноса. Поэтому структура пучка (как амплитудная, так и фазовая) на заданном расстоянии  $z$  от преобразователя отличается от структуры аналогичного пучка в изотропной среде. В указанных выше работах использовано параболическое приближение, в котором поверхность медленностей для выбранной акустической моды аппроксимируется выражением:

$$S(\phi) \approx S_0(1 + B\phi^2) \quad \text{или} \quad S(\phi) \approx S_0(1 + A\phi + B\phi^2), \quad (2.2)$$

где  $\phi$  – угол, задающий направление волновой нормали  $\mathbf{n}$ ,  $A$  и  $B$  – коэффициенты аппроксимации, определяемые упругими свойствами кристалла. Первый вариант соответствует чистым акустическим модам, распространяющимся по кристаллографическим осям [248-252], а второй – более общему случаю распространению пучков квазипродольных и квазипоперечных волн в главных плоскостях [253-260]. Было показано, что коэффициент  $A$  отвечает за снос пучка в целом, а коэффициент  $B$  определяет увеличение или уменьшение расходимости пучка. Оказалось, что анизотропия среды дает эффект масштабирования акустического поля: структура поля на расстоянии  $z$  от преобразователя оказывается такой же, как на расстоянии  $z \cdot w$  в изотропной среде, где  $w$  – коэффициент, определяемый коэффициентами разложения (2.2), который может быть как больше, так и меньше единицы [248,249,254]. Поэтому в ряде работ [248,252,256] количественные расчеты выполнялись без конкретизации рассматриваемого кристалла.

В настоящее время для создания АО устройств видимого, а также ближнего и среднего ИК диапазонов в основном используется кристалл диоксида теллура [264,265] (область прозрачности  $0.35 \div 5$  мкм, класс 422). Его широкое применение обусловлено чрезвычайно высоким значением АО качества, которое определяет эффективность АО дифракции и, следовательно, потребляемую устройством мощность [266,267]. Максимальное значение качества  $M_{max} = 1200 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$  достигается при распространении сдвиговой акустической моды в направлении  $[110]$  кристалла. Однако в реальных устройствах этот срез не используется из-за сильно неоднородной структуры пучка, возникающей вследствие уникально большой акустической анизотропии парателлуриата [268-272] вблизи направления  $[110]$ .

О действии акустической анизотропии на структуру акустического поля, можно судить по визуализированным АО методом картинам акустического пучка, представленным на рис. 2.1. Здесь преобразователь шириной  $l = 1.5$  мм прикреплен к нижней грани кристалла. Акустическая волна распространяется вертикально вверх. Наличие анизотропии приводит к тому, что пространственный спектр акустического пучка становится очень широким, дальняя зона дифракции сильно приближается к плоскости источника. Сам пучок быстро расходится с расстоянием от преобразователя. Акустическое поле получается неоднородным еще и из-за того, что пучок отражается от боковых граней АО ячейки. При этом, в изотропной среде такая длина кристалла соответствовала бы ближней зоне.

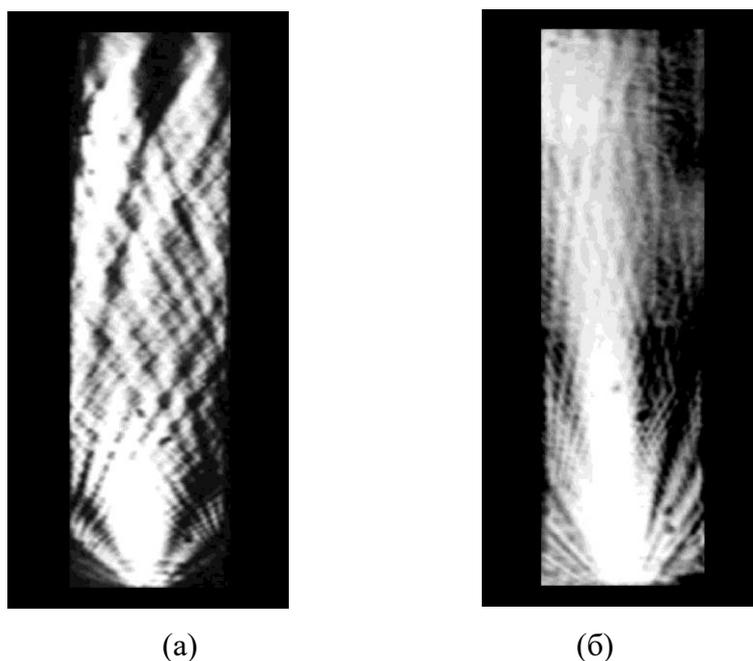


Рис. 2.1. Структура акустического поля в кристалле парателлурита при возбуждении сдвиговой акустической волны по направлению вблизи оси  $[110]$ . АО визуализация поля на разных частотах ультразвука:  $f = 40$  МГц (а) и  $f = 100$  МГц (б)

В результате интерференции падающих волн с отраженными образуется структура, имеющая множество максимумов и минимумов, что значительно снижает эффективность дифракции и усложняет численный расчет АО эффекта. Фотография (а) получена при частоте ультразвука  $f = 40$  МГц. Оценка расходимости пучка по первым нулям диаграммы направленности дает величину  $\Delta \approx 65^\circ$ . При этом величина дифракционной расходимости, рассчитанная по обычной формуле  $\delta = 2\Lambda/l = 2V/fl$ , где  $\Lambda$  – длина волны,  $V$  – скорость, а  $f$  – ее частота, оказывается значительно меньше:  $\delta \approx 1.2^\circ$ . Введем коэффициент анизотропии среды  $\kappa$ , как отношение  $[A_{29}-A_{31}, A_{51}]$ :

$$\kappa = \frac{\Delta}{\delta}. \quad (2.3)$$

В рассматриваемом варианте увеличение расходимости пучка составляет  $\kappa = 54$ , и наблюдаемое уширение вызвано исключительно действием акустической анизотропии кристалла.

Для получения более однородного пучка в прикладной акустооптике используются косые срезы парателлурита с меньшими значениями качества  $M$ . В этом случае акустический пучок будет иметь достаточно однородную структуру, но появляется снос пучка. Этот снос заметен и на представленных фотографиях, особенно на рис. 2.1б, где частота ультразвука заметно больше и поэтому расходимость пучка меньше.

Предполагая, что анизотропная среда является линейной и однородной, можно воспользоваться принципом суперпозиции: разложить акустическое возмущение  $a_0(x, y)$  во входной плоскости среды  $z = 0$  с помощью пространственного преобразования Фурье в угловой спектр плоских волн  $A_0(K_x, K_y)$ , учесть изменение спектральных компонент при прохождении ими произвольного расстояния  $z$ , а затем просуммировать все эти компоненты, записав обратное преобразование Фурье [53,233]. Для гармонического поля с частотой  $\Omega$ :

$$A_0(S_x, S_y) = \iint_{\infty} a_0(x, y) \exp[j\Omega(S_x x + S_y y)] dx dy, \quad (2.4)$$

где проекции волнового вектора  $\mathbf{K} = \mathbf{nK}$  записаны через проекции вектора медленности:  $\mathbf{K} = \mathbf{n}\Omega/V = \Omega\mathbf{S}$ . На расстоянии  $z$  от преобразователя акустическое поле  $a(x, y, z)$  также можно записать через его спектр  $A(S_x, S_y, z)$ :

$$a(x, y, z) = \left(\frac{\Omega}{2\pi}\right)^2 \iint_{\infty} A(S_x, S_y, z) \exp[-j\Omega(S_x x + S_y y)] dS_x dS_y. \quad (2.5)$$

Поскольку функция  $a(x, y, z)$  удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$\Delta a + K^2 a = 0, \quad (2.6)$$

то, подставив (2.5) в (2.6), получим дифференциальное уравнение для функции  $A(S_x, S_y, z)$ . Решая это уравнение с учетом граничного условия  $A(S_x, S_y, 0) = A_0(S_x, S_y)$ , найдем частное решение в виде:

$$A(S_x, S_y, z) = A_0(S_x, S_y) \exp\left[-j\Omega z \sqrt{S^2 - S_x^2 - S_y^2}\right] \quad (2.7)$$

В параксиальном приближении  $S_x, S_y \ll S$  формула (2.6) приводится к более простому виду:

$$A(\alpha S, \beta S, z) \approx A_0(\alpha S, \beta S) \exp\left[-j\Omega S z \left(1 - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{2}\right)\right] \equiv A_0(\alpha S, \beta S) T(\alpha, \beta, S, z). \quad (2.8)$$

Здесь введены направляющие косинусы для вектора  $\mathbf{S}$ :  $S_x = \alpha S$  и  $S_y = \beta S$ .

Структура выражения (2.8), говорит о том, что область кристалла протяженностью  $z$  действует на акустический пучок как линейная система с передаточной функцией  $T(\alpha, \beta, S, z)$ . Передаточная функция кристалла имеет тот же вид, что и оптическая передаточная функция

свободного пространства  $T_s$  (п.1.4), но существенно отличается тем, что медленность  $S$  является функцией направляющих косинусов  $\alpha$  и  $\beta$ . Из (2.8) следует, что в процессе распространения пучка его спектральный состав не изменяется, но каждая из компонент получает дополнительный фазовый сдвиг, определяемый расстоянием, пройденным компонентой от входной до выходной плоскости и значением фазовой скорости.

Подставив (2.8) в (2.5), получим окончательное выражение, дающее решение задачи о распространении акустического пучка в анизотропной среде [A29]:

$$a(x, y, z) = \left(\frac{\Omega}{2\pi}\right)^2 \iint_{\infty} A_0(\alpha S, \beta S) \left[ S^2 + S \left( \alpha \frac{\partial S}{\partial \alpha} + \beta \frac{\partial S}{\partial \beta} \right) \right] \exp \left\{ -j\Omega S \left[ \alpha x + \beta y + \left( 1 - \frac{\alpha^2 + \beta^2}{2} \right) z \right] \right\} d\alpha d\beta \quad (2.9)$$

Соотношение (2.9) позволяет рассчитывать трехмерную структуру акустического пучка для любого направления его распространения в кристалле, на любом расстоянии от преобразователя произвольной формы как в ближней, так и в дальней зоне дифракции. В отличие от других работ [247,254], при выводе (2.9) не использовалось параболическое приближение.

В параксиальном приближении направляющие косинусы  $\alpha$  и  $\beta$  можно заменить на малые углы  $\vartheta$  и  $\psi$ , отсчитываемые от волновой нормали осевой компоненты пучка в плоскостях  $xz$  и  $yz$  соответственно. Тогда (2.9) примет вид:

$$a(x, y, z) = \left(\frac{\Omega}{2\pi}\right)^2 \iint_{\infty} A_0(\vartheta S, \psi S) \left[ S^2 + S \left( \vartheta \frac{\partial S}{\partial \vartheta} + \psi \frac{\partial S}{\partial \psi} \right) \right] \exp \left\{ -j\Omega S \left[ \vartheta x + \psi y + \left( 1 - \frac{\vartheta^2 + \psi^2}{2} \right) z \right] \right\} d\vartheta d\psi \quad (2.10)$$

## 2.2. Акустические пучки в средах с малой акустической анизотропией

Рассмотрим структуру акустических пучков в средах с малой анизотропией. Примером такого АО материала является кристалл молибдата кальция – положительный одноосный кристалл. Он не относится к числу высокоэффективных АО материалов, но нашел применение при изготовлении коллинеарных фильтров [121,123]. Определяющим здесь стало низкое двулучепреломление кристалла  $\delta n = n_e - n_o = 0.01$ , благодаря чему получается удобная для практической реализации частота коллинеарного синхронизма  $f_c = 46$  МГц при длине волны оптического излучения около 633 нм. В таком фильтре используется сдвиговая акустическая мода, распространяющаяся по кристаллографической оси  $X$ . В этом случае структура акустического поля определяется дифракционными эффектами, вызванными исключительно

конечными размерами пьезопреобразователя, поскольку акустическая анизотропия мала.

Матрица упругих модулей кристалла молибдата кальция имеет вид [278]:

$$c_{ij} = \begin{pmatrix} 143 & 65 & 46.3 & 0 & 0 & -13.5 \\ 65 & 143 & 46.3 & 0 & 0 & 13.5 \\ 46.3 & 46.3 & 126 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 36.9 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 36.9 & 0 \\ -13.5 & 13.5 & 0 & 0 & 0 & 46.1 \end{pmatrix} \cdot 10^{10} \text{ дин/см}^2. \quad (2.11)$$

На рис. 2.2 представлены сечения поверхности медленностей кристалла плоскостями  $XY$  (а) и  $XZ$  (б), рассчитанные с использованием уравнения Кристоффеля (2.1) [А5,А55-А61]. Значения медленностей отложены по радиусу в единицах  $10^6$  с/см. Интересующая нас сдвиговая акустическая мода показана цифрой 1. Для этой моды поверхность медленностей является практически сферой. Например, при отходе от оси  $X$  на  $10^\circ$  в плоскости  $XZ$  скорость меняется лишь на 0.35%. Поэтому можно пренебречь влиянием акустической анизотропии на структуру пучка, распространяющегося по оси  $X$ . В этом случае уравнение (2.10) упрощается:

$$a(x, y, z) = \left(\frac{K}{2\pi}\right)^2 \iint_{\infty} A_0(\vartheta S, \psi S) \exp\left\{-jK\left[\vartheta x + \psi y + \left(1 - \frac{\vartheta^2 + \psi^2}{2}\right)z\right]\right\} d\vartheta d\psi \quad (2.12)$$

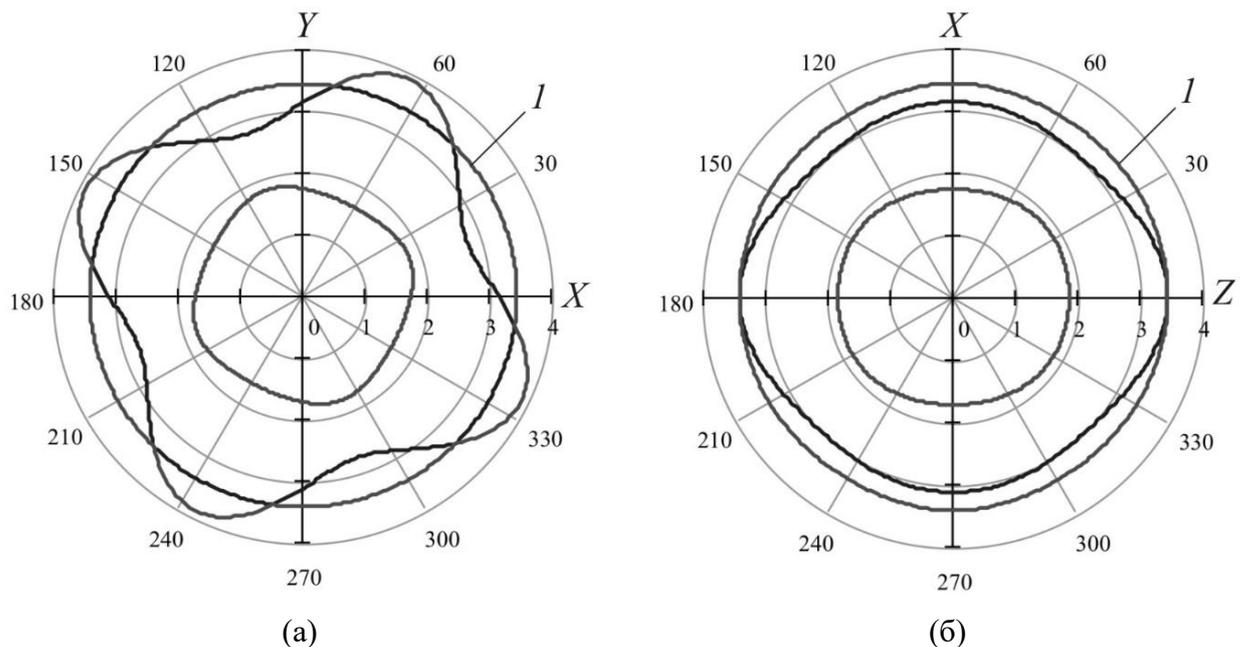


Рис. 2.2. Сечения поверхности медленностей кристалла молибдата кальция плоскостями  $XY$  (а) и  $XZ$  (б)

В последнее время при изготовлении АО устройств большое внимание было уделено изучению методов создания в кристаллах акустического поля с как можно более однородной структурой. В результате исследований, в дополнение к традиционным пьезопреобразователям прямоугольной формы (рис. 2.3а), получили распространение преобразователи ромбовидной (рис. 2.3б, ромб с усеченными вершинами) и эллиптической формы (рис. 2.4в).

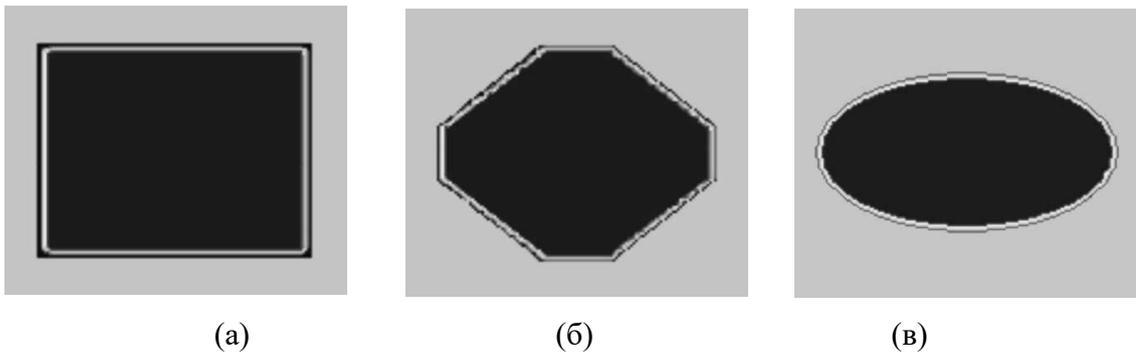


Рис. 2.3. Формы преобразователей, для которых проводился расчет структуры акустического поля: прямоугольная (а), ромбовидная (б) и эллиптическая (в)

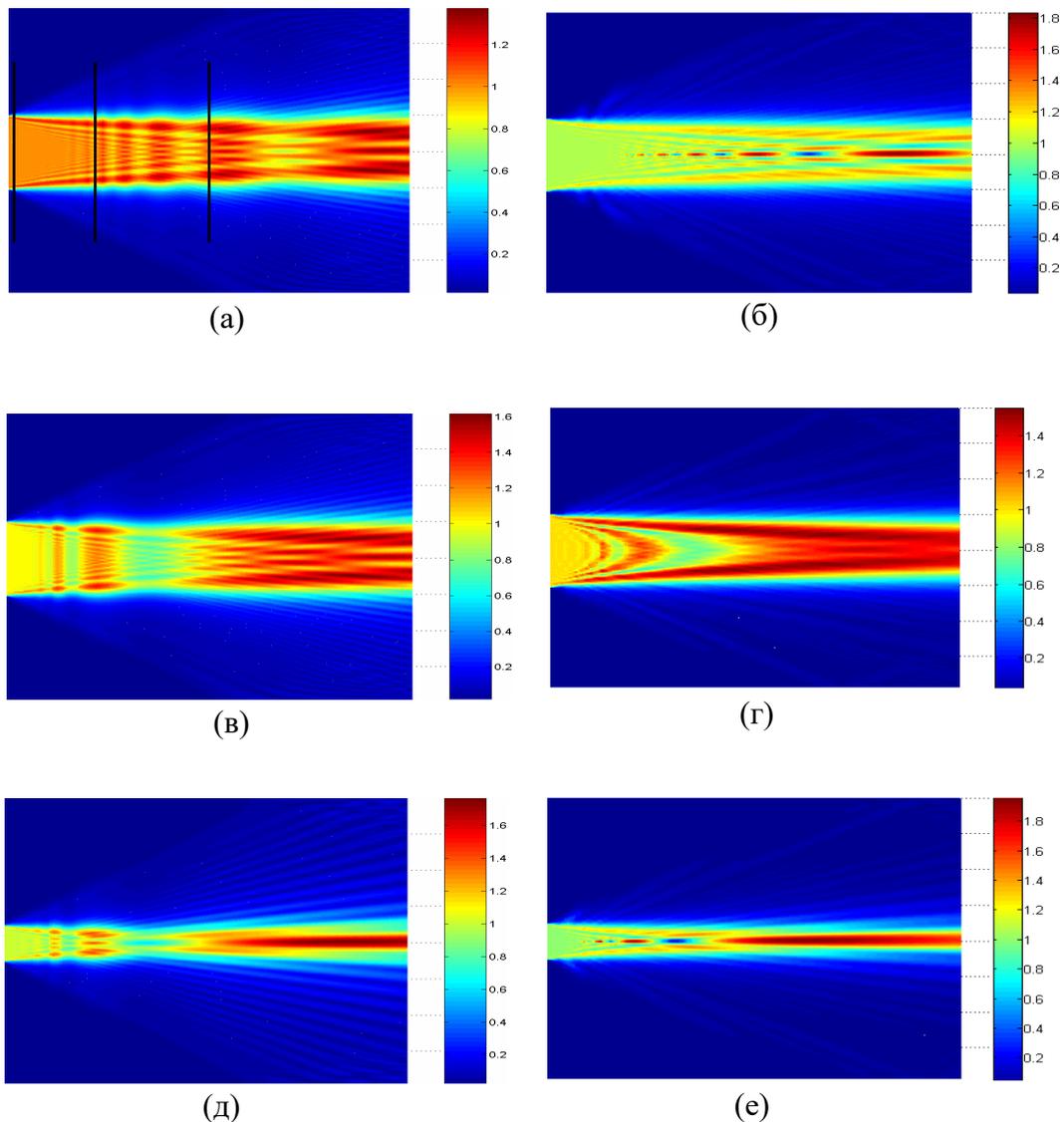


Рис. 2.4. Структура акустического поля для прямоугольного (а, в, д) и эллиптического (б, г, е) преобразователей с размерами (в см):  $a = 0.5; b = 0.5$  (а,б);  $a = 0.5; b = 0.25$  (в,г);  $a = 0.25; b = 0.25$  (д,е)

Был проведен расчет и сравнение структур акустических полей, создаваемых в

кристалле молибдата кальция преобразователями таких геометрий, с различными размерами  $a$  (по вертикали) и  $b$  (по горизонтали) [A2], результаты представлены на рис. 2.4. Размеры показанной области – 2 см по вертикали и 4 см по горизонтали. Интенсивность акустического поля показана цветом. Интенсивность во входной плоскости предполагалась постоянной на поверхности преобразователя и равной единице. Акустический пучок распространяется с лева на право.

Частота ультразвука была выбрана равной 40 МГц (примерно соответствует частоте АО синхронизма для красного света), волновой вектор осевой компоненты пучка направлен вдоль кристаллографической оси  $X$  кристалла молибдата кальция. На рисунках показано распределение интенсивности ультразвука в центральном продольном сечении пучка. Полная мощность пучка в поперечном сечении, одинакова на любом расстоянии от преобразователя, изменения амплитуды вызваны перераспределением энергии внутри пучка.

Для иллюстрации особенностей распределения плотности мощности, на рис. 2.5 показаны поперечные сечения пучка, представленного на рис. 2.4в. Изображения соответствуют разным расстояниям от преобразователя:  $z = 0.1$  см, 1.5 см и 3.5 см. На рис. 2.4в эти сечения отмечены вертикальными линиями.

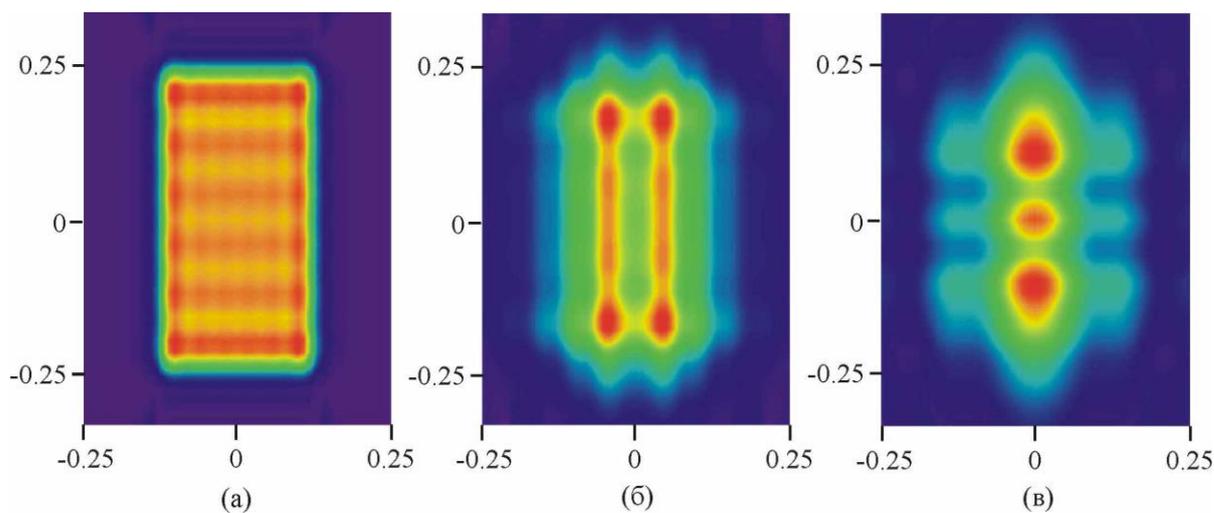


Рис. 2.5. Распределение плотности мощности в пучке на разных расстояниях от преобразователя: 0.1 см (а), 1.5 см (б) и 3.5 см (в)

Расчет показал, что распределение интенсивности акустического поля существенно зависит как от формы преобразователя, так и от его геометрических размеров. С увеличением расстояния структура акустического поля изменяется сложным образом. Сначала пучок сужается, достигая минимальной ширины на расстоянии нескольких сантиметров от преобразователя, а далее начинает уширяться. К интересным особенностям структуры акустического пучка в случае преобразователя эллиптической формы можно отнести чередование областей с большой и малой амплитудой акустических колебаний вдоль

продольной оси пучка (рис. 2.4б,е). Такое же чередование амплитуды наблюдается если преобразователь выполнен в форме круга.

### 2.3. Акустические пучки в анизотропных средах

Теперь исследуем структуру акустического поля в акустически анизотропных материалах. Расчеты проведем на примере кристалла парателлуриата - важного и одного из наиболее акустически анизотропных АО материалов.

#### 2.3.1. Лучевые спектры акустического пучка

Для эксперимента, иллюстрируемого рис. 2.1, коэффициент анизотропии  $k$  столь велик, что дальняя зона дифракции оказывается расположенной в пределах кристалла. Поэтому фактически на приведенных фотографиях визуализировано угловое распределение потока акустической мощности  $|A_r|^2$ . Это распределение определяется векторами Умова-Пойнтинга для плосковолновых компонент углового спектра пучка. Назовем функцию  $A_r$  "лучевым спектром" пучка.

В данном разделе представлены результаты расчета лучевых спектров пучков, распространяющихся в наиболее примечательных плоскостях (001) и (1 $\bar{1}$ 0) кристалла парателлуриата. В плоскости (001) наблюдается наибольшая акустическая анизотропия [271], а плоскость (1 $\bar{1}$ 0) используется в большинстве АО устройств, изготавливаемых из TeO<sub>2</sub> [4,5,8]. Для расчета лучевых спектров необходимо решить уравнение Кристоффеля (2.1) и рассчитать поверхность медленностей. При вычислениях используется сферическая система координат с азимутальным углом  $\phi$ , отсчитываемым от кристаллографической оси  $X$  в плоскости (001), и полярным углом  $\theta$ , отсчитываемым от оси  $Z$  к плоскости (001). Расчеты проводились с использованием следующих значений упругих модулей  $c_{ij}$  кристалла парателлуриата [266,268]:

$$c_{ij} = \begin{pmatrix} 55.7 & 51.14 & 21.8 & 0 & 0 & 0 \\ 51.14 & 55.7 & 21.8 & 0 & 0 & 0 \\ 21.8 & 21.8 & 105.8 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 26.5 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 26.5 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 65.9 \end{pmatrix} \cdot 10^{10} \text{дин/см}^2. \quad (2.13)$$

На рис. 2.6 показаны сечения поверхности медленностей парателлуриата плоскостями (001) (а) и (1 $\bar{1}$ 0) (б). Особым является направление [110] (под углом  $\phi = 45^\circ$  к осям  $X$  и  $Y$ ). Быстрая мода 1 здесь имеет скорость  $V_1 = 4.46 \cdot 10^5$  см/с, средняя 2 –  $V_2 = 2.10 \cdot 10^5$  см/с, а медленная 3 –  $V_3 = 0.616 \cdot 10^5$  см/с. Мода 1 является чисто продольной, мода 2 – чисто сдвиговой с поляризацией по оси  $Z$ , а мода 3 – чисто сдвиговой с поляризацией в плоскости  $XU$

по направлению  $[1\bar{1}0]$ .

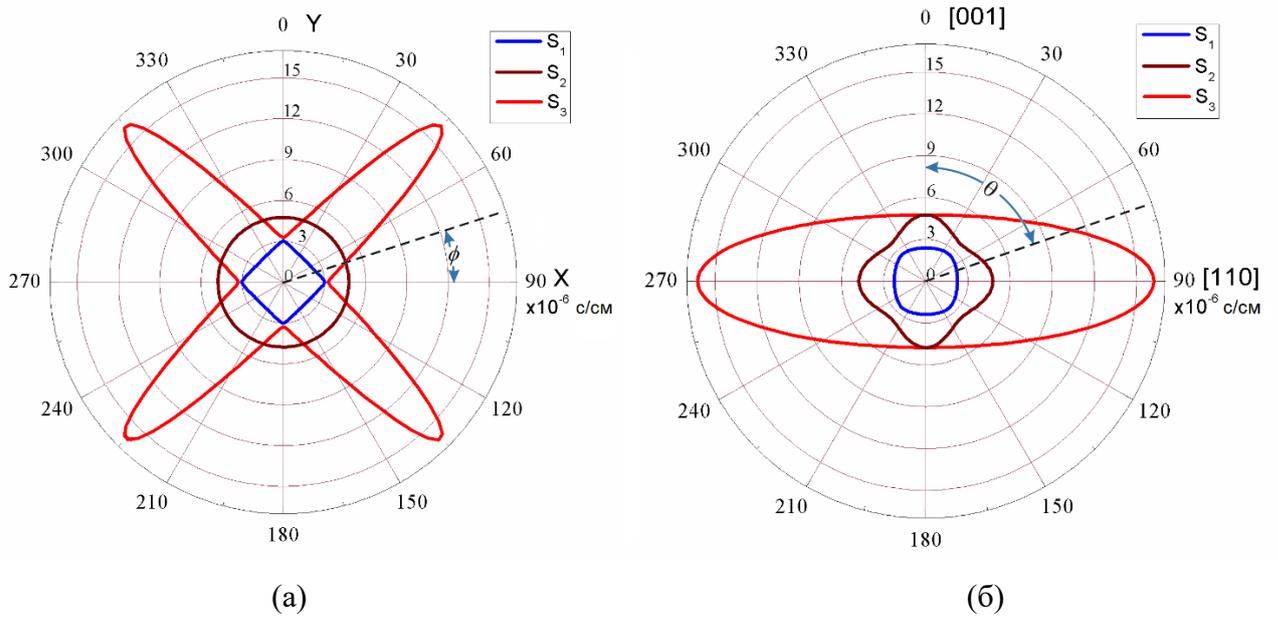


Рис. 2.6. Сечения поверхности медленностей парателлурита плоскостями (001) (а) и  $(1\bar{1}0)$  (б)

Мода 3 отличается уникально низкой скоростью звука, благодаря чему получается чрезвычайно большое значение АО качества. Однако, как отмечалось выше, такой срез кристалла редко используется в акустооптике, поскольку из-за большой акустической анизотропии для этой моды акустический пучок получается очень неоднородным. Обычно используются срезы, в которых акустическая мода 3 возбуждается в плоскости  $(1\bar{1}0)$  под некоторым углом  $\theta$  к оси Z. Представленный ниже анализ относится именно к моде 3.

На рис. 2.7а представлены угловые зависимости угла сноса  $\chi_\phi(\phi)$  (кривая 1) и кривизны  $C_\phi(\phi)$  (кривая 2) в плоскости (001), которые определяются формулами:

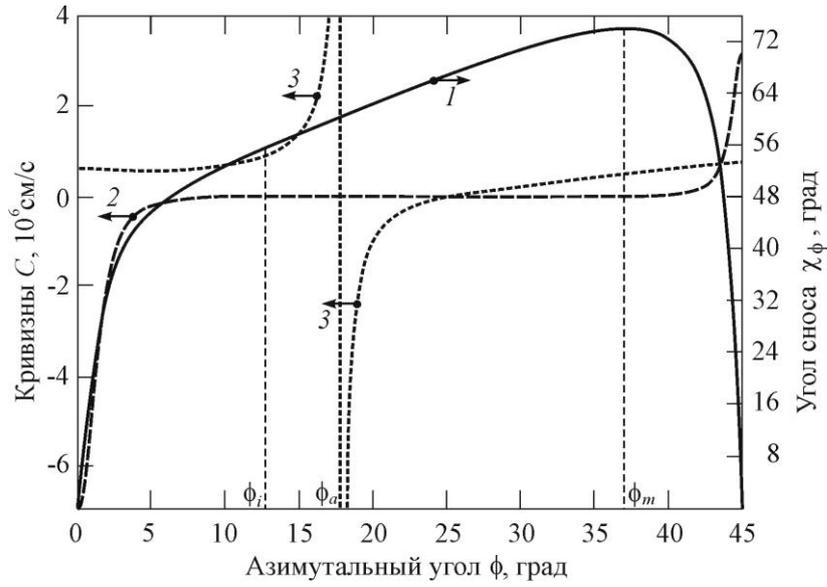
$$\chi_\phi = \arctg \frac{S'}{S}, \quad C_\phi = \frac{S^2 + 2S'^2 - SS''}{(S^2 + S'^2)^{3/2}}, \quad (2.14)$$

где  $S' = dS/d\phi$  и  $S'' = d^2S/d\phi^2$ . В параболическом приближении (2.1)

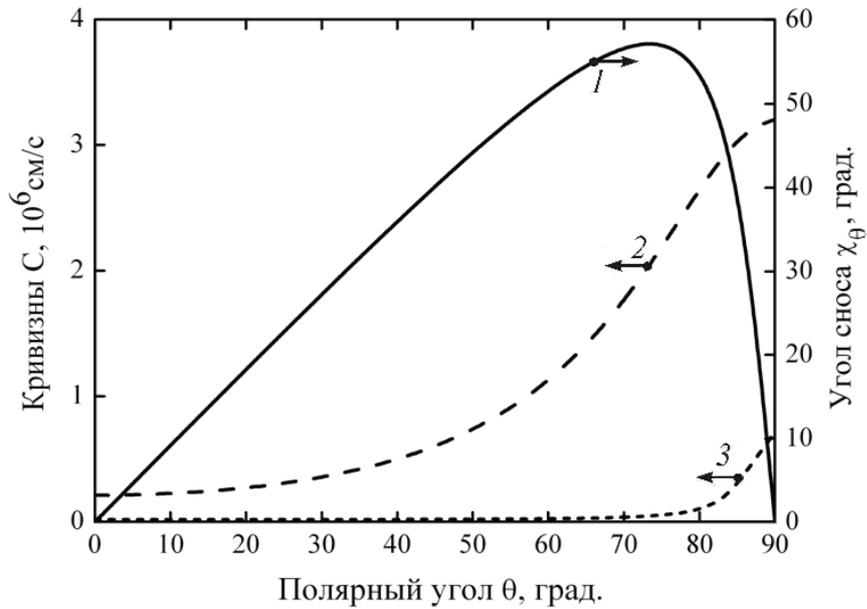
$$\chi_\phi = \arctg A, \quad C_\phi = \frac{1 + 2A^2 - 2B}{S_0(1 + A^2)^{3/2}}, \quad (2.15)$$

Направлению  $[110]$  соответствует минимум скорости звука  $V$ . Следовательно, касательная, проведенная здесь к поверхности медленности, перпендикулярна вектору фазовой скорости, и угол сноса  $\chi_\phi$  равен нулю. При отходе от этого направления возникает снос, который быстро увеличивается и достигает максимального значения  $\chi_\phi = 74^\circ$  при  $\phi_m = 37.1^\circ$ . Здесь  $V = 0.86 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ ,  $A = 3.5, B = 6.2$ . Далее, в диапазоне  $10^\circ < \phi < 35^\circ$  угол сноса уменьшается почти по линейному закону и достигает нуля в точке  $\phi = 0^\circ$ , т.е. в минимуме зависимости

$S(\phi)$ .



(a)



(б)

Рис. 2.7. Зависимость углов сноса  $\chi$  (1) и кривизн  $C_\phi$  (2) и  $C_\theta$  (3) поверхности медленностей от азимутального угла  $\phi$  в плоскости (001) (а) и полярного угла  $\theta$  в плоскости (110) (б)

Поскольку кристаллографическая ось  $Z$  является осью симметрии 4-го порядка, то для анализа акустических эффектов достаточно рассмотреть диапазон углов  $0 \leq \phi \leq 45^\circ$ .

Кривизна  $C_\phi$  кривой  $S(\phi)$  имеет максимальные значения при  $\phi = 0^\circ$  и  $90^\circ$ . Смена знака кривизны происходит при  $\phi_i = 12.64^\circ$ . Здесь  $V = 2.44 \cdot 10^5$  см/с,  $A = 1.5$ ,  $B = 2.7$ , угол сноса  $\chi_\phi = 55.6^\circ$ . Из (2.15) получаем условие для точки перегиба:  $B = 0.5 + A^2$  или  $S'' = S_0 + 2S'^2/S_0$ .

Структура поверхности медленности для моды 3 такова, что плоскость (001) и перпендикулярные ей являются плоскостями главных кривизн [259,260]. Зависимость главной кривизны в ортогональной плоскости  $C_\theta$  от азимутального угла  $\phi$  показана на рис. 2.7а кривой 3. Здесь особой является точка  $\phi = \phi_\alpha = 17.8^\circ$ , которая соответствует направлению акустической оси, как это видно из рис. 2.6а. Кривизна  $C_\theta$  в этой точке не определена [259].

На рис. 2.7б показаны аналогичные зависимости, рассчитанные для моды 3 в плоскости (110). Кривая 1 отображает угловую зависимость угла сноса  $\chi_\theta(\theta)$ . Угол сноса  $\chi_\theta$  для  $\theta = 90^\circ$  (направление [110]) равен нулю. Далее, при уменьшении угла  $\theta$ , угол сноса быстро увеличивается, достигая максимального значения  $\chi_\theta = 57^\circ$  при  $\theta = 74^\circ$ , а потом постепенно уменьшается и становится равным нулю при  $\theta = 0^\circ$ . Кривые 2 и 3 иллюстрируют угловые зависимости кривизн  $C_\phi$  и  $C_\theta$  поверхности медленностей, соответственно. Обе кривизны принимают максимальное значение при  $\theta = 90^\circ$ . С уменьшением полярного угла они постепенно убывают, достигая минимума при  $\theta = 0^\circ$ . При этом во всем диапазоне полярных углов кривизны не меняют знак и не имеют точек перегиба.

В реальных АО устройствах возбуждаются акустические пучки, а не плоские волны. Волновой пучок можно представить в виде суперпозиции плоских волн, имеющих разную амплитуду, фазу и направление распространения. Если пучок создается однородным преобразователем квадратной формы со стороной  $l$ , то его угловой спектр согласно (2.4) имеет вид:

$$A_0(\alpha, \beta) = a_0 l^2 \operatorname{sinc}\left(\frac{\Omega S l}{2\pi} \alpha\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{\Omega S l}{2\pi} \beta\right) \approx a_0 l^2 \operatorname{sinc}\left[\frac{fl}{V}(\phi - \phi_0)\right] \operatorname{sinc}\left[\frac{fl}{V}(\theta - \theta_0)\right], \quad (2.16)$$

где  $\phi_0$  и  $\theta_0$  – углы, задающие направление волновой нормали для осевой компоненты акустического пучка в полярной системе координат,  $\phi$  и  $\theta$  – углы для остальных компонент пучка. Из-за различия в направлениях распространения, различные компоненты пространственного спектра пучка приобретают в анизотропной среде различный угол сноса. Вследствие этого структура пучка изменяется [245,247,258,274,275, A1-A4, A29, A30, A76-A79].

Этот эффект иллюстрируется построением на рис. 2.8, где показана правая верхняя часть поверхности обратных скоростей для медленной моды 3 с рис. 2.6а. Пусть акустический пучок с дифракционной расходимостью  $\delta$ , задаваемой размерами пьезопреобразователя и частотой ультразвука, распространяется по оси [110] кристалла. Его осевая компонента направлена точно по оси [110] и не испытывает сноса. Но боковые компоненты спектра направлены под углами  $\pm \delta/2$  к этому направлению. Для них существует снос на углы  $\pm \Delta/2$ , как показано на рисунке. Поэтому реальная расходимость пучка, оцениваемая по потоку энергии, будет характеризоваться углом  $\Delta \gg \delta$ , т.е. коэффициентом анизотропии, в данном случае  $k \gg 1$ .

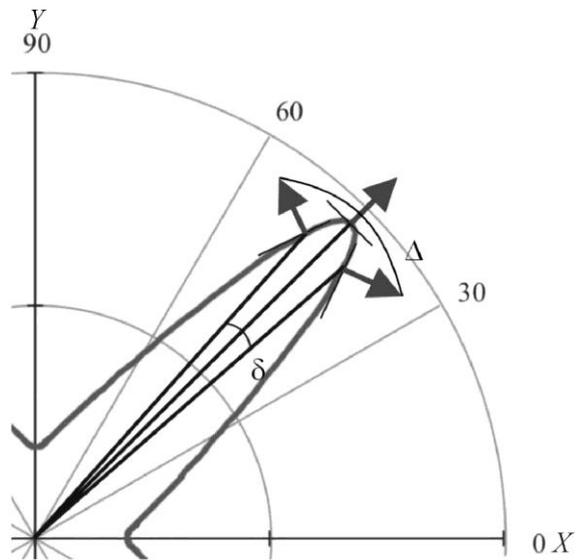


Рис. 2.8. Иллюстрация процесса уширения ультразвукового пучка под действием акустической анизотропии среды

Был проведен расчет лучевых спектров для акустических пучков, распространяющихся в плоскостях (001) и  $(1\bar{1}0)$  кристалла парателлуриата [A29,A30]. Для каждой плосковолновой компоненты спектра (2.16) определялось направление вектора Умова-Пойнтинга, и по этим результатам строился угловой спектр мощности  $|A_r(\phi)|^2$ . На рис. 2.9а кривой 1 показано нормированное угловое распределения акустической мощности для пучка шириной  $l = 0.5\text{см}$ , возбуждаемого на частоте  $f = 60\text{МГц}$  и распространяющегося в направлении  $[110]$ . Для сравнения кривой 2 изображено аналогичное распределение в случае отсутствия акустической анизотропии.

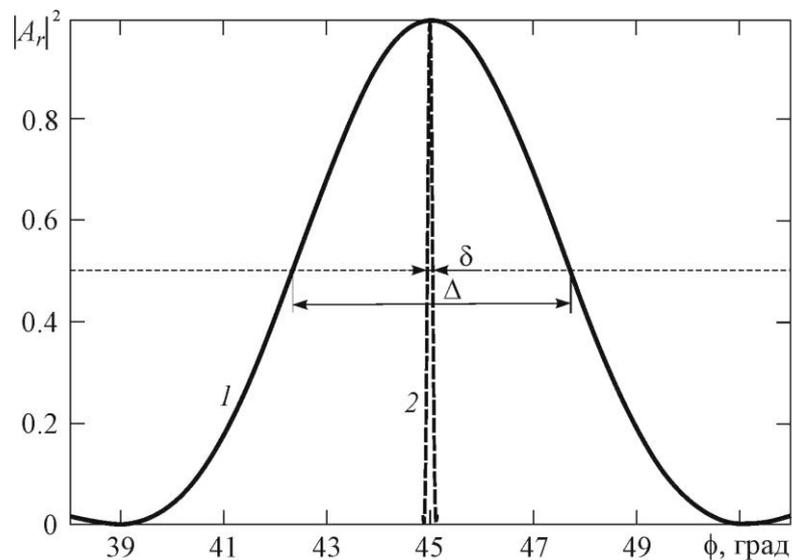
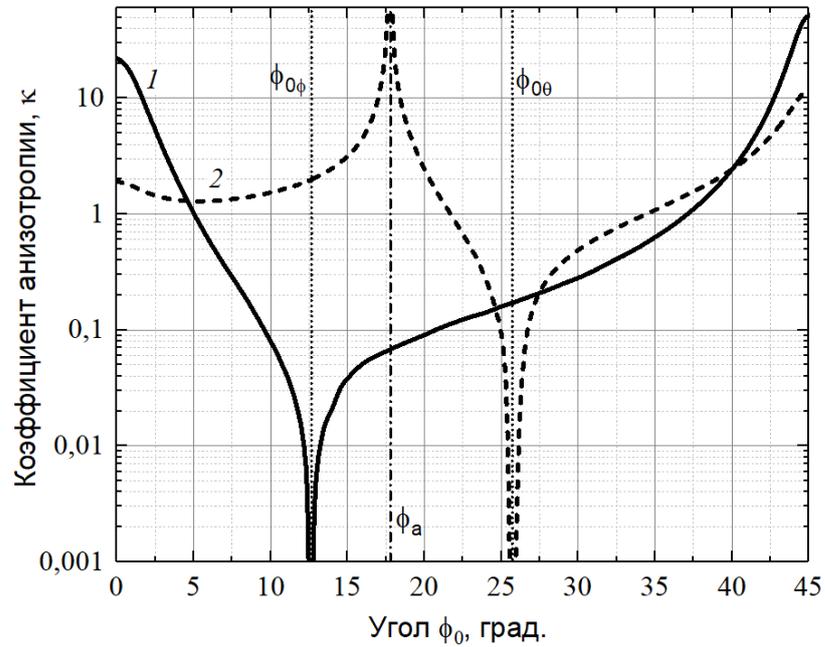


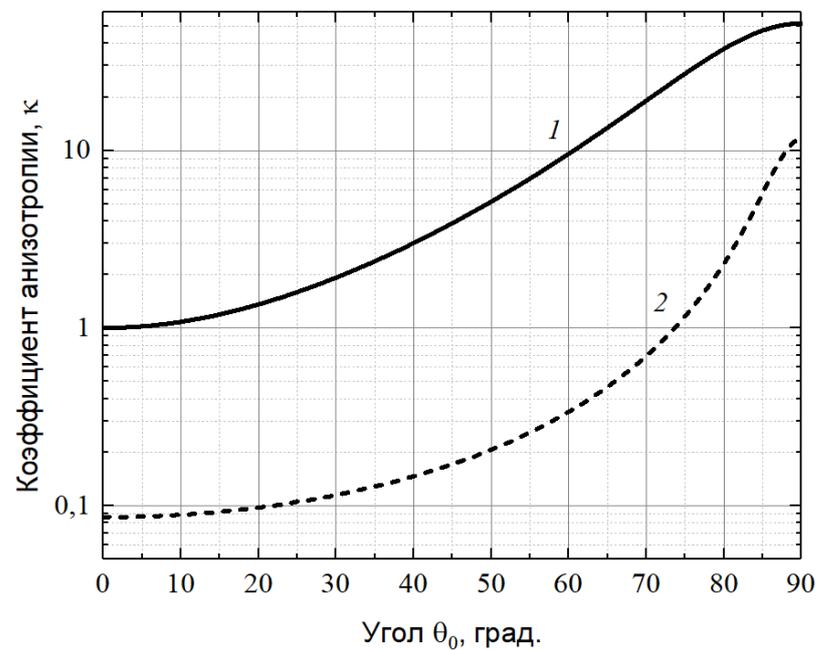
Рис. 2.9. Лучевые спектры акустического пучка:

1 — парателлуриат, направление  $\phi_0 = 45^\circ$ , 2 — изотропная среда

Полуширина представленных кривых равна  $\Delta = 5.45^\circ$  и  $\delta = 0.105^\circ$  соответственно. Таким образом, уширение пучка из-за акустической анизотропии составляет в этом случае  $\kappa_\phi = 52$  раза, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами, представленными на рис. 2.1.



(а)



(б)

Рис 2.10. Зависимости коэффициентов анизотропии  $\kappa_\phi$  (1) и  $\kappa_\theta$  (2) от направления акустического пучка: (а) –  $\phi_0$  в плоскости (001), (б) –  $\theta_0$  в плоскости (1 $\bar{1}$ 0)

Аналогичные расчеты были выполнены в диапазоне углов  $\phi_0$  от  $45^\circ$  до  $0^\circ$ . Результаты

представлены на рис. 2.10а кривой 1 в виде зависимости  $\kappa_\phi(\phi_0)$ . Видно, что при отходе от направления [110] в сторону оси X коэффициент анизотропии быстро уменьшается от наибольшего значения  $\kappa_\phi = 52$  и достигает единицы в максимуме зависимости  $\chi(\phi)$ , т.е. при  $\phi_0 = \phi_m$ . В этой точке анизотропия кристалла вызывает большой угол сноса пучка, но не влияет на его расходимость. При дальнейшем уменьшении  $\phi_0$  энергетическая расходимость пучка  $\Delta$ , благодаря действию акустической анизотропии парателлурита, становится меньше дифракционной  $\delta$ , а коэффициент анизотропии – меньше единицы.

Для пояснения полученного результата, разложим зависимость  $\chi(\phi)$  в ряд вблизи  $\phi_0$  и, учитывая малость углов  $\delta$ , ограничимся первыми тремя членами разложения:

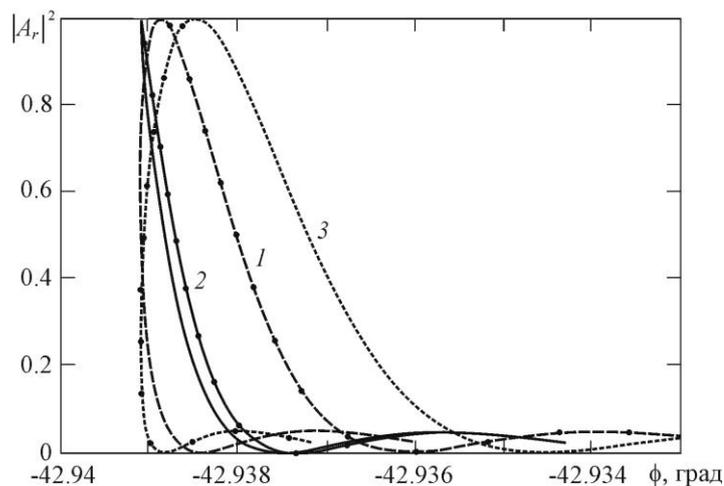
$$\chi(\phi) \approx \chi(\phi_0) + \chi'(\phi_0)(\phi - \phi_0) + \frac{1}{2} \chi''(\phi_0)(\phi - \phi_0)^2. \quad (2.17)$$

Отсюда получается следующее выражение для коэффициента анизотропии:

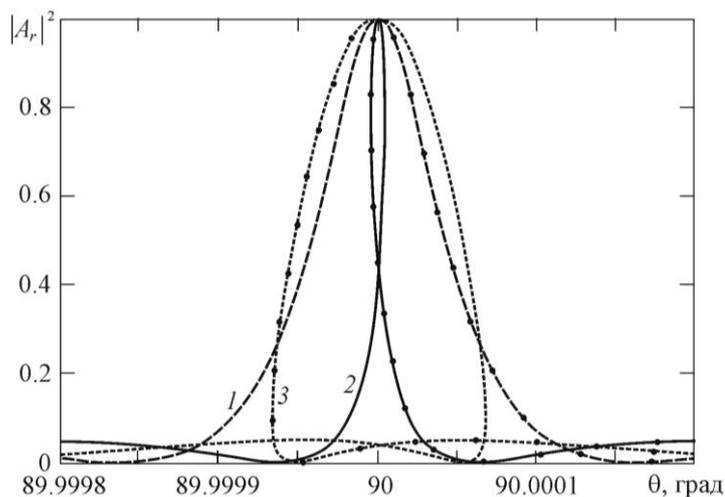
$$\kappa_\phi(\phi_0) = 1 - \chi'(\phi_0) + \frac{1}{2} \chi''(\phi_0) \delta \quad (2.18)$$

в котором знаки расставлены из физических соображений. Первая производная  $\chi'$  описывает уширение (при  $\chi' < 0$ ) или сужение (при  $\chi' > 0$ ) лучевого спектра пучка, при котором сохраняется его форма; меняется лишь угловой масштаб функции  $A_r(\phi)$ . Вторая производная  $\chi''$ , определяемая третьей производной  $S'''$ , заметно сказывается лишь вблизи точки  $\phi_0 = \phi_i$ , где  $\chi' = 1$ . В этой области меняется форма спектральной функции, как видно на рис. 2.11а, где представлены зависимости  $|A_r(\phi)|^2$  для трех случаев:  $\phi_0 > \phi_i$  (кривая 1),  $\phi_0 \approx \phi_i$  (кривая 2) и  $\phi_0 < \phi_i$  (кривая 3). В точке  $\phi_i$  кривизна  $C_\phi$  меняет знак, поэтому компоненты лучевого спектра, для которых  $\phi < \phi_i$ , имеют снос в другую сторону, чем компоненты с  $\phi > \phi_i$ . Это хорошо видно из сравнения кривых 1 и 3: отмеченный точками правый склон спектральной характеристики 1 становится левым у характеристики 3. Происходит зеркальный разворот спектра. Таким образом, полная автоколлимация пучка в точке  $\phi_i$  не достигается; пучок имеет конечную расходимость  $\Delta = 3 \cdot 10^{-4}$  градуса, но коэффициент анизотропии принимает чрезвычайно малое значение:  $\kappa = 8.5 \cdot 10^{-4}$ . Это означает уменьшение расходимости пучка в 1176 раз по сравнению с дифракционной. При дальнейшем уменьшении угла  $\phi_0$  ширина инвертированного спектра увеличивается, коэффициент анизотропии возрастает и достигает значения  $\kappa_\phi = 23$  при  $\phi_0 = 0$ . Все эти особенности зависимости  $\kappa_\phi(\phi_0)$  показывает кривая 1 на рис. 2.10а, из которой следует, что в области  $5.1^\circ < \phi_0 < 37.1^\circ$  расходимость пучка меньше дифракционной, при  $\phi_0 = 37.1^\circ$  анизотропия среды не влияет на ширину лучевого спектра, при  $\phi_0 = 5.1^\circ$  анизотропия среды инвертирует спектр так, что его ширина оказывается такой же, как в изотропной среде, а в остальных точках диапазона  $0^\circ \leq \phi_0 \leq 45^\circ$  расходимость пучка оказывается больше дифракционной.

Зависимость коэффициента анизотропии  $\kappa_\theta(\phi_0)$  для плоскостей, ортогональных (001), изображена на рис. 2.10а штриховой кривой 2. Здесь также можно указать область, где расходимость пучка меньше дифракционной:  $23.5^\circ < \phi_0 < 28.6^\circ$ . В остальных точках коэффициент анизотропии больше единицы. Кривизна  $C_\theta$  меняет знак при  $\phi_0 = 25.72^\circ$ . Вблизи этой точки также происходит деформация лучевого спектра, но ее характер другой, чем в плоскости (001) (рис. 2.11б). При изменении  $\phi_0$  происходит постепенная инверсия спектра, но функция  $|A_r(\theta)|^2$  всегда остается симметричной. Имеет место сильная автоколлимация пучка, однако небольшая его расходимость все же остается.



(а)



(б)

Рис. 2.11. Лучевые спектры в области автоколлимации:

(а): 1 –  $\phi_0 = 12.79^\circ$ , 2 –  $\phi_0 = 12.66^\circ$ , 3 –  $\phi_0 = 12.40^\circ$ ;

(б): 1 –  $\phi_0 = 25.726^\circ$ , 2 –  $\phi_0 = 25.7237^\circ$ , 3 –  $\phi_0 = 25.721^\circ$

Аналогичные расчеты были проведены и для плоскости  $(1\bar{1}0)$ . Результаты представлены на рис. 2.10б, где кривой 1 показана зависимость  $\kappa_\theta(\theta)$  для коэффициента анизотропии в плоскостях, ортогональных  $(1\bar{1}0)$ . Видно, что при отходе от направления  $[110]$  в сторону оси  $Z$

коэффициент анизотропии плавно уменьшается от максимального значения  $\kappa_\phi = 52$  и достигает единицы только при полярном угле  $\theta_0 = 0^\circ$ . Таким образом, в данной плоскости среда не дает коллимацию акустического пучка; есть только направление, где она не вносит уширения, дополнительного к дифракционному. Зависимость коэффициента анизотропии  $\kappa_\theta(\theta_0)$  в плоскости  $(1\bar{1}0)$  изображена на рис. 2.10б штриховой кривой 2. Здесь, в отличие от кривой 1, можно указать область, где расходимость пучка меньше дифракционной:  $0^\circ < \theta_0 < 74^\circ$ . Данное условие означает, что при значениях полярного угла меньших, чем то, при котором достигается максимальный угол сноса, имеет место коллимация акустического пучка. В остальных точках коэффициент анизотропии больше единицы.

Для направлений коллимации были выполнены расчеты структуры акустических пучков в щелевом приближении [A29]. Возбудитель ультразвука предполагался имеющим конечный размер в плоскости коллимации и бесконечным во втором направлении. В расчете использованы безразмерные параметры

$$\tilde{x} = x/\Lambda_0, \quad \tilde{z} = z/\Lambda_0 \quad \text{и} \quad \tilde{l} = l/\Lambda_0, \quad (2.19)$$

где  $\Lambda_0$  – длина акустической волны для центральной компоненты спектра. Были заданы следующие параметры:  $\tilde{l} = 200$ ,  $f = 60$  МГц,  $\tilde{z} = 1, 1000$  и  $10000$ .

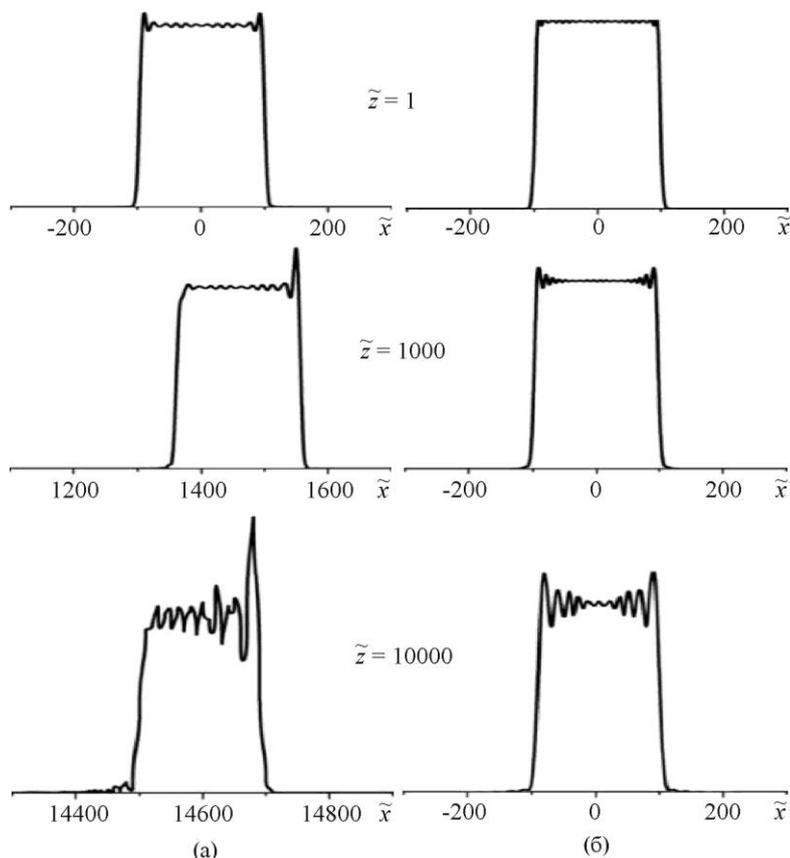
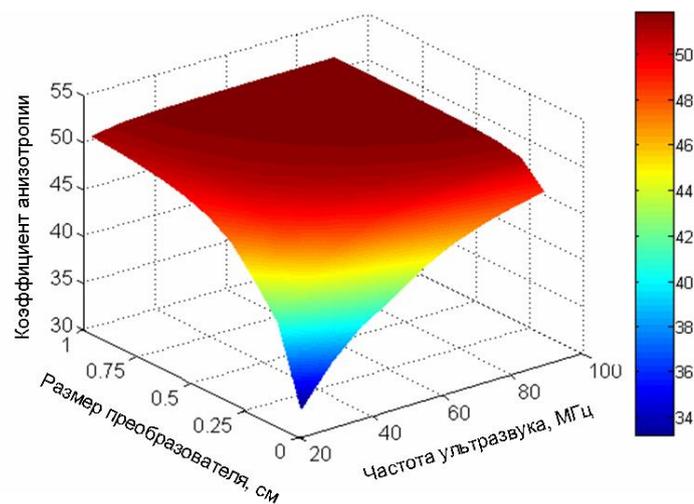


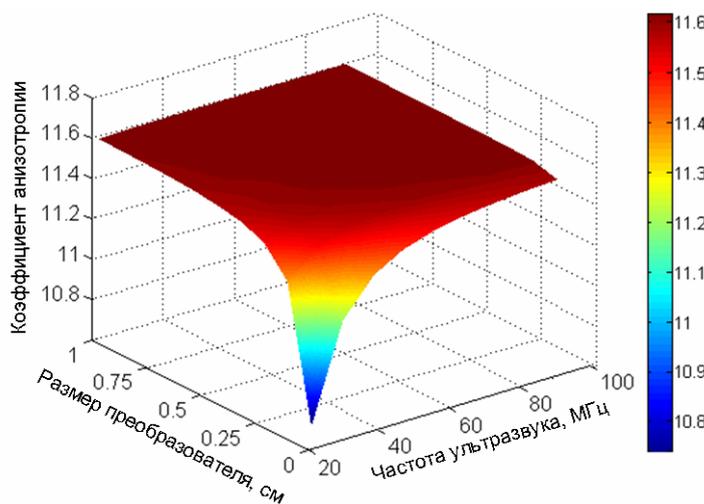
Рис. 2.12. Распределение амплитуды  $|a(\tilde{x})|$  в поперечном сечении акустического пучка на разных расстояниях от преобразователя:

(а) – направление  $\phi_0 = 12.66^\circ$ ; (б) – направление  $\phi_0 = 25.7237^\circ$

В случае  $\phi_0 = 12.66^\circ$  (рис. 2.12а) даже на расстоянии  $\tilde{z} = 10000$  ширина пучка остается практически той же, что и около преобразователя. Однако появляется асимметричная неоднородность поля по сечению. Асимметрия поля обусловлена асимметрией лучевого спектра, хорошо видной на рис. 2.11а. По значениям на оси абсцисс можно судить о величине угла сноса пучка. В случае  $\phi_0 = 25.7237^\circ$  (рис. 2.12б) ось  $\tilde{x}$  направлена ортогонально плоскости (001). Снос пучка отсутствует, лучевой спектр симметричен (рис. 2.11б), поэтому и структура поля описывается симметричной кривой.



(а)



(б)

Рис. 2.13. Зависимости коэффициента анизотропии от частоты ультразвука и размера преобразователя в плоскости (001) (а) и плоскости (110) (б)

Коэффициент анизотропии определен как отношение полуширин лучевых спектров акустического пучка в анизотропной и изотропной среде. Обе эти величины зависят от размера излучателя ультразвука и частоты акустических колебаний. Поэтому представляется интересным рассмотреть, как коэффициент анизотропии изменяется в зависимости от

геометрических размеров преобразователя и частоты ультразвука, то есть от дифракционной расходимости ультразвукового пучка [А4].

Для анализа было выбрано направление  $[110]$  в кристалле парателлурита, поскольку именно вблизи этого направления наблюдается максимально быстрое изменение акустических свойств. Расчет выполнен для преобразователя квадратной формы, размер стороны которого варьировался от 0.1 см до 1 см, а частота ультразвука изменялась от 20 МГц до 100 МГц. Результаты расчета представлены на рис. 2.13 в виде трехмерных картин для плоскостей  $(001)$  (а) и  $(1\bar{1}0)$  (б). Представленные результаты показывают, что в большинстве случаев коэффициент  $k$  остается практически постоянным, за исключением областей малых значений апертуры пучка и малых частот, т.е. тех вариантов, когда пучок имеет большую расходимость.

Фактически представленные графики позволяют определить границы области параболического приближения (2.2), поскольку такое приближение дает постоянное значение  $k$  независимо от угла расходимости пучка  $\delta$ .

Представленные результаты позволяют прийти к заключению, что утверждение о том, что анизотропия среды дает лишь эффект масштабирования структуры акустического поля в направлении распространения пучка [249-252,254], не носит общего характера, а справедливо лишь для достаточно симметричных направлений в кристаллах не обладающих очень сильной анизотропией.

### **2.3.2. Моделирование структуры акустических пучков**

Представленные на рис. 2.9 и 2.11 кривые характеризуют распределение плотности акустической мощности в дальней зоне дифракции пучка, которая в эксперименте обычно не наблюдается из-за требуемого большого расстояния до плоскости пьезообразователя. Выражение (2.9) позволяет рассчитывать трехмерную структуру акустического поля на любом расстоянии от преобразователя. В данном разделе представлены результаты таких расчетов для нескольких интересных вариантов распространения пучка в парателлурите:

- по направлению  $[110]$ , сильная дефокусировка пучка;
- по оси  $X$ , сильная фокусировка акустического пучка
- под углом  $\phi_0 = 25.7^\circ$ , автоколлимация в плоскости, ортогональной  $(001)$ ;

Расчеты выполнены для квадратного преобразователя со стороной 0.5 см и частоты ультразвука 45 МГц.

Сначала рассмотрим результаты моделирования акустических полей для случаев, когда осевая компонента пространственного спектра пучка направлена по направлениям  $[110]$  ( $\phi_0 = 45^\circ$ ) и  $[100]$  ( $\phi_0 = 0^\circ$ ). Результаты расчета в виде продольных осевых сечений амплитуды и фазы акустического поля представлены на рис. 2.14. Размеры области расчета 2 см высота в

высоту и 4см в длину, что совпадает с размерами области, представленной на рис. 2.4 (расчет для изотропной среды). Сечения акустического пучка показаны в следующих плоскостях: плоскостью (001) для рис. 2.14а,в,д,ж; плоскостью (1 $\bar{1}$ 0) на рисунках (б,г) и плоскостью (010) (е,з).

В случае ориентации оси пучка по [110] обе кривизны имеют положительный знак – происходит дефокусировка пучка, коэффициенты анизотропии положительные и имеют наибольшую величину ( $\kappa_\phi = 52$ ,  $\kappa_\theta = 11.6$ ). Компоненты пространственного спектра расходятся, и дальняя зона дифракции сильно приближается к плоскости преобразователя [277]. Поскольку анизотропия в плоскости (001) в 4.5 раза больше, чем в плоскости (1 $\bar{1}$ 0), то и структура акустического пучка в этой плоскости получается более неоднородной. Так, для плоскости (1 $\bar{1}$ 0), расстояние в 4см от преобразователя еще не является дальней зоной дифракции, в то время как в ортогональной ей плоскости (001) дальней зоне соответствует расстояние порядка 2см от пьезопреобразователя.

Влияние акустической анизотропии сказывается и на форме волновых фронтов акустического пучка, визуализация которых показана на рис. 2.14в,г. Уже на небольшом расстоянии от преобразователя, зависящем от величины анизотропии, они изгибаются и перестают быть плоскими.

В случае распространения пучка по оси X (б-з) коэффициенты анизотропии принимают следующие значения:  $\kappa_\phi = 23$ ,  $\kappa_\theta = 2$ . Как видно из рис. 2.7а, в этой области кривизна  $C_\phi$  имеет отрицательный знак (вогнутый участок на поверхности медленности), поэтому происходит фокусировка пучка (эффект отрицательной рефракции), а кривизна  $C_\theta$  – положительный. Если действие акустической анизотропии на пространственный спектр пучка при его распространении вдоль направления с положительной кривизной (например, по оси [110]) можно уподобить действию рассеивающей линзы, то в данном случае, в плоскости (001) анизотропия кристалла парателлуриата действует подобно собирающей линзе [254,260]. Компоненты пространственного спектра фокусируются на некотором расстоянии от преобразователя, а потом снова расходятся.

Воздействие анизотропии среды на акустическое поле при отрицательной кривизне хорошо иллюстрирует фаза акустического поля, представленная на рис. 2.14ж. В отличие от остальных рисунков, иллюстрирующих форму волновых фронтов ультразвукового пучка при положительной кривизне, в данном случае волновые фронты оказываются не выпуклыми, а вогнутыми.

Таким образом, при распространении акустического пучка вдоль оси X в одной плоскости происходит фокусировка акустического пучка, а в другой – дефокусировка.

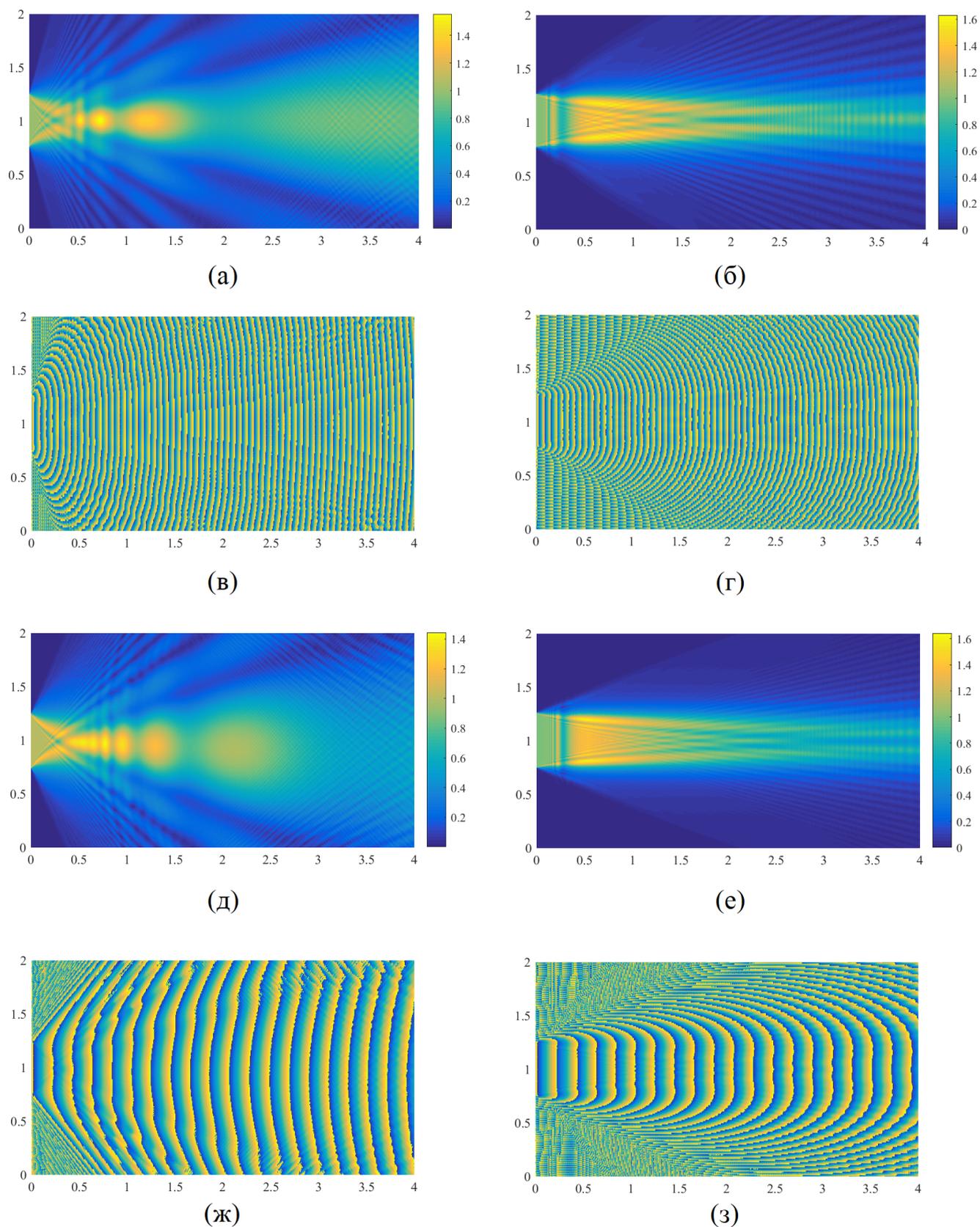


Рис. 2.14. Продольные сечения акустического пучка (а,б,д,е) и визуализация волновых фронтов акустического поля (в,г,ж,з) в плоскостях (001) (а,в,д,ж),  $(1\bar{1}0)$  (б,г) и (010) (е,з) при:  $\phi_0 = 45^\circ$  (а-г),  $\phi_0 = 0^\circ$  (д-з),

Поскольку расчеты проводились для одинаковых размеров преобразователя и частоты ультразвука, то интересно сравнить распределения амплитуды в сечениях акустических пучков при распространении в двух выбранных направлениях  $[110]$  ( $\phi_0 = 45^\circ$ ) и  $[100]$  ( $\phi_0 = 0^\circ$ ) между собой. Сначала рассмотрим рисунки (а) и (д). Для случая (а) анизотропия больше почти в два раза, но сопоставление картин показывает, что поле более неоднородно в случае (д), это объясняется тем что ширина лучевого спектра  $\delta$  для случая (д) больше почти в 5 раз за счет большей скорости ультразвука (3047 м/с и 616 м/с), таким образом ширина спектра  $\Delta$  больше для второго случая примерно в 2.5 раза.

При сравнении рисунков (б) и (г) такой картины не наблюдается – поле более неоднородно в случае (б). В данном варианте разница в величине коэффициента анизотропии составляет примерно 7 раз, и, следовательно, ширина спектра  $\Delta$  для случая (б) остается больше чем для случая (г).

Теперь рассмотрим результаты расчета акустического поля при распространении акустического пучка вдоль одного из направлений коллимации в плоскости (001) – рис. 2.15. Рис. 2.15(а,б) получены для направления  $\phi_0 = 25.7237^\circ$ , при котором происходит автоколлимация пучка в плоскости, перпендикулярной (001). Рисунок 2.15а иллюстрирует сечение пучка плоскостью (001) (размер области 8х2см), а рис. 2.15б – при сечении плоскостью, ортогональной (001) (размер области 8х6см). Преобразователь здесь находится в левом верхнем углу для рисунка (а) и по центру левой стороны для рисунка (б).

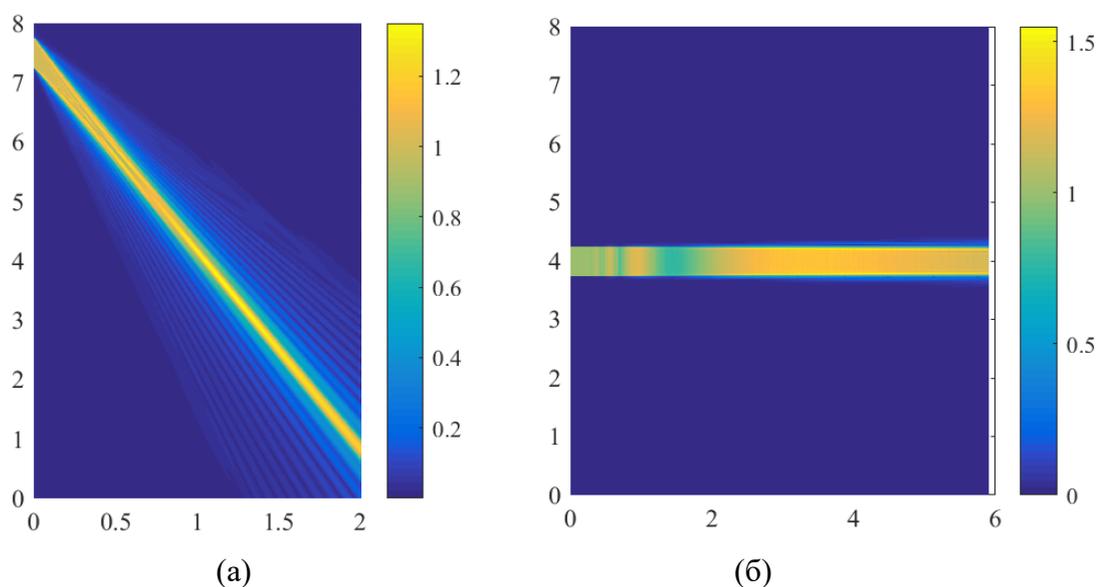


Рис. 2.15. Продольные сечения акустического пучка при его распространении вдоль направлений коллимации в плоскости (001) ( $\phi_0 = 25.72^\circ$ ); а – сечение плоскостью (001); б – сечение ортогональной плоскостью

В плоскости коллимации даже на расстоянии в 6 см (1500 длин волн) от преобразователя

совершенно не заметно уширения пучка, на всем протяжении его структура практически однородная, неоднородности вызваны структурой поля в ортогональной плоскости (а). Возможность реализации коллимации пучка в одной из плоскостей объясняется тем, что, как следует из рис. 2.10, оба коэффициента анизотропии  $\kappa_\phi$  и  $\kappa_\theta$  для данного направления в кристалле имеют значения, меньше единицы.

Сопоставление результатов расчетов структуры акустического поля для щелевого приближения (рис. 2.12) [A29] и расчета с учетом конечных размеров преобразователя в обоих измерениях (рис. 2.15) показывает, что величина коэффициента анизотропии в плоскости ортогональной плоскости коллимации влияет на амплитуду коллимированного акустического пучка.

Интересно также рассмотреть влияние асимметрии поверхности медленности для медленной моды в плоскости  $(1\bar{1}0)$  (рис. 2.6б) на структуру акустического поля. Поскольку углы сноса акустической энергии определяются формой поверхности медленности, то, для разных компонент пространственного спектра акустического пучка, углы сноса будут различными (рис. 2.8). Выберем такую величину полярного угла  $\theta_0$ , определяющего направление распространения осевой компоненты акустического пучка в плоскости  $(1\bar{1}0)$ , чтобы угол сноса  $\chi_\theta$  резко менялся, например  $\theta_0=88^\circ$  (угол среза кристалла равен  $2^\circ$ ).

Пусть ультразвуковой пучок с частотой 20МГц возбуждается преобразователем, размером 1x1 мм. Тогда ширина лучевого спектра такого пучка будет равной  $\delta = 1.78^\circ$ . Таким образом, даже в пределах полуширины лучевого спектра существуют компоненты пространственного спектра, распространяющиеся под углами в диапазоне от  $0^\circ$  до  $0.89^\circ$  к осевой компоненте. Для этих компонент угол сноса будет меняться в интервале от  $11.1^\circ$  до  $27.8^\circ$ . Если определять ширину лучевого спектра пучка по нулям центрального максимума, а не по полуширине, то можно вычислить, что диапазон углов сноса расширится от  $2.04^\circ$  до  $33.6^\circ$ . Таким образом, акустический пучок должен приобрести асимметричный вид.

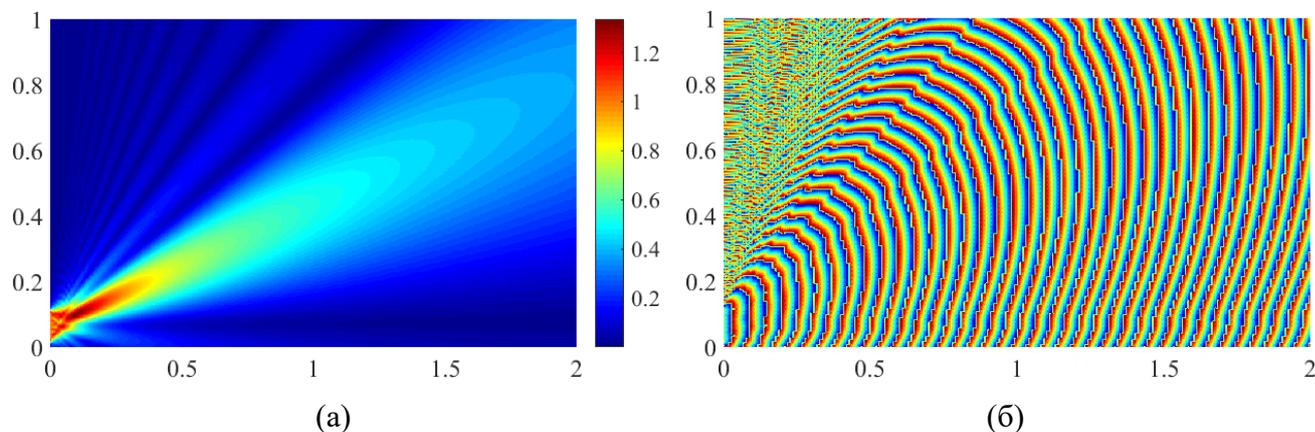


Рис. 2.16. Амплитудная (а) и фазовая (б) структуры акустического поля в плоскости  $(1\bar{1}0)$ ,  $\theta_0 = 88^\circ$ ,  $f = 20\text{МГц}$ , размер преобразователя 1x1мм.

Результаты расчета амплитудной и фазовой структуры акустического пучка с выбранными параметрами приведены на рис. 2.16.

У представленного распределения амплитуды (рис. 2.16а) заметна сильная асимметрия, как для центральной части ультразвукового пучка, так и для его боковых компонент. При этом, для боковых компонент она особенно ярко выражена. Фазовая структура акустического поля, показанная на рис. 2.16б, так же не является симметричной относительно оси пучка. Можно заметить, что искривление волновых фронтов в области рисунка левее оси пучка значительно сильнее, чем в области правее его оси, поскольку кривизна волновых фронтов зависит от величины угла сноса, величина которого растет по мере увеличения угла  $\theta$ .

## 2.4. Анализ акустической анизотропии кристалла KRS-5

Подход, продемонстрированный в п.2.3.1 диссертационной работы, позволяет полностью изучить акустическую анизотропию любого кристалла - определить значения коэффициентов анизотропии, выявить возможные направления полной коллимации акустических пучков.

Продемонстрируем результаты такого анализа на примере кристалла KRS-5 [A31]. Данный синтетический кристалл относится к перспективными АО материалам, и благодаря широкому диапазону прозрачности (от 0.53мкм до 50мкм) [278], предполагается использовать его для создания АО устройств, работающих в среднем ИК диапазоне [279-283].

Основной проблемой, с которой сталкиваются исследователи при разработке АО устройств, предназначенных для работы в диапазоне от 5 до 20 мкм, является существование малого количества материалов, прозрачных в данной области спектра оптического излучения [75,76,284-286]. Кроме того, в силу зависимости эффективности дифракции от длины волны светового излучения, такие материалы должны обладать высоким коэффициентом АО качества  $M$ . Кристалл KRS-5 сочетает в себе оба этих качества [278,280], но, к сожалению, является кубическим, что ограничивает его применение в АО устройствах. Тем не менее, свойства этого кристалла позволяют навести в нем оптическую анизотропию посредством механического сжатия [78,287], а также использовать его для создания АО дефлекторов. Кроме того, этот материал представляется наиболее подходящим для экспериментального наблюдения обратной (высокочастотной) коллинеарной дифракции [288,289]. Акустические свойства KRS-5 ранее подробно не исследовались.

### 2.4.1. Акустические свойства кристалла KRS-5

Кристалл KRS-5, как уже было отмечено, является кубическим кристаллом класса  $m\bar{3}m$ .

Симметрия данного кристалла такова, что для расчета его акустических свойств достаточно знать коэффициенты упругости  $c_{11}$ ,  $c_{12}$  и  $c_{44}$ . Величины данных коэффициентов можно найти в литературе [278-280]. Для дальнейших расчетов будем полагать, что  $c_{11} = 34.1 \cdot 10^{10}$  дин/см<sup>2</sup>,  $c_{12} = 12.9 \cdot 10^{10}$  дин/см<sup>2</sup>,  $c_{44} = 6.01 \cdot 10^{10}$  дин/см<sup>2</sup>. Плотность материала  $\rho = 7.371$  г/см<sup>3</sup>.

Решая уравнение Кристоффеля (2.1), можно определить зависимости скоростей акустических волн от направления в кристалле и перейти к обратным скоростям (медленностям).

На рис. 2.17 представлены сечения трехлопастной поверхности медленностей акустических волн, возбуждаемых в кристалле, главными плоскостями в полярных координатах. Здесь быстрая мода, являющаяся продольной в главных плоскостях, обозначена как  $S_1$ .

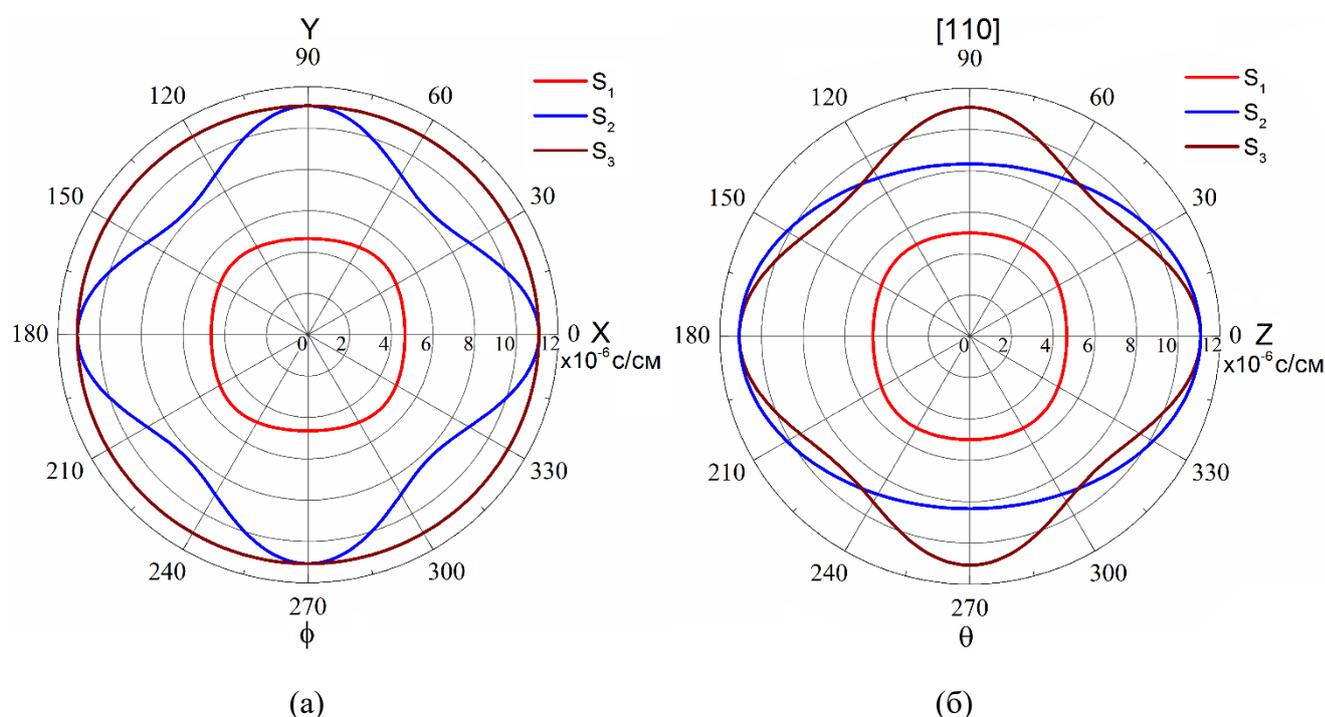


Рис. 2.17 Сечения поверхности медленностей кристалла KRS-5 плоскостями (001) (а) и (110) (б)

Медленные акустические моды, являющиеся сдвиговыми обозначены как  $S_2$  и  $S_3$ . Сечения поверхности медленностей плоскостями XY, YZ и XZ идентичны в силу симметрии кристалла, поэтому на рис. 2.17 представлено только одно из них (рис. 2.17а). Угол  $\phi$  является азимутальным углом в сферических координатах. Сечение поверхности медленностей плоскостью (110) показано на рис 3.17б, угол  $\theta$ - полярный угол в сферических координатах. В этом сечении находится акустическая ось кристалла, при  $\theta = 54.7^\circ$ , в таком направлении медленности  $S_2$  и  $S_3$  равны.

Как следует из представленных результатов расчета, акустическая анизотропия кристалла KRS-5 не слишком велика. Быстрая мода  $I$  является практически изотропной –

разница в минимальной и максимальной скорости для нее составляет порядка 10%. Скорость вдоль осей  $V_{1X} = V_{1Y} = V_{1Z} = V_{1[110]} = 2000$  м/с, что соответствует данным, известным из литературы [279,280,286].

Мода  $S_2$  анизотропна во всех четырех плоскостях, разница между минимальной и максимальной скоростями составляет 25%. Минимальные скорости наблюдаются при распространении ультразвука вдоль кристаллографических осей  $V_{2X} = V_{2Y} = V_{2Z} = V_{2[110]} = 900$  м/с, максимальная – при распространении вдоль направления  $[110]$   $V_{2[110]} = 1200$  м/с. Эта мода является сдвиговой с поляризацией, ортогональной направлению волнового вектора в плоскостях XY, YZ и XZ.

Медленная мода  $S_3$  изотропна в плоскостях XY, YZ и XZ, но обладает анизотропией в плоскости  $(1\bar{1}0)$ , разница между минимальной и максимальной скоростями в данной плоскости составляет 9%, скорости  $V_{3X} = V_{3Y} = V_{3Z} = V_{3[110]} = 900$  м/с, скорость вдоль акустической оси равна 1109 м/с. Данная мода является сдвиговой в плоскостях XY, YZ и XZ с поляризацией направленной перпендикулярно этим плоскостям.

Результаты расчета величин углов сноса  $\chi$  в главных плоскостях и плоскости  $(1\bar{1}0)$  представлены на рис. 2.18. Будем считать снос положительным, если вектор Пойнтинга направлен влево от вектора волновой нормали, и отрицательным, если вправо.

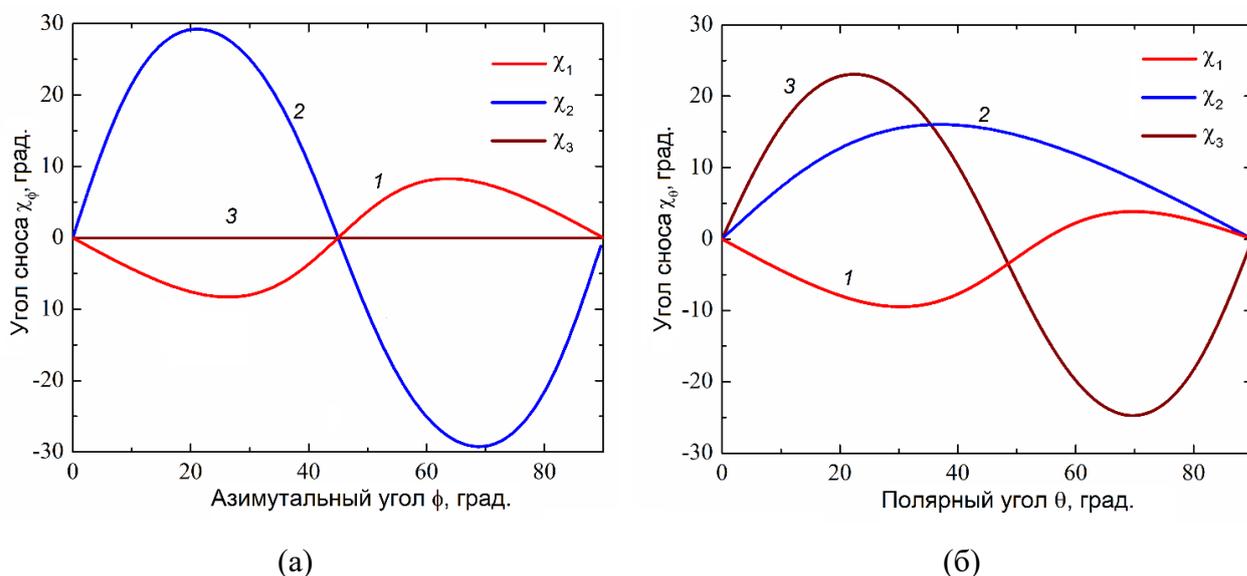


Рис. 2.18. Значения углов сноса для трех акустических мод в плоскости  $(001)$  (а) и  $(1\bar{1}0)$  (б)

На рис. 2.18а представлены зависимости величин углов сноса  $\chi_\phi$  от направления в плоскости XY. Направление задается азимутальным углом  $\phi$ , отсчитываемым от оси X. За счет симметрии поверхности медленностей, расчет, представленный на рис. 2.18а будет справедлив и для плоскостей YZ и XZ, кроме того, симметрия кристалла позволяет ограничить рассмотрение диапазоном углов от 0 до 45 градусов. Сдвиговая мода  $S_3$  изотропна и снос

энергии для нее отсутствует. Максимальный снос в главных плоскостях наблюдается для моды  $S_2$  при  $\phi = 21^\circ$  и составляет  $29.2^\circ$ . Продольная мода  $S_1$  обладает небольшой анизотропией, снос  $8.3^\circ$  при  $\phi = 26.1^\circ$ .

В плоскости  $(1\bar{1}0)$ , результаты расчета для которой представлены на рис. 2.18б, все три моды обладают анизотропией и не являются симметричными в диапазоне значений  $\theta$  от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ . Для быстрой моды максимальный снос составляет  $9.5^\circ$  и наблюдается при  $\theta = 30.6^\circ$ , величина сноса отрицательна в диапазоне углов  $0 < \theta < 54.5^\circ$ . Для медленной моды  $S_2$  снос везде положительный. Максимальное его значение равно  $16^\circ$  при  $\theta = 37^\circ$ . Снос наблюдается и для сдвиговой моды  $S_3$ , его максимальное значение  $23^\circ$  при  $\theta = 22.5^\circ$ . При углах  $\theta > 46^\circ$  снос отрицательный.

#### 2.4.2. Расчет коэффициентов анизотропии в кристалле KRS-5

Результаты, приведенные в п.2.4.1, справедливы для плоских волн, однако, в акустооптических устройствах используются акустические пучки, возбуждаемые пьезоэлектрическими преобразователями конечного размера. Изучим величину акустической анизотропии для всех направлений в кристалле KRS-5. Для этого рассчитаем величину коэффициентов  $\kappa$  по методике, представленной в п.2.3.1 [A29,A30].

При вычислениях предполагалось, что параметры акустического пучка таковы, что находятся в рамках параболического приближения (рис. 2.13) то есть, коэффициент  $\kappa$  не зависит от дифракционной расходимости акустического пучка  $\delta$ .

Результаты расчетов значений коэффициентов анизотропии для трех акустических мод в плоскости XY (в силу симметрии поверхностей медленности для плоскостей YZ и XZ) и плоскости  $(1\bar{1}0)$  представлены на рис. 2.19. Коэффициент анизотропии  $\kappa_\phi$  описывает уширение углового спектра по углу  $\phi$ , коэффициент  $\kappa_\theta$  - по углу  $\theta$ .

На рис. 2.19а показаны зависимости коэффициентов анизотропии  $\kappa_\theta$  и  $\kappa_\phi$  от азимутального угла  $\phi$  для поверхностей медленностей трех акустических мод в плоскости XY. Коэффициент  $\kappa_\phi$  описывает влияние акустической анизотропии на ширину лучевого спектра в плоскости XY,  $\kappa_\theta$  - в плоскостях ортогональных плоскости XY.

Если  $0 < \kappa \leq 1$ , то расходимость акустического пучка меньше чем дифракционная. В случае  $\kappa > 1$ , расходимость пучка больше дифракционной – среда действует подобно рассеивающей линзе. При  $\kappa = 0$ , то осуществляется автоколлимация акустического пучка – акустический пучок распространяется в среде от пьезопреобразователя не меняя своей структуры [A29]. Для  $\kappa < 0$  анизотропия среды действует на акустический пучок подобно фокусирующей линзе, при этом компоненты углового спектра оказываются инвертированными

– те компоненты, что на входе в среду распространялись вправо от осевой, теперь будут распространяться в левую сторону от оси пучка, и наоборот.

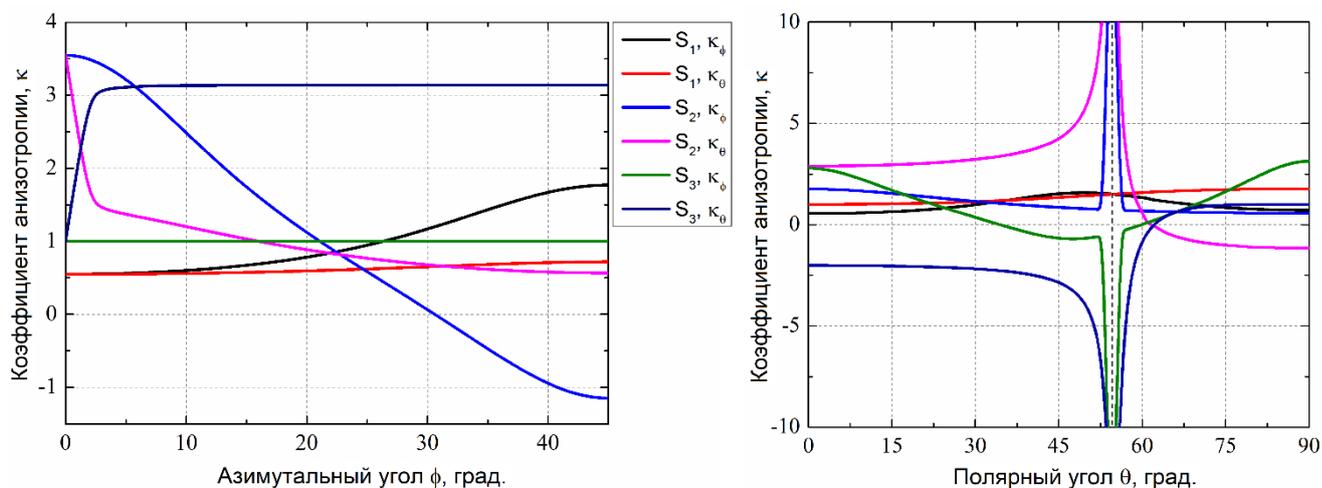


Рис. 2.19. Зависимости коэффициентов анизотропии  $\kappa_\theta$  и  $\kappa_\phi$  от направления в плоскости (001) (а) и плоскости (1 $\bar{1}$ 0) (б)

Для продольной моды  $S_1$  коэффициент  $\kappa_\phi$  меньше единицы при  $0 < \phi \leq 26.5^\circ$ , максимальное значение  $\kappa_\phi = 1.8$  достигается при  $\phi = 45^\circ$ , коэффициент  $\kappa_\theta$  меньше единицы во всем диапазоне углов  $\phi$ . Он плавно возрастает от 0.55 до 0.72.

Для сдвиговой моды  $S_2$  максимальное значение  $\kappa_\phi = 3.5$  достигается при  $\phi = 0^\circ$  то есть при распространении осевой компоненты акустического пучка вдоль кристаллографической оси X, и, в силу симметрии поверхностей медленности, вдоль остальных кристаллографических осей. С ростом азимутального угла  $\kappa_\phi$  уменьшается и становится равным нулю при  $\phi = 30.5^\circ$ . Вдоль этого направления осуществляется коллимация акустического пучка в плоскости XY. При  $\phi > 30.5^\circ$   $\kappa_\phi$  становится отрицательным, следовательно, при углах больших точки коллимации осуществляется инверсия спектра. Коэффициент  $\kappa_\theta = \kappa_\phi = 3.5$  при  $\phi = 0^\circ$  и это максимальное его значение в плоскости XY, далее он постепенно уменьшается, достигая единицы при  $\phi = 16^\circ$ , - вдоль этого направления среда не вносит дополнительного уширения в акустический пучок. При дальнейшем увеличении угла  $\phi$ ,  $\kappa_\phi$  продолжает уменьшаться и принимает минимальное значение 0.57 при  $\phi = 45^\circ$  (направление [110]).

Коэффициенты анизотропии сдвиговой моды  $S_3$  в плоскости XY ведут себя более простым образом. В силу того, что эта мода изотропна, в главных плоскостях  $\kappa_\phi = 1$  при любых углах  $\phi$ . В плоскостях, ортогональных плоскости XY мода  $S_3$  не является изотропной, при углах  $0 \leq \phi \leq 3^\circ$  значение коэффициента  $\kappa_\theta$  быстро возрастает от 1 до 3, и при больших углах практически не меняется.

Зависимости  $\kappa_\theta(\phi)$  для мод  $S_2$  и  $S_3$  также иллюстрируют разницу между традиционным

подходом, предсказывающим, что значения  $\kappa_\theta$  должны быть постоянными вблизи оси X, и используемым спектральным методом [A29]. Значения  $\kappa_\theta$ , полученные спектральным методом, зависят от формы углового спектра акустического луча, определяемой частотой ультразвука и размерами пучка, в то время как традиционный подход является лишь предельным случаем, относящимся к акустическим пучкам с низкой расходимостью (узкий угловой спектр).

В плоскости  $(1\bar{1}0)$  коэффициенты анизотропии ведут себя более интересным образом (рис. 2.19б). В частности, из-за наличия акустической оси (отмечена вертикальной штриховой линией), ориентированной под углом  $\theta = 54.7^\circ$ , вдоль этого направления скорости акустических мод  $S_2$  и  $S_3$  равны. Коэффициент анизотропии  $\kappa_\theta$  для продольной моды  $S_1$  имеет минимальное значение 0.55 при распространении акустического пучка вдоль оси Z, при  $\theta = 0^\circ$ . Далее  $\kappa_\theta$  растет с увеличением полярного угла  $\theta$  достигая единицы при  $\theta = 30.5^\circ$  и максимального значения 1.58 при  $\theta = 49^\circ$  при углах больше  $49^\circ$   $\kappa_\theta$  плавно уменьшается и становится равным 0.72 при  $\theta = 90^\circ$ . Коэффициент  $\kappa_\phi$  принимает минимальное значение равное 1 при  $\theta = 0^\circ$ , с ростом полярного угла значение  $\kappa_\phi$  плавно увеличивается, достигая максимального значения  $\kappa_\phi = 1.8$  при  $\theta = 90^\circ$ .

Для сдвиговой моды  $S_2$  максимальное значение коэффициента  $\kappa_\theta$  достигается при  $\theta = 0^\circ$  (ось Z) и равно 1.8, затем  $\kappa_\theta$  уменьшается, принимая значение  $\kappa_\theta = 1$  при  $\theta = 37^\circ$ . Вблизи акустической оси коэффициент анизотропии резко возрастает, угол  $\theta = 54.7^\circ$  является особой точкой, после прохождения акустической оси коэффициент анизотропии уменьшается до минимального, равного 0.57 при  $\theta = 90^\circ$ .

Коэффициент анизотропии  $\kappa_\phi$  для  $S_2$  в плоскостях ортогональных плоскости  $(1\bar{1}0)$  так же имеет особую точку в области акустической оси. Максимальное значение  $\kappa_\phi = 2.9$  достигается при  $\theta = 0^\circ$ , далее коэффициент анизотропии увеличивается с ростом полярного угла, вплоть до направления акустической оси, после ее прохождения коэффициент анизотропии быстро уменьшается, проходит через точку коллимации при  $\theta = 61.5^\circ$  и далее, при больших углах, принимает отрицательное значение, осуществляя инверсию углового спектра акустического пучка.

И, наконец, для моды  $S_3$  область инверсии лежит в диапазоне полярных углов  $34.5^\circ < \theta < 60^\circ$ . При  $\theta = 22.5^\circ$   $\kappa_\theta = 1$  и среда не уширяет угловой спектр акустического пучка. При  $\theta = 34.5^\circ$  и  $\theta = 60^\circ$  акустическая анизотропия среды реализует коллимацию акустического пучка в плоскости  $(1\bar{1}0)$ , в ортогональной плоскости акустический пучок остается не сходящимся ( $\kappa_\phi$  при 60 градусах -0.8). Коэффициент  $\kappa_\phi$  для данной моды в плоскости  $(1\bar{1}0)$  отрицательный в диапазоне углов  $0^\circ < \theta < 62^\circ$ . При  $\theta = 62^\circ$  осуществляется коллимация акустического пучка в плоскости ортогональной  $(1\bar{1}0)$ . В диапазоне азимутальных углов  $\theta >$

$62^\circ$  коэффициент  $\kappa_\phi > 0$ .

Расчеты коэффициентов  $\kappa_\phi$  и  $\kappa_\theta$  для трех акустических мод были проведены не только для главных плоскостей и плоскости  $(1\bar{1}0)$  но и для всех остальных направлений в кристалле KRS-5 (рис. 2.20).

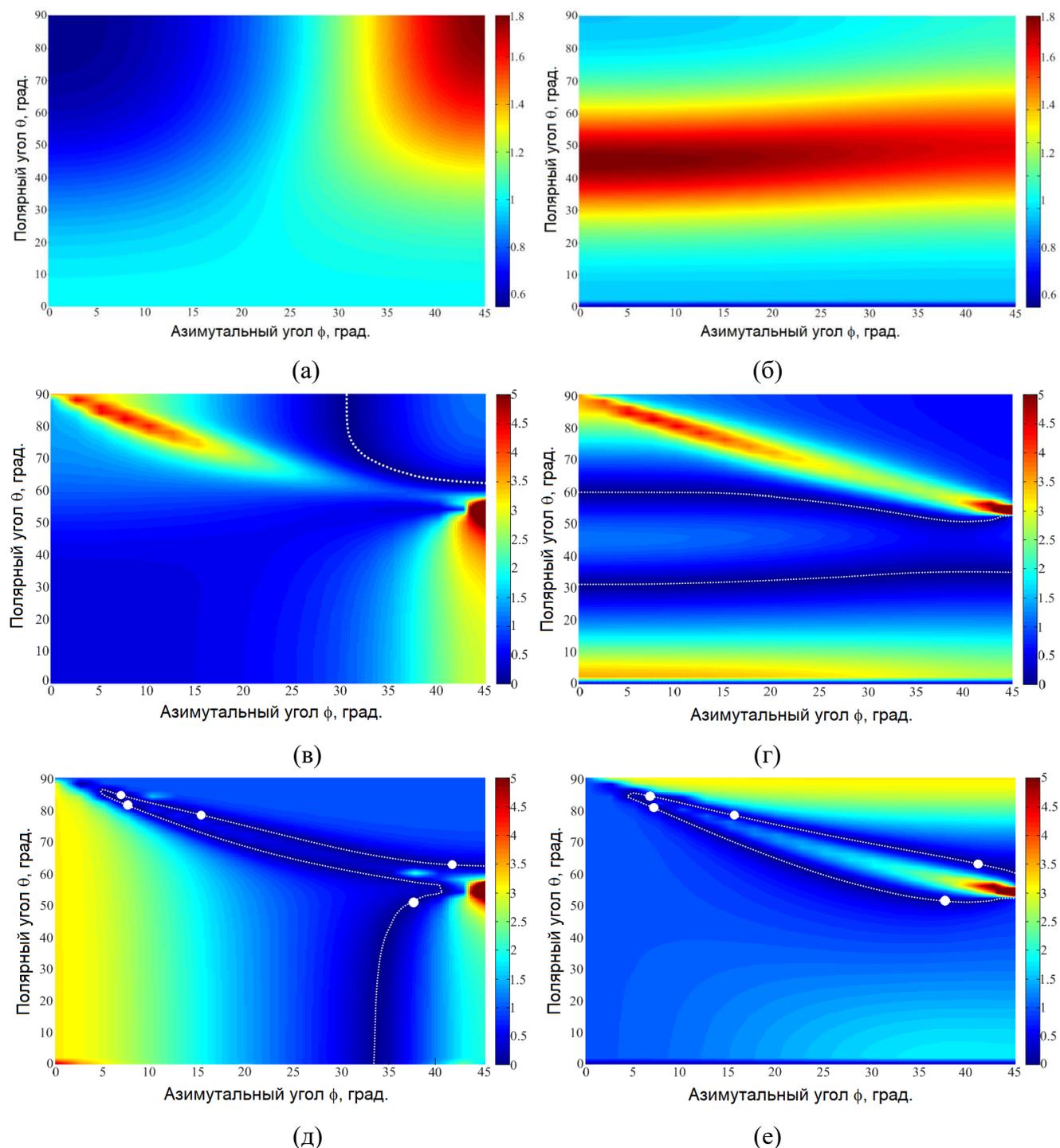


Рис.2.20. Модули коэффициентов анизотропии  $\kappa_\phi$  (а,в,д) и  $\kappa_\theta$  (б,г,е) для трех акустических мод  $S_1$  (а,б),  $S_2$  (в,г),  $S_3$  (д,е), в кристалле KRS-5. Направления полной коллимации акустического пучка отмечены точками

Для удобства на рисунке 2.20 представлены модули коэффициентов анизотропии  $\kappa_\phi$  и  $\kappa_\theta$  в диапазоне полярных и азимутальных углов  $0^\circ < \theta < 90^\circ$  и  $0^\circ \leq \phi \leq 45^\circ$  соответственно. Диапазон углов ограничен с учетом симметрии поверхности обратных скоростей. Пунктиром отмечены значения углов, при которых реализуется коллимация, т.е.  $\kappa = 0$ , точками – направления полной коллимации акустического пучка, где  $\kappa_\phi = \kappa_\theta = 0$ .

Для продольной акустической моды  $S_1$  (рис. 2.20а,б) коэффициенты анизотропии  $\kappa_\phi$  и  $\kappa_\theta$  изменяются в диапазоне от 0.55 до 1.8, направления коллимации отсутствуют. Для коэффициента  $\kappa_\phi$  минимальное значение достигается при распространении акустической волны вдоль кристаллографических осей X и Y, а максимальное – вдоль оси [110]. Для коэффициента  $\kappa_\theta$  минимум наблюдается при распространении акустической волны вдоль кристаллографической оси Z, а максимум - в плоскостях XZ или YZ под углом 45 градусов к оси Z.

В случае квазисдвиговой акустической моды  $S_2$  (рис. 2.20в,г) существуют направления автоколлимации, обозначенные пунктирными линиями. В областях, ограниченных линиями автоколлимации, коэффициент анизотропии  $\kappa$  отрицательный. Интересно, что для коэффициента  $\kappa_\theta$  коллимация достигается при почти одинаковых значениях полярного угла  $\theta$ . Максимальные значения анизотропии достигаются вблизи акустической оси.

Наиболее интересная ситуация реализуется для сдвиговой моды  $S_3$  (рис. 2.20д,е). Здесь так же существует множество направлений коллимации, но форма зависимостей  $\kappa_\phi(\theta, \phi)$  и  $\kappa_\theta(\theta, \phi)$  такова, что существует несколько направлений, обозначенных на рис. 2.20д,е белыми точками, где  $\kappa_\phi$  и  $\kappa_\theta$  одновременно обращаются в ноль, то есть коллимация осуществляется в обеих плоскостях. Максимальные значения коэффициентов  $\kappa_\phi$  и  $\kappa_\theta$  достигаются вблизи акустической оси. В областях углов, ограниченных пунктирными кривыми, значения коэффициентов анизотропии отрицательные.

Полная коллимация ультразвукового пучка осуществляется при следующих значениях полярного и азимутального углов, представленных в таблице 2.1.

Таблица 2.1. Направления полной коллимации акустического пучка в кристалле KRS-5.

№ точки	Азимутальный угол $\phi$ , град.	Полярный угол $\theta$ , град.
1	5.9	84.4
2	7.8	83.8
3	15.3	78.2
4	37.6	51.2
5	41.9	62.4

Примечательной особенностью АО свойств кристалла KRS-5 является то, что структуру акустического пучка для всех направлений полной коллимации можно исследовать акустооптическим методом, поскольку ни для какого из этих направлений АО качество не равно нулю.

По результатам проведенного исследования [A31] можно сделать вывод, что акустическая анизотропия кристалла KRS-5 значительно ниже, чем в парателлурите. Это можно расценивать как положительный момент, поскольку структура ультразвукового пучка, распространяющегося в кристалле KRS-5, существенно не изменяется, и влияние акустической анизотропии на характеристики АО взаимодействия будет сравнительно малым.

## **2.5. Моделирование распространения акустических пучков в АО устройствах, использующих отражение акустических волн**

На сегодняшний день перестраиваемые акустооптические фильтры являются одними из самых распространенных акустооптических устройств. Для реализации спектральной фильтрации оптического излучения акустооптическим методом используются различные геометрии АО взаимодействия [3-10]. Важнейшей характеристикой АО фильтров является спектральное разрешение, зависящее от частоты ультразвука, соответствующей условию АО синхронизма для выбранной геометрии взаимодействия, и длины области АО взаимодействия. Для достижения как можно большего спектрального разрешения в АО устройствах стараются реализовать такую геометрию АО дифракции, которая обеспечивает наибольшую длину взаимодействия. Максимальная длина возможна тогда, когда волновой вектор падающего светового излучения коллинеарен вектору групповой скорости акустической волны. Такое условие выполняется в двух геометриях АО дифракции – коллинеарной, когда все волновые вектора световых волн и ультразвуковой волны коллинеарны, и в квазиколлинеарной геометрии, когда коллинеарны только волновые вектора падающей световой волны и вектор групповой скорости акустической волны.

Коллинеарные АО фильтры стали первыми АО устройствами в которых была реализована анизотропная АО дифракция и первыми устройствами, предназначенными для эффективной спектральной фильтрации оптического излучения [121-123].

Квазиколлинеарные АО ячейки были созданы на основе кристалла парателлурита и впервые описаны в работах [82-84,133], различными авторами не зависимо друг от друга. Квазиколлинеарная геометрия АО взаимодействия нашла широкое применение в акустооптике. Подобные АО ячейки используются как компоненты устройств спектрального анализа или

управления спектром оптического излучения, оптических линиях задержки, системах генерации сверхкоротких оптических импульсов [63-65,91-95,290-294].

Удобным способом создания акустической волны с требуемым направлением распространения в квазиколлинеарных АО фильтрах, как и в случае коллинеарной геометрии АО взаимодействия, является использование отражения акустического пучка от одной из граней акустооптического кристалла [91,292,293,296-298]. Для обеспечения максимальной длины АО взаимодействия волновой вектор светового излучения должен быть коллинеарен вектору групповой скорости отраженной волны. Как правило, волновой вектор светового излучения ортогонален плоскости входной грани АО ячейки, следовательно, вектор групповой скорости отраженной акустической волны направлен ортогонально ее плоскости. Акустическая волна возбуждается пьезоэлектрическим преобразователем, расположенным на боковой грани АО кристалла, а отражение может происходить как со сменой типа акустической моды (коллинеарные АО ячейки на основе молибдата кальция), так и без (квазиколлинеарные АО ячейки из диоксида теллура). В современных квазиколлинеарных АО устройствах, созданных на основе кристалла парателлурита, длина взаимодействия может превышать 5 см [92-94,292-294], а разрешающая способность достигать величины в  $10^4$ .

### ***2.5.1. Отражение акустических пучков в акустически изотропных средах***

Сначала рассмотрим схему, позволяющую моделировать акустическое поле, с учетом отражения акустического пучка, в коллинеарных АО ячейках. Такие АО устройства, как правило, изготавливаются из материалов с низкой акустической анизотропией, например, из кристаллов молибдата кальция или ниобата лития.

Для определенности рассмотрим АО ячейку, изготовленную из кристалла молибдата кальция [А5,А61,А62]. В этом случае акустическая волна, участвующая в АО взаимодействии, создается следующим образом. Сначала возбуждается продольная акустическая волна, распространяющаяся без сноса вдоль кристаллографической оси Z, эта волна отражается от входной оптической грани АО ячейки, скошенной под определенным углом, и трансформируется в сдвиговую моду, распространяющуюся вдоль оси X.

Схема такой коллинеарной АО ячейки приведена на рис. 2.21. Поскольку входная оптическая грань АО ячейки получается скошенной, то на входной и выходной оптических гранях, для компенсации преломления оптического пучка и упрощения юстировки, устанавливаются призмы. Сама АО ячейка располагается между двумя поляризаторами, ориентация плоскостей поляризации которых выбирается таким образом, чтобы отделить падающий световой пучок от дифрагированного.

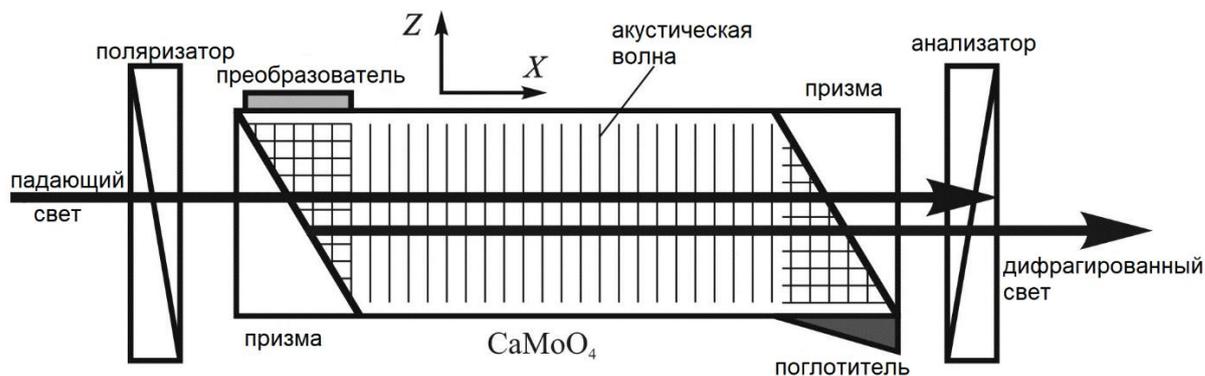


Рис. 2.21. Схема коллинейрной АО ячейки.

Так как в АО взаимодействии участвуют акустические волны, распространяющиеся в плоскости  $XZ$ , то рассмотрим акустические свойства молибдата кальция в данной плоскости. Сечения поверхности медленностей представлены на рис. 2.2б. Здесь для нас интересна быстрая квазипродольная мода (3), которая является продольной вдоль оси  $X$ , и квазисдвиговая мода (1) - чисто сдвиговая вдоль оси  $Z$ . Как уже было отмечено, квазипродольная волна возбуждается пьезообразователем, расположенным на боковой грани АО ячейки. Скорость распространения продольной волны вдоль оси  $Z$  -  $V_{3z} = 6.0 \cdot 10^3$  м/с. После отражения от входной оптической грани АО ячейки, волна трансформируется в сдвиговую, со скоростью  $V_{1x} = 2.95 \cdot 10^3$  м/с.

Рис 2.2б также показывает, что акустическая анизотропия молибдата кальция является низкой, особенно для сдвиговой моды 1. Например, если направление распространения акустической волны изменяется на десять градусов от оси  $X$ , то значение  $V_1$  изменяется только на 0.35%. Поэтому, в случае кристалла молибдата кальция, можно пренебречь акустической анизотропией среды и исследовать влияние процесса отражения акустического пучка на структуру акустического пучка в чистом виде. Отметим, что при моделировании мы не учитываем процесс трансформации типа моды при отражении и потери энергии, которыми трансформация сопровождается. Это возможно поскольку указанные эффекты не сказываются на структуре акустического пучка, а влияют только на его полную энергию.

Теперь рассмотрим вопрос выбора угла ориентации  $\alpha$  отражающей грани АО ячейки. Наклон входной оптической грани выбирается таким образом, чтобы проекции векторов акустической медленности на отражающую плоскость кристалла имели одинаковое значение [292,293]. Иллюстрация к выбору ориентации поверхности ячейки приведена на рис. 2.22. Здесь  $S_{3z}$  - акустическая медленность продольной волны вдоль оси  $Z$ , а  $S_{1x}$  - акустическая медленность сдвиговой волны вдоль оси  $X$ .

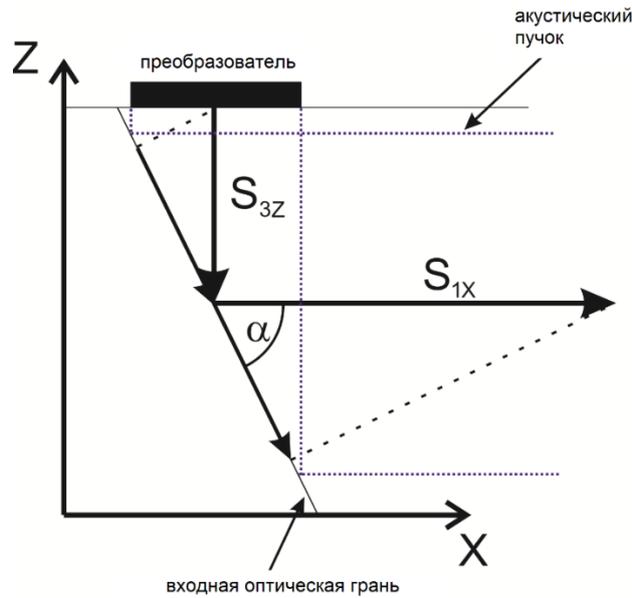


Рис. 2.22. Иллюстрация процесса отражения акустического пучка от входной оптической грани АО ячейки.

Используя построения, приведенные на рис. 2.22, можно записать следующее выражение, определяющее величину угла  $\alpha$ :

$$\tan \alpha = \frac{S_{1X}}{S_{3Z}} = \frac{V_{3Z}}{V_{1X}} \quad (2.19)$$

В рассматриваемом случае угол  $\alpha$  равен  $63.8^\circ$ . Этот же рисунок позволяет оценить уширение акустического пучка в процессе отражения, которое составляет около 2 раз. Так, при выборе ширины преобразователя  $l = 0.25$  см, ширина отраженного пучка будет 0.51 см.

Теперь проведем расчет структуры акустического поля в данной АО ячейке. Ранее такие вычисления не проводились ни для акустически изотропных сред, ни, тем более, для акустически анизотропных. Для этого воспользуемся теорией, представленной в п.2.1. С учетом малости акустической анизотропии кристалла молибдата кальция, общее выражение (2.10) можно преобразовать к виду (2.12) и использовать его для расчетов.

Схема моделирования процесса отражения акустического пучка следующая. Сначала рассчитывается структура акустического поля, возбуждаемого преобразователем и распространяющегося вдоль оси Z. Затем определяется структура ультразвукового поля в сечении акустического пучка плоскостью входной оптической грани АО ячейки, от которой он отражается. Полученное распределение амплитуды и фазы акустического поля определяет структуру и направление распространения отраженного акустического пучка. На третьем этапе это распределение будет использоваться для получения нового углового спектра  $A_0(\phi S, \theta S)$  в уравнении (2.12) для вычисления распределения амплитуды и фазы акустического пучка после

отражения.

Форму преобразователя зададим квадратной со стороной  $l = 0.25$  см. Распределение амплитуды и фазы на поверхности преобразователя будем считать однородным. Значение частоты ультразвука выбирается так, чтобы оно соответствовало условию фазового синхронизма (уравнение 2.20) для коллинеарного АО взаимодействия:

$$f_c = (n_e - n_o) V_{1x} / \lambda \quad (2.20)$$

Здесь  $\lambda = 632.8$  нм,  $n_o = 1.991$  и  $n_e = 2.001$ . Для выбранной длины волны частота синхронизма равна:  $f_c = 46$  МГц.

Структура акустического пучка, распространяющегося от преобразователя вдоль оси Z, смоделированного с помощью выражения (2.12), представлена на рис. 2.23. Амплитуда акустического поля на рисунке показана цветом. Можно заметить, что распределение амплитуды поля не во всей области расчета соответствует ближней зоне дифракции [277].

Расстояние от плоскости преобразователя до плоскости отражения вдоль оси луча выбрано равным 0.5 см, размеры кристалла: 1x1x4 см (ширина, высота, длина).

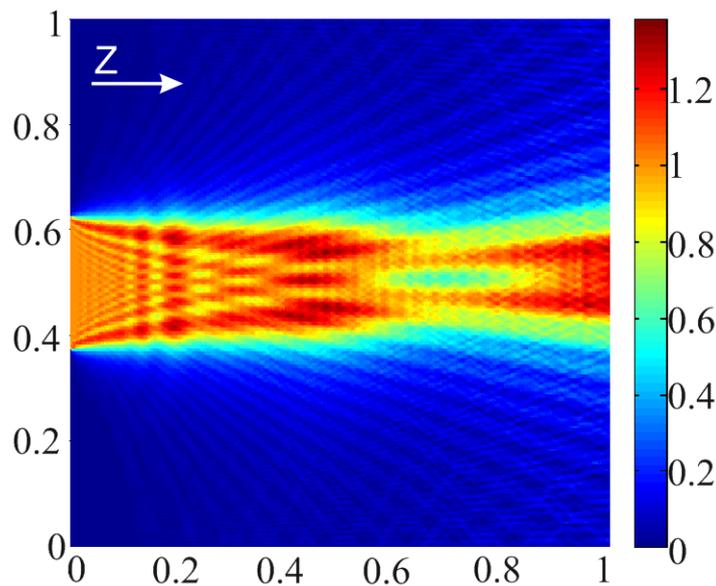


Рис. 2.23. Амплитудная структура акустического пучка, распространяющегося вдоль оси Z.

Размеры области расчета 1x1см.

Распределение амплитуды акустического поля на входной оптической грани АО ячейки представлено на рис. 2.24. Оно используется в качестве акустического возмущения, которое формирует акустический пучок, распространяющийся вдоль оси X, и участвующий в АО взаимодействии.

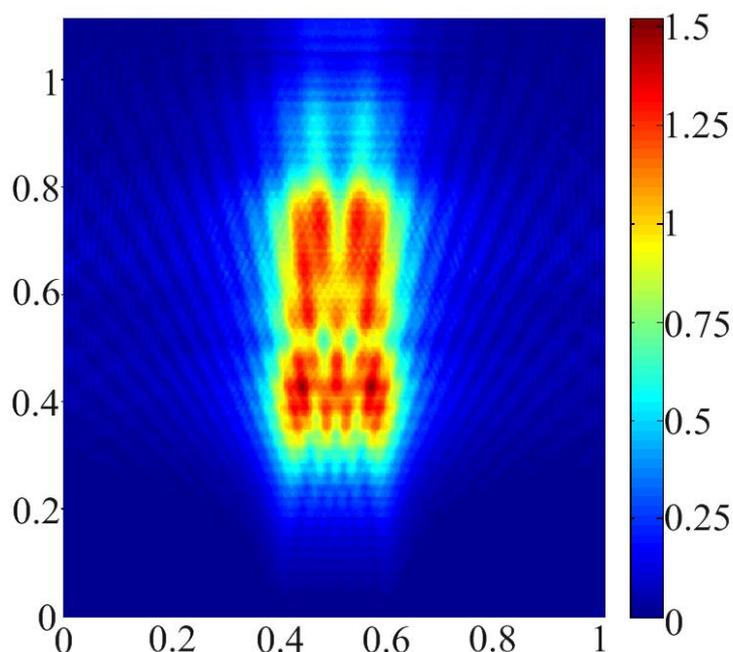
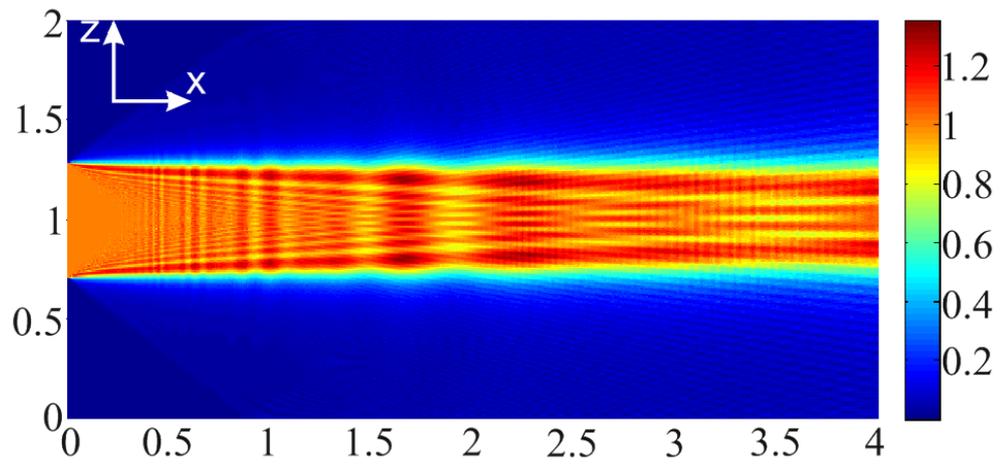


Рис. 2.24. Амплитудная структура акустического пучка в плоскости отражения. Размеры области расчета 1x1см.

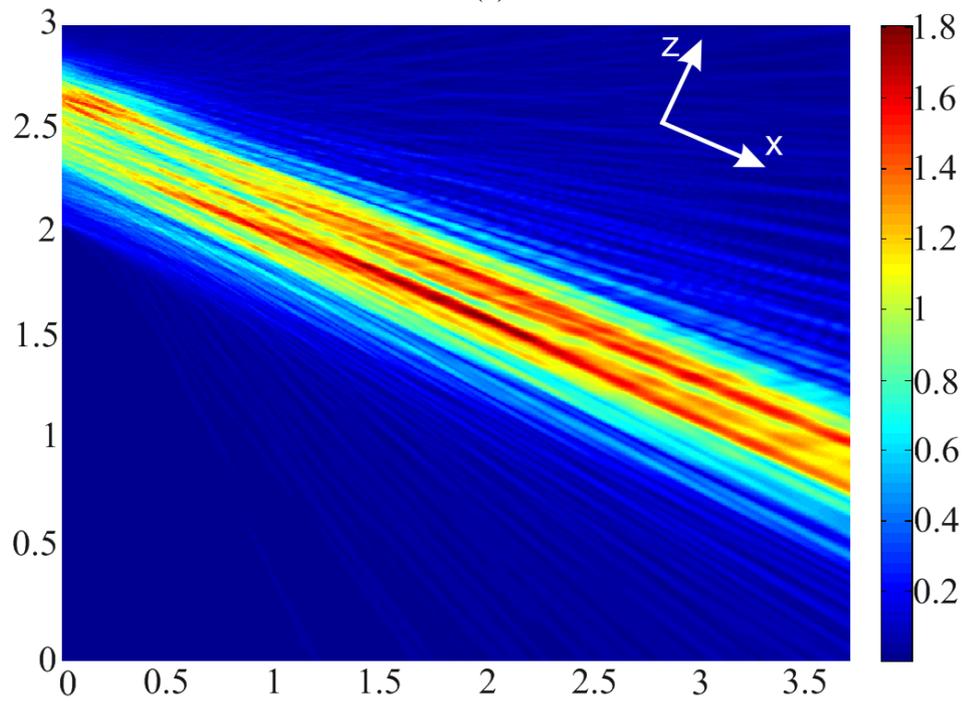
Из теории известно, что, в общем случае, в процессе отражения появляются три акустические волны, соответствующие трем акустическим модам, но в рассматриваемом варианте почти вся акустическая мощность перераспределяется в сдвиговую волну, поэтому можно исключить две другие волны из модели. Более того, присутствие этих волн не влияет на структуру сдвиговой волны, и они не участвуют в АО взаимодействии.

Результаты моделирования акустического пучка отраженной сдвиговой волны представлены на рис. 2.25 для двух случаев. Поле на рис. 2.25а рассчитано в предположении, что сдвиговая волна с частотой  $f_c$  возбуждается непосредственно преобразователем [A3,A4,A60].

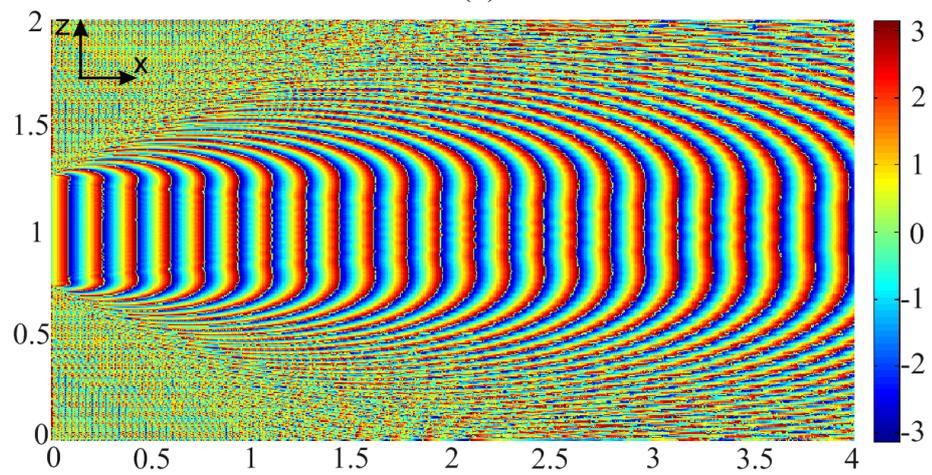
Высоту преобразователя  $l_R$  для такого расчета можно определить из рис. 2.22 с помощью геометрических расчетов  $l_R = l/\cos \alpha = 0.51$  см. Размер области моделирования составляет 2x4 см, что соответствует длине АО взаимодействия 4 см.



(a)



(b)



(B)

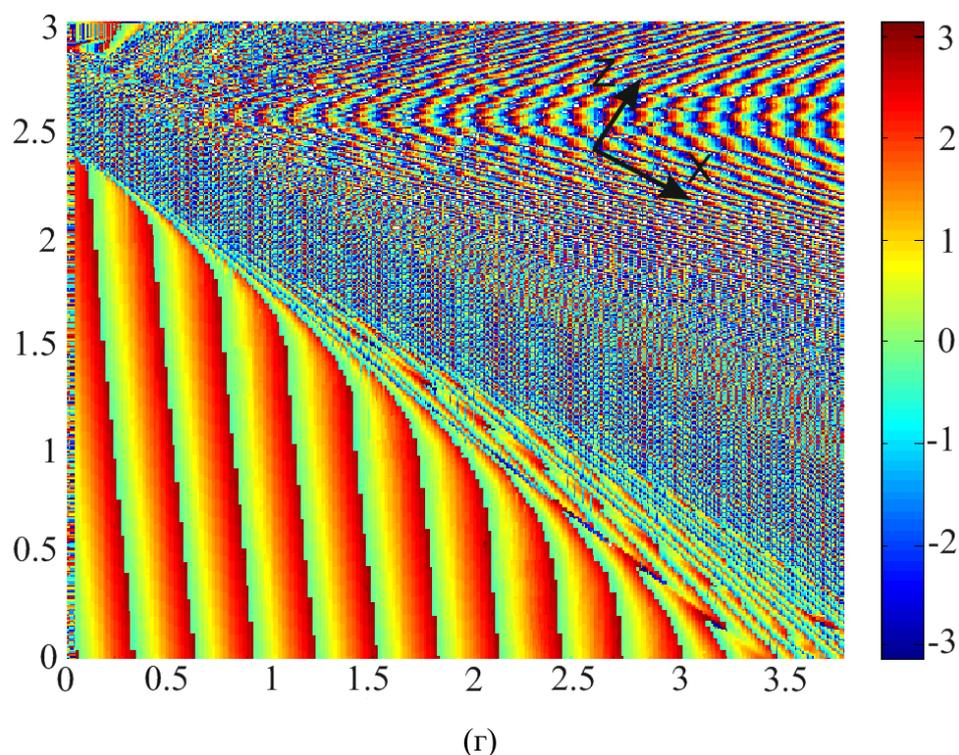


Рис. 2.25. а - Структура акустического поля без учета отражения. Размер области расчета 2x4см;  
 б - Структура акустического поля после отражения от грани АО ячейки. Размер области расчета  
 3.06x3.69 см;  
 в - фазовая структура акустического поля для случая без учета отражения;  
 г - фазовая структура после отражения от грани АО ячейки.

Структура акустического поля в случае учета отражения от грани АО ячейки представлена на рис. 2.25б. Левая граница совпадает с наклонной гранью АО ячейки, используемой для отражения ультразвуковых волн, поэтому акустический пучок распространяется под некоторым углом к границам области расчета. Размеры представленной области составляют 3.06x3.69 см, что обеспечивает 4 см длины акустического пучка вдоль его оси. Световой луч распространяется оси X. Ориентация кристаллографических осей приведена в верхнем левом и правом углах рисунков.

Если сравнить ультразвуковые поля, рассчитанные с учетом отражения (рис. 2.25б) и без его учета (рис. 3.25а), то можно заметить существенную разницу в распределении амплитуды звукового поля. Другим значительным отличием является наклон волновых фронтов акустического поля, появляющийся при учете отражения акустической волны от грани АО ячейки (рис. 2.25г) и отсутствующий для случая, когда акустическая волна возбуждается преобразователем непосредственно рис. 2.25в.

Учет наклона волновых фронтов в модели акустического поля является существенным моментом, поскольку в работе [А4] было показано, что может влиять на дифракционные

характеристики АО взаимодействия.

Таким образом, сравнение результатов моделирования показывает, что отражение акустического пучка существенно влияет на структуру рабочего акустического поля в АО ячейке, причем не только на ее амплитудную структуру, но и на фазовую.

### **2.5.2. Отражение акустических пучков в акустически анизотропных средах**

Теперь рассмотрим процесс отражения акустических пучков в акустически анизотропных средах [А6,А62,А63]. Сделаем это на примере квазиколлинейрной геометрии АО взаимодействия, реализованной в кристалле парателлуриата. Акустические свойства данного кристалла были представлены в п.2.3 диссертационной работы. Сечения поверхности медленностей кристаллографическими плоскостями XY и  $(1\bar{1}0)$  приведены на рис. 2.6. Для практической реализации АО устройств, в том числе и квазиколлинейрной геометрии взаимодействия, используют различные срезы парателлуриата в плоскости  $(1\bar{1}0)$ , а АО взаимодействие осуществляется при участии медленной моды  $S_3$ .

В работах [292,293] представлен наглядный способ, определения геометрии квазиколлинейрной акустооптической ячейки в которой вектор групповой скорости отраженной акустической волны и волновой вектор света – коллинейрны, а тип акустической моды в процессе отражения остается неизменным.

Проведем аналогичное рассмотрение для некоторого угла  $\alpha_1$  (здесь и далее нижний индекс 1 относится к отраженной волне, а 2 – к падающей) в плоскости  $(1\bar{1}0)$ , отсчитываемого от оси [110] (или полярного угла  $\theta = 90^\circ - \alpha_1$ , отсчитываемого от оси Z) и определяющего направление волнового вектора отраженной ультразвуковой волны. Графически рассмотрение представлено на рис. 2.26. Красной кривой на этом рисунке представлена часть поверхности обратных скоростей для медленной моды.

Пусть фазовая скорость акустической волны  $V_{p1}$  (волновой вектор  $\mathbf{K}_1$ ) направлена под углом  $\alpha_1$  к оси [110], тогда разница между направлениями фазовой и групповой скоростей  $V_{g1}$  (вектор Пойнтинга  $\mathbf{P}_1$ ) определяется углом сноса акустической энергии  $\chi_1$ . Угол сноса зависит от направления в кристалле и формы поверхности медленности выбранной акустической моды для данного материала (в данном случае медленной акустической моды в кристалле парателлуриата).

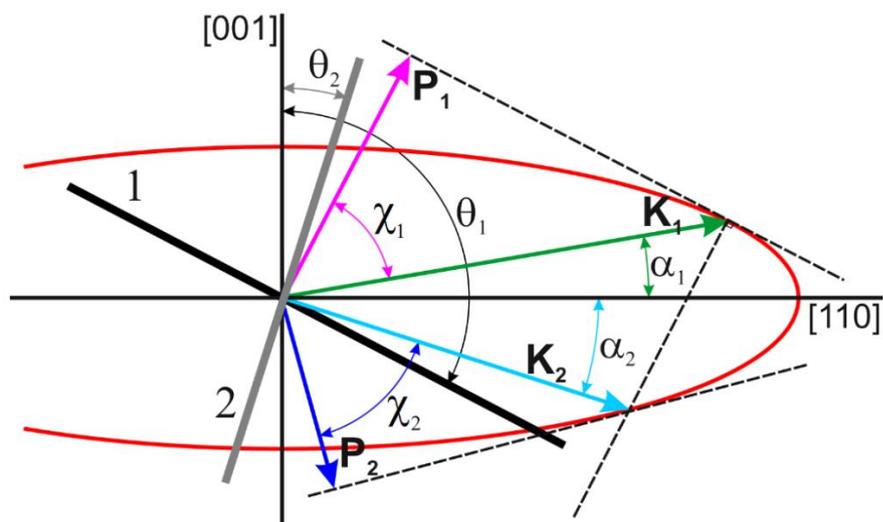


Рис. 2.26. Геометрия распространения падающей и отраженной акустических волн в квазиколлинейрной АО ячейке с отражением.

Как следует из уравнения Кристоффеля, в плоскости  $(\bar{1}\bar{1}0)$  зависимость скорости медленной моды  $V_p$  от направления, определяется выражением:

$$V_p(\theta) = \sqrt{\frac{c_{44} \cos^2 \theta + \frac{c_{11} - c_{12}}{2} \sin^2 \theta}{\rho}} \quad (2.21)$$

где  $\rho$  – плотность материала,  $c_{11}$ ,  $c_{12}$  и  $c_{44}$  – упругие модули, угол  $\theta$  задает направление в плоскости.

Угол сноса вычисляется как угол между вектором групповой скорости акустической волны  $V_g$  и нормалью к касательной, проведенной в точке пересечения поверхности медленности и вектора  $V_g$ . Величина угла сноса  $\chi$  может быть рассчитана следующим образом:

$$\chi(\theta) = \text{atan} \left\{ \frac{(2c_{44} - c_{11} + c_{12}) \cot \theta}{c_{11} - c_{12} + 2c_{44} \cot^2 \theta} \right\} \quad (2.22)$$

Как было сказано ранее, в рассматриваемом случае вектора групповой скорости отраженной акустической волны и волновой вектор света – коллинейрны. Плоскость входной оптической грани АО ячейки (она же плоскость отражения акустической волны) должна быть ортогональна волновому вектору света, следовательно, мы определили ориентацию отражающей грани. Она будет ориентирована относительно оси Z под углом  $\theta_1$ , определяемым выражением:

$$\theta_1 = 90^\circ + \alpha_1 + \chi_1 \quad (2.23)$$

Далее надо определить угол среза  $\alpha_2$  задающий направление вектора групповой скорости  $V_{g2}$  падающей на отражающую грань 1 звуковой волны и ориентацию грани 2 на которой расположен пьезоэлектрический возбудитель ультразвука. Для этого воспользуемся условием, что проекции векторов обратных скоростей падающей  $S_2$  и отраженной  $S_1$

акустических волн на отражающую плоскость должны быть одинаковы. Направление  $V_{p1}$  и ориентацию грани  $1$  мы уже знаем, величину  $S_2$  и  $\alpha_2$  можно определить из графического построения, представленного на рис. 2.26. Кроме того, эти величины связаны аналитическим уравнением:

$$S_1(\alpha_1) \sin \chi_1 = S_2(\alpha_2) \sin(\alpha_1 + \alpha_2 + \chi_1) \quad (2.24)$$

Таким образом, мы определили угол среза для падающей волны и ориентацию грани преобразователя  $1$  относительно оси  $Z$ , определяемой углом  $\theta_2 = \alpha_2$ .

Угол  $\zeta$  между гранями пьезопреобразователя и входной оптической гранью определяется как:

$$\zeta = 90^\circ + \alpha_1 + \chi_1 - \alpha_2 \quad (3.25)$$

Общий вид квазиколлинеарной АО ячейки, использующей отражение акустического пучка представлен на рис. 2.27. Ориентации граней  $1$  и  $2$ , вектора падающей и отраженной ультразвуковых волн можно рассчитать с использованием рис. 2.26 и уравнений (2.21)-(2.25).

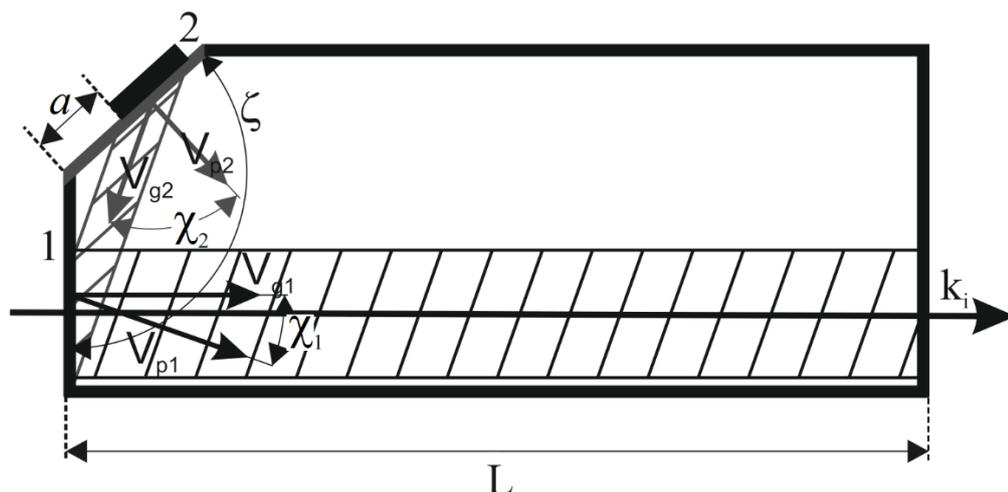


Рис. 2.27. Общий вид квазиколлинеарной АО ячейки с отражением акустического пучка на основе кристалла парателлурита

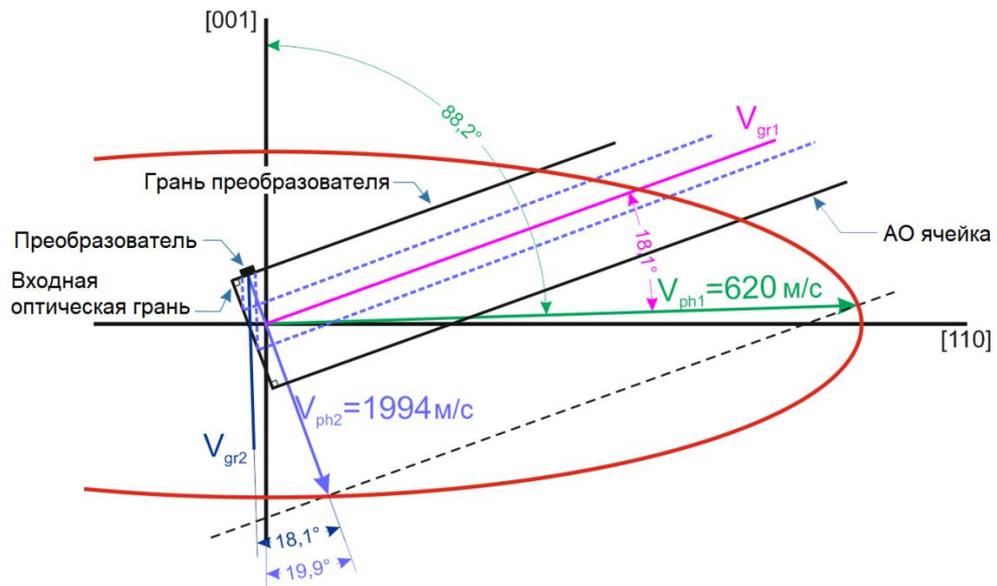
Представленная АО ячейка характеризуется следующими размерами. Длина АО взаимодействия равна  $L$ , расстояние от края преобразователя до грани отражения -  $a$ . В выбранной геометрии значение  $L$  ограничено только размерами кристалла и может достигать почти 7 см. На рис. 2.27 также показано, что процесс отражения может сопровождаться изменением ширины акустического пучка, зависящим от выбранной величины угла  $\alpha_1$ . Максимальное увеличение ширины пучка составляет примерно 3 раза и наблюдается при  $\alpha_1 \approx 1.6^\circ$ , пучок не уширяется при  $\alpha_1 = 0^\circ$  и  $\alpha_1 \approx 5.4^\circ$ , при  $\alpha_1 > 5.4^\circ$  отражение сопровождается сужением пучка, которое увеличивается с ростом  $\alpha_1$ , при  $\alpha_1 = 8^\circ$  пучок сужается при отражении в 1.25 раза (см. рис. 3.21). При отражении тип акустической моды не меняется.

В работах [290,293] показано, что чем меньше угол среза  $\alpha_1$ , тем большего спектрального разрешения можно достичь. В то же время уменьшение угла среза приводит для данной геометрии АО взаимодействия к существенному уменьшению АО качества. Проведенный ранее анализ [393] показал, что максимальное АО качество достигается при  $\alpha_1$  около  $8^\circ$  от оси [110], но спектральное разрешение в таком варианте примерно в 2 раза ниже, чем при  $\alpha_1=1.8^\circ$ . При  $\alpha_1=1.8^\circ$  АО качество примерно в 5 раз ниже чем при  $\alpha_1=8^\circ$ . Таким образом, целесообразным диапазоном углов  $\alpha_1$  является диапазон от  $1.5^\circ$  до  $8^\circ$ . Отметим так же, что для кристалла парателлуриата чем меньше угол среза в плоскости  $(1\bar{1}0)$ , тем сильнее проявляется влияние акустической анизотропии на структуру акустического поля в АО ячейке [А6,А29].

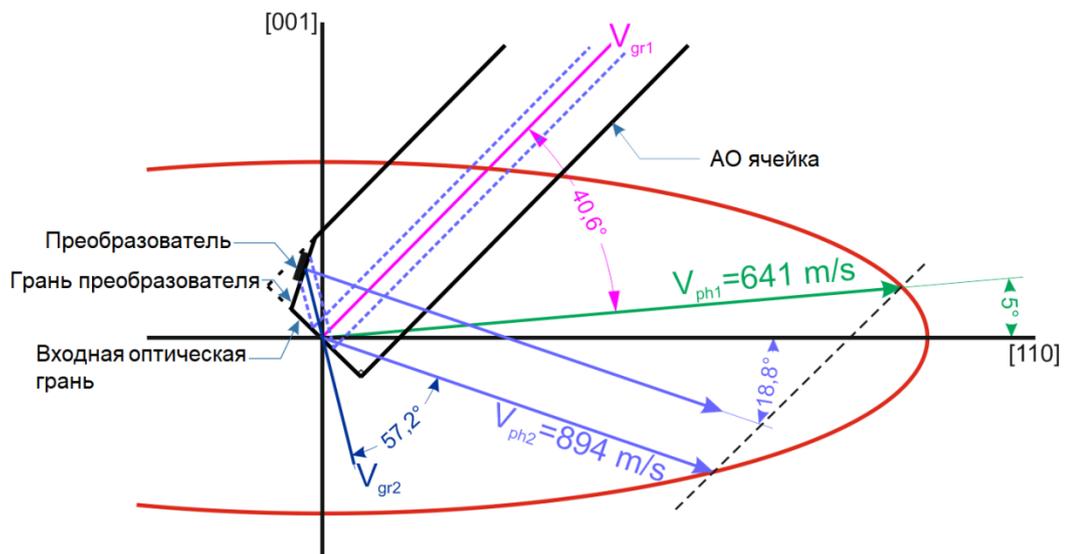
В данной работе рассмотрено два акустооптических фильтра с углами среза для отраженных акустических волн  $1.775^\circ$  и  $5^\circ$ , которые были оптимизированы для работы со световым излучением с длиной волны 1.55мкм. Эти АО ячейки являются фильтрами с высоким спектральным разрешением и высоким АО качеством, соответственно [92-95].

Диаграммы, описывающие выбор ориентации граней таких АО ячеек, по методу, изложенному выше, представлены на рис. 2.28а,б соответственно. На рисунках показаны части сечений поверхности медленности медленной моды кристалла парателлуриата плоскостью  $(1\bar{1}0)$ , обозначены границы АО ячейки, направления векторов фазовой  $V_{ph}$  и групповой  $V_g$  скоростей осевых компонент падающего (2) и отраженного (1) ультразвуковых пучков. Пунктирными линиями внутри АО ячейки обозначены примерные границы акустических пучков.

Для АО ячейки с углом  $\alpha_1 = 1.8^\circ$  (рис. 2.28а) частота АО синхронизма при длине волны светового излучения 1.55 мкм составляет 52.18 МГц, угол сноса энергии отраженного акустического пучка составляет  $18.12^\circ$ . Скорость отраженной ультразвуковой волны равна 620 м/с. В соответствии с теорией, представленной выше, угол между оптической гранью и гранью, на которой расположен возбудитель ультразвука равен  $90^\circ$ . Таким образом, вектор фазовой скорости исходного акустического пучка направлен под углом  $19.9^\circ$  к кристаллографической оси Z. В данном направлении угол сноса акустической энергии составляет  $18.14^\circ$ , а скорость распространения ультразвуковой волны равна 1994 м/с. Размер преобразователя предполагается равным 0.25x0.5 см. В процессе отражения акустический пучок уширяется и приобретает размеры 0.75x0.5см.



(a)



(б)

Рис. 2.28. Схемы квазиколлинеарных АО ячеек с углами  $\alpha_1$  равными  $1.8^\circ$  (а) и  $5^\circ$  (б).

Для АО фильтра с углом  $\alpha_1 = 5^\circ$ , представленного на рис. 2.28б, геометрия АО ячейки получается более сложной. В данном случае грань АО кристалла, на которой расположен преобразователь, не перпендикулярна входной оптической грани. Расчеты показывают, что угол  $\zeta = 116^\circ$ . Вектор фазовой скорости отраженной акустической волны направлен под углом  $5^\circ$  к оси [110], а сама скорость равна 641 м/с. Угол сноса акустической энергии составляет при этом  $40.6^\circ$ . Таким образом, акустический пучок распространяется под углом  $45.6^\circ$  к оси [110]. Для получения такой отраженной волны, необходимо возбудить акустическую волну, фазовая скорость которой была бы направлена под углом  $108.8^\circ$  к оси [001]. Для данного направления распространения скорость падающей волны составляет 894 м/с. Угол сноса акустической

энергии для выбранного направления равен  $57.2^\circ$ . В случае возбуждения акустического пучка преобразователем с размерами  $0.5 \times 0.5$  см, размеры отраженного ультразвукового пучка будут составлять  $0.52 \times 0.5$  см. Таким образом, значительного уширения при отражении в данной геометрии не происходит.

Из приведенных диаграмм можно заключить, что чем меньше технический угол  $\alpha_1$ , выбираемый для отраженной волны, тем больший угол среза надо выбрать для падающей.

Ранее было показано, что сильная акустическая анизотропия парателлуриита вызывает появление амплитудной неоднородности ультразвукового поля и искривление волновых фронтов акустических волн, распространяющихся в кристалле. В косых срезах парателлуриита также наблюдается асимметрия акустического пучка, вызванная неодинаковым воздействием акустической анизотропии на различные спектральные компоненты пространственного спектра ультразвукового пучка [А3, А4]. Оба этих эффекта должны влиять на характеристики квазиколлинеарных акустооптических фильтров.

Для расчета структуры акустического поля в квазиколлинеарных АО ячейках воспользуемся подходом, изложенным в п.2.5.1 и дополним его учетом акустической анизотропии парателлуриита, анализ которой был проведен в п.2.3.1.

Сначала определим значения коэффициентов анизотропии для падающей и отраженной акустических волн. Направления распространения этих волн в плоскости  $(1\bar{1}0)$  показаны на рис. 2.28, а зависимости коэффициентов анизотропии в этой же плоскости и в ортогональных ей плоскостях от направления распространения приведены на рис. 2.10б.

Выбранным направлениям соответствуют следующие значения коэффициента анизотропии. Для падающей акустической волны в ячейке с углом  $\alpha_1 = 1.8^\circ$  коэффициенты анизотропии равны  $\kappa_{\phi 2} = 1.35$ ,  $\kappa_{\theta 2} = 0.01$ , а для отраженной -  $\kappa_{\phi 1} = 51.2$ ,  $\kappa_{\theta 1} = 10$ . В АО ячейке с углом  $\alpha_1 = 5^\circ$  коэффициенты анизотропии для падающей волны:  $\kappa_{\phi 2} = 20.5$ ,  $\kappa_{\theta 2} = 0.76$ , а для отраженной -  $\kappa_{\phi 1} = 47.5$ ,  $\kappa_{\theta 1} = 5.8$ . В обоих случаях до отражения коэффициенты анизотропии  $\kappa_\theta$  в плоскости  $(1\bar{1}0)$  меньше единицы. Это означает, что в данной плоскости расходимость акустического пучка будет меньше чем в акустически изотропной среде. Для ячейки с углом среза  $1.8^\circ$  коэффициент  $\kappa_{\phi 2}$  немного превышает единицу, следовательно, можно ожидать, что акустическое поле падающего ультразвукового пучка, возбуждаемое преобразователем вдоль заданного направления ( $\theta = 19.9^\circ$ ), будет более однородным, чем в изотропной среде.

Для АО ячейки с  $\alpha_1 = 5^\circ$ , коэффициент  $\kappa_{\phi 2}$  значительно больше единицы, это означает, что в плоскости ортогональной  $(1\bar{1}0)$  акустическая анизотропия парателлуриита будет существенно влиять на структуру ультразвукового поля.

Сравнивая приведенные значения коэффициентов анизотропии, можно заключить, что выбор меньших углов среза для отраженной волны приводит к уменьшению значений коэффициента анизотропии для падающей волны (поскольку для нее выбираются большие углы среза) и к увеличению значений коэффициентов анизотропии после отражения.

Получается, что распределение амплитуды акустического поля на отражающей грани будет тем более однородным, чем меньший угол  $\alpha_l$  будет выбран для отраженной волны. При этом отражение сопровождается изменением размеров акустического пучка, зависящем от значения угла  $\alpha_l$ . В диапазоне углов  $\alpha_l > 1.6^\circ$  уширение тем больше, чем меньше угол. Следовательно, для малых  $\alpha_l$  после отражения будет получен широкий акустический пучок с изначально однородным распределением амплитуды и неоднородным распределением фазы, но влияние акустической анизотропии на отраженный акустический пучок будет больше для малых углов  $\alpha_l$ .

Сравним полуширины лучевых спектров отраженных акустических пучков двух выбранных квазиколлинеарных АО ячеек. Для  $1.8^\circ$  АО ячейки получится более широкий отраженный акустический пучок и частота ультразвука, соответствующая условию АО синхронизма, будет выше, чем в случае  $5^\circ$  АО ячейки. Дифракционная расходимость отраженного пучка в первой АО ячейке равна  $\delta^{1.8} = 3.15 \times 10^{-2}$ , а для второй -  $\delta^5 = 6.42 \times 10^{-2}$ . Получается, что дифракционная расходимость для АО ячейки с меньшим углом  $\alpha_l$  более чем в два раза меньше, чем для АО ячейки с  $\alpha_l = 5^\circ$ . Вычислим отношения коэффициентов анизотропии для отраженных акустических пучков в первой и второй АО ячейках: в плоскости  $(1\bar{1}0)$   $\kappa_{\theta_1}^{1.8}/\kappa_{\theta_1}^5 = 1.08$ , а в ортогональной плоскости -  $\kappa_{\phi_1}^{1.8}/\kappa_{\phi_1}^5 = 1.72$ . Таким образом, отношения полуширин лучевых спектров, уширенных под воздействием акустической анизотропии парателлурита будут иметь следующие величины:  $\Delta_{\theta_1}^{1.8}/\Delta_{\theta_1}^5 = 0.53$  и  $\Delta_{\phi_1}^{1.8}/\Delta_{\phi_1}^5 = 0.84$ , следовательно, в силу особенностей процесса отражения и геометрии АО взаимодействия, не смотря на большую акустическую анизотропию по направлению распространения отраженного ультразвукового пучка, акустическое поле в АО ячейке с  $\alpha_l = 1.8^\circ$  должно быть более однородным, чем в АО ячейке с углом  $\alpha_l = 5^\circ$ .

Обобщение приведенных параметров исследуемых АО ячеек дано в таблице 2.2.

Теперь, с помощью выражения (2.9) рассчитаем структуры падающего и отраженного акустического полей, а так же распределение амплитуды и фазы на поверхности входной оптической грани АО ячейки. Метод расчета структуры отраженного ультразвукового пучка аналогичен подходу, использованному в п.2.5.1, но учитывает акустическую анизотропию парателлурита.

Таблица 2.2. Сравнение акустических параметров исследуемых квазиколлинеарных АО ячеек

Параметр	Падающий пучок		Отраженный пучок	
	1	2	1	2
Угол $\alpha_1$ , град.	–	–	1.8°	5°
Скорость $V$ , м/с	1994	894	620	641
Угол сноса $\chi$ , град.	18.14°	57.2°	18.12°	40.6°
Коэффициент анизотропии $\kappa_\theta$	0.01	0.76	10	5.8
Коэффициент анизотропии $\kappa_\varphi$	1.35	20.5	51.2	47.5
АО качество $M \times 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$	–	–	119	474
Частота АО синхронизма для 1.55 мкм, МГц	–	–	52.2	36.3

На рис. 2.29 представлены результаты расчетов амплитуды акустического поля на входной оптической грани АО ячейки, используемой для отражения акустического пучка. Расчеты произведены для каждого из выбранных значений угла  $\alpha_1$  и двух расстояний от края преобразователя до отражающей грани  $a$  (0.2 и 0.8 см). Расстояние  $a$  варьируется для того, чтобы изучить влияние расположения преобразователя на структуру отраженной акустической волны. Мы предполагаем, что амплитуда возмущения в плоскости преобразователя одинакова и равна единице, а падающий акустический пучок распространяется в соответствии с построениями, представленными на рис. 2.28. При расчете предполагалось что акустическая волна возбуждается прямоугольным преобразователем с размерами 0.5x0.5см для  $\alpha_1=5^\circ$  и 0.25x0.5см для  $\alpha_1=1.8^\circ$ . Размер областей расчета, представленных на рисунке 2.29 задан 2x2см для рис. 2.29а,б и 1.25x2см для рис. 2.29в,г.

Распределения амплитуды ультразвукового пучка, представленные на рис. 2.29, являются сечениями падающего акустического пучка отражающей гранью АО ячейки. Эти сечения, аналогично п.2.5.1, используются в качестве начальных акустических возмущений, формирующих отраженный ультразвуковой пучок, участвующий в АО взаимодействии. Распределение фаз в представленных сечениях также учитывается вычислении структуры отраженного акустического пучка. Угловой спектр акустического поля на отражающей грани используется в качестве параметра  $A_0(\phi S, \theta S)$  в уравнении (2.9) для расчетов структуры отраженного ультразвукового пучка.

При моделировании мы, как и в п 3.5.1, исключили две другие волны, которые могут появиться при отражении, поскольку они не влияют на структуру медленной волны и не участвуют в АО взаимодействии.

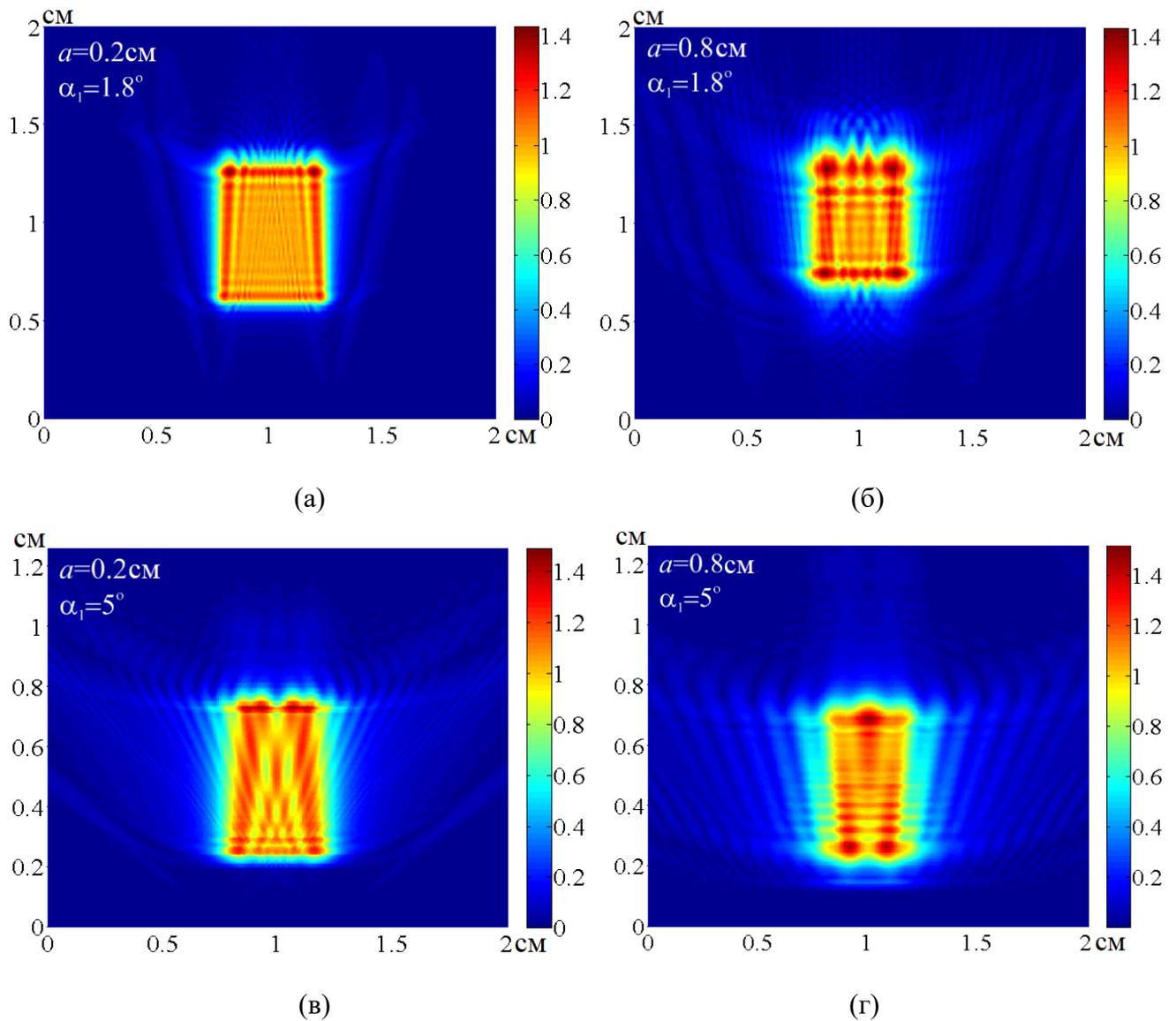


Рис. 2.29. Распределение амплитуды акустического поля на отражающей грани АО ячейки.  
 а,б –  $\alpha_1=1.8^\circ$ . Область расчета  $2 \times 2$  см; в,г –  $\alpha_1=5^\circ$ . Область расчета  $1.25 \times 2$  см.

Акустическая анизотропия парателлурита в плоскости  $(1\bar{1}0)$  обсуждалась выше. Было показано, что падающий ультразвуковой пучок для ячейки с  $\alpha_1=1.8^\circ$  фактически коллимирован. Поэтому распределение амплитуды акустического поля, представленное на рис. 2.29а,б, близко к однородному. Неоднородность немного увеличивается с ростом расстояния  $a$ , но поле по-прежнему, можно считать однородным.

Несколько иная ситуация имеет место для ячейки с  $\alpha_1=5^\circ$  (рис. 2.29в,г). В этом случае влияние акустической анизотропии  $\text{TeO}_2$  сильнее. Увеличение коэффициента анизотропии приводит к росту неоднородности распределения амплитуды акустического поля. Асимметрия структуры ультразвукового поля заметна, даже при  $a = 0.2$  см. Неоднородность и асимметрия акустического поля возрастают с увеличением расстояния от преобразователя до отражающей

границы. Может наблюдаться появление сравнительно высоких боковых максимумов у акустического пучка (рис. 2.29г).

Сечения отраженного ультразвукового поля плоскостью  $(1\bar{1}0)$  и плоскостями, ортогональными ей, показаны на рис. 2.30. Приведенные распределения амплитуды были получены с использованием результатов, представленных на рис. 2.29. Размеры области расчета выбраны равными  $3 \times 4$  см, исходя из того, что длина АО взаимодействия определена равной 4 см, амплитуда ультразвукового поля показана цветом.

На рис. 2.30а,б приведены результаты моделирования для  $1.8^\circ$  АО ячейки и  $a = 0.2$  см. Сечение акустического пучка плоскостью, повернутой на угол  $18.1^\circ$  относительно кристаллографической плоскости XY показано на рис. 2.30а, а сечение того же пучка плоскостью  $(1\bar{1}0)$  представлено на рис. 2.30б. В плоскости  $(1\bar{1}0)$  акустический пучок уширяется в процессе отражения примерно в три раза и его ширина становится равной 0.75 см при ширине возбуждателя ультразвука 0.25 см. Поэтому акустическое поле в плоскости  $(1\bar{1}0)$  является достаточно однородным, за исключением небольшого наклона областей с одинаковой амплитудой вблизи плоскости отражающей грани, которая совпадает с левой границей области расчета.

Акустическая анизотропия парателлурита в плоскости  $(1\bar{1}0)$  для выбранного направления почти в 8 раз ниже, чем в ортогональной плоскости, поэтому в ортогональной плоскости акустическое поле будет существенно более неоднородным (рис. 2.30а). Здесь можно наблюдать дальнюю зону дифракции уже на расстоянии 1 см от плоскости отражающей грани АО ячейки.

Для оценки влияния расстояния  $a$  от преобразователя до отражающей грани на структуру рабочего акустического пучка аналогичные вычисления были проведены при  $a = 0.8$  см (рис. 2.30в,г). Расчет показал, что существенных изменений в структуре поля не происходит. Изменения заметны только в плоскости ортогональной  $(1\bar{1}0)$  (рис. 2.30в), что можно объяснить малой акустической анизотропией в направлении распространения падающего акустического пучка и отсутствием сильных различий в структуре акустического поля на отражающей грани для выбранных значений расстояния  $a$  (сопоставление рис. 2.29а,б).

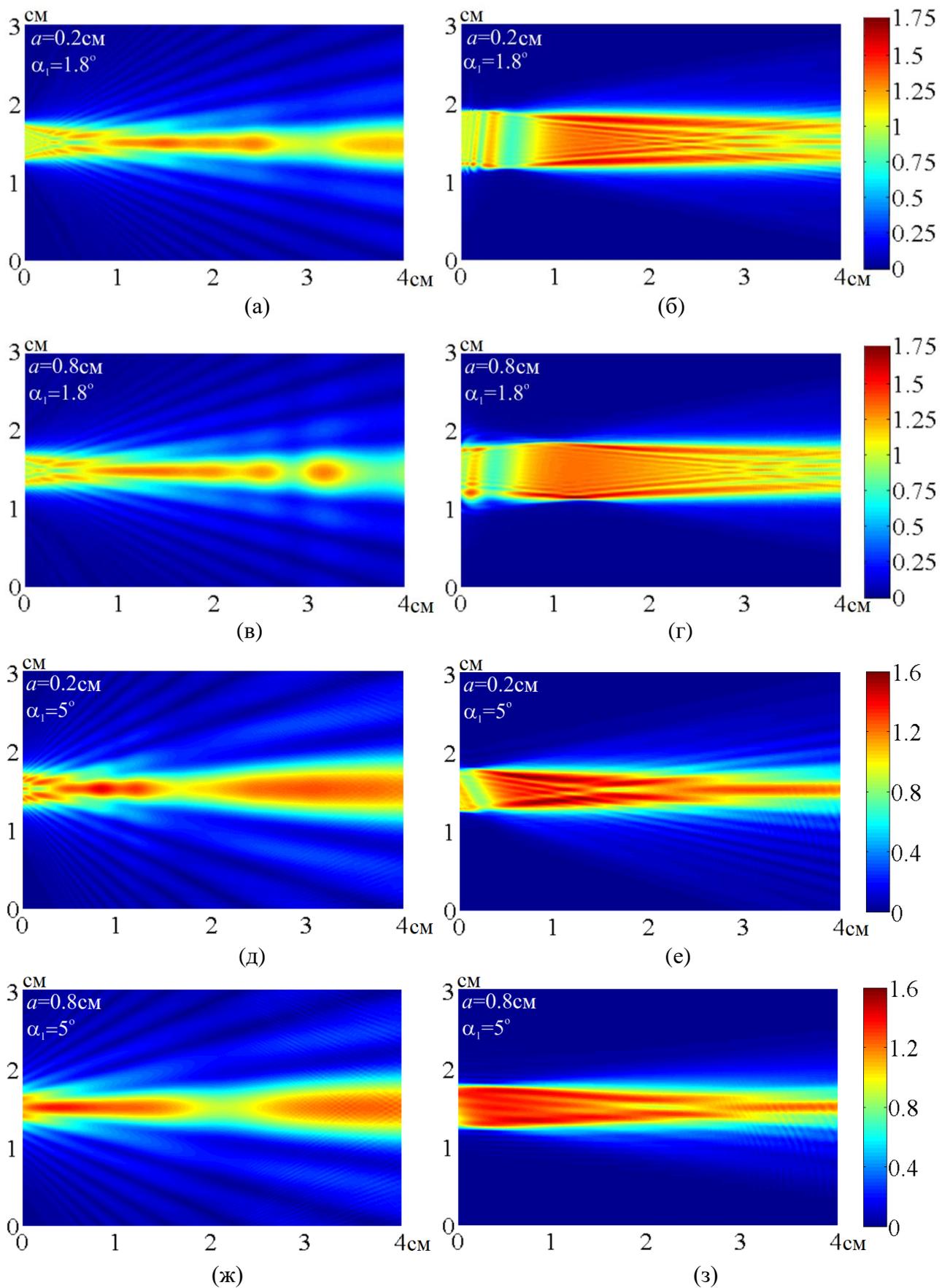


Рис. 2.30. Продольные сечения отраженного акустического пучка для АО ячеек с углами  $\alpha_1$  равными:  $1.8^\circ$  (а-г) и  $5^\circ$  (д-з)

Продольные сечения ультразвукового пучка для АО ячейки с  $\alpha_l=5^\circ$  представлены на рис. 2.30д-з. В этой геометрии влияние анизотропии кристалла  $\text{TeO}_2$  на структуру ультразвукового поля сильнее из-за более низкой акустической частоты и отсутствия уширения луча (ширина акустического луча после отражения составляет всего 0.52 см). Дальняя зона дифракции наблюдается на расстоянии 0.5 см от отражающей грани в плоскости ортогональной  $(1\bar{1}0)$  и повернутой на угол  $45.6^\circ$  относительно плоскости XY (рис. 2.30д), и на расстоянии 3 см для сечения в плоскости  $(1\bar{1}0)$ . Также, в этом случае структура отраженного пучка сильнее зависит от расстояния  $a$ . Можно заметить существенную разницу между картинками акустического поля, полученными для  $a = 0.2$  см (рис. 2.30д,е) и  $a = 0.8$  см (рис. 2.30ж,з). Асимметрия боковых лепестков пучка, заметная на рис. 2.30е,з, обусловлена асимметрией поверхности медленности парателлуриата для сдвиговой волны в плоскости  $(1\bar{1}0)$ .

Фазовая структура отраженного ультразвукового пучка представлена на рис. 2.31. Искривление волновых фронтов, характерное для анизотропных сред, наблюдается в плоскости, ортогональной  $(1\bar{1}0)$  и наклоненной к плоскости XY (рис. 2.31а). Волновой фронт, который изначально был плоским, искажается при распространении в кристалле под воздействием акустической анизотропии. Кривизна волнового фронта симметрична относительно осевой составляющей пучка, поскольку поверхность медленности парателлуриата симметрична в плоскостях, ортогональных  $(1\bar{1}0)$ . Это искривление влияет на условие брэгговского синхронизма. Влияние искривления волновых фронтов очень сильно для квазиортогональной геометрии АО взаимодействия и может даже вызвать сдвиг аппаратной функции АО взаимодействия [155,245,А1,А2,А57-А59]. Но наличие искривления не играет существенной роли для квазиколлинеарного АО взаимодействия, поскольку луч света направлен вдоль оси акустического пучка [А3-А6,А55,А56,А60-А63,А77-А79].

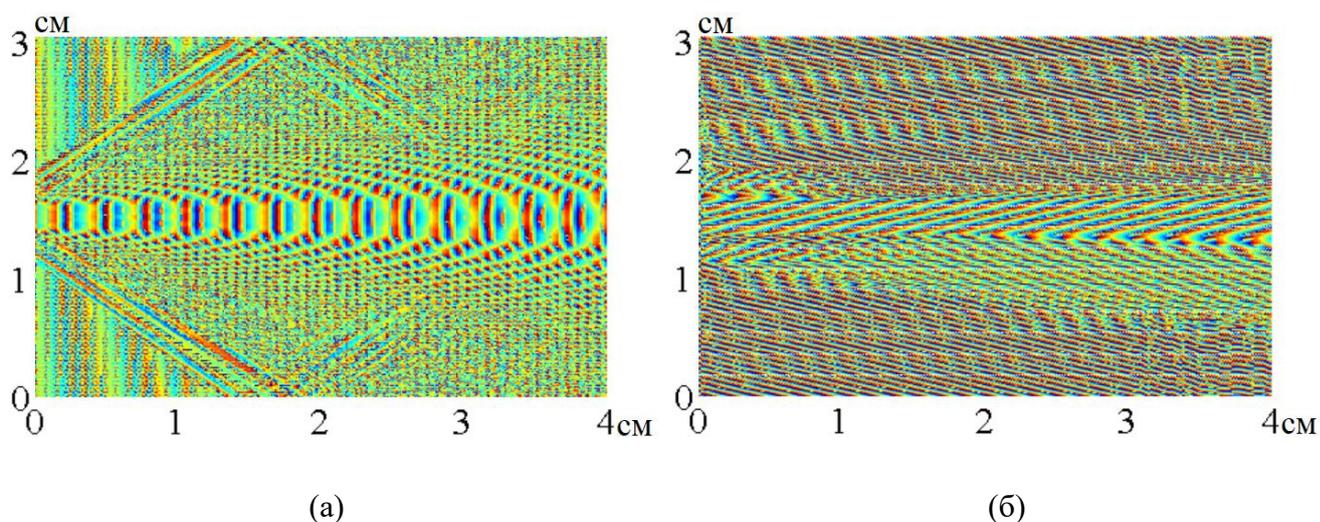


Рис. 2.31. Фазовая структура акустического пучка в плоскости ортогональной  $(1\bar{1}0)$  (а) и в плоскости  $(1\bar{1}0)$  (б).

В плоскости  $(1\bar{1}0)$  после отражения появляется наклон волновых фронтов (рис. 2.31б). Величина наклона зависит от взаимной ориентации отражающей грани АО ячейки и грани на которой расположен пьезопреобразователь. Было показано, что этот наклон может влиять на характеристики АО взаимодействия и форму аппаратной функции фильтра [А3,А4]. В этой плоскости также заметно небольшое несимметричное искривление волновых фронтов акустического поля, вызванное асимметрией поверхности медленности в выбранном направлении.

## Основные результаты Главы 2

Главным результатом второй главы диссертационной работы является решение задачи распространения акустических пучков в акустически анизотропных средах. От других решений, полученных ранее, данное решение отличается тем, что позволяет рассчитывать структуру акустического поля при произвольном выборе направления распространения акустического пучка в кристалле, расстоянии от преобразователя и размерах возбуждателя ультразвука. Решение получено посредством разложения акустического поля в угловой спектр и точного учета воздействия акустической анизотропии среды на каждую плосковолновую компоненту пространственного спектра ультразвукового пучка. Для получения решения не используется параболическое приближение, поэтому оно дает правильный результат и в направлениях автоколлимации пучка, где параболическое приближение не выполняется.

Эффективность и правильность полученного решения продемонстрированы на примере расчета трехмерной структуры акустических пучков в кристалле парателлурита.

Выполнено моделирование для двух плоскостей кристалла  $\text{TeO}_2$ : плоскости  $(001)$ , в которой наблюдается наибольшая величина акустической анизотропии для медленной акустической моды, и плоскости  $(1\bar{1}0)$ , используемой при создании АО устройств. Для этих же плоскостей изучены все основные акустические свойства: определены величины углов сноса акустической энергии, главные кривизны поверхности медленности и коэффициенты анизотропии. Найдены диапазоны углов, определяющих направление распространения акустического пучка, в которых коэффициент анизотропии  $k > 1$  (акустическая анизотропия среды увеличивает расходимость пучка по сравнению с дифракционной) и  $k < 1$  (расходимость пучка меньше дифракционной). Особо отмечены направления, где кривизна меняет знак, что соответствует автоколлимации пучка. Установлено, что автоколлимация отсутствует в плоскости  $(1\bar{1}0)$ , тогда как в плоскости  $(001)$  есть два таких направления: под углами  $\phi_0 = 12.64^\circ$  с коллимацией пучка в плоскости  $(001)$  и  $\phi_0 = 25.72^\circ$  с коллимацией в плоскости,

ортогональной (001). В последнем случае расходимость пучка, благодаря акустической анизотропии, оказывается меньше дифракционной в обеих плоскостях главных кризисн.

Введено понятие лучевого спектра, характеризующего угловое распределение потока акустической энергии. Выполнен расчет лучевых спектров для разных направлений распространения пучка в кристалле парателлуриита. Обнаружено, что спектр сохраняет свою форму везде, за исключением областей автоколлимации. В этих областях имеет место сильная деформация лучевого спектра, сопровождаемая его инверсией. При этом в направлении  $\phi_0 = 25.72^\circ$  характер инверсии таков, что сохраняется симметрия спектра, тогда как в направлении  $\phi_0 = 12.64^\circ$  спектр становится несимметричным.

Проведено моделирование амплитудной и фазовой структуры акустических полей в кристалле парателлуриита для наиболее интересных направлений при условии их возбуждения преобразователем конечных размеров. Показано, что акустическая анизотропия среды действует подобно собирающей линзе для  $k < 1$ , при этом волновые фронты акустического пучка по мере распространения в среде из плоских становятся вогнутыми. При  $k > 1$  среда действует как рассеивающая линза, а волновые фронты становятся выпуклыми. Существуют направления где в одной плоскости  $k < 1$ , а в ортогональной ей плоскости  $k > 1$ .

С помощью разработанной теории впервые полностью изучена акустическая анизотропия кристалла KRS-5, перспективного для создания АО устройств среднего ИК диапазона. В данном материале обнаружено 5 направлений коллимации. В целом исследование данного материала показало, что он обладает малой акустической анизотропией.

На основе полученного решения задачи распространения акустических пучков в акустически анизотропных средах впервые разработан метод расчета акустических полей в АО ячейках, использующих отражение акустических волн. К таким АО устройствам в первую очередь относятся коллинеарные и квазиколлинеарные АО ячейки. Проведенный анализ коллинеарного фильтра на основе кристалла молибдата кальция показал, что отражение существенно влияет на амплитудную и фазовую структуру отраженного акустического пучка, участвующего в АО взаимодействии, несмотря на то, что данный материал, фактически, является акустически изотропным. Расчеты показали, что распределение амплитуды в отраженном пучке становится сильно неоднородным, а его волновые фронты приобретают наклон.

Для квазиколлинеарных АО ячеек на основе парателлуриита также были получены интересные результаты. Изучены две квазиколлинеарных ячейки с направлениями вектора фазовой скорости отраженной волны под углами  $1.8^\circ$  и  $5^\circ$  относительно оси [110]. Оказалось, что на структуру отраженного пучка сильно влияет величина акустической анизотропии вдоль направления падающего акустического пучка и геометрия реализации отражения, которая

может приводить как к увеличению ширины отраженного пучка, так и к его сужению. Проведенное моделирование структуры отраженного ультразвукового пучка показало, что в силу указанных особенностей, акустическое поле в ячейке с углом  $1.8^\circ$  оказалось более однородным, чем в ячейке с углом  $5^\circ$ , не смотря на большую величину акустической анизотропии.

Исследование фазовой структуры отраженного акустического пучка показало, что в плоскости ортогональной  $(1\bar{1}0)$  за счет симметрии поверхности медленности сдвиговой моды и  $k > 1$  происходит симметричное искривление волновых фронтов акустического поля. В плоскости  $(1\bar{1}0)$  волновые фронты приобретают наклон в процессе отражения от грани АО ячейки и несимметрично искривляются под воздействием акустической анизотропии кристалла парателлурита.

### Глава 3. Спектральные характеристики акустооптической дифракции и анизотропия среды взаимодействия

При проведении акустооптических экспериментов и исследовании характеристик АО устройств, нередко получаются результаты, которые заметно расходятся с решением задачи АО дифракции в классической постановке, как взаимодействия плоских световой и ультразвуковой волн [3,4,6,53]. Причиной наблюдаемого расхождения является то обстоятельство, что в эксперименте взаимодействуют не с плоские волны, а с ограниченные по апертуре пучки световых и акустических волн, имеющие неоднородную структуру. Сильнее всего неоднородность волновых пучков сказывается на эффективности дифракции  $\zeta$ . Известно, что даже в брэгговском режиме эффективность дифракции никогда не достигает 100%, а, например, в АО ячейке из парателлурита с акустической волной, осевая компонента которой распространится в направлении [110], она может составлять всего лишь 50-60%. При этом зависимость  $\zeta(\Gamma)$  существенно отличается от теоретической  $\sin^2(\bullet)$  [154,156,245,A2].

Можно указать на два основных фактора, являющихся причиной такого различия между результатами экспериментов и классической теории. Первый - расходимость светового пучка, которая может быть обусловлена не только его конечной шириной, но также и его сложной структурой, несущей обрабатываемое изображение (например, в случае АО фильтров). Второй - неоднородность акустического поля, причем амплитудная и фазовая неоднородности ультразвукового пучка по-разному влияют на характеристики АО взаимодействия.

#### 3.1. Влияние оптической анизотропии на спектральные характеристики АО дифракции

Рассмотрим сначала влияние расходимости светового пучка на характеристики АО взаимодействия. В Главе 1 показано, что АО ячейка действует на проходящий через нее световой пучок как линейная система с передаточной функцией  $T(\vartheta_i)$ . Угловые спектры падающего ( $U_i$ ) и дифрагированного в первый порядок ( $U_d$ ) излучения в случае квазиортогональной дифракции связаны соотношением (1.45). Следовательно, для вычисления поля дифрагированного света, необходимо для каждого варианта АО дифракции найти передаточную функцию  $T(\vartheta_i)$ .

Вид передаточной функции зависит от выбранного среза кристалла, типа АО взаимодействия (изотропная или анизотропная дифракция) и формы поверхностей показателей преломления среды. Также на ширину передаточной функции влияют частота АО синхронизма и длина АО взаимодействия, определяющие селективность АО дифракции. Чем больше

селективность, тем меньше угловая ширина передаточных функций.

Конечно, АО эффект не позволяет получить передаточную функцию произвольного вида. В случае наиболее распространенной на практике, анизотропной дифракции в оптически одноосных кристаллах, можно выделить три типа передаточных функций, соответствующих коллинеарной, широкоугольной и квазиортогональной геометриям АО дифракции [208,209,244,А12]. Использование оптически двуосных кристаллов позволяет получить значительно большее разнообразие видов передаточных функций за счет сложного вида поверхностей показателей преломления [299,300].

Широкоугольная дифракция бывает двух типов – высокочастотная и низкочастотная (приосевая) [301-304]. В случае высокочастотной широкоугольной дифракции передаточные функции имеют почти такой же вид, как и при коллинеарной, поскольку, коллинеарное взаимодействие является частным случаем широкоугольного высокочастотного. В случае низкочастотной широкоугольной АО дифракции передаточные функции являются осесимметричными [А12], и, что любопытно, имеют вид такой же, как в случае высокочастотного коллинеарного взаимодействия. А в случае квазиортогональной геометрии – похожими на дугу, кривизна которой зависит от условий АО взаимодействия [А12].

Здесь требуется отметить, что выражение (1.21), определяющее вид аппаратной функции АО взаимодействия (расстроечная характеристика), и, соответственно, спектральное разрешение АО устройства, полученное в Главе 1 для взаимодействующих плоских ультразвуковой и световой волн, в случае расходящегося светового пучка не является корректным.

Более точным является расчет расстроечной характеристики с помощью передаточной функции АО взаимодействия, поскольку он учитывает дифракцию всех компонент пространственного спектра оптического излучения [А13-А15,А80-А84]. Случай взаимодействия плоских волн является частным, описывающим изменение амплитуды компоненты пространственного спектра оптического излучения, распространяющейся по оси светового пучка и соответствующей центру передаточной функции.

Поскольку реальный световой пучок имеет конечную ширину, то в нем, помимо осевой компоненты, распространяющейся точно вдоль выбранного направления, определяемого углами  $\phi_0$  и  $\theta_0$ , присутствуют и другие плосковолновые составляющие, идущие под разными углами  $\vartheta_i$  и  $\phi_i$  к заданному направлению. Для этих составляющих на частоте АО синхронизма центральной компоненты пространственного спектра оптического пучка условие фазового синхронизма не выполняется, вследствие чего они дифрагируют с меньшей эффективностью. Следовательно, структура дифрагированного пучка должна отличаться от структуры падающего. В такой ситуации представляется разумным говорить об интегральной

эффективности дифракции  $\zeta_{\text{int}}$ , определив ее как отношение мощностей дифрагированного ( $P_d$ ) и падающего ( $P_i$ ) пучков:

$$\zeta_{\text{int}} = \frac{P_d}{P_i} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |U_d(\vartheta_d)|^2 d\vartheta_d}{\int_{-\infty}^{\infty} |U_i(\vartheta_i)|^2 d\vartheta_i} \quad (3.1)$$

Будем полагать, что пространственный спектр падающего пучка является однородным в пределах угла расходимости пучка  $\varphi_L$ . Такой подход позволит проанализировать в чистом виде влияние селективности брэгговской дифракции; иначе результаты анализа будут зависеть также от конкретной структуры светового пучка.

Рассмотрим одну из составляющих оптического спектра. Для определенности будем считать, что АО взаимодействие реализуется в плоскости XZ кристалла молибдата кальция, при этом плоская монохроматическая ультразвуковая волна (сдвиговая мода) с частотой  $f$  распространяется под некоторым углом  $\alpha$  к кристаллографической оси X.

Как показано в Главе 2, сдвиговая мода в молибдате кальция практически изотропна [A5], поэтому снос энергии акустического пучка будет отсутствовать, что упрощает вид выражений для АО расстройки. Также будем полагать, что дифрагированный свет рассеивается в +1 дифракционный порядок.

Вследствие осевой симметрии оптического спектра можно считать, что волновой вектор некоторой его составляющей  $\vec{k}_i$  образует угол  $\vartheta_i$  с волновым вектором акустической волны  $\vec{K}$ .

В плоскости АО взаимодействия, проходящей через вектора  $\vec{k}_i$  и  $\vec{K}$ , справедливо соотношение

$$\vec{k}_i + \vec{K} + \vec{\eta}_1 = \vec{k}_d, \quad (3.2)$$

где  $\eta_1$  – вектор фазовой расстройки, направленный перпендикулярно границам области АО взаимодействия, т.е. вдоль оси X в случае коллинеарного взаимодействия и перпендикулярно

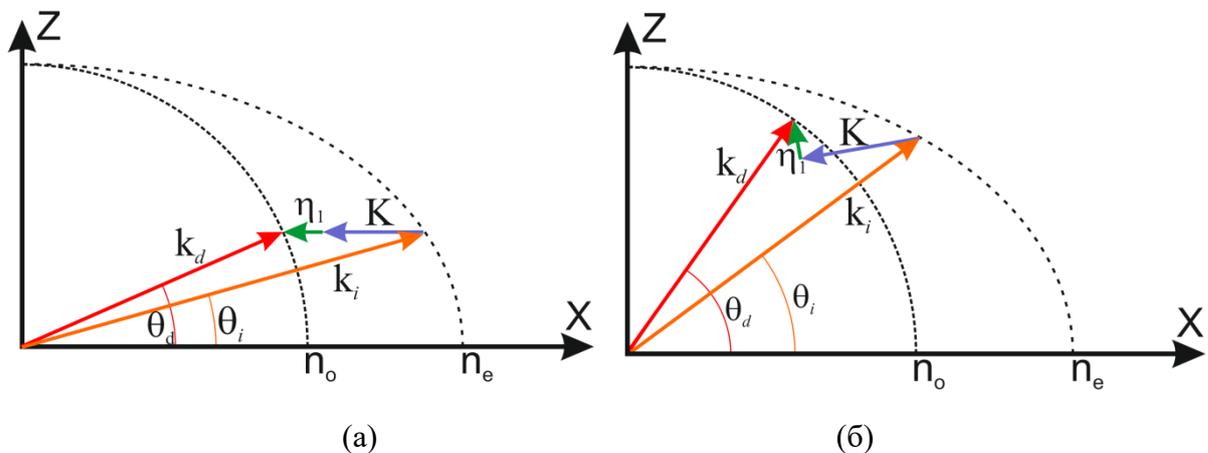


Рис. 3.1. Векторные диаграммы для компоненты  $\vec{k}_i$  при коллинеарной (а) и квазиортогональной (б) дифракции

вектору  $\vec{K}$  в случае иных геометрий АО дифракции (так как снос энергии в рассматриваемом варианте отсутствует).

Векторные диаграммы, соответствующие выражению (3.2) для случаев коллинеарной и квазиортогональной геометрий АО взаимодействия, представлены на рис. 3.1.

Из построения, приведенного на рис. 3.1а, следует, что в случае коллинеарной геометрии взаимодействия расстройка определяется как:

$$\eta_1(\vartheta_i) = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \pm \sqrt{n_d^2 - n_i^2 \sin^2 \vartheta_i} - n_i \sin \vartheta_i - \frac{\lambda f}{V} \right), \quad (3.3)$$

где  $\lambda$  – длина волны оптического излучения,  $V$  – скорость акустической волны,  $n_i$  и  $n_d$  показатели преломления среды для падающей и дифрагированной световых волн.

Условие  $\eta_1 = 0$  задает угол Брэгга, на частоте АО синхронизма, определяемой выражением:

$$f_c = \frac{V}{\lambda} \left\{ n_i(\vartheta_B) \sin \vartheta_B \pm \sqrt{n_d^2 - n_i^2(\vartheta_B) \cos^2 \vartheta_B} \right\} \quad (3.4)$$

В случае коллинеарной АО дифракции для осевой компоненты пространственного спектра оптического пучка угол Брэгга равен  $90^\circ$ , и частота АО синхронизма определяется выражением (2.20):

$$f_{c1} = \frac{V}{\lambda} |n_e - n_o| \quad (3.5)$$

В случае квазиортогональной и широкоугольной дифракции выражение для расстройки будет иметь вид:

$$\eta_1(\vartheta_i) = \frac{2\pi}{\lambda} \left( \mp \sqrt{n_d^2 - \left( n_i \cos \vartheta_i + \frac{\lambda f}{V} \right)^2} + n_i \sin \vartheta_i \right) \quad (3.6)$$

В выражениях (3.3) и (3.6) значения показателей преломления  $n_i$  и  $n_d$  зависят от направления распространения световых волн, и будут различными для разных компонент пространственного спектра оптического излучения.

Если падающая световая волна имеет необыкновенную поляризацию, то:

$$n_i(\vartheta_i, \phi_i) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \{A^2 + \sin^2 \vartheta_i \sin^2 \phi_i\} + n_e^2 B^2}} \quad (3.7)$$

где  $A = \cos \vartheta_i \cos \alpha - \sin \vartheta_i \sin \alpha \cos \phi_i$  и  $B = \cos \vartheta_i \sin \alpha + \sin \vartheta_i \cos \alpha \cos \phi_i$ . Дифрагированная волна тогда является обыкновенно поляризованной, и  $n_d = n_o$ .

Угол  $\phi_i$ , фактически, определяет поворот плоскости АО взаимодействия, в которой лежат волновые вектора, относительно плоскости XZ. Изменяя его величину мы можем получить значения расстройки  $\eta$  для всех компонент пространственного спектра оптического излучения и, таким образом, построить двумерную передаточную функцию АО взаимодействия

для выбранного направления распространения акустической волны в АО кристалле.

Интенсивность парциальной дифрагированной волны, возникающей при дифракции рассматриваемой спектральной компоненты, определяется выражением:

$$I_d(\vartheta_i, \phi_i) = |U_i(\vartheta_i, \phi_i)T^{(1)}(\vartheta_i, \phi_i)|^2 = |U_i(\vartheta_i, \phi_i)|^2 \frac{\Gamma^2}{4} \operatorname{sinc}^2\left(\frac{1}{2\pi}\sqrt{\Gamma^2 + R_1^2(\vartheta_i, \phi_i)}\right), \quad (3.8)$$

где  $R_1(\vartheta_i, \phi_i) = \eta_1(\vartheta_i, \phi_i)l$ . Передаточная функция первого порядка дифракции  $T^{(1)}(\vartheta_i, \phi_i)$  описывает действие АО ячейки на каждую составляющую оптического спектра.

Результаты расчета передаточных функций для длины волны оптического излучения 633нм ( $n_o = 1.991$ ,  $n_e = 2.001$ ) при различных геометриях АО взаимодействия представлены на рис. 3.2 [A13-A15, A53]. На рис. 3.2а-в, приведены передаточные функции коллинеарной дифракции, центру каждой из картин соответствует ось X, вдоль которой направлен вектор  $\vec{K}$ . Углы  $\vartheta_i$  и  $\phi_i$  отложены от центра по горизонтали и вертикали, соответственно. Угловой диапазон всего изображения по горизонтали (в плоскости XY) и по вертикали (в плоскости XZ) составляет  $10^\circ$ . Яркость картины в каждой точке пропорциональна  $|T^{(1)}(\vartheta_i, \phi_i)|$ . Точки с максимальной яркостью образуют кривые, на которых выполняется условие АО фазового синхронизма, а соответствующие плосковолновые компоненты проходят через АО ячейку под углом Брэгга. Расчет выполнен для  $\Gamma = \pi$ , поэтому на этих кривых  $|T^{(1)}| = 1$ .

Рис. 3.2а показывает передаточную функцию коллинеарной дифракции на частоте АО синхронизма  $f_{c1} = 46.00$  МГц, определяемой выражениями (3.3) и (3.8). Длина взаимодействия выбрана равной 4см. Видно, что функция  $T^{(1)}(\vartheta_i, \phi_i)$  имеет форму креста с лучами, ориентированными под углом  $45^\circ$  к кристаллографическим осям Y и Z. В этих направлениях брэгговское АО взаимодействие характеризуется чрезвычайно низкой угловой селективностью, наличие таких направлений объясняется особенностями формы поверхностей показателей преломления в оптически одноосных кристаллах, т.е. оптической анизотропией среды взаимодействия. Дугообразные полосы с низкой яркостью по краям креста – это боковые максимумы функции  $\operatorname{sinc}(x)$  в формуле (3.8).

Для малых углов  $\vartheta_i$ , с учетом того, что обычно  $|n_e - n_o| \ll n$ , из формулы (3.3) получается следующее выражение, определяющее граничные (по уровню 3 дБ) значения  $\vartheta_i$  по горизонтали и вертикали:

$$\vartheta_b = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \left| \frac{\eta_b}{n_e - n_o} \right|} = \sqrt{\frac{0.81\lambda}{l|n_e - n_o|}}. \quad (3.9)$$

При уменьшении частоты ультразвука (увеличении периода дифракционной решетки  $\Lambda$ ) крест расщепляется на две дуги, расходящиеся друг от друга в направлении оси Z (рис. 3.2б). Увеличение частоты приводит к похожей деформации передаточной функции с тем лишь

отличаем, что дуги смещаются вдоль оси  $Y$  (рис. 3.2в).

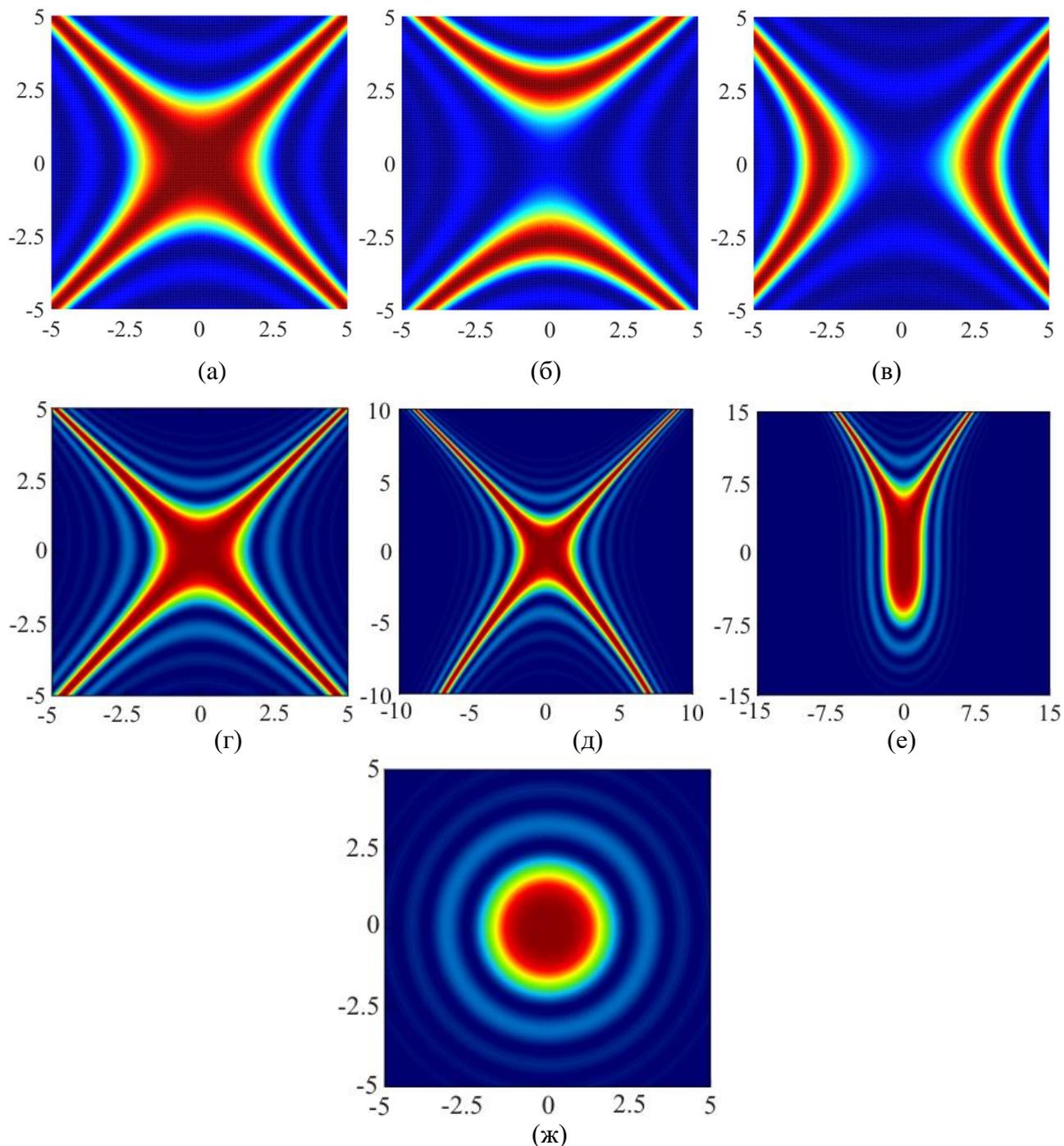


Рис. 3.2. Передаточные функции АО дифракции для случаев:

а-в: коллинеарная геометрия, а -  $f = f_{c1} = 46.00$  МГц; б -  $f = 45.95$  МГц; в -  $f = 46.05$  МГц

г-е: ВЧ широкоугольная геометрия,  $f = f_c$ ; г -  $\alpha = 8^\circ$ ; д -  $\alpha = 15^\circ$ ;

е -  $\alpha = 19.4^\circ$  (оптимальная точка); ж: НЧ широкоугольная точка,  $f = f_c$ ,  $\alpha = 8^\circ$

На рис. 3.2б,в расчет выполнен для частот ультразвука  $f = 45.95$  МГц и  $f = 46.05$  МГц соответственно. Аналогичные деформации передаточной функции имеют место и при изменении длины волны света, в случае фиксированной частоты ультразвука, поскольку длина

волны  $\lambda$  и частота  $f$  входят в формулу (3.3) в виде произведения. Отметим, что столь заметные изменения формы передаточной функции происходят при очень небольшой (всего на 0.1 МГц) перестройке частоты, что говорит о высокой частотной и, следовательно, спектральной селективности коллинеарной дифракции.

Передаточные функции, приведённые на рис. 3.2г-е, рассчитаны для различных вариантов ВЧ широкоугольной дифракции (изменяется угол  $\alpha$ , задающий ориентацию вектора ультразвука  $\vec{K}$  в плоскости XZ). Таким образом, мы можем исследовать влияние оптической анизотропии кристалла молибдата кальция на передаточные функции в этой геометрии. В каждой из выбранных геометрий частота ультразвука равна частоте АО синхронизма, определяемой с помощью выражения (3.4), длина взаимодействия выбрана равной 3см.

Функция  $T^{(1)}(\vartheta_i, \phi_i)$ , показанная на рис. 3.2г, рассчитана для  $\alpha = 8^\circ$ ,  $\vartheta_B = 73.7^\circ$ ,  $f_c = 47.561$  МГц. Она по-прежнему имеет вид близкий к крестообразному, но при внимательном рассмотрении можно заметить, что угол между ее нижними лучами меньше  $45^\circ$ .

Передаточная функция, показанная на рис 3.2д, получена при  $\alpha = 15^\circ$ ,  $\vartheta_B = 57.1^\circ$ ,  $f_c = 50.29$  МГц. Ее нижняя часть еще более искажена, при этом угол между нижними лучами изменяется с ростом величины угла  $\vartheta_i$ .

Наиболее примечательную форму имеет передаточная функция, рассчитанная для оптимального угла среза [305-307] (в данном случае  $\alpha = 19.4^\circ$ ), показана на рис. 3.2е при этом  $\vartheta_B \approx 35^\circ$ , а частота синхронизма равна 38.78 МГц. В случае выбора оптимального угла среза ВЧ и НЧ геометрии широкоугольной дифракции сливаются, и передаточная функция по сути является комбинацией передаточных функция ВЧ и НЧ геометрий [209]. Верхняя часть  $T^{(1)}(\vartheta_i, \phi_i)$  представляет собой верхнюю половину крестообразной передаточной функции ВЧ геометрии, а нижняя – половину осесимметричной функции НЧ геометрии.

Типичная передаточная функция НЧ геометрии широкоугольной дифракции, рассчитанная для  $\alpha = 8^\circ$ ,  $\vartheta_B = 8.5^\circ$ ,  $f_c = 25.5$  МГц. приведена на рис. 3.2ж. В случае отхода от условия синхронизма передаточная функция будет либо сжиматься, либо, для  $f > f_c$  трансформироваться в кольцо, диаметр которого будет определяться тем, на сколько выбранная частота ультразвука больше частоты АО синхронизма [A12].

Передаточную функцию АО ячейки можно визуализировать экспериментально. Для этого ячейку необходимо осветить расходящимся световым пучком. При этом каждая спектральная компонента светового пучка, распространяющаяся по направлению, задаваемому углами  $\vartheta_i$  и  $\phi_i$ , будет дифрагировать с эффективностью  $\left| T^{(1)}(\vartheta_i, \phi_i) \right|^2$ . Поэтому распределение интенсивности дифрагированного света на экране будет описываться функцией  $I_1(\vartheta_i, \phi_i) = \left| T^{(1)}(\vartheta_i, \phi_i) \right|^2$ , а распределение интенсивности в нулевом дифракционном порядке –

соответственно функцией  $I_0(\vartheta_i, \varphi_i) = |T^{(0)}(\vartheta_i, \varphi_i)|^2$ .

На рис. 3.3 показана экспериментальная визуализация передаточной функции коллинеарного взаимодействия, наблюдавшаяся на выходе АО фильтра из молибдата кальция [249,А12]. Угловой размер представленных картин составляет  $28.5^\circ$ . Можно отметить хорошее соответствие с расчетными изображениями, представленными на рис. 3.2. На частоте коллинеарного взаимодействия  $f_{c1}$  передаточная функция имела крестообразную форму.

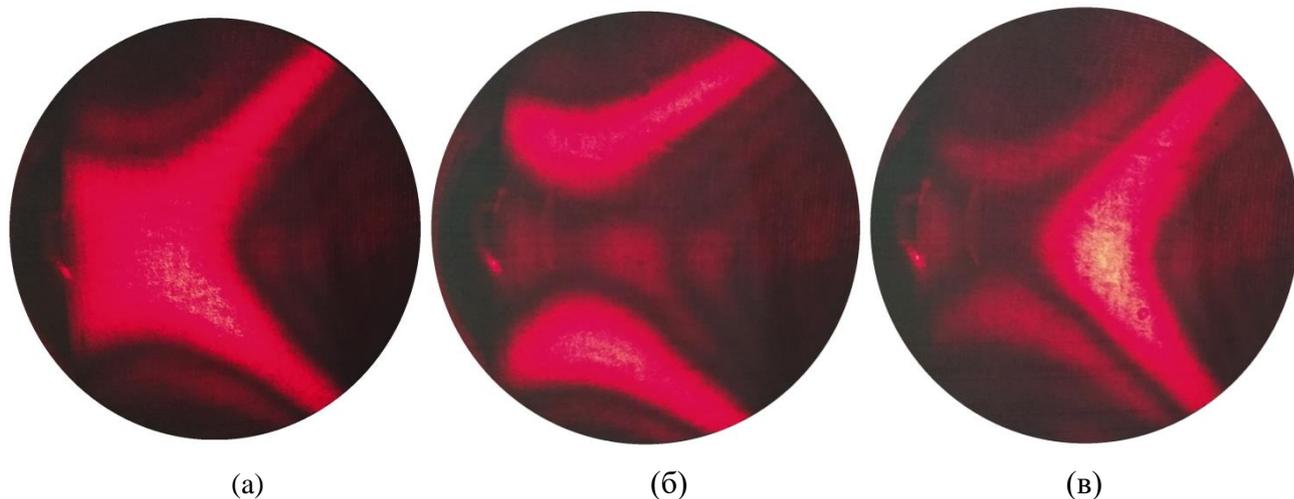


Рис. 3.3. Экспериментальная визуализация передаточных функций коллинеарной дифракции в АО ячейке из молибдата кальция:

а –  $f = f_{c1} = 43.60$  МГц; б –  $f = 43.53$  МГц; в –  $f = 43.68$  МГц

При малом изменении частоты ультразвука крест распадался на две вертикальные или горизонтальные дуги, расходящиеся в противоположных направлениях от центра. Следует пояснить, что на снимках видны только правые части дифрагированного светового поля из-за экранирования его краем кристалла (черные области слева). Такой эффект наблюдается по той причине, что кристалл вырезан не совсем точно по кристаллографическим осям, по всей видимости для того, чтобы получить небольшое разведение падающего и дифрагированного световых пучков на оптическом выходе. Различие в теоретическом и экспериментальном значениях частоты коллинеарного взаимодействия (соответственно 46 МГц и 43.6 МГц) можно объяснить тем, что использованные в расчете модули упругости  $c_{ij}$  были измерены с точностью 10%, так же существуют различия в величинах показателей преломления, указанных в литературе [74,308]. Расхождение между теоретическим и экспериментальными значениями частоты синхронизма коллинеарной дифракции вполне укладывается диапазон частот, обусловленный двумя этими факторами.

### 3.1.1. Спектральные характеристики коллинеарной дифракции в случае расходящегося светового пучка

Изучим случай коллинеарного АО взаимодействия более подробно. Впервые теоретический анализ коллинеарной дифракции в плосковолновом приближении был проведен в работе [26], а первый АО фильтр на основе кристалла ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) описан в статьях [121,122]. Коллинеарный фильтр с бегущей акустической волной был предложен в работе [123], АО ячейка этого фильтра была изготовлена из кристалла молибдата кальция ( $\text{CaMoO}_4$ ) в форме призмы. В нашей стране впервые коллинеарная дифракция в кристалле ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ), освещаемом лучом He-Ne лазера с длиной волны 633 нм, наблюдалась в МГУ в 1972 году К.К. Ермилиным и Н.Ф. Решетниковым [309]. Первые отечественные коллинеарные фильтры были созданы на физическом факультете МГУ [126] и во ВНИИФТРИ [127]. В качестве основы для создания АО ячейки использовались кристаллический кварц ( $\text{SiO}_2$ ) и ниобат лития.

Формула (3.8) позволяет рассчитать структуру дифрагированного пучка на выходе АО ячейки. Затем, зная эту структуру, можно найти мощность пучка  $P_d$ , посредством интегрирования светового поля по кругу радиуса  $\varphi_L/2$ , и, таким образом, исследовать зависимость интегральной эффективности дифракции  $\zeta_{\text{int}}$  от параметров падающего светового пучка и дифракционной решетки. Поскольку коллинеарная дифракция используется в основном в системах спектральной фильтрации света, ниже представлены результаты расчета, относящиеся именно к таким применениям.

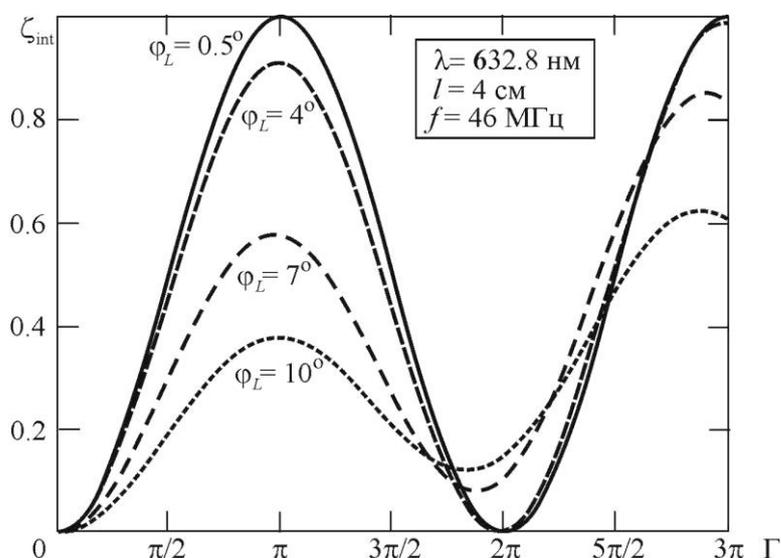


Рис. 3.4. Зависимости интегральной эффективности дифракции от параметра Рамана-Ната для коллинеарной дифракции

На рис. 3.4 представлены зависимости интегральной эффективности дифракции (иначе,

коэффициента пропускания фильтра) от параметра Рамана-Ната для разной расходимости светового пучка [A13-A15]. Расчет выполнен для АО фильтра на кристалле молибдата кальция с указанными выше параметрами. Кривая  $\varphi_L = 0.5^\circ$  соответствует случаю  $\varphi_L \ll \vartheta_b$ . Расходимость светового пучка при этом практически не сказывается на интегральной эффективности дифракции; кривая практически совпадает с зависимостью  $\sin^2\Gamma$ , справедливой при взаимодействии плоской звуковой и световой волн.

Увеличение угла расходимости  $\varphi_L$  ведет к уменьшению максимального значения  $\zeta_{\text{int}}$ , так как боковые компоненты пространственного спектра оптического излучения дифрагируют в АО ячейке с меньшей эффективностью, в соответствии с рис. 3.2а; этот эффект аналогичен варианту квазиортогональной дифракции, изученному впервые в работе [33]. Отметим, что значение параметра Рамана-Ната, соответствующее максимуму  $\zeta_{\text{int}}$ , при этом остается практически одним и тем же:  $\Gamma = \pi$ .

На рис. 3.5 изображены аппаратные функции АО фильтра (расстрочные характеристики), показывающие зависимость интегральной эффективности дифракции от длины волны падающего оптического излучения. Сравнение полуширины кривой  $I$  полученной при  $\varphi_L = 0.5^\circ$  со значением полосы пропускания коллинеарного фильтра в случае плоских взаимодействующих волн:

$$\Delta\lambda = \frac{0.81\lambda_0^2}{\delta n l} \quad (3.10)$$

где  $\delta n$  – разность показателей преломления, говорит о том, что в данном случае расходимость света практически не сказывается на аппаратной функции, и полоса пропускания фильтра  $\Delta\lambda$  достигает минимального значения  $\Delta\lambda_0 = 0.8$  нм ( $\Delta\lambda$  вычисленная по формуле (3.10) дает такое же значение). С ростом  $\varphi_L$  полоса пропускания увеличивается, а интегральная эффективность дифракции падает.

Это хорошо видно на рис. 3.6, где кривой  $Ia$  показана зависимость  $\Delta\lambda/\Delta\lambda_0(\varphi_L)$ , а кривой  $Ib$  – зависимость  $\zeta_{\text{int}}(\varphi_L)$ . В монографии [4] приведена следующая формула для полосы пропускания коллинеарного фильтра в случае расходящегося светового пучка:

$$\Delta\lambda = \frac{0.8\lambda_0^2}{l(n_e - n_o)} + \frac{\lambda_0\varphi_L^2}{4}. \quad (3.11)$$

Данное соотношение, полученное из векторных диаграмм, дает качественно верную зависимость  $\Delta\lambda(\varphi_L)$ , однако количественное расхождение с точным расчетом оказывается недопустимо большим. Например, из (3.11) следует, что увеличение полосы пропускания вдвое должно наблюдаться при  $\varphi_L = 4.1^\circ$ , тогда как полученный нами график показывает увеличение полосы всего лишь на 7.6%. Для случая гауссова оптического пучка это расхождение еще больше [A83,A84], поскольку в гауссовом пучке энергия локализована вблизи оси.

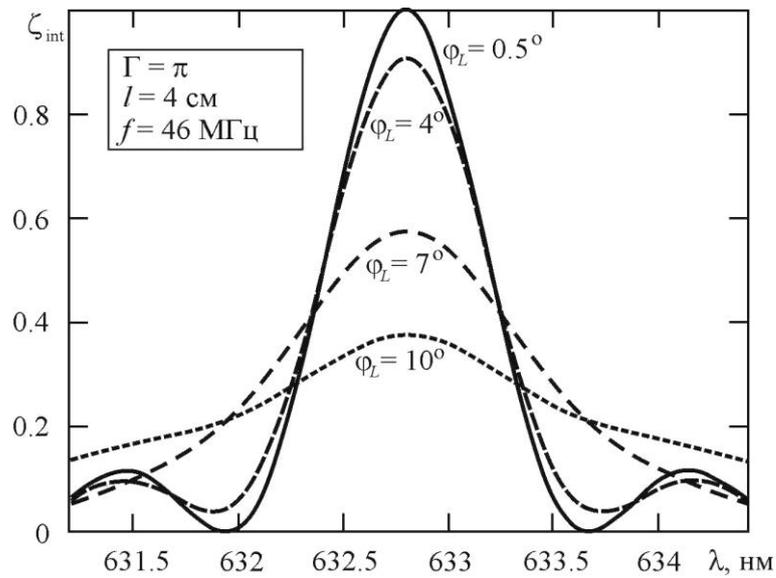


Рис. 3.5. Аппаратные функции коллинеарного фильтра в случае различных расходимостей светового пучка

Одной из основных характеристик фильтра является угловая апертура  $\varphi_a$ , которая обычно определяется углом расходимости падающего света, при котором полоса  $\Delta\lambda$  увеличивается вдвое [4]. Особенно важную роль играет угловая апертура при фильтрации оптических изображений, поскольку она ограничивает пространственное разрешение отфильтрованного изображения. Для кривой *1a* на рис. 3.6  $\varphi_a = 8.2^\circ$ . Столь большое значение  $\varphi_a$  (при длине АО взаимодействия  $l = 4$  см) является следствием того, что в рассматриваемой геометрии взаимодействия  $d\vartheta_B/df \rightarrow \infty$  (коллинеарная дифракция является широкоугольной геометрией АО взаимодействия).

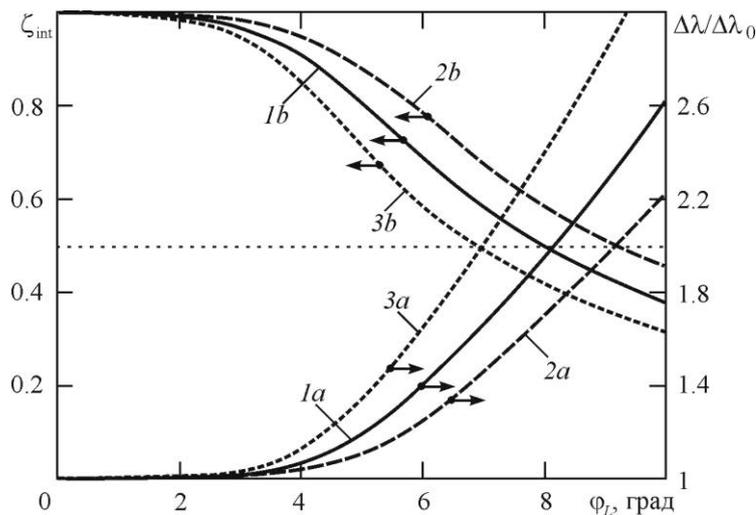


Рис. 3.6. Зависимость характеристик коллинеарной дифракции от угла расходимости светового пучка  $\varphi_L$  для нормированной полосы пропускания  $\Delta\lambda/\Delta\lambda_0$  (*a*), интегральной эффективности дифракции  $\zeta_{\text{int}}$  (*b*) и центральной длины волны света  $\lambda_0$  (*c*).

а:  $l - \lambda_0 = 632.8$  нм,  $l = 4$  см; 2 –  $\lambda_0 = 632.8$  нм,  $l = 3$  см; 3 –  $\lambda_0 = 474.6$  нм,  $l = 4$  см

Коллинеарную дифракцию можно реализовать и при других направлениях распространения ультразвука, когда вектор  $\vec{K}$  образует с осью  $X$  некоторый угол  $\alpha$  в плоскости  $XZ$ . Однако передаточная функция в этом случае на частоте коллинеарного синхронизма  $f_{c1}$  будет иметь вид не креста (рис. 3.2а), а вертикально ориентированной дуги, свидетельствующей о высокой угловой селективности в плоскости  $XZ$  и о малой селективности в ортогональной плоскости. Соответственно и угловые апертуры фильтра в этих плоскостях будут иметь существенно различающиеся значения.

При уменьшении длины АО взаимодействия  $l$  передаточная функция расширяется, вследствие чего возрастает интегральная эффективность дифракции и увеличивается угловая апертура (кривые  $2a$  и  $2b$  на рис. 3.6). К сожалению, это сопровождается пропорциональным уменьшением спектрального разрешения фильтра. Аналогичная тенденция имеет место при увеличении длины волны света (кривые  $3a$  и  $3b$ ).

### ***3.1.2. Экспериментальное исследование зависимости характеристик коллинеарной АО дифракции от расходимости светового пучка.***

Для подтверждения результатов расчетов, приведенных в п.3.1.1. Был проведен эксперимент, в ходе которого измерялись зависимости интегральной эффективности коллинеарного АО взаимодействия и изменение полосы пропускания аппаратных функций коллинеарного АО фильтра в зависимости от расходимости светового пучка. В эксперименте была использована коллинеарная АО ячейка, изготовленная на основе кристалла молибдата кальция с длиной АО взаимодействия 4 см, длина волны светового излучения  $\lambda_0 = 632.8$  нм.

Сходящийся световой пучок получался следующим образом. Сначала луч лазера проходил через телескоп (ThorLabs GBE15-A) и расширялся в 15 раз, затем расширенный пучок с помощью собирающей линзы фокусировался внутри АО фильтра. Диаметр линзы был меньше диаметра расширенного светового пучка, поэтому можно полагать, что световой пучок является на гауссовым, а цилиндрическим. На выходе фильтра был установлен поляризатор и оптическая система, фокусирующая акустический пучок на чувствительный элемент фотоприемника. Использование набора линз с различными фокусными расстояниями позволяло изменять полную расходимость оптического пучка в кристалле от 1.45 до 14.25 градусов.

Осциллограммы функций пропускания, полученные в режиме перестройки частоты генератора радиочастоты для наименьшего (1.45°) и наибольшего (14.25°) значений расходимости оптического пучка представлены на рис. 3.9а и б, соответственно. Горизонтальный масштаб представленных осциллограмм одинаковый и соответствует перестройке частоты генератора от 43.35 до 43.70 МГц.

Сопоставляя приведенные осциллограммы можно заключить, что изменение

расходимости оптического пучка примерно в 10 раз приводит к снижению эффективности АО дифракции примерно в 5 раз и существенному уширению полосы пропускания АО фильтра. Асимметрия функции пропускания, представленной на рис. 3.7, вызвана тем, что передаточная функция коллинеарного взаимодействия, регистрируется в эксперименте не полностью. Мы видим только ее правую часть (см. рис. 3.3.)



(a)



(б)

Рис. 3.7. Аппаратные функции коллинеарного фильтра, а -  $\varphi_L = 1.45^\circ$ , б -  $\varphi_L = 14.25^\circ$ .

Измерение характеристик аппаратных функций АО фильтра для различных расходимостей света, позволило экспериментально проверить расчетные кривые, показанные на рис. 3.6.

Экспериментальные зависимости  $\zeta_{\text{int}}(\varphi_L)$  и  $\Delta\lambda/\Delta\lambda_0(\varphi_L)$  и их нелинейная аппроксимация приведены на рис. 3.10. Полученные кривые по форме хорошо соответствуют расчетным. Угловая апертура исследованного фильтра, определенная по уменьшению величины  $\zeta_{\text{int}}$  в 2 раза (отмечено на рисунке пунктирной линией), оказалась равной  $\varphi_a = 8.2^\circ$ , что, с учетом неполноты регистрируемых передаточных функций, находится в хорошем соответствии с результатами расчета, проведенного при использовании спектрального подхода.

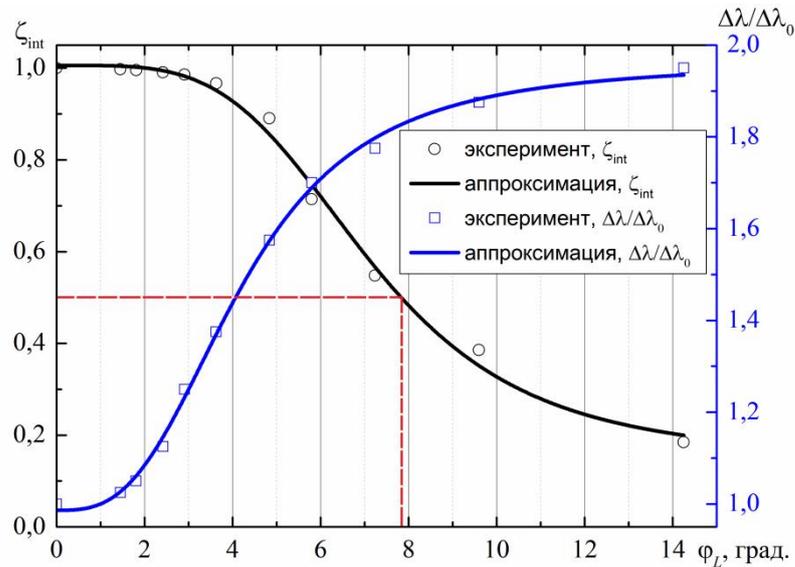


Рис. 3.8. Экспериментальные зависимости нормированной полосы пропускания  $\Delta\lambda/\Delta\lambda_0$  и интегральной эффективности дифракции  $\zeta_{\text{int}}$  коллинеарной дифракции от угла  $\varphi_L$

Полоса пропускания фильтра, для заданного диапазона изменения расходимости света, увеличивается примерно в 2 раза, что немного меньше расчетных значений. Данное расхождение так же можно объяснить видам экспериментальных передаточных функций.

### 3.2. Влияние анизотропии акустооптического эффекта на спектральные характеристики АО дифракции

Эффективность АО взаимодействия зависит не только от величины расстройки  $\eta$ , но также и от значения параметра Рамана-Ната  $\Gamma$ , пропорционального амплитуде акустической волны (формулы (1.8) - (1.18)). Величину  $\Gamma$  можно выразить через мощность ультразвукового пучка  $P_a$ . К примеру, для коллинеарного взаимодействия, в случае, если мы не учитываем дифракционную расходимость ультразвука и действие акустической анизотропии среды взаимодействия, справедливо выражение:

$$\Gamma = \frac{\pi l}{\lambda b} \sqrt{2MP_a} \quad (3.12)$$

где  $b$  – ширина акустического пучка. Коэффициент АО качества  $M$  имеет тензорный характер; в кристаллах он может сильно зависеть от направлений распространения и поляризации взаимодействующих световой и ультразвуковой волн.

Расчет АО качества в анизотропной среде является достаточно сложной задачей. Как следует из формулы (1.11), она должна включать в себя расчет оптических параметров

кристалла (показателей преломления и поляризаций собственных оптических мод), вычисление акустических параметров (скоростей и поляризаций акустических мод), а также учет условия фазового синхронизма. Пример такого расчета для кристалла молибдата кальция в геометрии коллинеарной дифракции представлен на рис. 3.9. При этом были использованы фотоупругие коэффициенты  $p_{ij}$ , приведенные в работе [273]:

$$p_{ij} = \begin{pmatrix} 0.17 & -0.15 & -0.08 & 0 & 0 & 0.03 \\ -0.15 & 0.17 & -0.08 & 0 & 0 & -0.03 \\ 0.10 & 0.10 & 0.08 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.06 & 0.062 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -0.062 & 0.06 & 0 \\ 0.10 & -0.10 & 0 & 0 & 0 & 0.026 \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

Расчет проводился в системе кристаллографических осей XYZ. Направления света и звука задавались азимутальным углом  $\phi$ , отсчитываемым от оси X в плоскости XY, и полярным углом  $\theta$ , отсчитываемым от оси Z к плоскости XY. Таким образом, направление светового и ультразвукового пучков в коллинеарном фильтре, на основе молибдата кальция соответствует значениям углов  $\phi = 0^\circ$  и  $\theta = 90^\circ$ .

На рис. 3.9 результаты расчета АО качества представлены в виде контурного графика с указанными на границах величинами  $M$  в единицах  $10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$ . Каждая точка на графике соответствует определенному направлению плосковолновой компоненты света, задаваемому углами  $\phi_0$  по горизонтальной оси и  $\theta_0$  – по вертикальной оси. Коллинеарная геометрия показана точкой A.

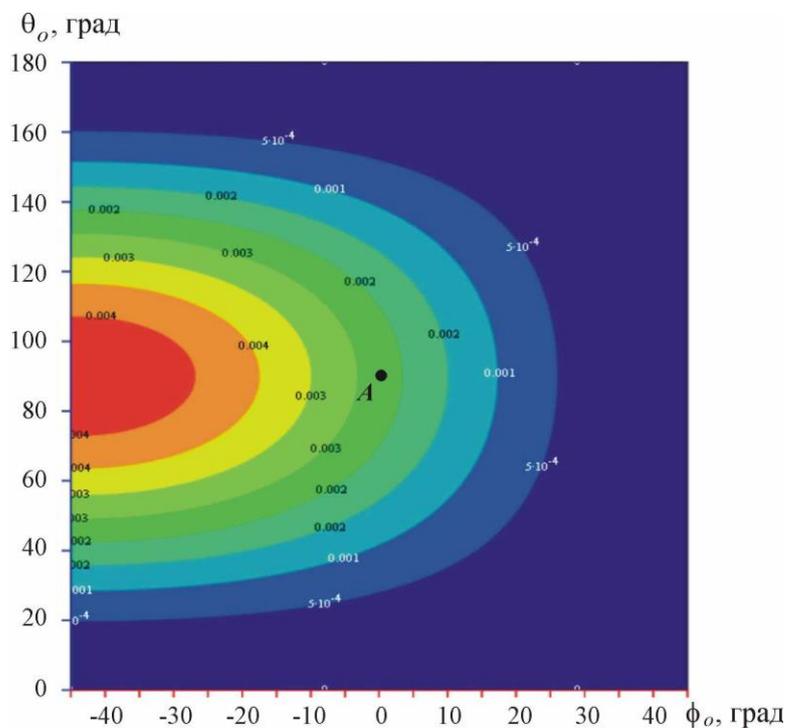


Рис. 3.9. Пространственная структура АО качества при дифракции в молибдате кальция. Точка A - геометрия коллинеарного АО взаимодействия.

Из представленных результатов следует, что наибольшее значение качества, равное  $M = 4.4 \cdot 10^{-18} \text{с}^3/\text{Г}$ , достигается для световой волны, распространяющейся в плоскости XY под углом  $\phi_o = -45^\circ$ . Однако это не коллинеарная геометрия, поскольку угол Брэгга в этом случае равен  $\vartheta_B = 45^\circ$ .

Для коллинеарной геометрии ( $\phi_o = 0^\circ$  и  $\theta_o = 90^\circ$ ) коэффициент качества вдвое меньше:  $M = 2.26 \cdot 10^{-18} \text{с}^3/\text{Г}$ . Анализируя влияние анизотропии АО эффекта на характеристики фильтра, можно прийти к заключению, что изменение АО качества вблизи направления коллинеарной дифракции следует учитывать для получения большей точности расчетов.

При угле расходимости светового пучка  $\varphi_L = 10^\circ$  (сильно расходящийся пучок) вариации АО качества составляют лишь 16%. Поэтому, в случае кристалла молибдата кальция, этим эффектом можно пренебречь.

Иная ситуация имеет место в кристалле парателлуриата, отличающемся сильной анизотропией АО свойств [38,266,268-271,310]. Известно, что парателлуриат не применяется для реализации коллинеарного АО взаимодействия, поскольку в плоскости, перпендикулярной оптической оси (плоскость XY), АО эффект в этом материале отсутствует.

Однако в работах [311-313] сообщалось об обнаружении достаточно сильной коллинеарной дифракции в так называемом "запрещенном" направлении [110]. Эффект был объяснен наличием расходимости у светового пучка [302,312]. Строгий анализ этого эффекта впервые проведен в работах [A14,A15].

В случае, когда в ячейке из кристалла парателлуриата акустическая волна распространяется в направлении [110] ( $\phi_a = 45^\circ$  и  $\theta_a = 90^\circ$ ), передаточная функция коллинеарного взаимодействия, также как и для молибдата кальция, имеет крестообразный вид (рис. 3.2а), поскольку такая форма передаточной функции определяется АО расстройкой  $\eta$  и формой поверхностей показателя преломления для обыкновенной и необыкновенной световых волн. Однако, в отличие от молибдата кальция, здесь при анализе АО взаимодействия ограниченного светового пучка необходимо также учесть анизотропию АО качества. Тогда выражение, описывающее передаточную функцию АО ячейки можно записать в виде:

$$T^{(1)}(\vartheta_i, \varphi_i) = \frac{\Gamma_0}{2} \sqrt{r(\vartheta_i, \varphi_i)} \text{sinc} \left( \frac{1}{2\pi} \sqrt{\Gamma_0^2 r(\vartheta_i, \varphi_i) + R_1^2(\vartheta_i, \varphi_i)} \right), \quad (3.14)$$

где  $\Gamma_0$  – задаваемое при расчете значение параметра Рамана-Ната, определяемое уровнем акустической мощности, а  $r(\vartheta_i, \varphi_i)$  – нормировка АО качества с учетом акустооптической анизотропии. Для нормировки можно взять максимальное значение качества парателлуриата  $M_{\max} = 1200 \cdot 10^{-18} \text{с}^3/\text{Г}$ , достигаемое при распространении света по оптической оси Z; тогда  $r(\vartheta_i, \varphi_i) = M(\vartheta_i, \varphi_i)/M_{\max}$ . В этом случае угловое распределение интенсивности

дифрагированного света будет, вместо (3.8), определяться выражением:

$$I_d(\vartheta_i, \varphi_i) = |U_i(\vartheta_i, \varphi_i)T^{(1)}(\vartheta_i, \varphi_i)|^2 = \\ = |U_i(\vartheta_i, \varphi_i)|^2 \frac{\Gamma_0^2}{4} r(\vartheta_i, \varphi_i) \text{sinc}^2 \left( \frac{1}{2\pi} \sqrt{\Gamma_0^2 r(\vartheta_i, \varphi_i) + R_1^2(\vartheta_i, \varphi_i)} \right), \quad (3.15)$$

Расчет проводился с использованием следующих табличных значений упругих модулей  $c_{ij}$  (2.13) и фотоупругих коэффициентов  $p_{ij}$  кристалла парателлуриата [266,268]:

$$p_{ij} = \begin{pmatrix} -0.038 & 0.187 & 0.34 & 0 & 0 & 0 \\ 0.187 & -0.038 & 0.34 & 0 & 0 & 0 \\ 0.0905 & 0.0905 & 0.24 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -0.044 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -0.044 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -0.0463 \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

На рис. 3.10 показана структура пространственного распределения коэффициента качества парателлуриата в диапазоне углов  $0^\circ \leq \phi_0 \leq 90^\circ$  и  $0^\circ \leq \theta_0 \leq 180^\circ$ . Величины  $M$  даны в единицах  $10^{-15} \text{ с}^3/\text{г}$ . Максимальное значение качества  $M_{\text{max}} = 1200 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$  достигается при распространении света вблизи оптической оси и по направлению [001].

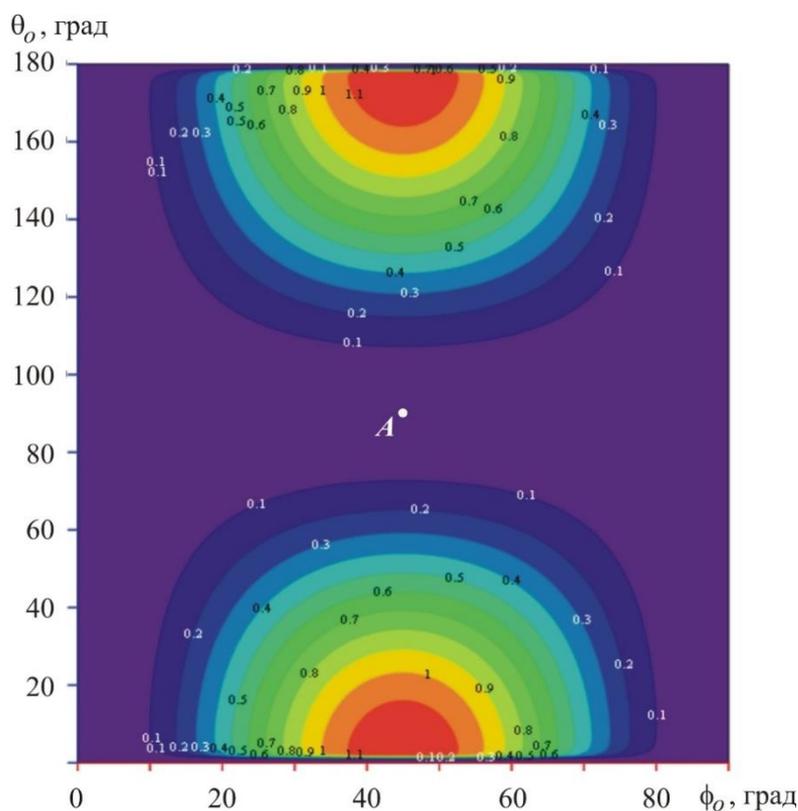


Рис. 3.10. Пространственная структура распределения АО качества в кристалле  $\text{TeO}_2$ .

В интересующей нас области, вблизи кристаллографической оси [110] (точка  $A$  в центре рисунка), максимальное значение коэффициента качества не достигает значительной величины, тем не менее, АО качество изменяется достаточно, чтобы существенно повлиять на передаточную функцию АО ячейки.

Отметим, что полученное распределение симметрично относительно плоскостей  $XY$  (по горизонтали) и  $(1\bar{1}0)$  – по вертикали.

Передаточные функции  $|T^{(1)}(\vartheta_i, \varphi_i)|$ , рассчитанные по формуле (3.15) для медленной моды, распространяющейся по направлению  $[110]$ , показаны на рис. 3.11. Фактически, эти изображения являются суперпозицией рис. 3.2а-в и рис. 3.10. Рис. 3.11а соответствует случаю выполнения условия фазового синхронизма для осевой компоненты светового пучка.

Расчет выполнен для  $l = 2$  см,  $\Gamma_0 = 200\pi$  и углового диапазона  $\vartheta_i, \varphi_i = 6^\circ$ . В таком диапазоне АО качество изменяется от нуля (в плоскости  $XY$ ) до  $M = 3.1 \times 10^{-18}$  с<sup>3</sup>/Г (при  $\vartheta_i = \pm 3^\circ$ ). Точно так же, как в случае коллинеарной дифракции в молибдате кальция, рис. 3.2б,в, при отклонении от условия фазового синхронизма, крест передаточной функции расщепляется на две дуги, которые смещаются вдоль оси  $Z$  или вдоль оси  $[1\bar{1}0]$  в противоположных направлениях рис. 3.11б или рис. 3.11в соответственно.

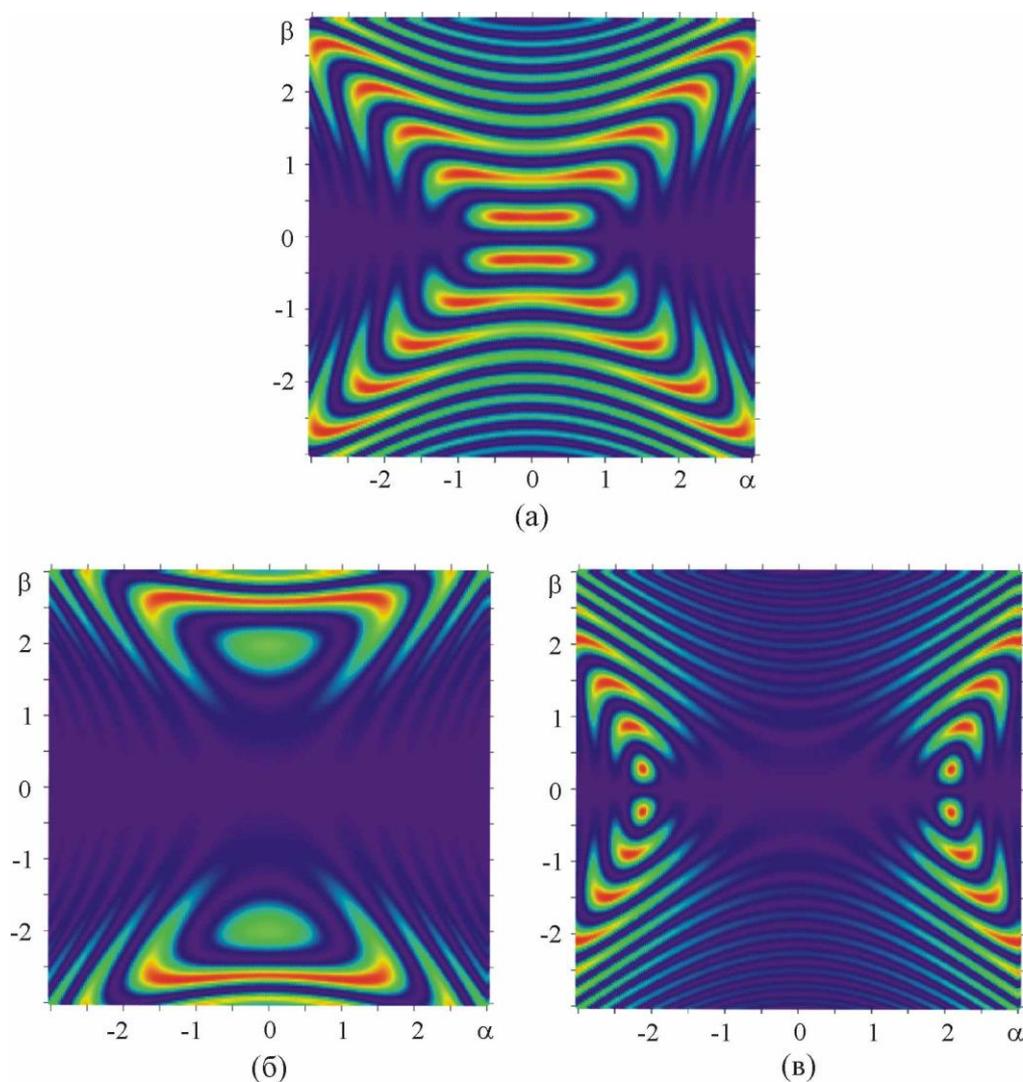


Рис. 3.11. Передаточные функции коллинеарной дифракции в парателлурите вблизи направления  $[110]$  :

а –  $f = f_{c1} = 148.26$  МГц; б –  $f = 148.12$  МГц; в –  $f = 148.37$  МГц

Сравнивая оба рисунка, можно отметить, что расщепление не одинаково для низких и высоких частот, в силу анизотропии акустооптического качества. Это означает, что частотные характеристики должны быть асимметричными относительно частоты фазового синхронизма  $f_{c1}$ . Аналогичные особенности передаточной функции имеют место и при изменении длины волны света.

Для рассматриваемого варианта АО взаимодействие существует только для боковых компонент пространственного спектра оптического излучения, то возникает вопрос о максимально достижимой интегральной эффективности дифракции. На рис. 3.12 представлены зависимости  $\zeta_{int}(\Gamma_0)$  для разных углов расходимости света [A14,A15]. Расчет выполнен для частоты фазового синхронизма  $f = f_{c1} = 148.26$  МГц. Сравнивая этот рисунок с рис. 3.4, можно отметить, что здесь зависимости  $\zeta_{int}(\Gamma_0)$  имеют совершенно другой вид, несмотря на одинаковый вариант дифракции.

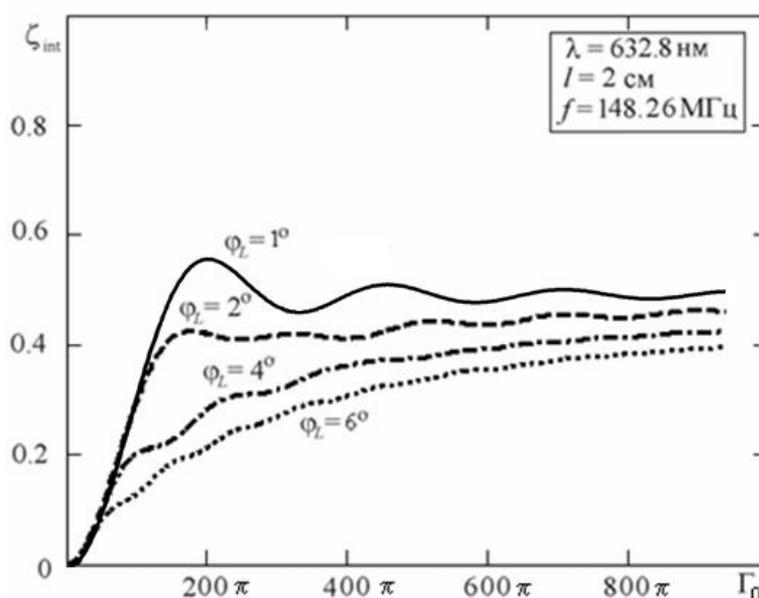


Рис. 3.12. Зависимость интегральной эффективности коллинеарной дифракции от параметра Рамана-Ната для различных углов расходимости света

На них можно выделить два участка. Первый находится в области малой акустической мощности. Здесь имеет место довольно быстрый рост интегральной эффективности дифракции при увеличении параметра Рамана-Ната. На втором участке, при сравнительно больших значениях мощности ультразвука, имеет место только незначительный рост. В целом же интегральная эффективность дифракции не превышает 60%.

Отметим, что характер зависимости  $\zeta_{int}(\Gamma_0)$  с квазиасимптотическим выходом на постоянный уровень похож на аналогичную зависимость для ортогональной дифракции в парателлурите, исследованной в работах [155,245,A2]. Но физические причины столь

необычного вида  $\zeta_{\text{int}}(\Gamma_0)$  в этих двух случаях абсолютно разные. В [155] она обусловлена неоднородностью акустического поля, тогда как в рассмотренном случае – анизотропией АО эффекта [A15].

Рис. 3.13 демонстрирует влияние анизотропии АО эффекта на функции пропускания коллинеарного фильтра [A14,A15]. Видно, что при малых расходимостях оптического пучка  $\varphi_L$  зависимости  $\zeta_{\text{int}}(\lambda)$  имеют тот же вид, что и для фильтра из молибдата кальция (рис. 3.5). С ростом расходимости падающего света эти кривые приобретают ассиметричный характер с осцилляциями со стороны коротких длин волн света, что вызвано упомянутой выше особенностью ассиметричного изменения передаточной функции при увеличении или уменьшении длины волны света. Однако в целом с ростом расходимости света интегральная эффективность дифракции падает, а полоса пропускания фильтра увеличивается.

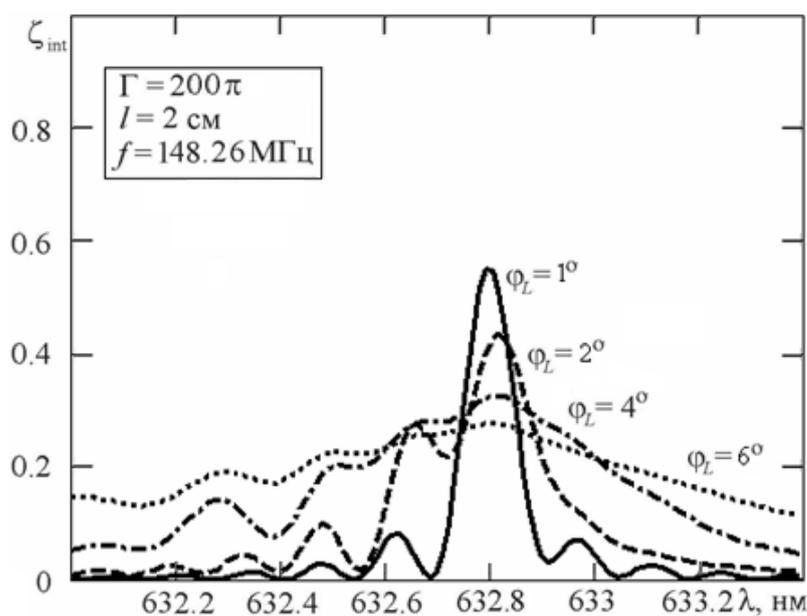


Рис. 3.13. Функции пропускания коллинеарного фильтра на основе кристалла парателлуриита

Сложный вид аппаратных функций обусловлен сильной неоднородностью передаточных функций (рис. 3.11). Следствием этого является также нетипичный вид зависимостей  $\zeta_{\text{int}}(\varphi_L)$  и  $\Delta\lambda(\varphi_L)$ , показанных на рис. 3.14.

При увеличении расходимости света интегральная эффективность дифракции сначала увеличивается за счет боковых спектральных компонент, а затем уменьшается из-за расстройки. Также немонотонной является зависимость  $\Delta\lambda(\varphi_L)$ . Произведение  $\zeta_{\text{int}}(\varphi_L) \cdot \Delta\lambda(\varphi_L)$  достигает максимума при  $\varphi_L = 0.72^\circ$ . Это значение можно рассматривать как оптимальное для коллинеарного фильтра из парателлуриита с указанными параметрами АО ячейки. В этом случае  $\zeta_{\text{int}} = 51\%$ , а  $\Delta\lambda = 0.11$  нм.

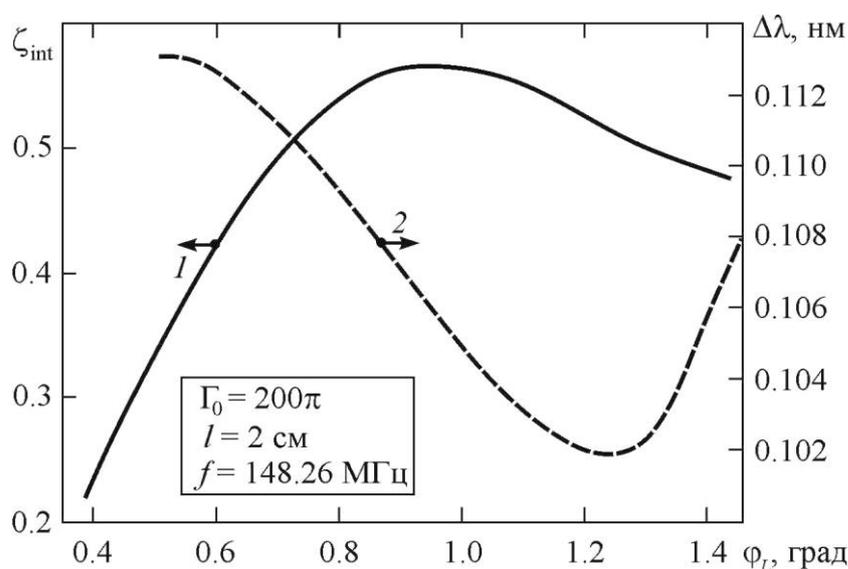


Рис. 3.14. Зависимости интегральной эффективности дифракции (1) и полосы фильтра (2) от расходимости светового пучка

Сравнивая характеристики коллинеарных фильтров на кристаллах молибдата кальция и парателлурита, можно отметить, что при вдвое меньшей длине второго из них он позволяет получить спектральное разрешение в 7.3 раза большее, чем фильтр на молибдате кальция. К сожалению, такой фильтр не вполне пригоден для практического использования, поскольку эффективное (усредненное в области расчета) значение АО качества (для  $\Gamma_0 = 200\pi$ ) равно всего лишь  $M = 0.03 \times 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$ . Поэтому представленный здесь анализ характеристик коллинеарного АО взаимодействия в кристалле парателлурита следует рассматривать только с научной точки зрения, как указание на то, что в сильно анизотропных кристаллах при расчете АО фильтров (и особенно видеофильтров, как устройств с большой угловой апертурой) следует учитывать анизотропию АО качества.

### 3.3. Акустическая анизотропия среды взаимодействия и спектральные характеристики АО дифракции

Теперь перейдем к исследованию влияния акустической анизотропии среды взаимодействия на характеристики АО дифракции, в том числе и на функции пропускания.

Расчет дифракции света в неоднородном акустическом поле является сложной задачей. Существует не так много работ, посвященных изучению данной проблемы [85,86,88-90,154,155,159,160,245,247,314]. Зачастую в этих работах используются приближения, значительно упрощающие решение задачи. Так, в работах [85,86,88-90] расчет проводился в предположении, что акустический пучок имеет гауссов профиль, а действие акустической анизотропии среды взаимодействия не учитывалась. В статьях [159,160] анализировалось

влияние неоднородности акустического поля, вызванной сложной структурой пьезопреобразователя. При этом предполагалось, что заданная неоднородным преобразователем структура акустического поля сохраняется по всему сечению светового пучка. Такое предположение существенно упрощает расчет дифракционной задачи, но не вполне соответствует реальности. В работах [155,245] выполнен расчет характеристик квазиортогональной дифракции света на акустической волне в направлении [110] кристалла парателлурита. Показано, что можно найти такое расстояние от преобразователя, когда эффективность дифракции в брэгговском режиме достигает почти 100% и затем остается почти постоянной при дальнейшем увеличении акустической мощности.

Исследования показали, что неоднородная структура акустического пучка может существенно изменить характеристики АО взаимодействия [154,155,245,247,314,A2]. При этом, как уже было упомянуто, амплитудная и фазовая неоднородность сказываются по-разному. Амплитудная неоднородность не меняет условие фазового синхронизма, но приводит к перераспределению энергии акустического пучка. Следовательно, при достаточной акустической мощности можно, как и в однородном поле, обеспечить полную перекачку света в брэгговский максимум.

Фазовые же характеристики имеют иной, чем в однородном поле, вид, определяемый действием акустической анизотропии среды взаимодействия, что говорит о другом характере фазовых соотношений у парциальных дифрагированных волн.

В случае фазовой неоднородности оптимальный угол падения светового пучка, при котором достигается наиболее эффективное рассеяние света, может заметно отличаться от угла Брэгга [155,160,A2], а само понятие угла Брэгга становится не вполне корректным, так как волновой фронт акустической волны искривляется под действием акустической анизотропии (см. рис. 2.14).

### ***3.3.1. Влияние амплитудной неоднородности акустического поля на характеристики АО взаимодействия***

Исследуем влияние амплитудной неоднородности акустического поля на характеристики АО взаимодействия на примере квазиколлинеарных АО ячеек, изготовленных из кристалла парателлурита, использующих отражение акустической волны [84,91,93,292-294,315,3116]. Методика расчета акустических полей в таких АО ячейках, основанная на спектральном подходе, была описана в п.2.5.2. диссертационной работы.

Существует несколько причин, для выбора именно такого типа АО устройств в качестве объекта исследования. Во-первых, в таких АО ячейках волновые вектора групповой скорости ультразвука и падающего светового излучения коллинеарны [82,133]. При этом световой пучок

распространяется по оси акустического пучка, таким образом, искривление волновых фронтов акустической волны под действием акустической анизотропии кристалла парателлурита не будет иметь существенного значения (см. рис. 2.30а). Наклон волновых фронтов, появляющийся при отражении акустической волны, как было показано в работе [А4], так же не будет иметь сильного влияния на характеристики АО дифракции. Его наличие приводит лишь к возникновению небольшой асимметрии аппаратных функций АО ячейки, проявляющейся в различной величине ее боковых максимумов, не превышающей 30% от их величины.

Во-вторых, такие АО ячейки, из всего многообразия АО устройств, обладают наибольшей длиной, в направлении распространения ультразвука, и, следовательно, акустическое поле в них будет наиболее неоднородным. Как правило, в АО ячейках применяется геометрия, близкая к квазиортогональной, свет проходит на небольших расстояниях от преобразователя, а размеры самого преобразователя достаточно велики, поэтому акустическое поле не обладает сильной амплитудной неоднородностью в области АО взаимодействия.

В-третьих, в квазиколлинеарных АО фильтрах, использующих отражение акустических пучков, выбираются малые углы среза парателлурита в плоскости  $(1\bar{1}0)$ . Используемый диапазон углов среза  $1^\circ < \alpha < 10^\circ$  с одной стороны ограничен величиной АО качества, а с другой – спектральным разрешением [293]. Таким величинам углов среза, как было показано в Главе 2, соответствуют очень большие значения коэффициентов анизотропии, особенно в плоскостях ортогональных плоскости  $(1\bar{1}0)$ .

И в-четвертых, подобные АО ячейки нашли применение в системах генерации сверхкоротких лазерных импульсов, в качестве АО линий задержки (АОЛЗ) [47,62-65,93,294,316]. Поэтому в них возбуждается акустическая волна изменяющейся по длине ячейки частотой и амплитудой, чтобы в разных областях АО кристалла дифрагировали различные компоненты оптического спектра лазерного импульса. Следовательно, длина АО взаимодействия для каждой отдельной спектральной компоненты мала, и для обеспечения высокой эффективности дифракции на пьезопреобразователь следует подавать высокую мощность.

Из последней причины возникает еще один повод провести это исследование – поскольку размеры излучателя влияют на структуру акустического поля в кристалле, можно попробовать провести оптимизацию размеров пьезопреобразователя с целью улучшения эффективности функционирования таких АО устройств, т.е. снижения потребляемой ими мощности.

### 3.3.1.1. Неоднородность амплитуды акустического поля и функции пропускания АО дифракции в квазиколлинеарной геометрии АО взаимодействия

Для того чтобы рассчитать функции пропускания АО устройства в случае неоднородного акустического поля, необходимо определить значения интегральной эффективности дифракции для набора значений АО расстройки. При этом, поскольку нас интересует только трансформация функции пропускания, вызванная неоднородностью акустического поля, мы можем не конкретизировать расстройку  $\eta$ , а использовать ее безразмерные значения  $R = \eta L$  в долях  $\pi$ .

Для акустического поля со сложной структурой интегральную эффективность АО дифракции можно рассчитать следующим образом. Предположим, что на ячейку падает коллимированный световой пучок с ограниченной линейной апертурой. В этом случае оптический пучок можно рассматривать как плоскую световую волну и воспользоваться для расчета уравнениями Рамана-Ната (1.14), модифицировав их с учетом неоднородности акустического поля:

$$\begin{cases} \frac{dC_0}{dz} = \frac{\tilde{q}(x, y, z)}{2} C_1 \exp[j\eta z] \\ \frac{dC_1}{dz} = -\frac{\tilde{q}(x, y, z)}{2} C_1 \exp[-j\eta z] \end{cases} \quad (3.17)$$

Здесь, в отличие от (1.14),

$$\tilde{q}(x, y, z) = q(x, y, z) \exp[j\Phi(x, y, z)]. \quad (3.18)$$

Функция  $q(x, y, z)$  описывает амплитудную неоднородность акустического поля, а  $\Phi(x, y, z)$  – фазовую. В результате получаем систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dC_0}{dz} = \frac{q(x, y, z)}{2} C_1 \exp[j(\eta z - \Phi(x, y, z))] \\ \frac{dC_1}{dz} = -\frac{q(x, y, z)}{2} C_1 \exp[-j(\eta z - \Phi(x, y, z))] \end{cases} \quad (3.19)$$

В этих уравнениях поперечные координаты  $x$  и  $y$  выступают как параметры, а интегрирование ведется вдоль направления распространения света – по  $z$ .

Такой подход к решению АО задачи можно назвать квазигеометрическим, поскольку он предполагает, что световые лучи сохраняют направление своего распространения при прохождении через неоднородное акустическое поле. Кроме того, должно выполняться условие  $\mathcal{A} \ll s$ , где  $\mathcal{A}$  – полный угол дифракции (угол между пучками нулевого и первого порядков), а  $s$  – характерный размер неоднородности акустического поля. Фактически, этот подход лежит в основе АО визуализации акустических полей [277,317,318].

Эти условия хорошо выполняются в случае квазиколлинеарной АО дифракции в акустооптических ячейках с отражением акустической волны, так как угол разведения световых

пучков в них мал, а вектор Пойнтинга акустической волны и волновой вектор падающей световой волны коллинеарны.

Методика расчета состоит в следующем: сначала рассчитывается амплитудная и фазовая структура акустического поля по формуле (2.9), затем для каждого заданного значения расстройки численно решается система уравнений (3.19) в предположении, что ячейка освещается плоской световой волной, далее выходная интенсивность дифрагированного света интегрируется по заданной апертуре светового пучка и нормируется на мощность падающего света для получения величины интегральной эффективности дифракции [А5,А6,А62].

Как было уже отмечено, в данной геометрии АО дифракции фазовая неоднородность акустического поля не играет существенной роли, поскольку осевые компоненты акустического и светового пучков распространяются вдоль одного направления. Но амплитудная неоднородность, за счет большой длины взаимодействия имеет очень большое значение.

Двумя главными характеристиками АО устройств, предназначенных для управления спектром оптического излучения, являются спектральная полоса пропускания и зависимость эффективности АО взаимодействия от приложенной акустической мощности. Обе эти характеристики можно определить, решив систему уравнений (3.19).

На рис. 3.15 приведены результаты расчёта эффективности АО взаимодействия от величины параметра Рамана-Ната  $\Gamma$ , выполненного для двух диаметров оптического пучка – 2мм (рис. 3.15а) и 4 мм (рис. 3.15б). Параметры квазиколлинеарных АО ячеек выбраны такими же, как в п.2.5.2. Значение  $\Gamma = \pi$  соответствует случаю, когда 100% эффективность АО взаимодействия ( $\zeta = 1$ ) достигается в однородном акустическом поле.

Кривая 1 на рис. 3.15 показывает зависимость  $\zeta(\Gamma)$  для случая однородного акустического поля. Эта зависимость соответствует результату решения задачи АО взаимодействия в плосковолновом приближении, когда  $\zeta \sim \sin^2(\Gamma/2)$ . Максимальное значение эффективности АО дифракции достигается при  $\Gamma = \pi$ .

Кривая 2 относится к случаю квазиколлинеарного взаимодействия, когда акустический пучок распространяется с отражением от входной оптической грани АО ячейки, но действие акустической анизотропии среды взаимодействия не учитывается. В этом случае неоднородность ультразвукового поля создается только за счет дифракции акустического пучка на собственной апертуре. Кривые 3 и 4 получены для АО ячеек из кристалла парателлурита с величинами технических углов  $\alpha_1$  равными  $1.8^\circ$  и  $5^\circ$  соответственно.

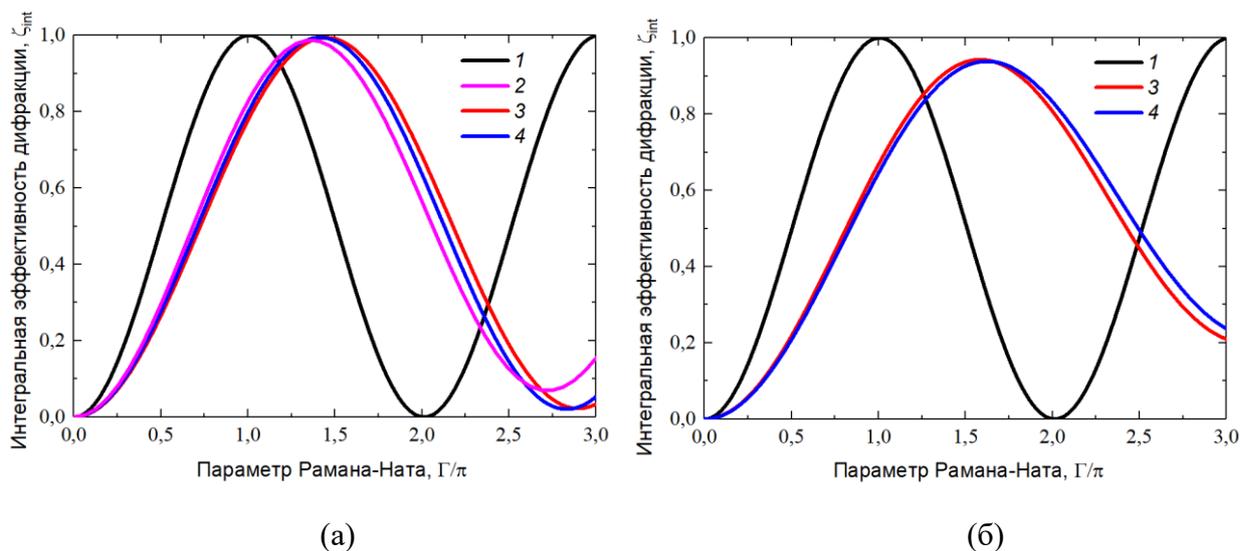


Рис. 3.15. Зависимости эффективности АО дифракции от параметра Рамана-Ната для оптического пучка диаметром 2мм (а) и 4мм (б); Кривая 1 – однородное акустическое поле, Кривая 2 – неоднородное поле без учета действия анизотропии, Кривая 3 – поле в АО ячейке с углом  $\alpha_1 = 1.8^\circ$ , Кривая 4 – поле в АО ячейке с углом  $\alpha_1 = 5^\circ$

Изучая кривую 2 на рис. 3.15а, можно заметить, что в случае рассматриваемого типа квазиколлинеарной дифракции, даже небольшой неоднородности акустического поля, вызванной процессом отражения акустического пучка и его дифракцией на собственной апертуре, достаточно для того, чтобы повлиять на характеристики взаимодействия. Наличие неоднородности приводит к увеличению акустической мощности, необходимой для достижения максимальной эффективности дифракции примерно в 1.8 раза.

Кривые 3 и 4, рассчитанные с учетом действия анизотропии парателлурита, не сильно различаются между собой. Максимальные величины эффективности дифракции для них имеют примерно одинаковую величину, близкую к единице и достигаются при  $\Gamma = 1.46\pi$  и  $\Gamma = 1.41\pi$  соответственно. Это означает, что акустическая мощность, необходимая для получения максимальной  $\zeta$ , должна быть почти в 2 раза выше, чем в однородном акустическом поле. Увеличение мощности ультразвука, требуемой для достижения максимальной эффективности дифракции, объясняется перераспределением акустической мощности в пучке. Расчет структуры акустического поля в ячейках с углами  $\alpha_1$  равными  $1.8^\circ$  и  $5^\circ$  показан на рис. 2.29. На представленных рисунках видно, что большая часть акустической мощности концентрируется вблизи оси пучка.

Увеличение диаметра оптического луча до 4 мм (рис. 3.15б) приводит к тому, что некоторая часть оптического излучения начинает проходить в АО ячейке мимо области с наибольшей величиной амплитуды ультразвука. Это приводит к снижению максимально возможной эффективности дифракции до 94%. Но разница между мощностными

характеристиками двух выбранных АО ячеек по-прежнему будет небольшой. Для АО ячейки с  $\alpha_1 = 1.8^\circ$  максимальная эффективность будет достигаться при  $\Gamma = 1.58\pi$ , а в случае  $\alpha_1 = 5^\circ$  - при  $\Gamma = 1.64\pi$ .

Теперь изучим влияние структуры акустического поля на форму аппаратных функций квазилинейных АО ячеек с отражением акустического пучка. Результаты моделирования для оптического пучка диаметром 2мм, посредством решения системы уравнений (3.19), для однородного поля (кривая 1) и АО ячеек с углами  $\alpha_1 = 1.8^\circ$  (кривая 2) и  $\alpha_1 = 5^\circ$  (кривая 3) показаны на рис. 3.16. Зависимости были получены для значений Рамана-Ната, обеспечивающих максимальную эффективность дифракции ( $\Gamma = \pi$  для кривой 1,  $\Gamma = 1.46\pi$  для кривой 2 и  $\Gamma = 1.41\pi$  для кривой 3).

Небольшая разница между представленными аппаратными функциями заключается в величине боковых максимумов и ширине полосы пропускания. Полоса пропускания АО ячейки в случаях неоднородных акустических полей (кривые 2 и 3) примерно на 3% шире, чем для однородного поля. Боковые максимумы функций пропускания в случае неоднородных акустических полей составляют 9% и 11% от величины основного максимума для  $1.8^\circ$  и  $5^\circ$  АО ячеек соответственно, в то время как для изотропного случая, величина первого бокового максимума равна 12% величины основного.

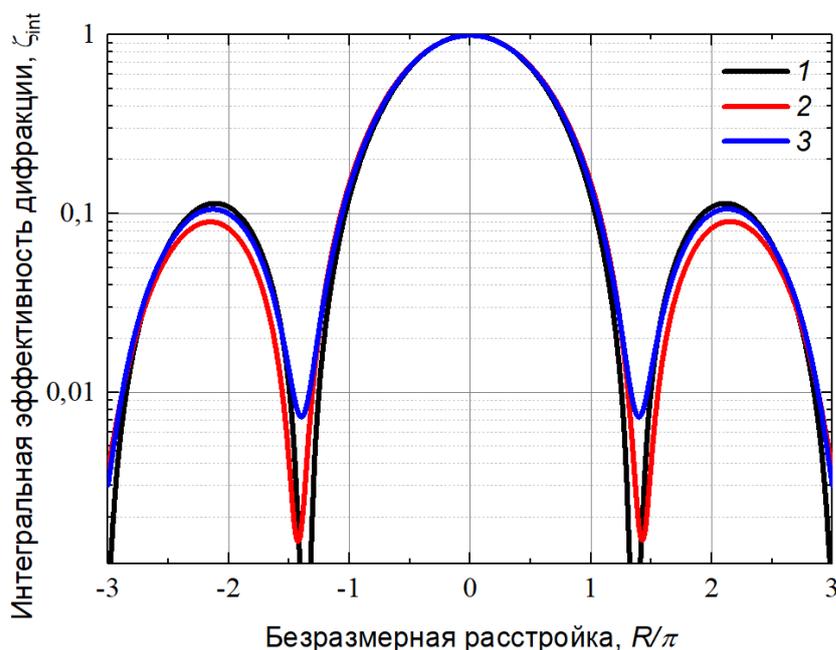


Рис. 3.16. Аппаратные функции АО взаимодействия: однородное акустическое поле (кривая 1), АО ячейка с углам  $\alpha_1 = 1.8^\circ$  (кривая 2), АО ячейка с углом  $\alpha_1 = 5^\circ$  (кривая 3)

Уменьшение величины боковых лепестков аппаратной функции можно объяснить влиянием фазовой структуры акустического поля [А4], выражающейся в появлении наклона

волновых фронтов после отражения акустического пучка. Стоит отметить, что в процессе расчетов, для заданной геометрии АО взаимодействия не обнаружено смещения положения центрального максимума, которое может появляться в квазиортогональной геометрии АО дифракции [A2]. Это означает, что неоднородность акустического поля не влияет на условие синхронизма АО взаимодействия. Отсутствие такого влияния можно объяснить тем, что световой пучок проходит по оси акустического пучка, где искривление волновых фронтов акустического поля отсутствует.

Далее рассмотрим влияние наклона фазы акустического пучка (рис. 2.30б), возникающего при отражении акустической волны от входной оптической грани АО ячейки, на характеристики АО взаимодействия [A4].

Для рассматриваемой квазиколлинеарной геометрии АО взаимодействия учет наклона волновых фронтов является важным в силу специфики метода возбуждения и распространения используемой акустической волны. Для выявления в чистом виде эффектов, обусловленных возникновением фазового сдвига при отражении акустической волны, поступим следующим образом. Ориентируясь на параметры парателлурита, зададим величину акустической анизотропии, соответствующей направлению [110] в плоскости  $(1\bar{1}0)$ , аналогичный метод был применен в работе [A2]. Таким образом, снос акустического пучка исключается из рассмотрения, а структура поля будет иметь симметричный вид, соответствующий расчетам, приведенным на рис. 2.14. В процессе рассмотрения влияния фазового сдвига на характеристики АО дифракции будем менять его величину на отражающей грани АО ячейки [222,224], что справедливо для случаев изменения частоты ультразвука или геометрии АО ячейки. Основное внимание уделим изучению изменения формы аппаратных функций АО фильтра, а конкретнее – изменению величины боковых максимумов

На рис. 3.17 представлены аппаратные функции АО фильтра при  $\varphi = 0.25\pi$  (кривая 1) и  $\varphi = 1.5\pi$  (кривая 2). Сопоставляя представленные зависимости можно заключить, что максимальная интегральная эффективность дифракции  $\zeta_{int}$  мало зависит от  $\varphi$ , в то же время форма и структура боковых лепестков функций пропускания может значительно изменяться. Такие трансформации необходимо учитывать при спектроскопических применениях АО устройств.

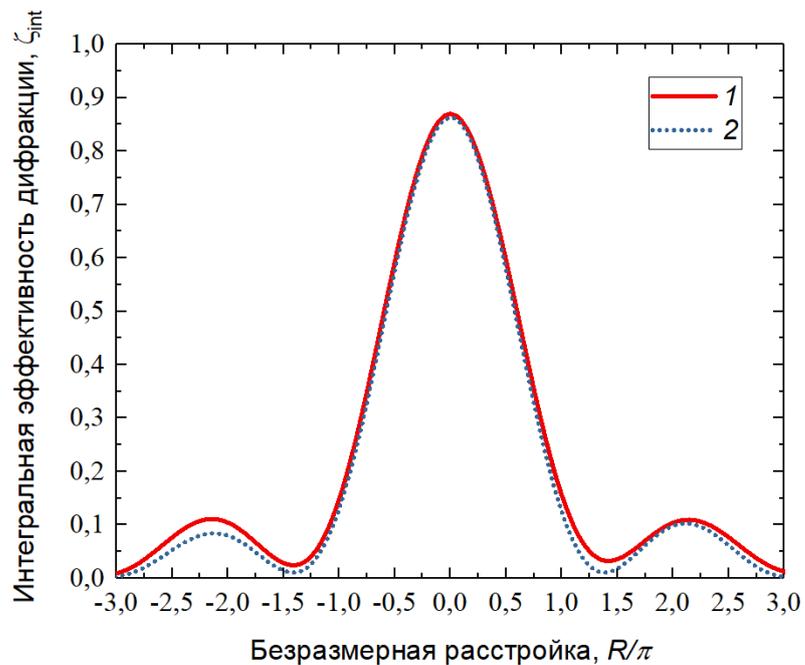


Рис. 3.17 Аппаратные функции АО фильтра при:  
 $\varphi = 0.25\pi$  (кривая 1) и  $\varphi = 1.5\pi$  (кривая 2).

Чтобы лучше изучить влияние  $\varphi$  на боковые лепестки аппаратной функции АО фильтра, было рассчитано изменение отношения максимальных значений величины боковых лепестков в зависимости от величины  $\varphi$ . На рис. 3.18 представлены результаты такого исследования. Здесь по вертикали отложено отношение величин первых боковых максимумов в %. При положительных значениях первый боковой максимум для значений расстройки  $R < 0$  больше первого бокового максимума для  $R > 0$ . При отрицательных значениях - наоборот.

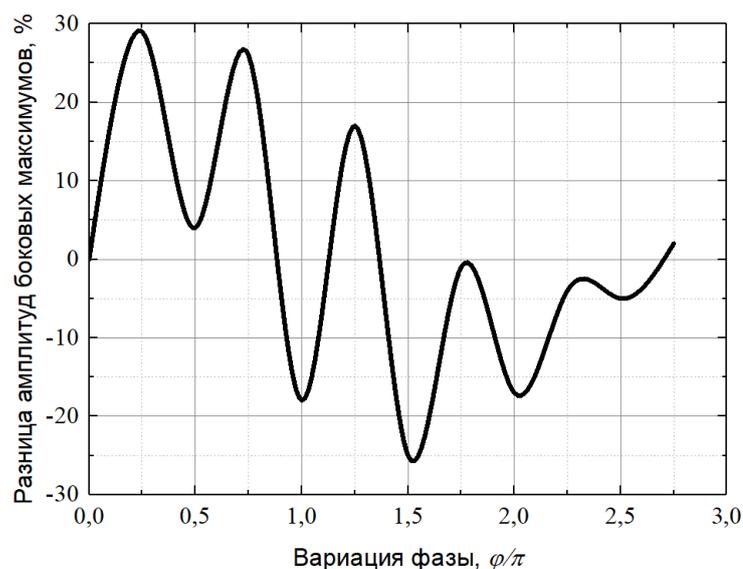


Рис. 3.18. Изменение отношения максимальных значений величины боковых лепестков аппаратных функций в зависимости от величины  $\varphi$

Можно отметить, что различие в величинах боковых максимумов, может достигать почти 30% как в положительную, так и в отрицательную сторону, что весьма существенно.

Таким образом, мы исследовали влияние неоднородной структуры акустического поля в квазиколлинеарных АО ячейках с отражением акустического пучка на мощностные и расстроенные характеристики АО дифракции. Оказалось, что в такой геометрии АО взаимодействия основное влияние имеет неоднородное распределение амплитуды акустического поля, возникающее за счет действия акустической анизотропии парателлуриата, а также в процессе отражения акустической волны.

Фазовая неоднородность, в силу особенностей квазиколлинеарной геометрии, не имеет существенного влияния на характеристики дифракции и при правильной юстировке, когда ось светового луча направлена строго по оси акустического пучка, и выражается только в изменении величин боковых максимумов функции пропускания.

### *3.3.1.2. Оптимизация размеров пьезопреобразователей квазиколлинеарных АО ячеек с отражением акустической волны*

В предыдущем разделе диссертационной работы показано, что неоднородность амплитуды акустического поля для квазиколлинеарных АО ячеек сказывается, в основном, на эффективности АО взаимодействия, и не влияет на условие фазового синхронизма.

В данной части работы будет изучено влияние размеров преобразователя на структуру акустического поля и эффективность АО дифракции, проведена оптимизация размеров возбуждителя ультразвука с целью получения максимального значения  $\zeta$  при минимальных его размерах.

Такая оптимизация возможна по следующей причине. Эффективность АО взаимодействия зависит от величины параметра Рамана-Ната, определяемого соотношением (3.12) и зависящего от мощности акустической волны. Если в АО ячейке дифрагирует световой пучок, с конечной линейной апертурой, то эффективность АО дифракции, при неизменных параметрах взаимодействия, будет определяться акустической мощностью, локализованной в области, через которую проходит световой пучок. При этом, одинакового значения мощности можно достичь, используя преобразователи различных размеров. Однако если подавать на преобразователи различной площади радиосигнал одинаковой мощности то, чем больше будет площадь преобразователя, тем меньше плотность энергии акустического пучка им создаваемого. Таким образом, чтобы преобразователь большей площади создавал акустический пучок с такой же плотностью мощности, что и преобразователь с меньшей площадью, на него надо подавать большую электрическую мощность. Так, в случае однородного акустического поля, наиболее эффективно будет использовать преобразователь, который, с учетом изменения

размера акустического пучка при его отражении от грани АО ячейки, создает акустический пучок высота и ширина которого равны линейной апертуре оптического пучка. Здесь и далее мы считаем, что оптический пучок цилиндрический и расходимость у него отсутствует.

В случае акустически анизотропной среды и при наличии затухания, структура акустического поля и величина акустической энергии, локализованная внутри оптического пучка, будут зависеть от размеров преобразователя сложным образом. Проведем оптимизацию размеров преобразователя на примере акустооптической линии задержки с техническим углом  $\alpha_1 = 1.8^\circ$  (в этом случае акустическое поле рассчитать проще всего т.к. отражающая грань ячейки перпендикулярна грани преобразователя) и обобщим результаты расчетов на все другие геометрии АОЛЗ в парателлурите.

Общий вид исследуемой АО ячейки показан на рис. 3.19. Длину АО взаимодействия  $L$  выберем равной 6.5 см, что соответствует реальным размерам кристаллов АОЛЗ такого типа [91,292,293]. Диаметр светового пучка обозначим как  $d_b$ , в процессе расчетов будем менять его в диапазоне от 2 до 4мм.

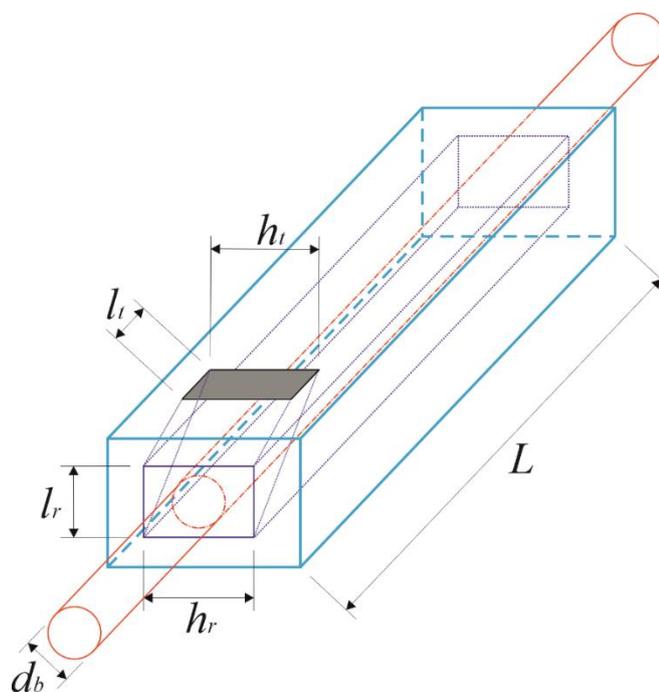


Рис. 3.19. Общий вид квазиколлинеарной АО ячейки с углом  $\alpha_1 = 1.8^\circ$ .

Высоту преобразователя обозначим как  $h_t$ , ширину -  $l_t$ . В силу малой акустической анизотропии для направления распространения падающего акустического пучка (см. п.2.5.2) в плоскости  $(1\bar{1}0)$ , высоту отраженного акустического пучка  $h_r$  можно считать равной высоте преобразователя. Ширина отраженного пучка  $l_r$  будет изменяться в процессе отражения. Изменение ширины можно рассчитать исходя из геометрических соображений для всех значений технического угла в заданном диапазоне, с помощью построений, приведенных на рис. 2.26.

Результаты такого расчета приведены на рис. 3.20. Можно видеть, что приведенная зависимость имеет сложный характер и обладает ярко выраженным экстремумом. Отношение  $l_r/l_t > 1$  при  $0.1^\circ \leq \alpha_1 \leq 5.37^\circ$ . При больших углах  $\alpha_1$  в процессе отражения происходит уменьшение ширины пучка. Максимум уширения достигается при  $\alpha_1 = 1.58^\circ$ , а при  $\alpha_1 = 1.8^\circ$  ширина пучка увеличивается в 3.01 раз.

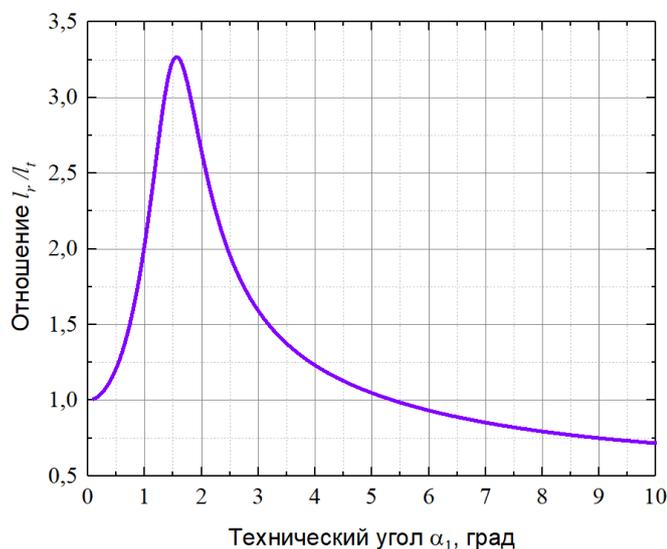


Рис. 3.20. Зависимость величины изменения ширины акустического пучка при отражении от значения угла  $\alpha_1$

Как правило, АОЛЗ используются в спектральном диапазоне от 0.7 до 1.15 мкм [92-95]. Определим интервал частот ультразвука, соответствующий данному спектральному диапазону. Для этого воспользуемся соотношением (3.4) и значениями углов сноса, соответствующими выбранному диапазону углов  $\alpha_1$ . Кроме того, напомним, что в данной геометрии волновой вектор падающего светового излучения и вектор групповой скорости акустической волны коллинеарны.

Результаты расчетов частот синхронизма для длин волн оптического излучения равных 0.7 и 1.15 мкм, приведены на рис. 3.21. Вычисления показали, что частота синхронизма с ростом величины технического угла убывает. Это означает, что спектральное разрешение АО ячеек так же убывает т.к. его величина определяется соотношением:

$$N = 1.2 \frac{\delta n L}{\lambda} = 1.2 \frac{f_c L}{V} \quad (3.20)$$

где  $\delta n = n_i - n_d$ .

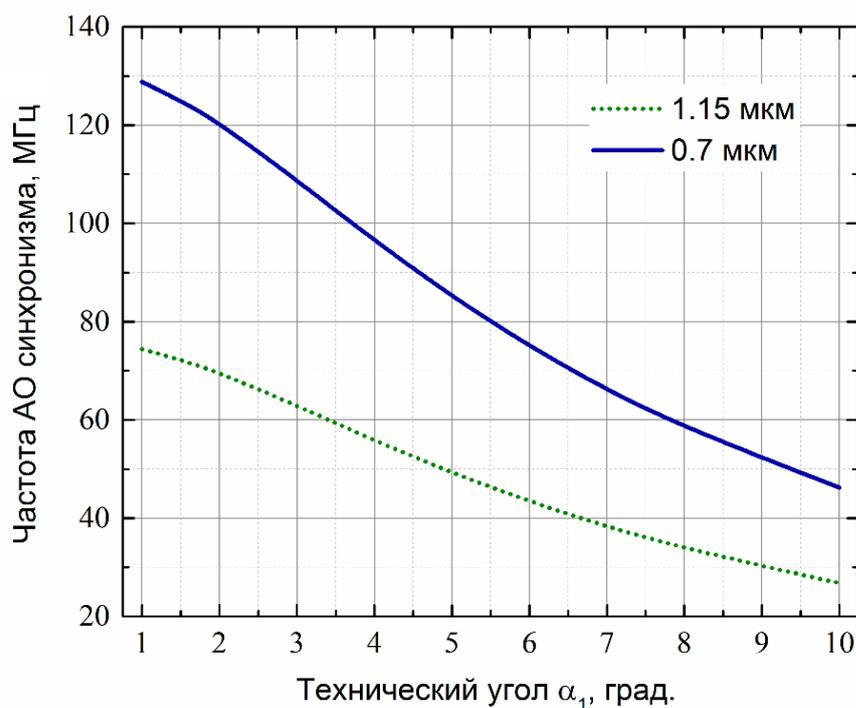


Рис. 3.21. Величины частот АО синхронизма для квазиколлинеарных АО ячеек с различными углами  $\alpha_1$

При  $\lambda = 0.7$  мкм частота синхронизма варьируется от 128.8 МГц при  $\alpha_1 = 1^\circ$  до 46.2 МГц при  $\alpha_1 = 10^\circ$ . Если длина волны излучения увеличивается до 1.15 мкм, то частоты ультразвука уменьшаются до 74.4 МГц и 26.8 МГц соответственно.

Таким образом, мы определили диапазон частот, для которых следует проводить расчет структуры акустических полей. Верхнюю частоту зададим равной 160 МГц, что соответствует частоте синхронизма для  $\lambda = 0.56$  мкм при  $\alpha_1 = 1.8^\circ$ , а нижнюю – 40 МГц.

Определим коэффициенты анизотропии для выбранных направлений распространения отраженной акустической волны в кристалле, используя методику, представленную в Главе 2. Результаты такого расчета коэффициентов  $\kappa_\varphi$  и  $\kappa_\theta$  приведены на рис. 3.22.

Данный рисунок, по сути, более детально изображает часть зависимостей приведенных на рис. 2.10б. Проведенные вычисления показали, что в плоскостях ортогональных  $(1\bar{1}0)$ , величина анизотропии меняется с углом  $\alpha_1$  не слишком сильно, уменьшаясь от, примерно, 52 до 37.

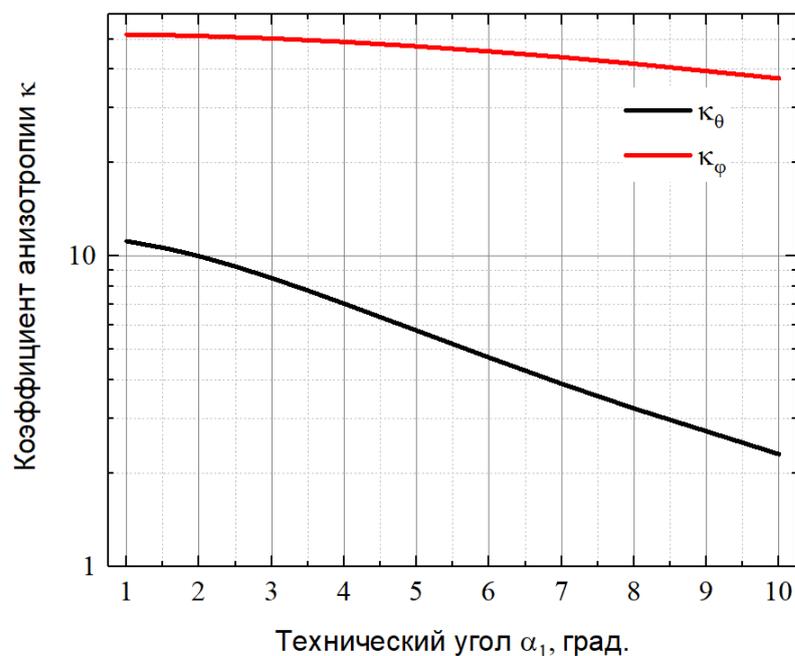


Рис. 3.22. Зависимости величин коэффициентов анизотропии  $\kappa_\varphi$  и  $\kappa_\theta$  от величины угла  $\alpha_1$ .

В то же время в плоскости  $(1\bar{1}0)$  коэффициент анизотропии уменьшается примерно в 4.5 раза (от 10.2 до 2.3).

Необходимо отметить, что все представленные результаты находятся внутри границ параболического приближения (рис. 2.13), т.е. мы полагаем, что коэффициенты анизотропии вдоль выбранного направления в кристалле не зависят ни от частоты ультразвука ни и размеров преобразователя. Это допущение было проверено численным расчетом, для сочетания минимальных размеров преобразователя и минимальной частоты ультразвука и максимальных размеров преобразователя и максимальной частоты ультразвука. Оказалось, что величины коэффициентов анизотропии для предельных случаев различаются не более чем на 7%. Таким образом, наше предположение можно считать справедливым.

При расчетах структуры акустического пучка высоту преобразователя будем изменять в диапазоне от 2 до 8мм (минимальное значение ограничено минимальным диаметром оптического пучка), а ширину – от 0.75 до 3 мм, что с учетом отражения даст ширину рабочего акустического пучка, изменяющуюся от 2.25 до 9 мм.

На рис. 3.23 приведены результаты моделирования распределения амплитуды акустических пучков в плоскости ортогональной  $(1\bar{1}0)$  при угле  $\alpha_1 = 1.8^\circ$ , фиксированной ширине преобразователя  $l_t = 1.5$  мм, частотах ультразвука 40МГц (а,в,д,ж) и 160МГц (б,г,е,з) и различных величинах высоты преобразователя  $h_t$  из заданного диапазона. Размер области расчета 2х6.5см, амплитуда поля отмечена цветом.

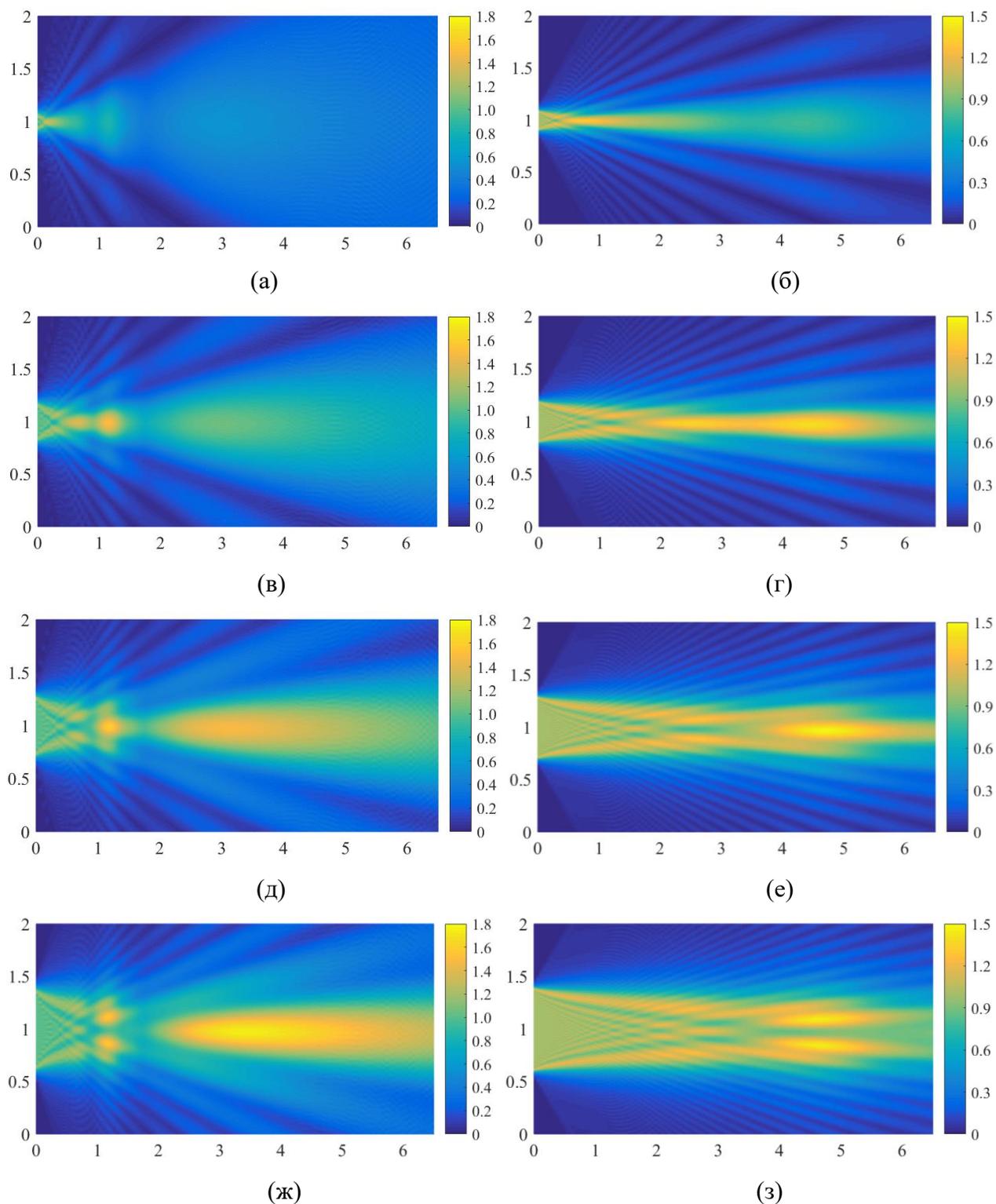


Рис. 3.23. Распределение амплитуды акустического пучка в плоскости ортогональной  $(1\bar{1}0)$  при  $\alpha_1 = 1.8^\circ$ ,  $l_t = 1.5$  мм,  $h_t = 2$  мм (а,б), 4 мм (в,г), 6 мм (д,е), 8 мм (ж,з) и частотах ультразвука 40 МГц (а,в,д,ж) и 160 МГц (б,г,е,з)

Представлены сечения пучка только в одной плоскости, поскольку в плоскости  $(1\bar{1}0)$  величина акустической анизотропии относительно мала, и пучок не будет столь неоднородным (рис. 2.30). Его ширина не будет существенно изменяться вдоль кристалла, а амплитуда будет в

основном определяться действием акустической анизотропии в ортогональной плоскости.

Расчеты показали, что чем больше  $h_t$ , тем более однородным получается акустическое поле. Кроме того, на однородность поля влияет частота ультразвука. Такую закономерность легко объяснить в терминах лучевых спектров. Ширина лучевого спектра зависит от дифракционной расходимости акустического пучка (коэффициенты анизотропии не зависят от частоты волны и параметров излучателя – параболическое приближение). Чем больше размер излучателя и частота сигнала, тем меньше расходимость и, следовательно, больше однородность поля.

Отметим, что увеличение высоты преобразователя приводит к смещению области акустического пучка с максимальной амплитудой от преобразователя.

Для лучшей иллюстрации данного эффекта на рис. 3.24 приведены распределения амплитуды ультразвукового поля на оси пучка, полученные для тех же высот преобразователя и частот ультразвука, что и на рис. 3.23.

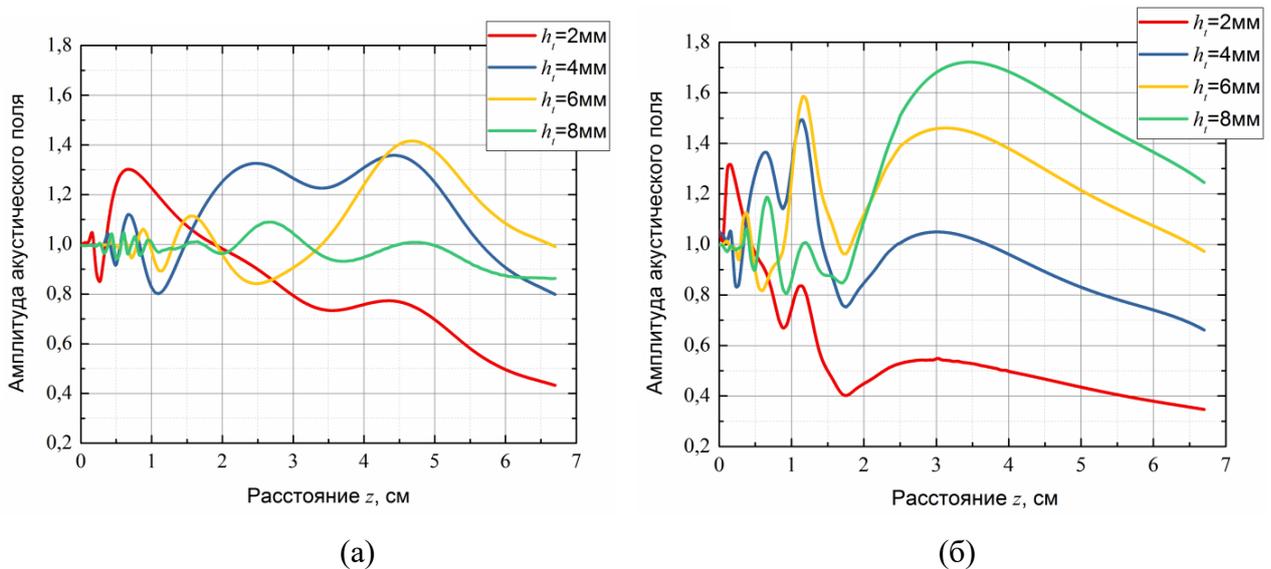


Рис. 3.24. Амплитуды акустического поля вдоль оси ультразвукового пучка при  $\alpha_1 = 1,8^\circ$ ,  $l_t = 2$  мм,  $h_t = 2, 4, 6, 8$  мм и частотах ультразвука 40МГц (а) и 160МГц (б)

Расчет показывает, что при больших расходимостях акустического пучка рис. 3.24а дальняя зона дифракции наблюдается уже на расстоянии 2см от отражающей грани кристалла [277]. Большое расплывание пучка под действием акустической анизотропии среды приводит к тому, что амплитуда поля на оси пучка существенно зависит от величины  $h_t$ . При изменении высоты от 2 до 8 мм, амплитуда в дальней зоне увеличивается более чем в три раза, что объясняется уменьшением расплывания и увеличением величины акустической энергии за счет увеличения площади преобразователя. Кроме того, при больших значениях  $h_t$  максимальная амплитуда поля наблюдается вдали от отражающей грани, а при малых – вблизи.

Данный эффект должен иметь существенное значение если при расчетах эффективности АО дифракции мы будем учитывать затухание ультразвука. Так, в первом случае, область с максимальной амплитудой поля будет располагаться в той части кристалла, где затухание играет малую роль, а во втором - там, где влияние затухания велико.

При увеличении частоты до 160МГц (рис. 3.24б) распределение амплитуды становится более однородным. Особенно это заметно при  $h_t = 8$  мм. Сопоставляя результаты, полученные для двух выбранных частот, можно заметить, что, действительно, изменение ширины лучевого спектра пучка приводит к масштабированию структуры акустического поля (параболическое приближение). Кривые, приведенные на рис. 3.24б, повторяют часть кривых, показанных на рис. 3.24а для диапазона расстояний от 0 до 1.62 см ( $L/4$ ), так как ширина лучевых спектров для соответствующих значений  $h_t$  различается в 4 раза.

Как было отмечено выше, эффективность АО дифракции, при фиксированной длине взаимодействия, определяется величиной акустической энергии, локализованной в области АО ячейки, через которую проходит световой пучок. Исследуем влияние размеров преобразователя и частоты ультразвука на распределение энергии акустического пучка. Величину энергии  $E_b$  будем нормировать на ее значение в случае однородного акустического поля при отсутствии затухания  $E_h$ .

На рис. 3.25 приведены результаты таких расчетов для частот ультразвука 40 (рис. 3.25а), 77 (соответствует частоте синхронизма для  $\lambda = 1.05$  мкм, рис. 3.25б) и 160 МГц (рис. 3.25в),  $l_t = 2$  мм,  $d_b = 3$  мм и различных величин  $h_t$ . На рисунках приведены зависимости, полученные как без учета поглощения ультразвука, так и с его учетом.

Предполагалось, что при наличии поглощения амплитуда акустического поля меняется по экспоненциальному закону:

$$\check{a}(x, y, z) = a(x, y, z) \exp(-kz) \quad (3.21)$$

где  $a(x, y, z)$  – амплитуда акустического поля, рассчитанная с помощью выражения (2.9) в предположении, что ультразвуковая волна распространяется вдоль оси  $z$ , а  $k$  – коэффициент затухания для выбранного направления распространения и частоты ультразвука.

Для каждой частоты ультразвука выбрано четыре значения коэффициента поглощения  $k$ . Такое допущение сделано по двум причинам. Во-первых, существует очень мало литературных данных по измерениям поглощения энергии ультразвуковых волн в парателлурите [269,319,А40,А41,А85,А86] в косых срезах плоскости  $(1\bar{1}0)$ . Во-вторых, предполагается обобщить результаты расчетов, проведенных для  $\alpha_1 = 1.8^\circ$ , на диапазон углов от 1 до  $10^\circ$ , а величина поглощения зависит от выбранного направления в кристалле (уменьшается с ростом  $\alpha_1$ ). Таким образом, при обобщении необходимо учитывать изменение поглощения.

Основываясь на измерениях, приведенных в работах [319, А40, А41], одним из вариантов был выбран  $k = 0.6 \text{ см}^{-1}$ ,  $k = 0 \text{ см}^{-1}$  соответствует случаю, когда поглощение отсутствует. Также были выбраны значения  $k = 0.15, 0.3, 1.25$  и  $2.5 \text{ см}^{-1}$ .

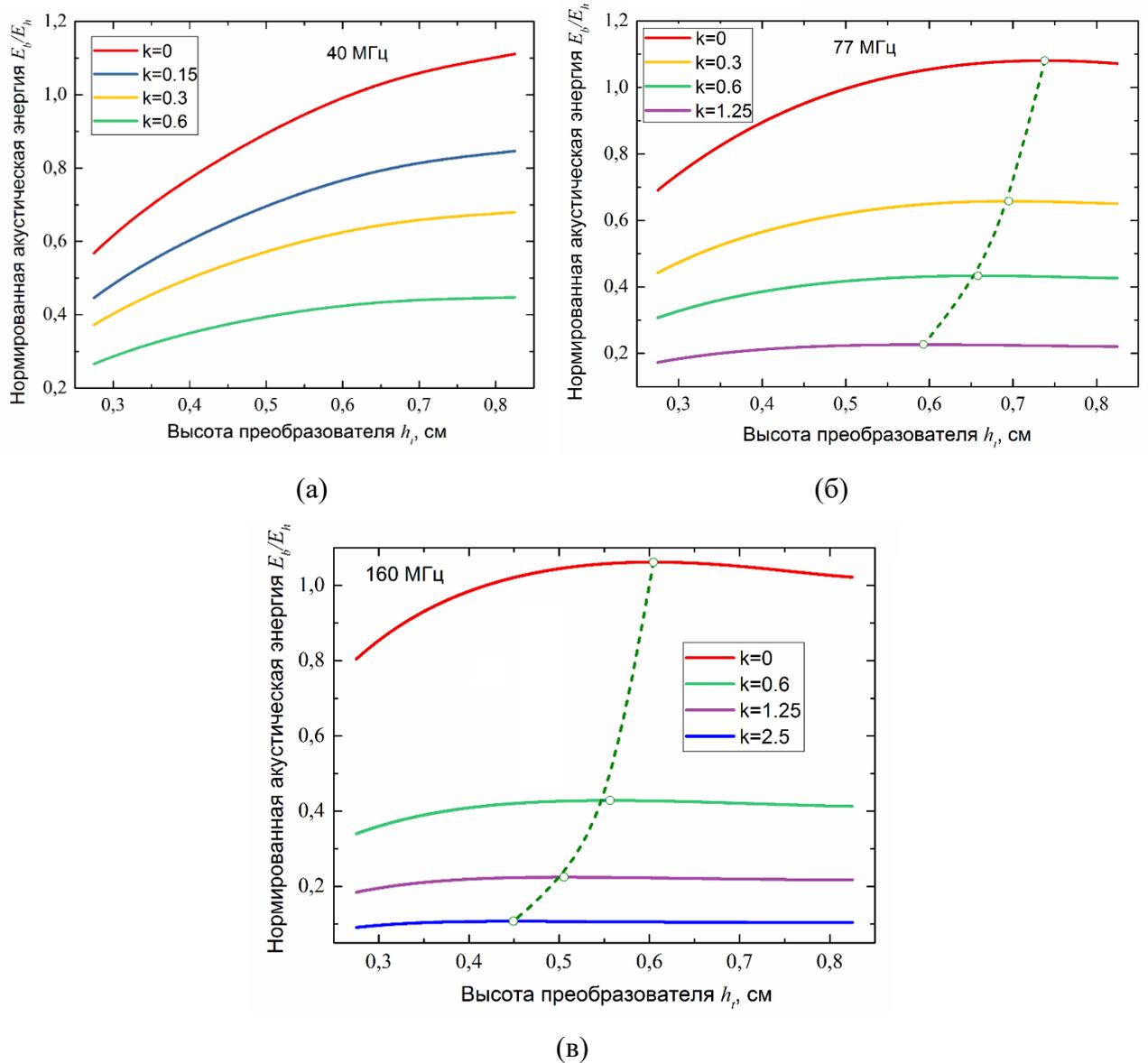


Рис. 3.25. Зависимости нормированной акустической энергии от высоты преобразователя при  $\alpha_1 = 1.8^\circ$ ,  $l_t = 2 \text{ мм}$ ,  $d_b = 3$ , для частот ультразвука 40МГц (а), 77МГц (б), 160 МГц (в) и различных значений коэффициента затухания

Сравним зависимости, приведённые на рис. 3.25 для трех различных частот ультразвука. При 40МГц (рис. 3.25а), расходимость акустического пучка столь велика, что величина энергии монотонно увеличивается во всем диапазоне изменения высоты пьезопреобразователя  $h_t$ . Значение  $E_b/E_h$  растет вследствие уменьшения расходимости пучка (рис. 3.24а), но максимальная его величина при заданных пределах изменения  $h_t$  не достигается. Можно заметить, что наличие затухания влияет на наклон кривых, при этом для наибольшего

затухания  $k = 0.6 \text{ см}^{-1}$  максимум энергии почти достигнут при  $h_t = 0.8 \text{ см}$ .

При частоте ультразвука 77 МГц (3.25б) расходимость пучка почти в 2 раза меньше, поэтому максимальные значения нормированной энергии  $E_b/E_h$  акустического поля наблюдаются в заданном диапазоне изменения  $h_t$ . После достижения наибольшей величины (отмечено точками), энергия начинает уменьшаться. Здесь так же заметно, что чем больше затухание, тем меньше высота  $h_t$ , соответствующая максимуму. Пунктирная линия обозначает величины  $h_t$ , при которых достигается наибольшее значение  $E_b/E_h$  для различных коэффициентов затухания.

Аналогичные зависимости имеют место и для частоты ультразвука 160 МГц (рис. 3.25в), в этом случае максимальное значение  $E_b/E_h$  достигается при еще меньших высотах преобразователя.

Поскольку эффективность АО дифракции определяется величиной акустической энергии, локализованной внутри в области АО ячейки, через которую проходит оптический пучок, то, с точки зрения оптимизации размеров преобразователя, нет смысла использовать величины  $h_t$  большие тех, что соответствуют максимуму отношения  $E_b/E_h$ .

В реальности, оптимальный размер пьезопреобразователя находится где-то на склоне кривых, показанных на рис. 3.25, и является результатом оптимизации между энергией акустического пучка, эффективностью АО дифракции и площадью преобразователя.

Расчеты по оптимизации размеров преобразователя проведем следующим образом. Введем понятие эффективности АО ячейки  $\Psi$ , как отношение максимально достижимой эффективности АО дифракции  $\zeta_{max}$  при заданном диаметре светового пучка и параметрах преобразователя к произведению площади преобразователя  $S_t$  на квадрат параметра Рамана-Ната  $\Gamma_{opt}$  при котором достигается  $\zeta_{max}$ :

$$\Psi = \frac{\zeta_{max}}{S_t \Gamma_{opt}^2} \quad (3.22)$$

где величина  $\Gamma_{opt}$  нормирована на  $\pi$ . При этом  $\Gamma = \pi$  в случае когда 100% эффективность дифракции достигается в однородном акустическом поле.

Таким образом, для вычисления  $\Psi$  требуется рассчитать  $\zeta_{max}$  для всевозможных размеров преобразователя, частот ультразвука и диаметров оптического пучка из выбранных диапазонов при различных значениях коэффициента затухания. И определить значения  $\Gamma_{opt}$  при которых эти  $\zeta_{max}$  достигаются. Результат одного из таких расчетов для  $l_t = 1 \text{ мм}$ ,  $d_b = 2 \text{ мм}$  и частоты ультразвука 77 МГц приведен на рис. 3.26.

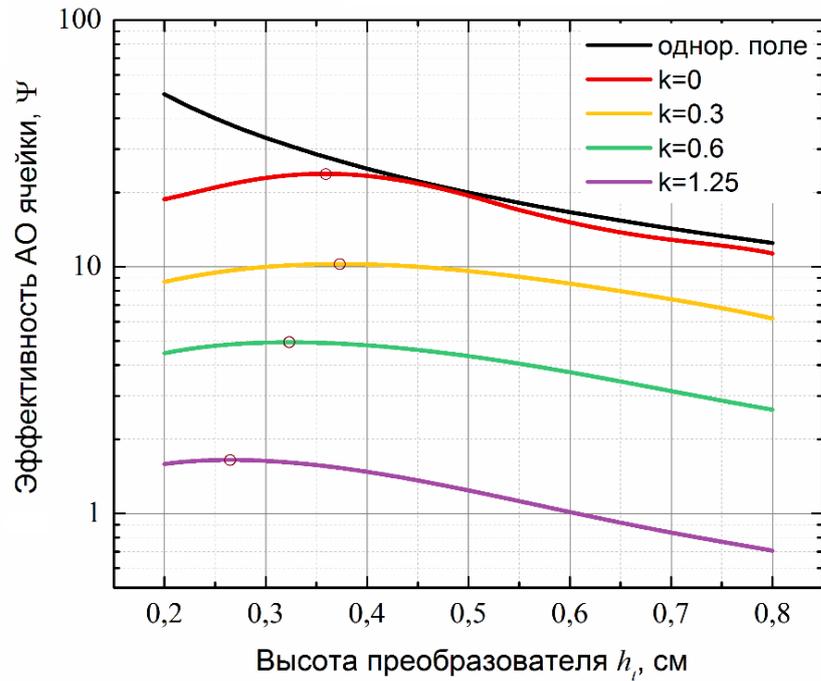


Рис. 3.26. Зависимости эффективности АО ячейки от высоты преобразователя при  $l_t = 1$  мм,  $d_b = 2$  мм и частоте ультразвука 77 МГц

Максимальные значения эффективности  $\Psi$  для каждого значения коэффициента затухания отмечены кружками. Для сравнения, на данном рисунке так же показана зависимость  $\Psi(h_t)$  в случае однородного акустического пучка. Она монотонно возрастает в рассматриваемом диапазоне высот преобразователя и эффективность достигает максимального значения при  $h_t = d_b$ . Максимумы остальных кривых смещаются в сторону меньших размеров преобразователя с ростом коэффициента затухания, что можно объяснить меньшим влиянием затухания на акустические пучки с большей расходимостью (чем больше расходимость, тем ближе к плоскости возбудителя ультразвука находится область с максимальной амплитудой акустического поля).

Для каждого значения  $d_b$  был получен набор  $\Psi_{max}$  для всех величин  $l_t$ ,  $h_t$  и частот ультразвука. Полученные таким образом зависимости  $\Psi$  от  $l_t$  для  $d_b = 3$  мм, приведены на рис. 3.27. В этом расчете высота  $h_t$  выбирается оптимальной (соответствующей максимумам кривых, показанных на рис. 3.26).

Для всех значений частоты ультразвука в показанном варианте, максимальная эффективность АО ячейки достигается при ширине преобразователя  $l_t = 1$  мм, это означает, что ширина акустического пучка на отражающей грани АО ячейки  $l_r$  должна быть равной 3 мм. Примечательной особенностью приведенных графиков является то, что величина затухания не влияет на их форму, поглощение мощности ультразвука материалом АО ячейки сказывается только на величине эффективности  $\Psi$ .

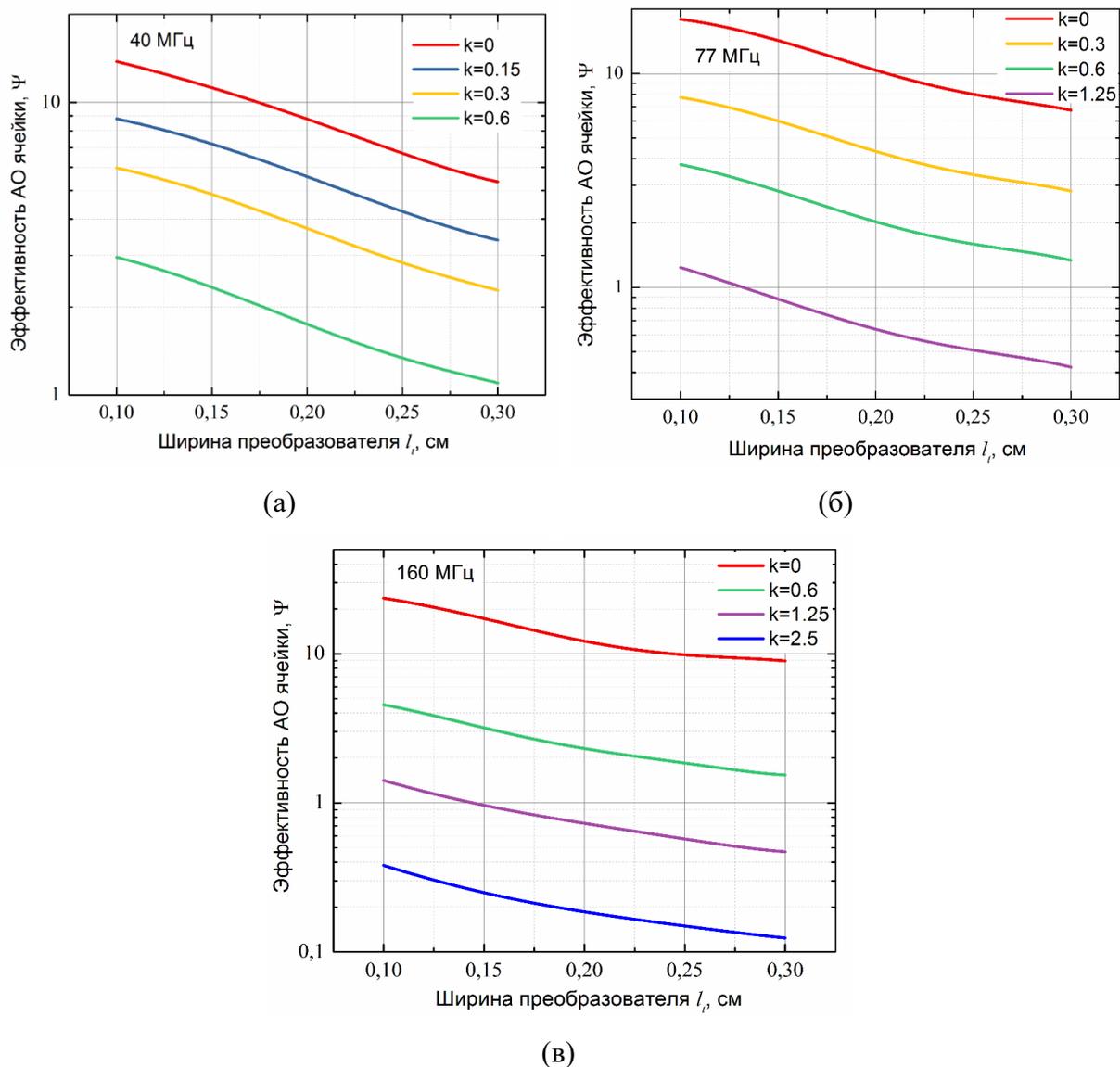


Рис. 3.27. Зависимости эффективности АО ячеек от ширины преобразователя при оптимальных значениях высоты преобразователя для различных частот ультразвука; а – 40 МГц, б – 77 МГц, в – 160 МГц

Фактически, результаты, показанные на рис. 3.27в, показывают диапазон всех возможных значений эффективности АО ячейки для заданного диаметра оптического пучка. Они будут лежать между зависимостями, полученными для  $k = 0$  и  $k = 2.5 \text{ см}^{-1}$ .

Таким образом, мы определили оптимальные размеры преобразователя для одного значения диаметра оптического пучка.

Теперь исследуем зависимость изменения оптимальной высоты  $h_r = h_t$  и ширины отраженного пучка  $l_r$  от диаметра светового пучка и частоты ультразвука (рис. 3.28). Для удобства, будем нормировать полученные значения ширины и высоты на диаметр оптического луча.

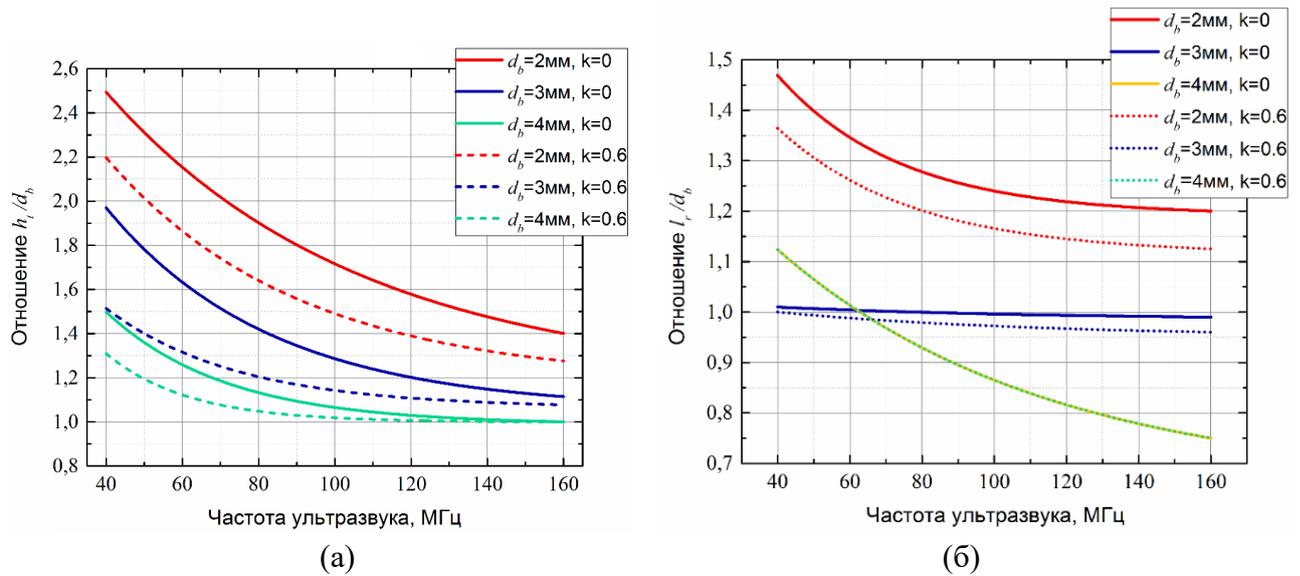
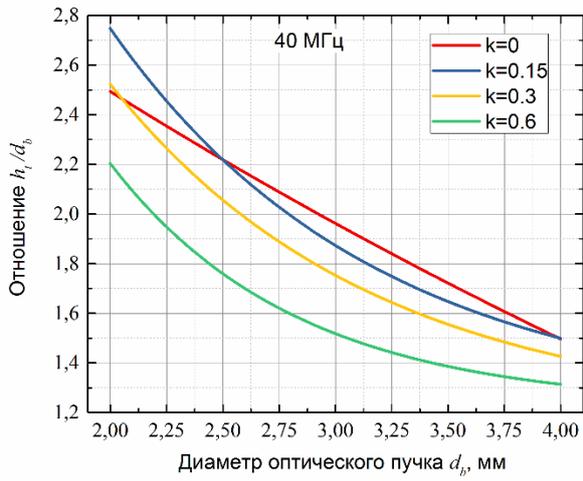


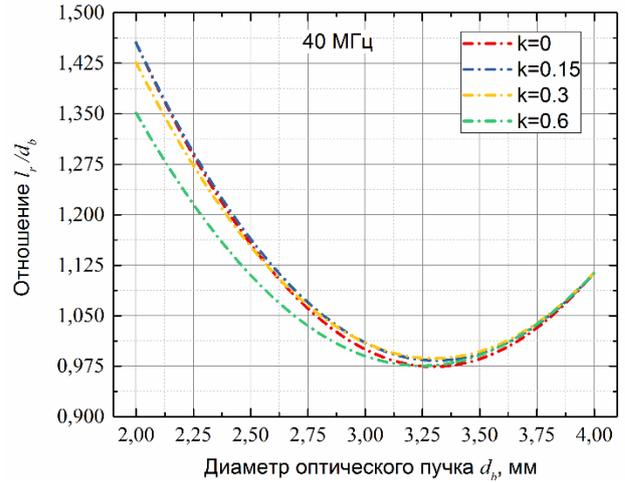
Рис. 3.28. Зависимости оптимальной высоты (а) и ширины (б) акустического пучка после отражения от частоты ультразвука для различных диаметров оптического луча без учета затухания (сплошные кривые), с учетом затухания (штриховые и пунктирные кривые)

На рис. 3.28а показаны зависимости для оптимальной высоты. Сплошным кривым соответствует вариант, когда затухание ультразвука не учитывается, пунктиром показан случай, когда затухание учтено ( $k = 0.6 \text{ см}^{-1}$ ), но его величина не меняется с частотой (для удобства представления). Для всех вариантов величина отношения  $h_t/d_b$  уменьшается с ростом частоты и асимптотически стремится к единице. Такое поведение объясняется тем, что однородность поля увеличивается с ростом частоты, т.к. расходимость пучка уменьшается. Величина  $h_t/d_b = 1$  соответствует однородному акустическому полю. Учет затухания приводит к тому, что значения  $h_t/d_b$  уменьшаются, так как наличие затухания, как было отмечено ранее, приводит к локализации большей части акустической энергии в области, ближе к отражающей грани, где влияния затухания меньше, а акустический пучок более однородный. При этом, чем шире световой пучок, тем меньше влияние затухания.

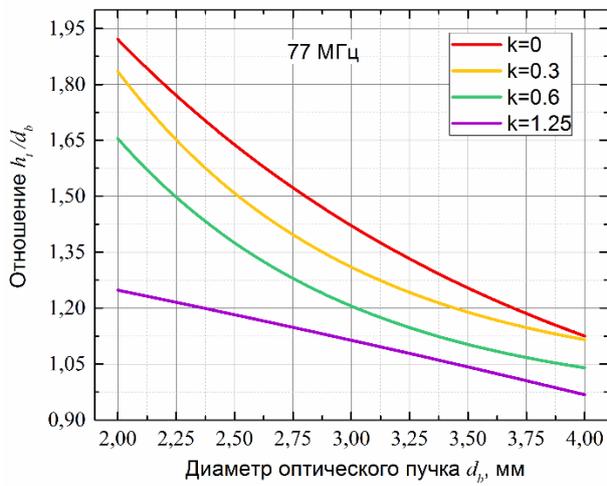
Такие же зависимости для оптимальной ширины отраженного пучка приведены на рис. 3.28б. Они ведут себя, с ростом частоты похожим образом, но стремятся не к единице, а к различным величинам  $l_r/d_b$ , зависящим от диаметра светового пучка. При этом, отношение  $l_r/d_b$  может быть меньше единицы, т.е. ширина отраженного акустического пучка может быть меньше диаметра оптического пучка. Расчеты, проведенные с учетом затухания, показаны пунктирными кривыми. Из полученных результатов следует, что влияние затухания на оптимальную ширину тем меньше, чем больше диаметр оптического пучка и практически не зависит от частоты ультразвука. Такое поведение можно объяснить существенно меньшими значениями акустической анизотропии в данной плоскости.



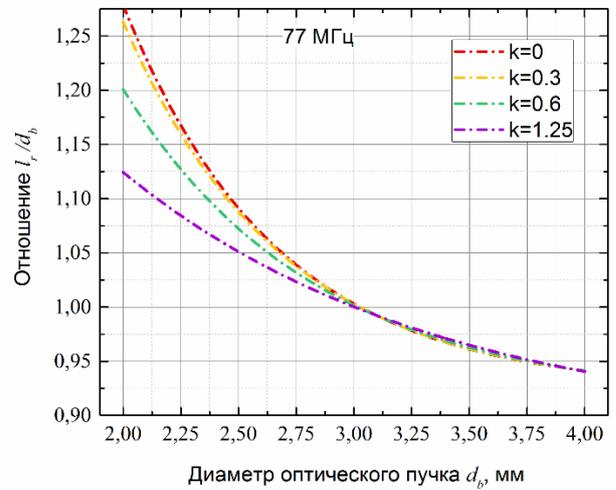
(a)



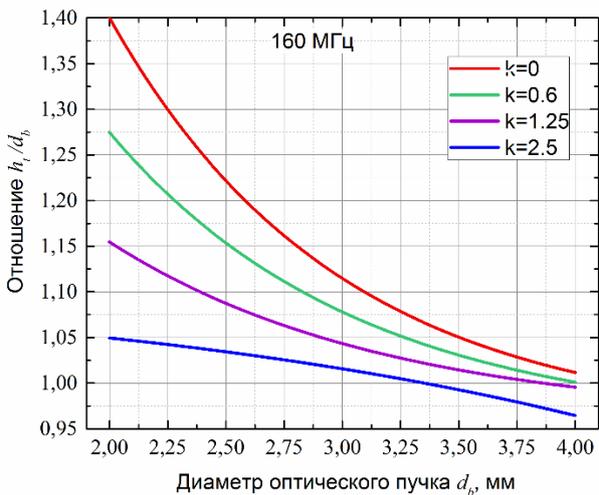
(б)



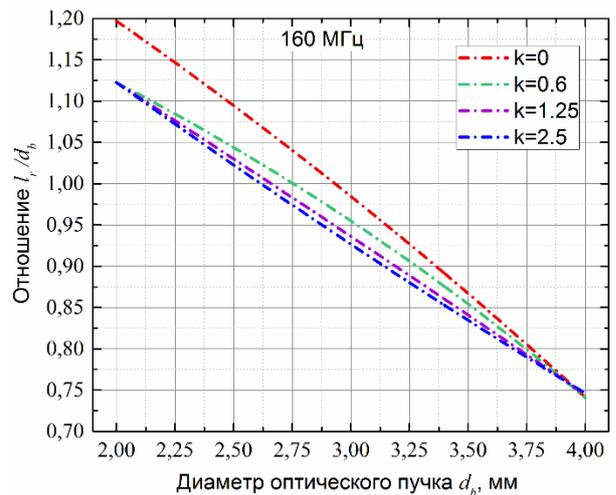
(в)



(Г)



(д)



(е)

Рис. 3.29. Зависимости оптимальных высоты (а,в,д) и ширины (б,г,е) отраженного акустического пучка от диаметра оптического луча для различных частот ультразвука.

Для трех значений частоты ультразвука были исследованы зависимости оптимальной

высоты и ширины отраженного акустического пучка от диаметра оптического луча при наличии и отсутствии затухания ультразвука (рис. 3.29).

Зависимости оптимальной высоты преобразователя от диаметра оптического пучка для частот ультразвука 40, 77 и 160 МГц показаны на рис. 3.29а,в,д, соответственно. Аналогичные кривые для оптимальной ширины отраженного акустического пучка изображены на рис. 3.32б,г,е.

Здесь, как и на рис. 3.28, оптимальные размеры зависят не только от диаметра оптического пучка, но и от величины затухания. При этом значения отношений  $l_r/d_b$  и  $h_t/d_b$  уменьшаются с ростом диаметра светового луча. Такое поведение можно объяснить тем, что размер области АО ячейки, по которой производится усреднение при расчете эффективности дифракции, увеличивается с ростом  $d_b$ , следовательно, неоднородность акустического поля тоже усредняется и ее влияние становится все меньше. Так же, как и для зависимостей оптимальных размеров от частоты ультразвука (рис. 3.28), оптимальная высота больше зависит от параметров оптического пучка и затухания, чем оптимальная ширина, в силу большей анизотропии парателлурита. Для всех трех частот ультразвука при  $d_b > 3$  мм, величина затухания практически не оказывает влияния на оптимальную ширину пучка, при этом величина отношения  $l_r/d_b$  может быть меньше единицы.

Приведем оптимальные размеры преобразователя АО ячейки на частоте 77 МГц,  $k = 0.6$  см<sup>-1</sup> и диаметрах оптического пучка 2 и 4 мм. В первом случае оптимальная высота будет равна 3.3 мм, а ширина – 0.8 мм, во втором – 4.2 и 1.25 мм соответственно. При этом, обычно, в АО ячейках такого типа, ширину преобразователя выбирают равной не менее чем 2мм. Таким образом, проведенная оптимизация позволяет примерно в 2 раза улучшить энергетическую эффективность АОЛЗ, т.е. снизить мощность управляющего электрического сигнала примерно в 2 раза.

### *3.3.1.3. Обобщение результатов оптимизации на другие геометрии квазиколлинеарных АО ячеек с отражением акустического пучка*

Результаты оптимизации размеров пьезопреобразователя квазиколлинеарной АО ячейки с отражением акустической волны, представленные выше, были получены для геометрии с  $\alpha_1 = 1.8^\circ$ .

Обобщим полученные данные на другие геометрии АО ячеек такого типа. Для этого воспользуемся тем фактом, что для всех приведенных расчетов справедливо параболическое приближение, в котором при одинаковых размерах возбуждителя ультразвука структура акустического пучка будет определяться шириной лучевого спектра акустического пучка.

Изменение коэффициентов анизотропии среды для всех возможных направлений

распространения осевой компоненты пространственного спектра отраженного акустического пучка было показано на рис. 3.22.

Тогда, поскольку мы находимся в рамках параболического приближения, можно построить зависимости ширины лучевого спектра акустического пучка, частота которого равна частоте АО синхронизма, для выбранной геометрии взаимодействия от величины угла  $\alpha_1$ . Результаты такого расчета приведены на рис. 3.30. Здесь показаны значения ширины лучевого спектра в плоскости  $(1\bar{1}0)$  -  $\Delta_\theta$  и ортогональных плоскостях -  $\Delta_\varphi$ , нормированные на ширину лучевого спектра акустического пучка оптимального размера для АО ячейки с техническим углом  $1.8^\circ$ .

Оказывается, что в плоскостях, ортогональных  $(1\bar{1}0)$ , лучевой спектр сужается с ростом угла, а в плоскости  $(1\bar{1}0)$  – растет. Такое поведение представленных зависимостей имеет место в силу сочетания нескольких факторов - зависимости коэффициентов анизотропии, частот ультразвука, соответствующих условию АО синхронизма, и скорости акустической волны от угла  $\alpha_1$ . Скорость акустической волны растет с увеличением  $\alpha_1$ , частота синхронизма уменьшается, а коэффициент анизотропии в плоскости  $(1\bar{1}0)$  уменьшается. В плоскостях ортогональных  $(1\bar{1}0)$  к так же уменьшается, но не столь сильно. Поэтому в плоскости  $(1\bar{1}0)$  с ростом угла  $\alpha_1$  лучевой спектр становится почти в 2 раза уже, а в ортогональных плоскостях, наоборот, – почти в 2 раза шире.

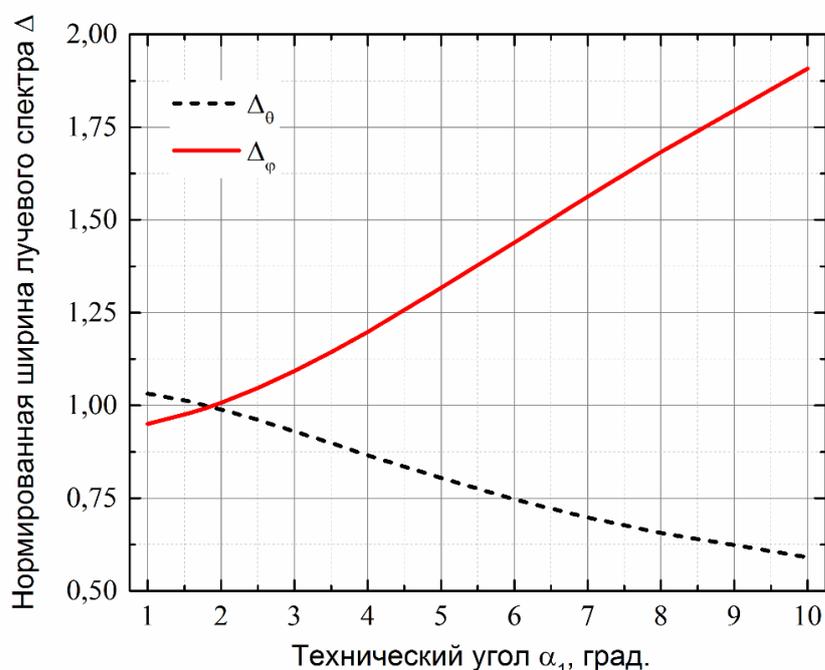


Рис. 3.30. Полуширины лучевых спектров акустических пучков, нормированные на полуширину лучевого спектра акустического пучка оптимального размера для АО ячейки с  $\alpha_1 = 1.8^\circ$ .

Далее воспользуемся тем фактом, что в параболическом приближении изменение ширины лучевого спектра означает лишь сдвиг границы дальней зоны дифракции акустического пучка (эффект масштабирования).

Будем считать, что акустическое поле в АО ячейке, при одинаковых или почти одинаковых размерах возбуждителя ультразвука одинаково для разных углов  $\alpha_1$  если полуширины лучевых спектров равны. Следовательно, чтобы рассчитать поле на частоте синхронизма для произвольного среза мы можем рассчитать поле в АО ячейке с углом среза  $1.8^\circ$ , но на такой частоте ультразвука, которая даст такую же полуширину лучевого спектра. Руководствуясь этим утверждением, установим соответствие между частотами ультразвука для произвольного значения  $\alpha_1$  и  $\alpha_1 = 1.8^\circ$ .

Результаты такого расчета для  $\lambda = 0.7$  и  $1.15$  мкм показаны на рис. 3.31. Пунктиром отмечены частоты синхронизма для различных величин технического угла при тех же длинах волн оптического излучения (повторение рис. 3.21). Также на этом рисунке приведены эквивалентные значения частоты ультразвука  $f_{eq}$  для плоскости  $(1\bar{1}0)$  -  $f_{eq\theta}$  и ортогональных ей плоскостей -  $f_{eq\varphi}$ . Таким образом, например, для вычисления структуры акустического поля на частоте синхронизма для  $\lambda = 0.7$  мкм при  $\alpha_1 = 5^\circ$  ( $f_c \approx 85$  МГц), необходимо для такого же размера отраженного акустического пучка вычислить структуру поля в АО ячейке с  $\alpha_1 = 1.8^\circ$ , но на частотах  $f_{eq\varphi} \approx 65$  МГц и  $f_{eq\theta} \approx 106$  МГц.

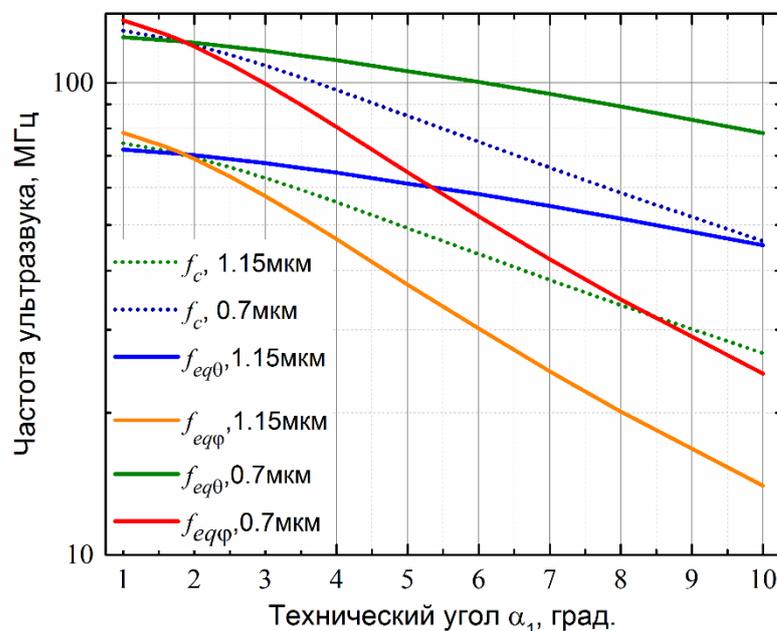


Рис. 3.31. Зависимости частот синхронизма  $f_c$  и эквивалентных частот  $f_{eq}$  в плоскости  $(1\bar{1}0)$  и ортогональных ей плоскостях от величины угла  $\alpha_1$  для  $\lambda = 0.7$  и  $1.15$  мкм.

При таком расчете возникает важный нюанс – эквивалентные частоты в плоскости  $(1\bar{1}0)$  и ортогональных ей плоскостях различны, и акустическое поле в таком случае рассчитать нельзя. Это противоречие можно разрешить следующим образом. В плоскости  $(1\bar{1}0)$  коэффициенты анизотропии относительно малы, поэтому для любой частоты акустическое поле будет достаточно однородным, и форма акустического пучка будет искажаться незначительно. В ортогональных плоскостях, наоборот, анизотропия велика (примерно в 10 раз больше). Можно считать, что вся неоднородность ультразвукового поля обусловлена действием акустической анизотропии в плоскостях ортогональных  $(1\bar{1}0)$ . Тогда, можно все расчеты проводить только для эквивалентной частоты  $f_{eq\phi}$ .

Таким образом, все расчеты акустических полей для различных геометрий АО ячеек можно свести к расчетам полей в одной АО ячейке и последующей подстановке соответствующего затухания ультразвука.

Например, для уже упомянутого угла  $\alpha_1 = 5^\circ$ , при  $d_b = 2$  мм, из рис. 3.28 и 3.29 можно определить, что при наличии затухания оптимальная высота преобразователя будет около 3.5мм, а ширина отраженного пучка примерно – 2.5 мм. С учетом измерения ширины пучка при отражении (рис. 3.20) даст величину оптимальной ширины преобразователя  $l_t$  около 2.35мм. Сравнивая полученные значения с аналогичными для АО ячейки с  $\alpha_1 = 1.8^\circ$  (высота 3.3 мм, ширина – 0.8 мм), получим, что величина  $\Psi$  для  $\alpha_1 = 5^\circ$ , в 3.1 раза меньше, чем при  $\alpha_1 = 1.8^\circ$ .

Таким образом, при проведении оптимизации геометрии АО ячейки следует опираться не только на величину АО качества  $M$ , и разрешение АО ячейки, но и на величину эффективности  $\Psi$ . Оптимальным сочетанием параметров, показывающих эффективность АО ячейки с учетом АО качества, будет использование произведения  $M \cdot \Psi$  или, в более простом варианте,  $M \cdot l_r/l_t$ .

Сравнение зависимостей этих трех величин от угла  $\alpha_1$  приведено на рис. 3.32. Значения АО качества получены для длины волны оптического излучения 0.7 мкм, данная зависимость имеет максимум при  $\alpha_1 \approx 7.5^\circ$  [293], именно на эту характеристику обычно ориентируются при выборе геометрии квазиколлинеарного АО взаимодействия.

Кривая, описывающая изменение произведения  $M \cdot \Psi$  с углом  $\alpha_1$  рассчитана при помощи описанной выше процедуры оптимизации размеров преобразователя для оптического пучка диаметром 2 мм и частот ультразвука, соответствующих частотам АО синхронизма для каждого значения угла  $\alpha_1$ . Данная зависимость достигает максимального значения при  $\alpha_1 \approx 5.4^\circ$ . Таким образом, при учете эффективности АО ячейки наиболее выгодными, с точки зрения потребляемой мощности, являются квазиколлинеарные АО ячейки с меньшими величинами угла  $\alpha_1$ , чем считалось ранее.

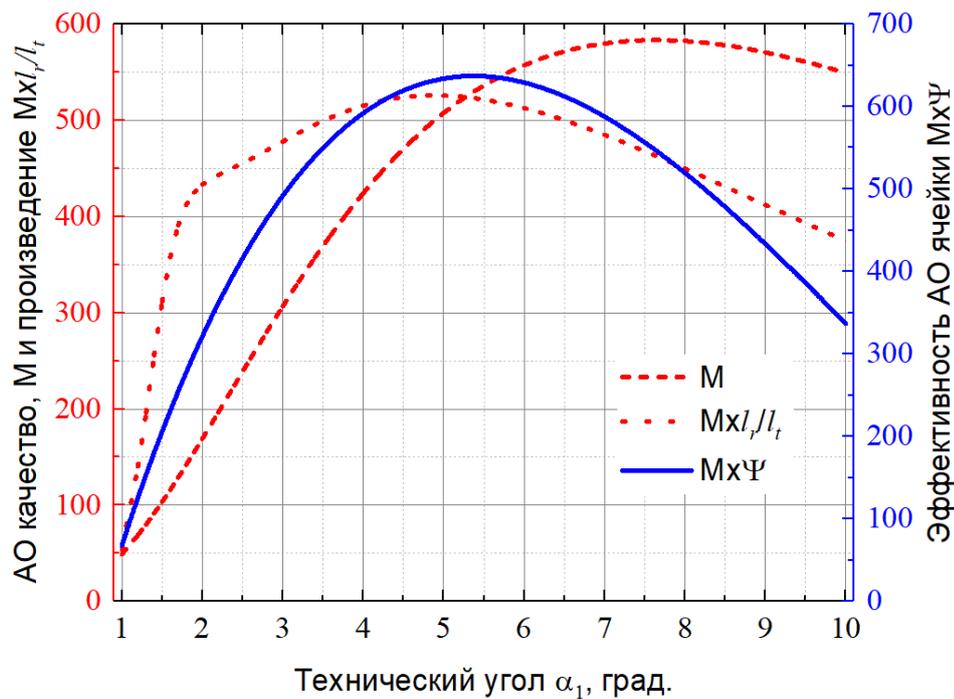


Рис. 3.32. Зависимости АО качества  $M$ , произведения  $M \cdot l_r / l_t$  и  $M \cdot \Psi$  от величины угла  $\alpha_1$ .

Также на рис. 3.32 приведена зависимость  $M \cdot l_r / l_t$ , которую проще вычислить, так как она не зависит ни от каких параметров АО ячейки, кроме угла  $\alpha_1$ . Ее максимальное значение наблюдается при  $\alpha_1 \approx 4.8^\circ$ . Таким образом, даже простой учет изменения размера акустического пучка при его отражении дает результат близкий к результатам, полученным при строгом расчете эффективности АО ячейки посредством процедуры оптимизации.

### 3.3.2. Аппаратные функции и фазовая неоднородность акустического поля в АО ячейке

Рассмотрим теперь более общий случай наклонного падения света на акустический пучок, распространяющийся в акустически анизотропной среде. В качестве конкретного примера представим результаты расчета АО взаимодействия в кристалле парателлуриата, когда сдвиговая акустическая мода распространяется в плоскости  $(1\bar{1}0)$  под углом  $1.8^\circ$  к направлению  $[110]$  ( $\phi_0 = 45^\circ, \theta_0 = 88.2^\circ$ ) [A2]. Данное направление выбрано потому, что и коэффициент анизотропии, и угол сноса в этом варианте имеют достаточно большие значения:  $\kappa_\theta = 10, \chi_\theta = 18.3^\circ$ . Для удобства представления результатов расчет акустического поля выполнен для щелевого преобразователя размером  $a = 2$  мм в плоскости  $(1\bar{1}0)$ .

На рис. 3.33 показана амплитудная (а) и фазовая (б) структура акустического поля при частоте ультразвука 30 МГц. Преобразователь расположен в левом нижнем углу картины, пучок распространяется слева направо с большим углом сноса. Область расчета – 2 см по вертикали и 4 см по горизонтали. На рисунке (б) (аналогично рис. 2.16) видно, как плоский

вблизи преобразователя волновой фронт, по мере распространения акустического пучка, приобретает выпуклую форму.

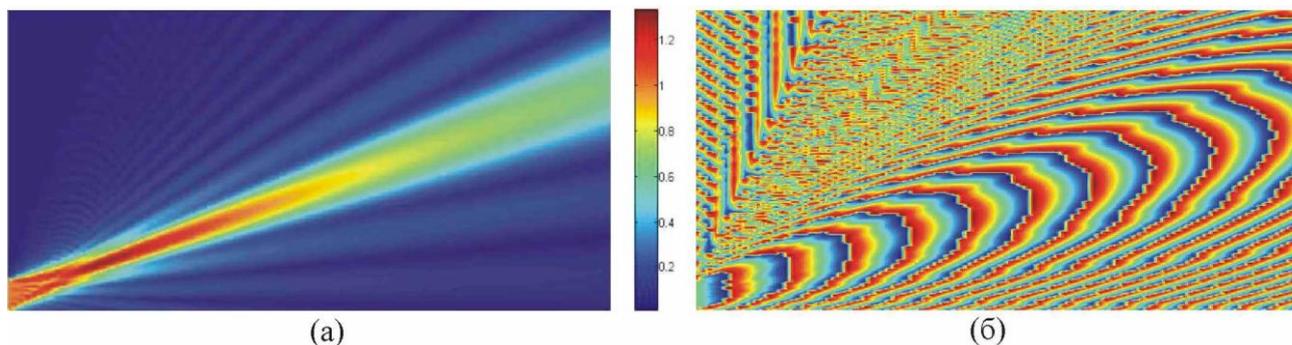


Рис. 3.33. Амплитудная (а) и фазовая (б) структура акустического пучка

В представленном расчете предполагается, что световой пучок шириной 2 мм падает на АО ячейку под углом Брэгга, равным  $\vartheta_B = 1.5^\circ$ , а частота ультразвука составляет  $f = 30$  МГц. Плоскость АО взаимодействия совпадает с плоскостью рис. 3.33.

На рис. 3.34 представлены зависимости  $\zeta_{\text{int}}(\Gamma)$  для разных расстояний  $l_0$  от преобразователя до оси светового пучка. Для начала отметим, что начальные участки кривых ( $0 \leq \Gamma \leq 0.6\pi$ ), соответствующие малой эффективности дифракции практически

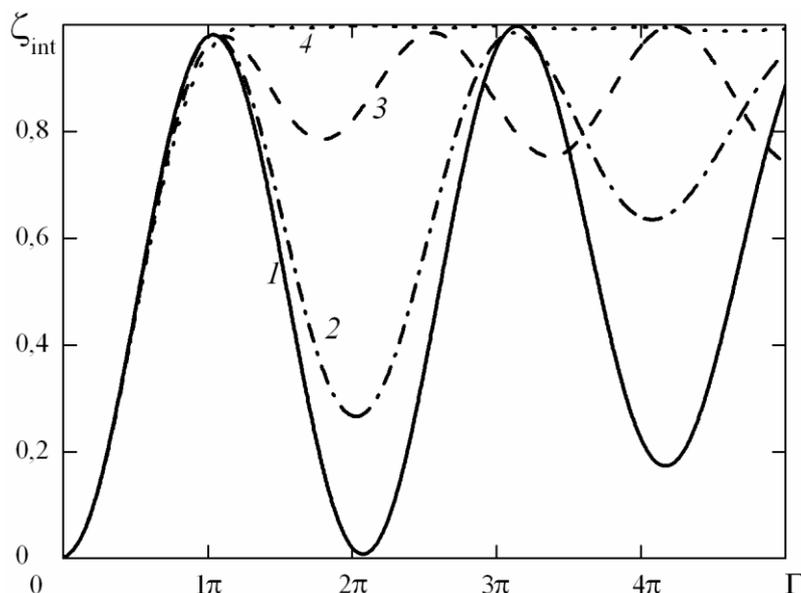


Рис. 3.34. Зависимости интегральной эффективности дифракции от параметра Рамана-Ната для различных расстояний от преобразователя:  
0.2 см (1), 0.8 см (2), 1.5 см (3) и 3.5 см (4)

совпадают и соответствуют классической зависимости для брэгговского режима  $\zeta(\Gamma) = \sin^2(\Gamma/2)$ . Это согласуется с результатами работы [327], где было теоретически показано, что характеристики АО спектра не зависят от того, на каком расстоянии от преобразователя

проходит световой пучок.

При большой эффективности АО взаимодействия ситуация меняется кардинальным образом. Начинает сказываться фазовая неоднородность акустического поля, из-за которой нарушается синфазность парциальных дифрагированных волн, рассеиваемых в прямом ( $0 \Rightarrow 1$ ) и обратном ( $1 \Rightarrow 0$ ) направлениях. Тот факт, что при большой эффективности взаимодействия нарушается закон  $\zeta(\Gamma) = \sin^2(\Gamma/2)$ , давно известен в экспериментальной акустооптике. На возможность АО дифракции без обратной перекачки световой энергии впервые было указано в [155] на примере АО ячейки из кристалла парателлурита с акустической волной, распространяющейся по направлению [110].

Представленные на рис. 3.34 расчеты [A2], выполненные для другого среза кристалла парателлурита, находятся в полном соответствии с результатами работы [155]. Из рис. 3.34 следует, что на малом расстоянии от преобразователя (кривая 1), где еще не чувствуется кривизна волновых фронтов акустического пучка, зависимость  $\zeta_{\text{int}}(\Gamma)$  близка к  $\zeta(\Gamma) = \sin^2(\Gamma/2)$ . Но по мере удаления от преобразователя обратная перекачка света из первого порядка в нулевой становится все менее эффективной, и при  $l_0 = 3.6$  см (кривая 4) она прекращается практически полностью. Важно, что при этом эффективность дифракции близка к 100%. Здесь стоит отметить, что достижения такого состояния требуется несколько большая акустическая мощность.

Для практических применений важно также знать, как влияет кривизна волнового фронта на спектральные характеристики (аппаратные функции) АО взаимодействия и, следовательно, на угловой, частотный и спектральный диапазоны АО дифракции.

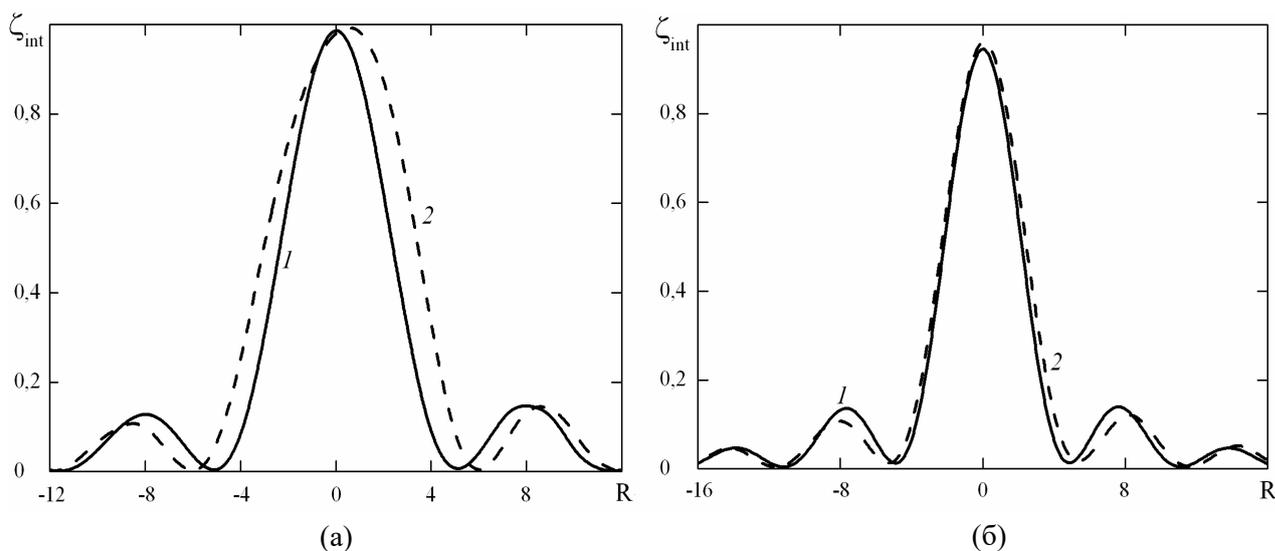


Рис. 3.35. Аппаратные функции АО взаимодействия для разных акустических пучков различной ширины:  $a = 2$  мм (а),  $a = 4$  мм (б).

Расстояния от преобразователя:  $l_0 = 0.2$  см (1),  $l_0 = 3.5$  см (2)

На рис. 3.35 представлены результаты расчета аппаратных функций АО взаимодействия для двух вариантов акустических пучков: шириной  $a = 2$  мм (а) и шириной  $a = 4$  мм (б). Зависимости рассчитаны для  $\Gamma = \pi$  и разных расстояний от преобразователя:  $l_0 = 0.2$  см (1) и  $l_0 = 3.5$  см (2). Кривые 1 фактически соответствуют поршневой зоне преобразователя. Их сопоставление с кривыми 2 позволяет оценить влияние фазовой неоднородности акустического поля, возникающей при распространении пучка, на диапазон АО взаимодействия. Графики показывают, что это влияние проявляется двояким образом: происходит уширение характеристик и смещение максимума вправо.

Последнее означает изменение эффективного значения угла Брэгга, что вполне логично в акустическом поле с искривленными волновыми фронтами. Получились следующие значения величины изменения спектрального диапазона и частоты АО синхронизма: для варианта, представленного на рис. (а) – уширение диапазона 36.6%, сдвиг на  $\delta R = 0.55$ ; для рисунка (б) – соответственно 6% и  $\delta R = 0.20$ . Для  $a = 4$  мм эффект меньше из-за меньшей расходимости акустического пучка и искривления волновых фронтов.

### Основные результаты Главы 3

В третьей главе диссертационной работы было исследовано влияние всех типов анизотропии среды взаимодействия на характеристики АО дифракции.

Показано, что в случае дифракции световых пучков с конечной апертурой, для определения характеристик АО взаимодействия классический плосковолновой подход не применим. В данном случае необходимо рассчитывать передаточные функции АО взаимодействия и с их помощью определять эффективность АО дифракции и расстройные характеристики.

Рассчитаны передаточные функции для нескольких геометрий АО взаимодействия. Подробно проанализирован случай коллинеарной дифракции. При коллинеарной дифракции на частоте фазового синхронизма передаточная функция имеет форму креста с лучами, ориентированными приблизительно  $45^\circ$  к кристаллографическим осям АО кристалла. При изменении частоты ультразвука крест расщепляется на две дуги, расходящиеся в противоположные стороны вдоль кристаллографических осей.

Показано, что форма передаточной функции и вид углового спектра светового пучка существенно влияют на характеристики дифракционного спектра: интегральную эффективность дифракции, частотный и спектральный диапазоны АО взаимодействия. Установлено, что между основными характеристиками взаимодействия существует связь. Уменьшение ширины светового пучка позволяет снизить управляющую мощность. Но при

этом, из-за увеличения расходимости света, уменьшается максимально достижимая эффективность дифракции и расширяется спектральный диапазон, что означает ухудшение фильтрующих свойств АО фильтра.

Численные расчеты показали, что известная по литературе формула для оценки угловой апертуры фильтра, полученная в плосковолновом приближении, дает заниженное значение угловой апертуры. Разработанная методика расчета характеристик фильтра позволяет получать точные значения эффективности дифракции, спектрального разрешения, угловой апертуры и потребляемой мощности для световых пучков с различной структурой и, таким образом, оптимизировать параметры фильтра под решаемую задачу. Предложенный подход справедлив для произвольной геометрии АО дифракции.

На примере кристалла парателлуриата показано, что сильная анизотропия АО качества существенно меняет вид передаточных функций и, как следствие, характеристики АО взаимодействия. Приведен строгий анализ эффекта дифракции света в "запрещенном" направлении кристалла парателлуриата. Установлено, что благодаря дифракции внеосевых компонент светового пучка интегральная эффективность дифракции может достигать почти 60%, а разрешение фильтра –  $N = 6300$  при  $l = 2$  см и  $\lambda_0 = 633$  нм. Такой фильтр имеет рекордное разрешение на единицу длины АО взаимодействия, но требует для работы слишком большую управляющую мощность (десятки ватт).

Проведено исследование влияния акустической анизотропии среды взаимодействия на характеристики АО дифракции. Основой для таких исследований явилось полученное в Главе 2 решение задачи распространения акустических пучков в анизотропных средах. Разработана оригинальная методика расчета поля дифрагированного света в квазигеометрическом приближении, справедливом при малых углах дифракции и в пренебрежении искривлением траектории светового луча в акустическом поле. Показано, что амплитудная и фазовая неоднородности акустического поля влияют на параметры АО дифракции различным образом.

Влияние амплитудной неоднородности поля изучено на примере квазиколлинеарных АО фильтров с отражением акустического пучка. В таких АО устройствах световой пучок распространяется по оси акустического, и фазовая неоднородность влияния на АО дифракцию не оказывает.

Исследование показало, что амплитудная неоднородность сказывается, в основном, на эффективности АО взаимодействия, а также на величине боковых максимумов аппаратной функции.

Предложен метод оптимизации размеров пьезопреобразователя квазиколлинеарных АО ячеек. Исследовано влияние высоты и ширины возбудителя ультразвука на структуру акустического поля в АО ячейке. На примере АО ячейки с техническим углом  $1.8^\circ$  показано,

что распределение энергии акустического поля сильно зависит от размеров преобразователя. Математическое моделирование показало, что, действительно, можно определить такой размер преобразователя, который бы обеспечивал максимальную эффективность АО взаимодействия при минимальной потребляемой мощности. Результаты моделирования обобщены на все возможные геометрии квазиколлинеарных АО ячеек с отражением акустической волны. Сопоставление результатов оптимизации с типичными размерами преобразователей квазиколлинеарных АО фильтров показало, что оптимизация размеров преобразователя позволяет примерно в 2 раза увеличить энергетическую эффективность такого типа АО устройств.

Влияние фазовой неоднородности акустического поля было изучено на примере квазиортогональной дифракции в кристалле парателлурита. Установлено, что и в этом случае неоднородность акустического поля, обусловленная анизотропией среды взаимодействия, негативно влияет на характеристики АО дифракции, причем, сильнее, чем при квазиколлинеарной дифракции. Выполненные расчеты подтвердили известный из литературы результат, что при прохождении светового пучка на достаточных расстояниях от преобразователя амплитудная характеристика АО взаимодействия в брэгговском режиме дифракции приобретает совершенно другой вид, чем в однородном акустическом поле. При увеличении акустической мощности эффективность дифракции достигает значений, близких к 100% и после этого остается практически постоянной. Отсутствие обратной перекачки света в нулевой порядок обусловлено кривизной волнового фронта акустического пучка. Эффект может наблюдаться только в кристаллах с сильной акустической анизотропией, поскольку расстояние, на котором возникает эффект, пропорционален коэффициенту анизотропии. Обнаружено, что при наличии сильного искривления волнового фронта акустического пучка происходит изменение условий АО синхронизма, в результате чего функции пропускания АО устройства сдвигаются и меняют форму.

## **Глава 4. Влияние температуры на характеристики акустооптической дифракции**

В настоящее время оптоэлектронные приборы, в основе функционирования которых лежит акустооптический (АО) эффект, широко применяются для управления оптическими пучками и анализа спектрального состава оптического излучения [5-11].

Такие достоинства акустооптических приборов как компактность, отсутствие подвижных частей, относительно небольшая потребляемая мощность делают их весьма привлекательными для создания малогабаритных устройств, осуществляющих спектральный анализ, которые могут быть использованы не только в пределах лабораторий, но и в полевых условиях [320], а также в космическом пространстве [70,71,321-327,А35-А37,А87-А91].

Одной из особенностей, возникающих при применении АО приборов вне лабораторий, сильно влияющих на параметры акустооптических устройств, является широкий диапазон рабочих температур [А35-А37,А89-А91]. Из-за сложности стабилизации температуры АО кристалла возникает проблема изучения воздействия температуры на характеристики АО приборов. Решение данного вопроса особенно актуально для акустооптических фильтров, поскольку одной из особенностей АО устройств является зависимость параметров АО взаимодействия, в первую очередь скорости распространения акустической волны, от температуры АО кристалла. Этот эффект приводит к тому, что нарушается условие АО синхронизма, и, при фиксированной частоте ультразвука, центральная длина волны пропускания АО фильтра сдвигается с изменением температуры АО ячейки, что может приводить к ошибкам при обработке получаемых с помощью прибора научных данных.

Существует два механизма воздействия на температуру АО ячейки: нагрев или охлаждение кристалла в целом, под влиянием температуры окружающей среды [А40,А38,А39,А85,А92], и неоднородный нагрев акустооптической ячейки при поглощении мощности акустического пучка материалом, из которого она изготовлена [315,328,329,А10,А11,А40,А41,А64,А65,А93-А95]. В первом случае температура кристалла может быть стабилизирована, выравнивание же температурных градиентов, возникающих в АО ячейке в процессе работы, представляется гораздо более сложной задачей.

Акустооптические приборы изготавливаются на основе кристаллических сред, обладающих сильной анизотропией. Например, наиболее распространенный акустооптический материал - диоксид теллура, известен экстремально большой акустической анизотропией [264,266,268,330-333].

Свойства кристаллических сред, важные для реализации АО взаимодействия (скорость акустической волны, показатели преломления и т.д.) зависят от температуры [264,265,334,335].

Следовательно, от температуры зависят и характеристики акустооптических устройств, изготовленных на их основе [96,336,А38-А40]. В данной главе диссертационной работы впервые проведено теоретическое и экспериментальное исследование влияния температуры на функционирование АО фильтров, изготовленных на основе кристалла  $\text{TeO}_2$ . Кроме того, для исследования процесса возникновения неоднородного распределения температуры внутри АО устройств и улучшения математических моделей, описывающих их работу, проведено изучение затухания акустических волн в широком диапазоне частот ультразвука для двух срезов этого же кристалла [А40,А41].

#### 4.1. Температура и свойства среды акустооптического взаимодействия

##### 4.1.1. Влияние температуры кристалла парателлурита на медленную акустическую моду

Основное воздействие изменение температуры кристалла оказывает на скорость распространения акустических волн. Данное влияние можно описать следующим образом. Известно, что скорость ультразвуковых волн в кристалле определяется с помощью уравнения Кристоффеля (2.1), при этом значения упругих модулей среды  $c_{ij}$  изменяются с температурой [264,265,334,335]:

$$\frac{dc_{ij}}{dT} = \gamma_{ij}c_{ij} \quad (4.1)$$

где  $c_{ij}$  - элементы матрицы упругих модулей, а  $\gamma_{ij}$  - элементы матрицы температурных коэффициентов к ним.

Экспериментально доказано, что изменение величин упругих модулей с температурой является линейным. Существуют публикации, в которых приведены данные измерений величин упругих модулей парателлурита при различных температурах [264,265,334,335]. В работе [А38] показано, что наилучшее соответствие между теоретическими расчетами и экспериментальными данными получается при использовании результатов измерения величин  $c_{ij}$ , приведенных в [334].

Решение уравнения Кристоффеля (2.1) с учетом температурных зависимостей упругих модулей позволяет определить изменение скоростей распространения ультразвуковых волн с температурой для любой из трех акустических мод вдоль произвольного направления в кристалле.

В диссертационной работе исследование влияния температуры проводилось на примере широкоапертурных АО фильтров [82,83,133,143,337,338], изготовленных на основе кристалла парателлурита с углами среза  $10.5^\circ$ ,  $12.5^\circ$  и АО фильтра неполяризованного излучения [46,211,212,307,339,340] с углом среза  $19^\circ$  [312] (фотография АО ячейки с углом среза  $10.5^\circ$  представлена на рис. 4.1). АО взаимодействие в данных устройствах реализовано в плоскости

( $1\bar{1}0$ ) с использованием медленной акустической моды, скорость которой определяется выражением (2.21).

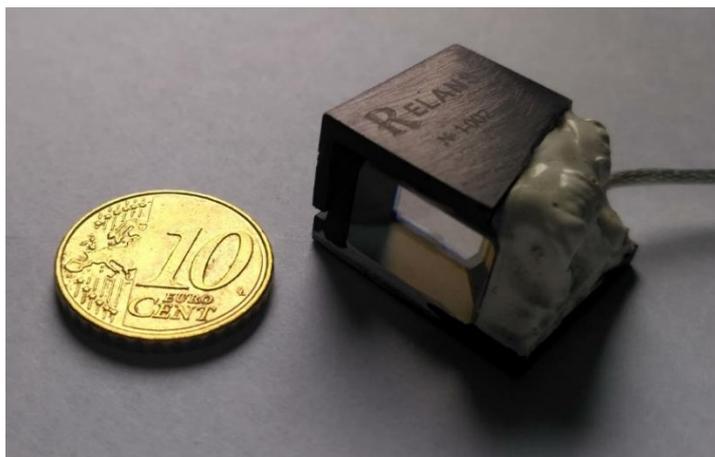


Рис. 4.1. Фотография акустооптической ячейки с углом среза  $10.5^\circ$

На рис. 4.2 представлены результаты расчета температурного коэффициента изменения скорости медленной акустической моды для различных углов среза кристалла парателлурита, отсчитываемых от оси  $[110]$ . Данный коэффициент показывает величину изменения скорости ультразвуковой волны при изменении температуры кристалла на один градус.

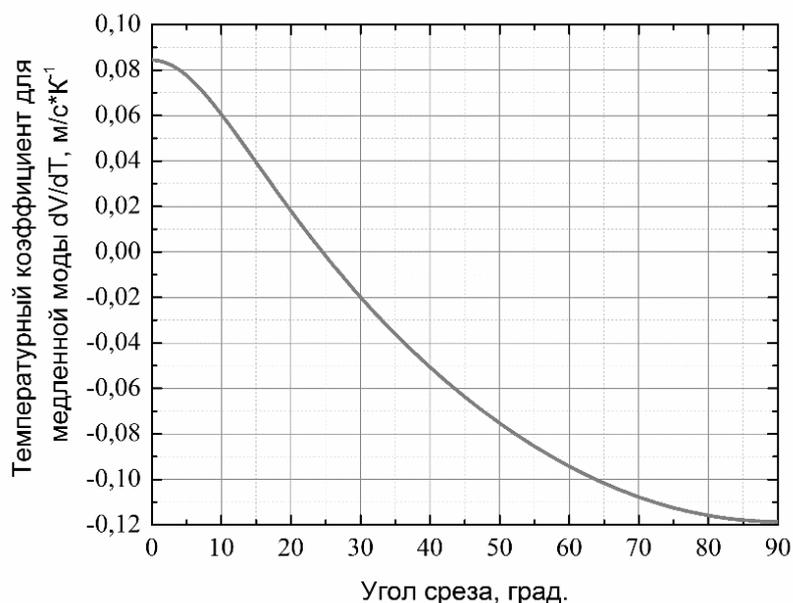


Рис. 4.2. Зависимость температурного коэффициента изменения скорости медленной акустической моды от угла среза кристалла парателлурита

Положительные значения коэффициента означают, что скорость увеличивается с температурой, отрицательные, что скорость уменьшается. Примечательным свойством данной зависимости является то, что существует значение угла среза  $\alpha=24.5^\circ$ , при котором вариации температуры не оказывают влияния на скорость акустической волны. К сожалению, данное

значение  $\alpha$  не подходит для создания широкоугольных фильтров, так как оно существенно больше оптимального [307]. Анализ зависимости, приведенной на рис. 4.1, показывает, что максимальное воздействие температуры на скорость медленной акустической моды имеет место вблизи осей [001] и [110].

Параметры медленной акустической волны для выбранных углов среза приведены в таблице 4.1.

Таблица 4.1. Акустические параметры исследованных АО фильтров.

Угол среза, град.	7°	10.5°	12.5°	19°
Скорость ультразвука, м/с	662.5	718.4	756.0	901.1
Угол сноса, град.	48.1	54.6	56.2	56.9
Температурный коэффициент $dV/dT$ , м/с*К <sup>-1</sup>	0.072	0.058	0.050	0.022

Табличные данные показывают, что при увеличении угла среза с 7° до 19° температурный коэффициент изменения скорости ультразвука уменьшается примерно в 3.3 раза, а скорость акустической волны и угол сноса увеличиваются.

#### **4.1.2. Влияние температуры на условие фазового синхронизма акустооптической дифракции**

Векторная диаграмма широкоугольного АО взаимодействия, для случая, когда падающее световое излучение имеет необыкновенную поляризацию представлена на рис. 4.3. Отличительной особенностью широкоугольной геометрии АО дифракции является то, что касательные (отмечены штриховыми линиями) к поверхностям показателей преломления, проведенные в точках пересечения с волновыми векторами падающей и дифрагированной световых волн, параллельны [82,83,133,143,305,337,338]. Для волновых векторов падающей и дифрагированной световых волн и волнового вектора ультразвука, в случае выполнения условия акустооптического синхронизма, справедливо соотношение:

$$\vec{k}_d = \vec{k}_i + \vec{K} \quad (4.2)$$

где  $\vec{k}_i$ ,  $\vec{k}_d$  и  $\vec{K}$  – волновые вектора падающей, дифрагированной и акустической волн, равные, соответственно:  $|\vec{k}_i| = 2\pi n_i/\lambda$ ;  $|\vec{k}_d| = 2\pi n_d/\lambda$ ;  $|\vec{K}| = 2\pi f/V$ . Здесь  $f$  – частота ультразвука,  $V$  – скорость его распространения, а  $\lambda$  – длина волны светового излучения. Но, как было показано в п. 4.1.1., скорость  $V$  зависит от температуры и угла среза кристалла.

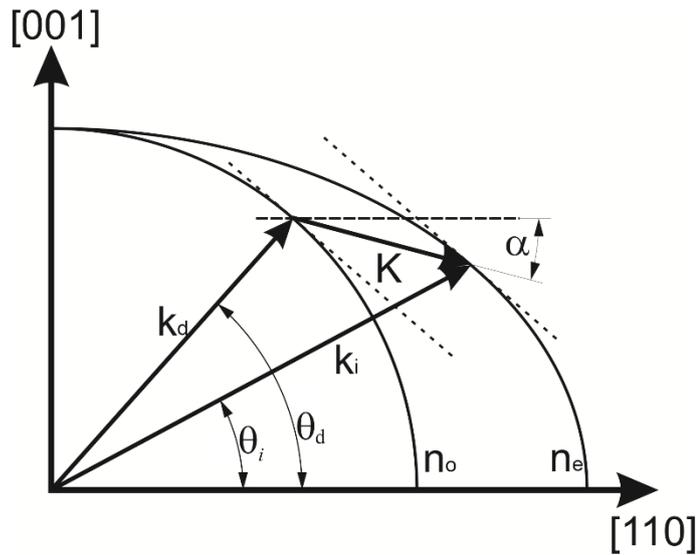


Рис. 4.3. Векторная диаграмма широкоугольной геометрии АО взаимодействия

Используя соотношение (4.2) и приведенную на рис. 4.3 диаграмму, где  $\vartheta_i$  и  $\vartheta_d$  определяют направления распространения падающей и дифрагированной световых волн, а  $n_o$  и  $n_e$  – показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн, можно получить соотношение, определяющее частоту фазового синхронизма при АО взаимодействии, учитывающее влияние температуры [A40]:

$$f = \frac{V(T)}{\lambda} \left\{ \sqrt{n_o^2 - n_i^2 \cos^2 \vartheta_B} - n_i \sin \vartheta_B \right\}, \quad (4.3)$$

где  $n_o$  – показатель преломления среды для дифрагированной световой волны,  $n_i = n_e$  – показатель преломления для падающей световой волны,  $T$  – температура,  $\vartheta_B$  – угол Брэгга. Значения показателей преломления тоже зависят от температуры, но для парателлурита нет надежных данных, позволяющих учесть их изменение, кроме того, влияние вариации показателей преломления на частоту синхронизма значительно меньше, чем изменение, вызванное зависимостью скорости акустической волны от температуры [341]. Поэтому будем полагать, что величины  $n_i$  и  $n_o$  постоянны.

Значения показателей преломления парателлурита рассчитывались с помощью следующего соотношения [338]:

$$n^2 = 1 + \frac{C_0 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2^2} + \frac{C_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3^2} \quad (4.4)$$

где  $\lambda$  — длина волны оптического излучения мкм, а значения коэффициентов  $C_{0-3}$  приведены в таблице 4.2 [338].

Таблица 4.2. Коэффициенты  $C_i$  для обыкновенной и необыкновенной волн в кристалле парателлуриата.

Показатель преломления	$C_0$	$C_1$	$C_2$	$C_3$
$n_o$	3.71789	0.07544	0.19619	4.61196
$n_e$	4.33449	0.14739	0.20242	4.93667

Значение показателя преломления для падающего светового излучения вычислялось по формуле, учитывающей оптическую активность парателлуриата [183].

$$n_o = \frac{(n_i + dn)n_e}{\sqrt{n_e^2(\sin \varphi)^2 + (n_o + dn)^2(\cos \varphi)^2}} \quad (4.5)$$

где угол  $\varphi$  определяет направление распространения световой волны в кристалле.

### 4.1.3. Результаты расчетов и эксперимента в случае однородного распределения температуры

Экспериментальные исследования АО ячеек проводились в различных, но перекрывающихся диапазонах оптического спектра.

Для АО ячейки с углом среза  $\alpha = 10.5^\circ$ , по результатам измерения КСВ, рабочий диапазон частот составил от 55 до 125 МГц. Однако при подаче достаточно большой акустической мощности в этой АО ячейке удалось наблюдать дифракцию в полосе частот от 47 до 320 МГц, что позволило изучить АО взаимодействие в диапазоне длин волн оптического излучения от 1.52 до 0.44 мкм в различных геометриях АО дифракции. В процессе измерений температура данной ячейки изменялась от  $+25^\circ\text{C}$  до  $+60^\circ\text{C}$ .

АО ячейка с углом среза  $12.5^\circ$  имела диапазон рабочих частот от 23 до 82 МГц, что в режиме широкоугольного АО взаимодействия, позволяет наблюдать АО дифракцию в спектральном интервале от 3.67 мкм до 1.11 мкм. Температура данной ячейки изменялась в пределах от  $-40^\circ\text{C}$  до  $+45^\circ\text{C}$ .

Влияние температуры на характеристики АО ячейки с углом среза  $19^\circ$  было исследовано только для длины волны оптического излучения 1.53 мкм и диапазона температур от  $-25^\circ\text{C}$  до  $+30^\circ\text{C}$ .

#### 4.1.3.1. Исследование АО ячейки с углом среза $10.5^\circ$

АО ячейка с углом среза  $10.5^\circ$  была изучена наиболее подробно [A36, A37]. В качестве источников оптического излучения использовались различные типы лазеров (газовые 440нм, 633нм, 1.15мкм и 1.52мкм) и полупроводниковые (530нм, 790нм и 1.39нм). Дифрагированный свет регистрировался фотоприемниками ThorLabsPDA10A-EC в диапазоне от 400 нм до 1.1 мкм и PDA20H в диапазоне от 1.1 до 1.52 мкм.

Радиосигнал подавался на пьезопреобразователь АО ячейки с генератора сигналов произвольной формы через усилитель MiniCuits ZHL-5W-1X с максимальной выходной мощностью 5 Вт. Генератор работал в режиме амплитудной модуляции прямоугольным импульсом малой длительности. Температура кристалла контролировалась термодатчиком, закрепленным на его поверхности. Однородность температуры АО ячейки дополнительно контролировалась с помощью тепловизора.

Картины нагрева АО ячейки, в процессе измерений, зафиксированные тепловизором, представлены на рис. 4.4.

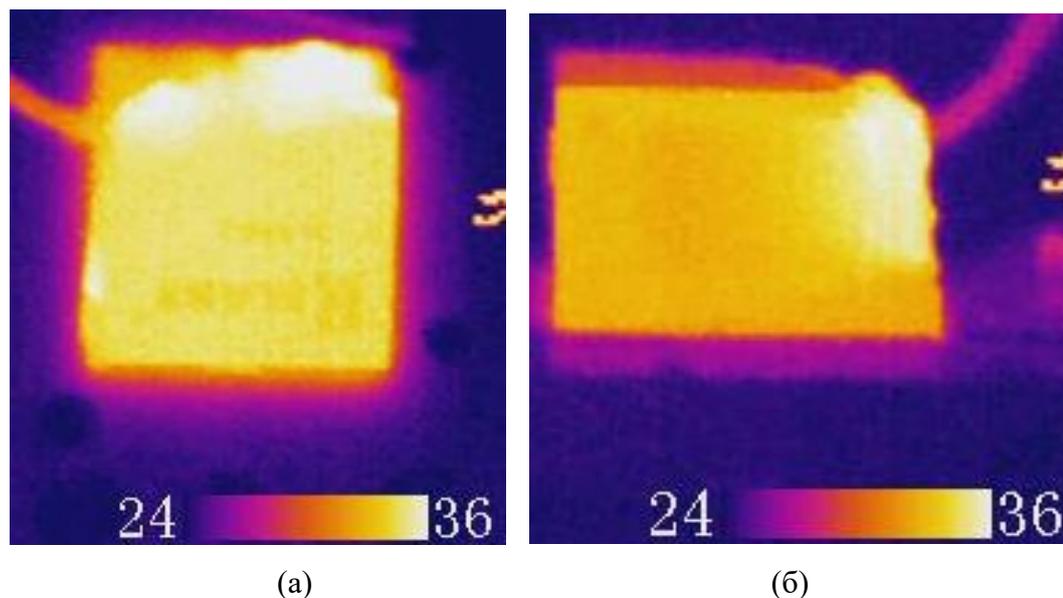


Рис. 4.4. Тепловизионные картины распределения температуры АО кристалла в процессе измерений; а – вид сверху, б – вид со стороны входной оптической грани.

Однородное распределение температуры внутри АО ячейки необходимо для минимизации дополнительных искажений формы аппаратной функции АО ячейки, возникающих при наличии температурных градиентов [303, A10, A11, A64, A65].

На рис. 4.5 приведены экспериментальная и теоретическая дисперсионные кривые изучаемого АО фильтра, характеризующие зависимость частоты АО синхронизма от длины волны света при фиксированном угле Брэгга, полученные для температуры кристалла +25 градусов. Представленные зависимости показывают, что результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментом. Для удобства сравнения те же результаты представлены в таблице 4.3.

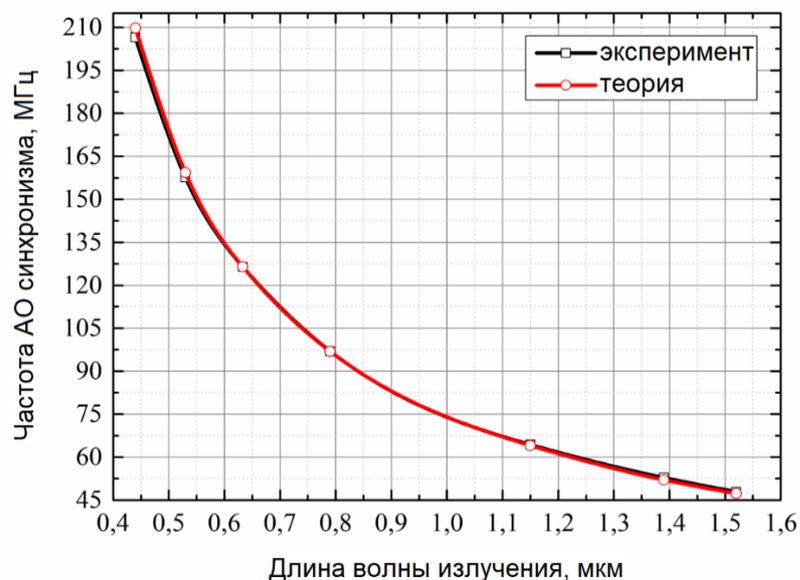


Рис. 4.5. Экспериментальная и теоретическая кривые исследуемого АО фильтра.

Таблица 4.3. Экспериментальные и теоретические значения частоты синхронизма для различных длин волн при 25 °С.

Длина волны, мкм	0.442	0.53	0.633	0.79	1.15	1.39	1.52
Экспериментальные значения частоты АО синхронизма, МГц	206.52	157.67	126.44	96.95	64.34	52.81	47.90
Теоретические значения частоты АО синхронизма, МГц	208.73	159.64	126.62	98.86	63.60	51.97	47.28

Далее по формулам (4.3)-(4.5) частоты АО синхронизма были рассчитаны для различных длин волн падающего светового излучения и температур АО кристалла. Результаты вычислений приведены в таблице 4.4. Для этих же длин волн были проведены экспериментальные исследования. Расчет показал, что частота синхронизма меняется с температурой кристалла линейно, поэтому можно ввести коэффициент, характеризующий величину сдвига частоты АО синхронизма в кГц, при изменении температуры кристалла на один градус - температурный коэффициент сдвига частоты синхронизма.

Экспериментально измеренная полоса пропускания АО фильтра по частоте составляет 330 кГц. Таким образом, сдвиг частоты синхронизма при изменении температуры кристалла на 35 градусов для диапазона длин волн от 0.44 до 0.79 мкм превышает ширину полосы пропускания фильтра.

Таблица 4.4. Теоретически рассчитанные частоты АО синхронизма при разных температурах.

Длина волны $\lambda$ , мкм	$f(T=25^\circ)$ , МГц	$f(T=30^\circ)$ , МГц	$f(T=40^\circ)$ , МГц	$f(T=50^\circ)$ , МГц	$f(T=60^\circ)$ , МГц
0.442	208.728	208.892	209.069	209.247	209.425
0.53	159.645	159.77	159.906	160.042	160.178
0.633	126.624	126.723	126.831	126.939	127.047
0.79	98.859	98.936	99.021	99.105	99.189
1.15	63.602	63.652	63.706	63.760	63.814
1.39	51.969	52.009	52.054	52.098	52.142
1.52	47.282	47.319	47.359	47.399	47.439

С помощью соотношения (4.3) были получены следующие теоретические температурные коэффициенты сдвига частоты синхронизма (кГц/К) представленные в таблице 4.5.

Таблица 4.5. Теоретически рассчитанные температурные коэффициенты сдвига частоты синхронизма (кГц/К).

$\lambda$ , мкм	0.442	0.53	0.633	0.79	1.15	1.39	1.52
Температурный коэффициент, кГц/К	17.5	13.4	10.6	8.3	5.3	4.3	3.9

Как следует из приведенных результатов расчетов, величина коэффициента температурного сдвига уменьшается с увеличением длины волны оптического излучения.

Проверка расчетов проводилась экспериментально. Для измерения температурных коэффициентов сдвига частоты синхронизма на различных длинах волн оптического излучения кристалл нагревался до температуры  $+65^\circ$  с использованием постоянного ультразвукового сигнала относительно большой мощности, а измерения проводились по мере охлаждения АО ячейки. Частота синхронизма определялась с шагом по температуре 5 градусов. Результаты измерений приведены в таблице 4.6.

Таблица 4.6. Результаты измерений температурного коэффициента сдвига частоты синхронизма (кГц/К).

Длина волны, мкм	0.442	0.53	0.633	0.79	1.15	1.39	1.52
Температурный коэффициент, кГц/К	22.6	16.41	13.12	11.55	6.5	5.25	4.63

Сопоставление результатов эксперимента и теории приведено на рис. 4.6. Здесь кривая 1 иллюстрирует результаты экспериментальных измерений коэффициентов сдвига частоты АО синхронизма. Кривая 2 отображает результаты расчетов, проведенных по формулам (4.1)-(4.5), основывающихся только на литературных данных. Как следует из представленных результатов, между расчетами и экспериментом существует значительное систематическое расхождение,

уменьшающееся с увеличением длины волны оптического излучения. В процессе обработки результатов эксперимента был предложен метод, позволяющий убрать это расхождение [А40]. Зависимость 3 иллюстрирует результаты расчетов, полученные при помощи этого метода.

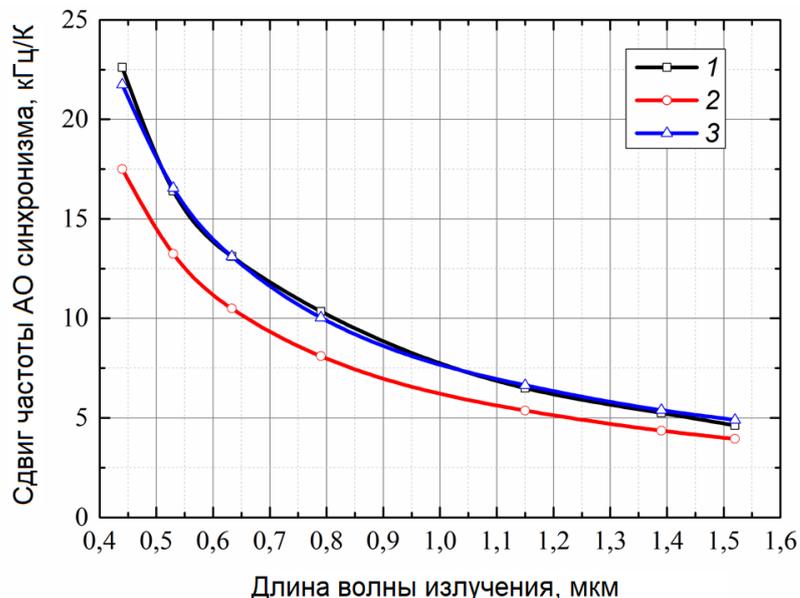


Рис. 4.6. Сопоставление результатов эксперимента (1) и теоретических расчетов температурных коэффициентов сдвига частоты синхронизма

Был использован следующий подход: как следует из уравнения (4.3), сдвиг частоты синхронизма с температурой зависит от изменения скорости ультразвуковой волны, остальные множители в правой части от температуры не зависят. Таким образом, соотношение (4.3) может быть переписано в следующем виде:

$$\frac{df}{dT} = \frac{dV}{dT} \frac{1}{\lambda} \cdot const \quad (4.6)$$

Значение производной  $dV/dT$ , не зависящее от длины волны оптического излучения, может быть вычислено либо с помощью литературных данных, тогда получится кривая 2 на рис. 4.6, либо его можно измерить экспериментально хотя бы для одной длины волны, фиксируя изменение частоты АО синхронизма с температурой. Далее можно использовать измеренное значение для всех других длин волн оптического излучения. Кривая 3 получена с использованием такого подхода. Измерения  $dV/dT$  проводились для  $\lambda=0.633$ мкм. Значения температурных коэффициентов представлены в таблице 4.7.

Таблица 4.7. Теоретически рассчитанные температурные коэффициенты сдвига частоты синхронизма (кГц/К), с учетом косвенного измерения производной  $dV/dT$ .

Длина волны, мкм	0.442	0.53	0.633	0.79	1.15	1.39	1.52
Температурный коэффициент, кГц/К	21.75	16.55	13.12	10.04	6.64	5.39	4.90

Оказалось, что изложенный выше алгоритм позволяет вычислять коэффициенты температурного сдвига частоты АО синхронизма с гораздо большей точностью, чем основанный исключительно на литературных данных. Этот результат хорошо заметен при сравнении данных, представленных в таблицах (4.5)-(4.7) и на рис. 4.6. Небольшие расхождения между результатами расчетов и эксперимента, представленными зависимостями  $I$  и  $З$ , на краях изученного оптического диапазона обусловлены, по всей видимости, изменением показателей преломления парателлурита с температурой, которое мы не можем учесть при расчетах по причине отсутствия надежных справочных данных.

Таким образом, в этой части работы предложен достаточно простой способ температурной калибровки АО фильтров в широком спектральном диапазоне, при котором температурные коэффициенты предсказываются с большой точностью после проведения эксперимента всего лишь на одной длине волны оптического излучения. Это позволяет существенно упростить и ускорить процесс калибровок. Данный результат представляется важным при практических применениях АО устройств.

#### *4.1.3.2. Исследование АО ячейки с углом среза $12.5^\circ$*

В предыдущем параграфе диссертационной работы было изучено влияние температуры на частоту АО синхронизма и предложен метод быстрой и достаточно точной температурной калибровки АО фильтров. Однако иногда, например, в случае использования АО фильтра как элемента прибора, предназначенного для спектрального анализа оптического излучения, требуется более точная калибровка [A36-A38, A92]. Поскольку АО устройства могут работать в широком диапазоне температур (типичными значениями для функционирования подобных приборов в условиях космического пространства является диапазон от  $-55^\circ\text{C}$  до  $+55^\circ\text{C}$ ) и, как правило, в ближнем ИК диапазоне (от 1.0 до 3.6 мкм), что означает существенное изменение мощности акустической волны в пределах рабочего диапазона. В таком случае необходимо проводить детальные температурные калибровки.

Далее представлены результаты таких калибровок, проведенных для широкоугольного АО фильтра с углом среза  $12.5^\circ$  [A37-A39]. Калибровки проводились в термовакуумной камере. Схема эксперимента показана на рис. 4.7. АО фильтр, в составе оптического блока (ОБ), содержащего коллимирующую оптику и фотоприемное устройство, и его управляющая электроника (БЭ) размещались внутри вакуумной камеры на охлаждаемой плите, температура которой контролировалась с помощью системы термодатчиков и нагревателей. Температура АО кристалла контролировалась при помощи термодатчика, закрепленного на одной из граней АО ячейки.

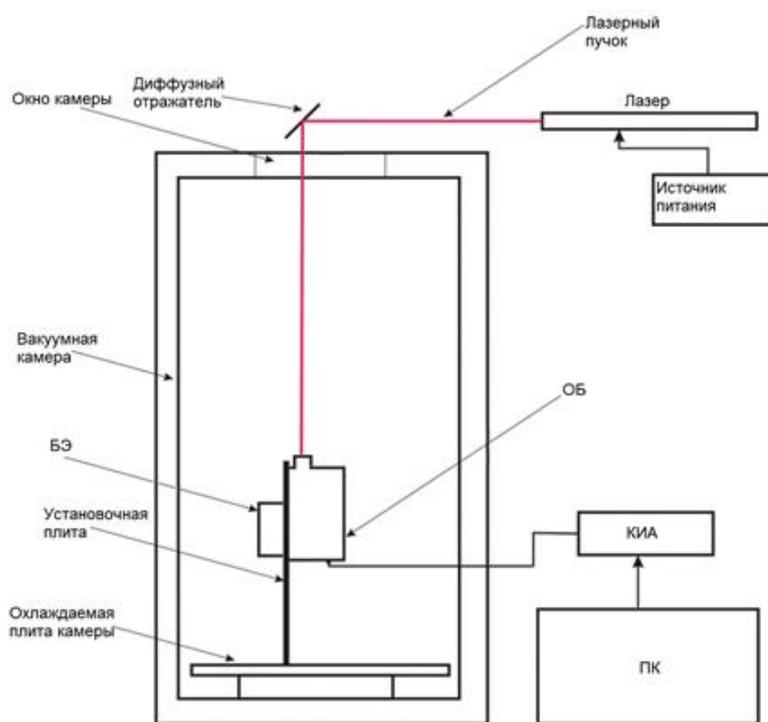


Рис. 4.7. Схема экспериментальной установки для проведения точной температурной калибровки сдвига частоты АО синхронизма.

Управление параметрами работы АО фильтра, регистрация сигнала фотоприемника и данных с термодатчиков осуществлялось при помощи персонального компьютера (ПК) и комплекса измерительной аппаратуры (КИА). Лазерное излучение с длинами волн 1.15 мкм, 1.52 мкм и 3.39 мкм заводилось в камеру через окно из сапфира.

Результаты измерения аппаратных функций АО фильтра, для трех указанных длин волн и диапазона температур от  $-55^{\circ}\text{C}$  до  $+52^{\circ}\text{C}$  приведены на рис. 4.8. Полуширина аппаратной функции данного АО фильтра по частоте ультразвука составляет 190 кГц, что соответствует примерно  $28\text{ см}^{-1}$ .

На рис. 4.8а представлены данные изменений аппаратных функций с температурой для длины волны оптического излучения 1.15 мкм, температура АО кристалла изменялась от  $-52^{\circ}\text{C}$  до  $+52^{\circ}\text{C}$ . По оси ординат отложен сигнал фотоприемника, нормированный на максимальное значение. Наблюдаемый сдвиг аппаратной функции для данной длины волны в указанном диапазоне температур составляет 495 кГц, что более чем 2.5 раз больше ширины полосы пропускания АО фильтра. Максимальные значения сигнала фотоприемника для различных температур различаются, поскольку характеристики управляющей электроники (генератора и усилителя) тоже зависят от температуры.

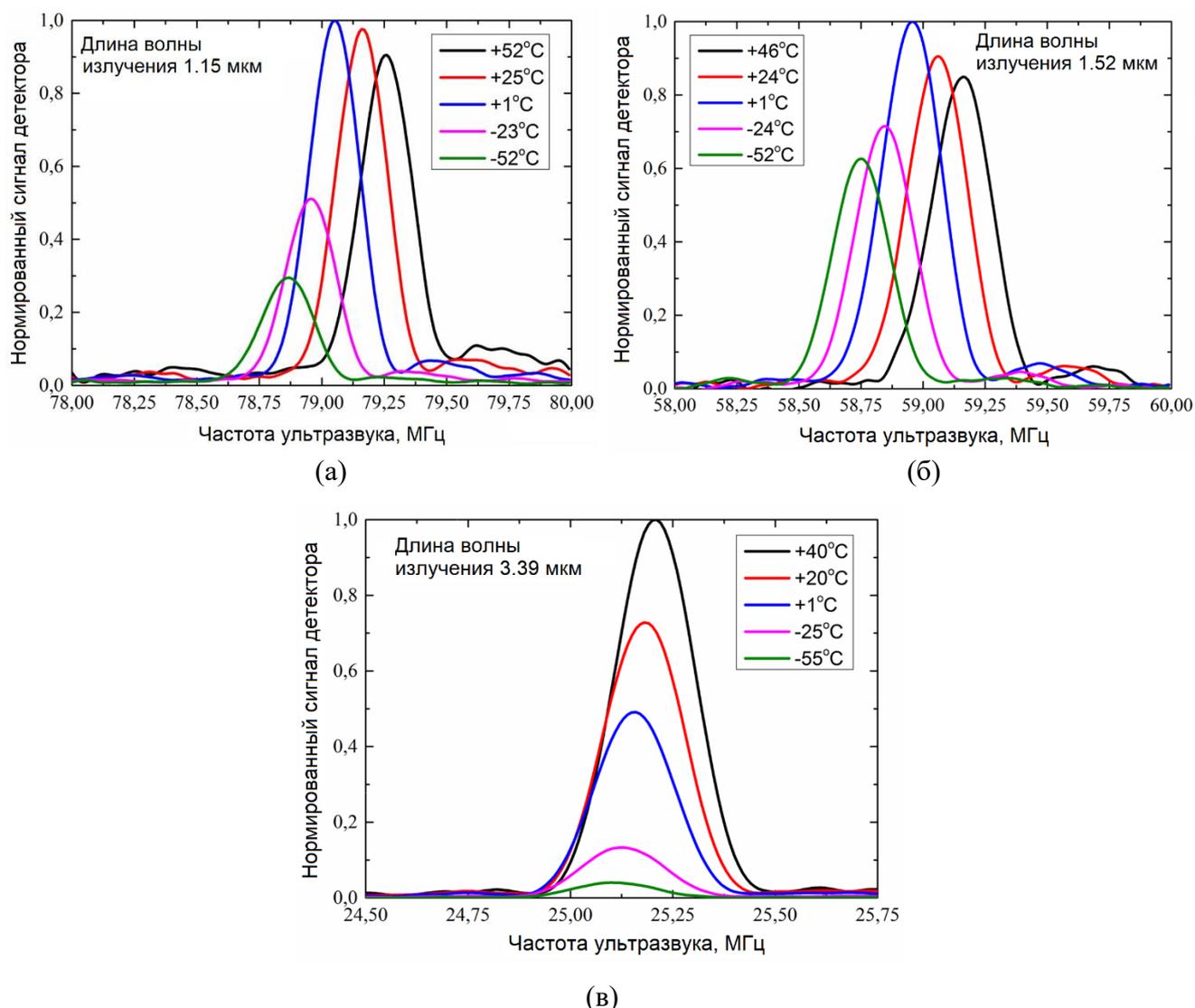


Рис. 4.8. Результаты измерения аппаратных функций АО фильтра с углом среза  $12.5^\circ$  при различных температурах, для длин волн оптического излучения 1.15 мкм (а), 1.52 мкм (б) и 3.39 мкм (в).

На рис. 4.8б представлены аналогичные зависимости, полученные для длины волны оптического излучения 1.52 мкм. В этом случае температура АО кристалла варьировалась от  $-52^\circ\text{C}$  до  $+46^\circ\text{C}$ , зарегистрированный сдвиг частоты АО синхронизма составил 330кГц (в 1.7 раза больше, чем полоса пропускания). Вариации максимального сигнала фотоприемника для различных температур обусловлены влиянием температуры на функционирование управляющей электроники.

На рис. 4.8в показано изменение аппаратных функций с температурой для длины волны оптического излучения 3.39 мкм, диапазон изменения температуры от  $-55^\circ\text{C}$  до  $+42^\circ\text{C}$ . Представленные зависимости существенно отличаются от тех, что приведены на рис. 4.8а и 4.8б. Функции пропускания смещаются не полностью, а только их высокочастотная часть, кроме того, величина сигнала фотоприемника в изученном интервале температур меняется

очень сильно. Измеренный сдвиг частоты синхронизма составил 120кГц. Эти особенности связаны с действием двух факторов. Во-первых, для эффективной АО дифракции на длине волны 3.39 мкм требуется существенно большая акустическая мощность, чем для 1.15 или 1.52 мкм, поэтому в процессе измерения АО кристалл успевает достаточно сильно нагреться. Полученные результаты эксперимента схожи с теми, что наблюдались в кристалле KDP [161,303] для аналогичных величин акустической мощности. Сильный нагрев кристалла в процессе измерения, с одной стороны не дает возможности корректно измерить коэффициенты температурного сдвига частоты АО синхронизма для данной длины волны, а с другой - такая ситуация говорит о том, что для реальных АО устройств выполнение температурных калибровок имеет большое значение. Во-вторых, длина волны 3.39 мкм лежит вблизи красной границы используемого в эксперименте фотоприемника, изменение температуры фотоприемника в ходе выполнения эксперимента приводит к сдвигу красной границы. Чем меньше температура, тем больше красная граница фотоприемника сдвигается в сторону коротких длин волн, что приводит к уменьшению его чувствительности и, следовательно, к уменьшению величины его сигнала.

На рис. 4.9 приведены зависимости частоты АО синхронизма для этих же трех длин волн от температуры АО кристалла. Точками отмечены результаты эксперимента, линией – аппроксимация результатов.

Сопоставляя представленные графики, можно отметить, что температурная зависимость частоты АО синхронизма наиболее близка к линейной для длины волны 1.15 мкм. Для 1.52 мкм зависимость, аппроксимирующая экспериментальные данные, уже не является линейной, а для 3.39 мкм, она носит еще более сложный характер. Такую ситуацию можно объяснить постепенным ростом требуемой акустической мощности с возрастанием длины волны оптического излучения. Увеличение мощности ультразвука приводит к все более заметному нагреву АО кристалла в процессе измерения и вызывает отклонение полученных зависимостей от линейного закона.

Для определения температурного коэффициента сдвига частоты синхронизма в случае АО фильтра с углом среза  $12.5^\circ$  на длине волны оптического излучения 1.15 мкм, была проведена серия измерений. По результатам исследования значение коэффициента для выбранной длины волны составило  $4.83 \pm 0.07$ кГц/К. Теоретический расчет по формулам (4.3)-(4.5) с использованием литературных данных дал величину 4.67кГц/К.

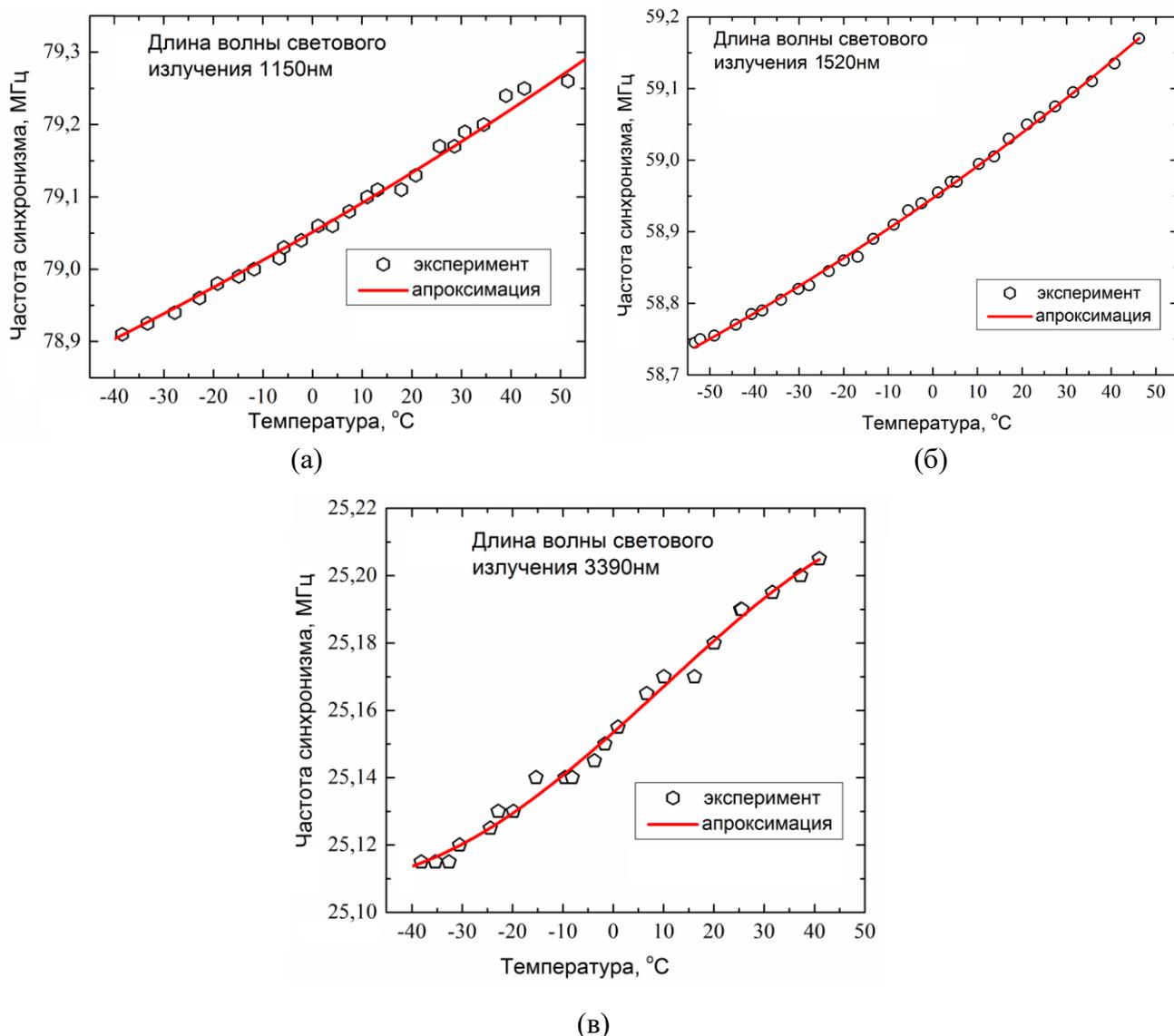


Рис. 4.9. Зависимости частоты АО синхронизма от температуры АО кристалла для длин волн оптического излучения 1.15 мкм (а), 1.52 мкм (б) и 3.39 мкм (в).

Для определения коэффициента сдвига на длине волны 1.52мкм так же было проведено несколько измерений, среднее значение коэффициента сдвига оказалось равным  $3.59 \pm 0.08 \text{ кГц/К}$ .

Теоретические значения коэффициентов сдвига для длин волн 1.52 мкм и 3.39 мкм составили  $3.67 \text{ кГц/К}$  и  $1.33 \text{ кГц/К}$ . Приведенные величины означают, что для диапазонов изменения температуры, приведенных на рис. 4.8 и 4.9, сдвиг частоты синхронизма должен быть  $359 \text{ кГц}$  (в эксперименте он составил  $330 \text{ кГц}$ ) для 1.52мкм и  $98 \text{ кГц}$  (экспериментальное значение  $120 \text{ кГц}$ ) для 3.39 мкм.

В соответствии с изложенным в п.4.1.3.1. методом коррекции результатов чисто теоретического расчета, были проведены вычисления с учетом данных, полученных при измерении сдвига частоты АО синхронизма на длине волны 1.15 мкм. Скорректированное

значение коэффициента сдвига составило 3.59кГц/К для 1.52мкм и 1.50кГц/К для 3.39мкм. Соответствующие величины сдвига частот АО синхронизма в приведенных диапазонах изменения температуры должны были составить 352кГц для 1.52 мкм и 142кГц для 3.35мкм. Уменьшение экспериментально наблюдаемой величины сдвига частоты АО синхронизма по сравнению с расчетной вызвано нагревом АО кристалла в процессе измерения. Чем больше длина волны оптического излучения, тем больше рабочая мощность и сильнее нагрев и больше отклонение измеренной величины от расчетной. Для 1.52 мкм эти величины отличаются примерно на 7%, а для 3.39 мкм на более чем на 18%.

#### 4.1.3.3. Исследование АО ячейки с углом среза 19°

Последней из исследованных АО ячеек была ячейка с углом среза 19°. Она предназначена для реализации акустооптической фильтрации неполяризованного оптического излучения [322] в диапазоне длин волн от 1 до 1.7 мкм со спектральным разрешением 3.9см<sup>-1</sup> (полуширина аппаратной функции равна 100кГц). При этом световые волны с обыкновенной и не обыкновенной поляризациями рассеиваются в разные порядки дифракции.

В процессе исследования, с целью определения температурных коэффициентов сдвига частоты АО синхронизма, были проанализированы экспериментальные данные, приведённые в работе [322]. В указанной статье измерения были проведены для нескольких длин волн, в том числе для 1.53 мкм, для температуры АО кристалла меняющейся от -25°С до 30°С. Сдвиг функции пропускания составил 135кГц, а вычисленный по экспериментальным данным коэффициент сдвига частоты синхронизма – 2.19±0.03кГц/К. Теоретическое значение коэффициента сдвига составило 2.91 кГц/К.

По результатам, изложенным в пп.4.1.3.1-4.1.3.3, можно составить следующую таблицу, содержащую теоретические и экспериментальные значения коэффициентов сдвига для длины волны оптического излучения около 1.52мкм (таблица 4.8) и различных углов среза кристалла парателлурита.

Таблица 4.8. Значения коэффициентов сдвига частоты АО синхронизма для различных значений угла среза кристалла парателлурита и длины волны оптического излучения около 1.52 мкм.

Угол среза, град.	Коэффициент сдвига, кГц/К (эксперимент)	Коэффициент сдвига, кГц/К (теория)	Коэффициент сдвига, кГц/К (теория с коррекцией)
10.5	4.83±0.07	3.90	4.90
12.5	3.59±0.08	3.67	3.59
19	2.19±0.08	2.91	-

Приведенные данные подтверждают, что величина коэффициента сдвига уменьшается с увеличением угла среза, что объясняется соотношением (4.6) и уменьшением температурного коэффициента изменения скорости медленной акустической моды по мере приближения угла среза к значению  $24.5^\circ$ , при котором температура кристалла не влияет на скорость ультразвуковой волны (рис. 4.2).

#### 4.2. Спектральные характеристики АО взаимодействия в случае неоднородного распределения температуры кристалла

Как было отмечено ранее, вторым механизмом, влияющим на температуру АО ячейки, является поглощение мощности ультразвукового столба материалом, из которого она изготовлена. Данный процесс вызывает неоднородное распределение температуры внутри АО устройства, что приводит к тому, что АО взаимодействие в различных точках АО кристалла происходит при различных условиях. Следствием данного эффекта является искажение и дополнительное уширение функции пропускания АО устройства [303, А10].

На рис. 4.10 приведено зафиксированное с помощью тепловизора распределение температуры внутри исследуемого АО фильтра с углом среза  $10.5^\circ$ , в случае его подключения ВЧ генератору, работающему в непрерывном режиме на частоте около 120 МГц и выходной мощностью несколько Вт.

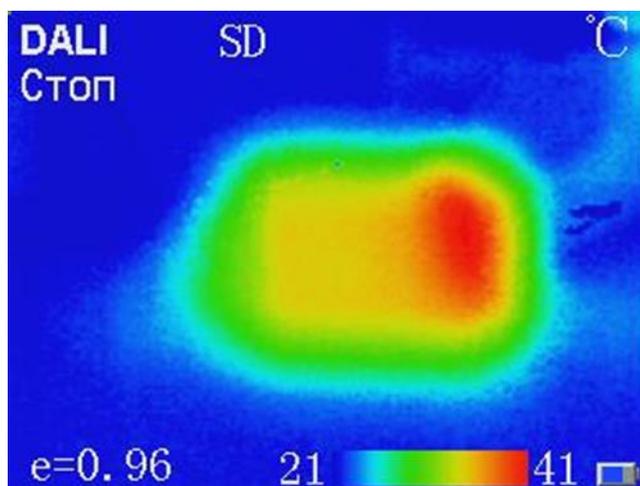


Рис. 4.10. Тепловизионная картина распределения температуры АО кристалла в процессе измерений, вид со стороны входной оптической грани.

Можно заметить, что максимальный градиент температур наблюдается в области около пьезопреобразователя (в правой части картины) в силу наибольшей величины поглощаемой акустической мощности и нагрева за счет потерь в цепи согласования и пьезоэлектрическом преобразователе [315,328,329, А95]. В представленном случае температурный градиент

составляет примерно 7 градусов. Стоит отметить, что в парателлурите, в силу больших значений АО качества редко используются большие величины акустической мощности, поэтому обычно температурные градиенты не слишком велики. Значительные градиенты могут иметь место при фильтрации оптического излучения с большими длинам волн, например, около 3 мкм. В этом случае наблюдаются существенные искажения формы функции пропускания, как это было продемонстрировано на рис. 4.8в. Иная ситуация имеет место для менее эффективных АО материалов, например, уже упомянутого кристалла KDP [303].

Однако и в случае применения кристалла диоксида теллура существуют АО устройства, для которых анализ влияния неоднородного распределения температуры внутри АО ячейки имеет существенное значение. К этим устройствам относятся АО линии задержки [92-95,342], используемые в системах генерации сверхкоротких лазерных импульсов для управления спектром оптического излучения. В таких устройствах используется квазиколлинеарная геометрия АО дифракции (распространение акустических пучков и структура акустического поля были рассмотрены подробно в Главе 2 диссертационной работы), а длина АО ячейки достигает экстремальных для АО устройств размеров в 5-7см.

Ультразвуковое поле в таких устройствах создается частотно модулированным (ЧМ) сигналом, с диапазоном перестройки частоты, соответствующим спектральной ширине оптического импульса. При этом каждая компонента оптического спектра дифрагирует на своей акустической частоте в малой области АО кристалла, поэтому, для обеспечения высокой эффективности АО дифракции, общая мощность ультразвука в АО ячейке должна быть высокой (до десятков Вт). Сочетание большой длины АО ячейки и высокой акустической мощности, при наличии существенного поглощения энергии акустических волн парателлуритом, приводит к появлению значительных температурных градиентов внутри АО кристалла, которые, сказываются на его рабочих характеристиках.

#### ***4.2.1 Исследование температурных градиентов в АОЛЗ***

Экспериментальное исследование температурных градиентов, возникающих в АО ячейке АОЛЗ в процессе ее функционирования, проводилось в научно-технологическом центре акустооптики НИТУ МИСиС на примере одной из АО ячеек, для которых распространение ультразвуковых пучков было исследовано в Главе 2. Была выбрана АО ячейка с техническим углом (определяет ориентацию волнового вектора отраженной волны относительно оси  $[110]$  в плоскости  $(1\bar{1}0)$ )  $1.8^\circ$ . Это значение угла соответствует случаю, когда боковая грань, на которой расположен пьезоэлектрический преобразователь, перпендикулярна входной оптической грани (форма АО ячейки – прямоугольная). Размеры АО ячейки – 67мм длина, 12.5 мм ширина и высота. Ширина преобразователя 2мм, высота – 3мм, расстояние от оптической

грани до преобразователя 1 мм. Одна из граней АО ячейки через пористый двусторонний скотч, играющий роль термоизоляции, была закреплена на металлическом корпусе, остальные грани – свободные. Эскиз АО ячейки приведен на рис. 4.11.

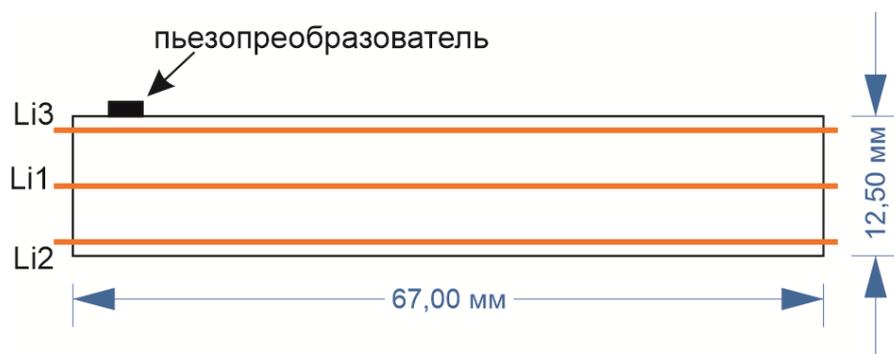


Рис. 4.11. Эскиз исследованной АОЛЗ, вид сбоку.

В процессе исследования нагрев АО ячейки производился за счет возбуждения ультразвука на частоте 70 МГц. Были выбраны три значения мощности ультразвука: 800 мВт, 1600 мВт и 2400 мВт. В каждом случае были измерены три профиля распределения температуры вдоль кристалла (отмечены на рис. 4.11 линиями). По оси кристалла (линия Li1), на расстоянии 5 мм от оси кристалла в сторону грани противоположной той, на которой расположен преобразователь (линия Li2) и на таком же расстоянии от центра, но в сторону преобразователя (линия Li3). Одновременно измерялась аппаратная функция АО ячейки на длине волны 1053 нм. Для этого на тот же преобразователь подавался второй, слабый, сигнал мощностью 20 мВт с качанием частоты от 77.0 до 78.0 МГц (скорость качания 1636 мкс/МГц), достаточным для изучения формы аппаратной функции.

Тепловизионные картины, распределения температуры в АО ячейке для мощностей ультразвука 800 мВт и 1600 мВт приведены на рис. 4.12.

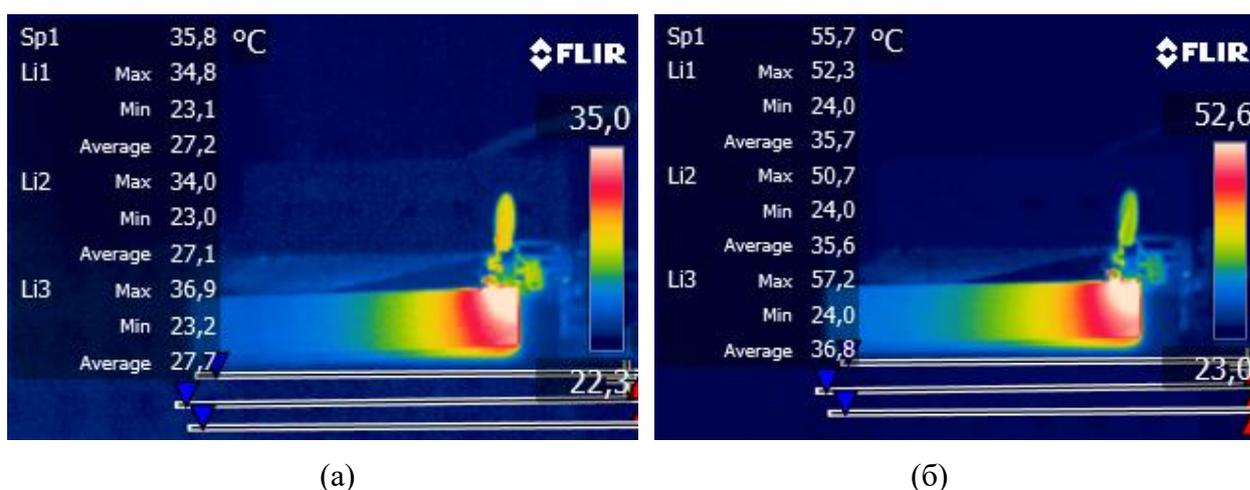


Рис.5.12. Тепловизионные картины распределения температуры в АОЛЗ при мощности ультразвука 800 мВт (а) и 1600 мВт (б)

Измеренные для трех мощностей ультразвука профили изменения температуры приведены на рис. 4.13.

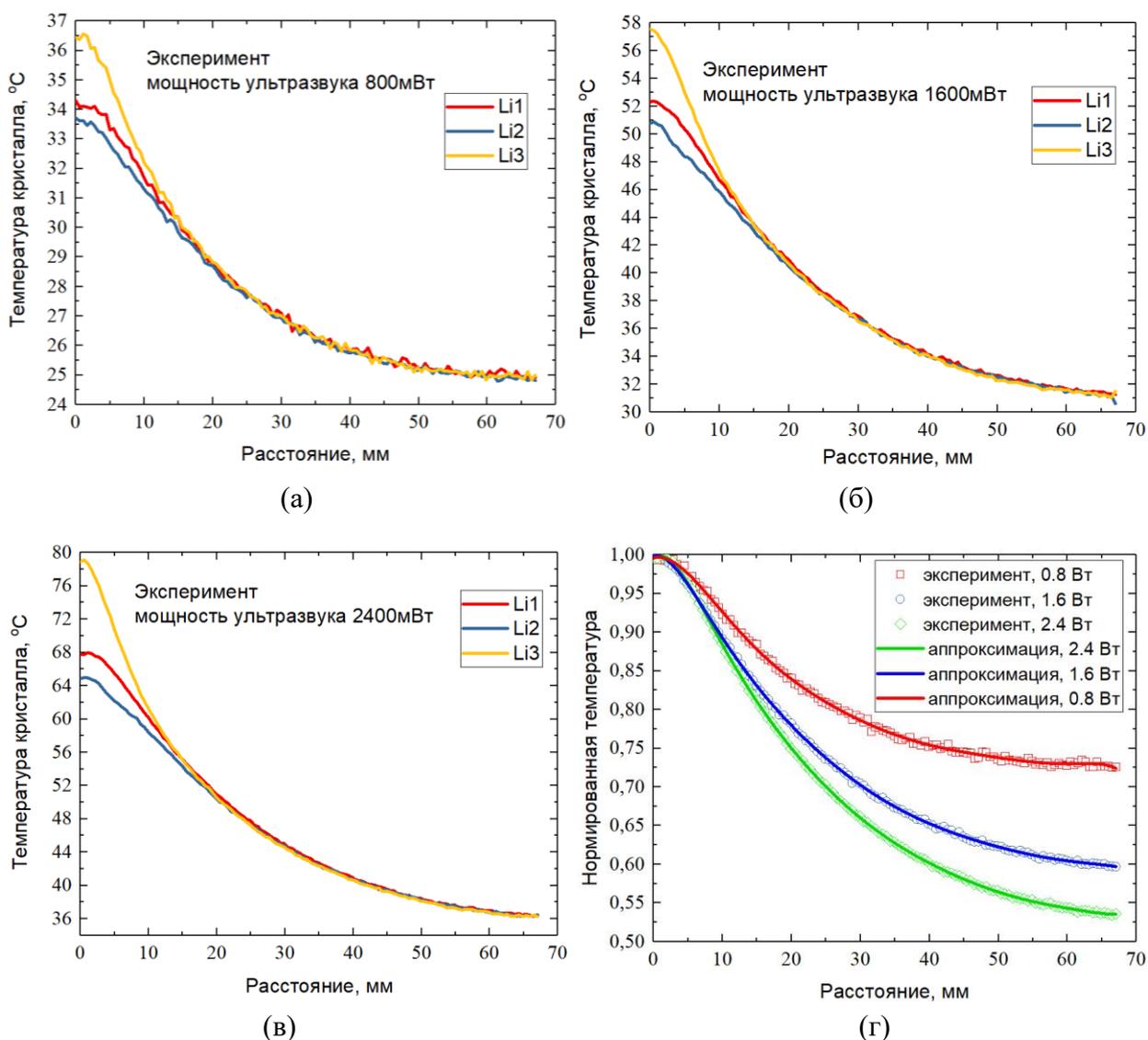
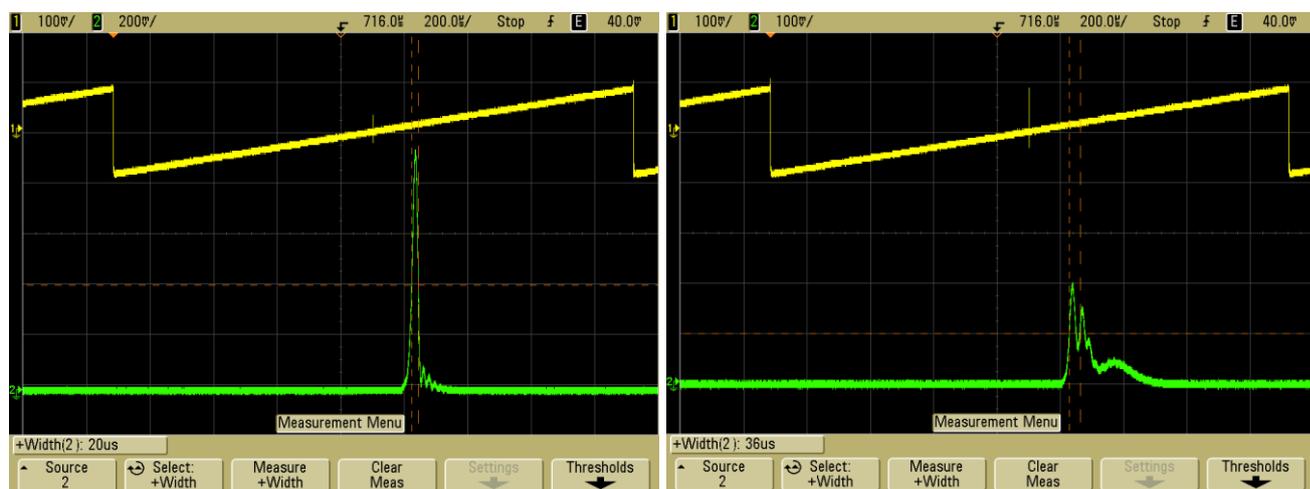


Рис. 4.13. Профили температуры АОЛЗ вдоль линий 1-3, для трех мощностей ультразвука: а – 800 мВт, б – 1600 мВт, в – 2400 мВт, г - распределение нормированной температуры для линии Li2 для трех мощностей ультразвука

Приведенные распределения температур показывают, что кроме продольного градиента температур, в области от 0 до 1.5см от плоскости входной оптической грани, существует и поперечный градиент. Его появление связано с тем, что пьезопреобразователь, возбуждающий акустическую волну и, являющийся дополнительным источником тепла, расположен на боковой грани АО ячейки вблизи линии измерений Li3. Кроме преобразователя, дополнительным источником тепла является падающая акустическая волна, распространяющаяся в АО ячейке от преобразователя к входной оптической грани.

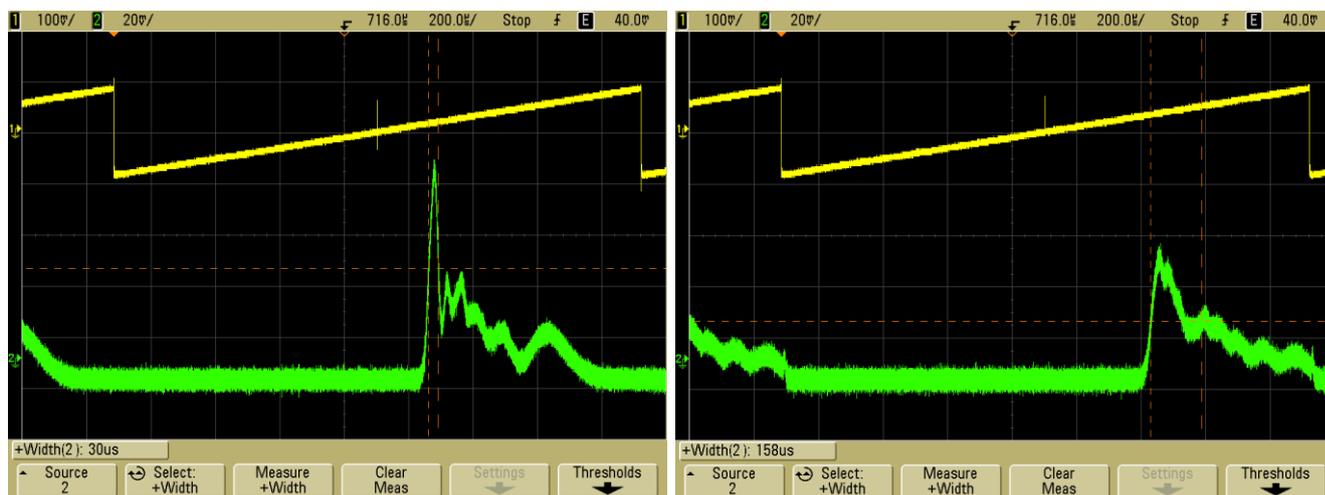
По мере увеличения акустической мощности температура АО ячейки растет в целом, а продольный и поперечный температурные градиенты увеличиваются. Рис. 4.13г иллюстрирует увеличение продольного градиента. На нем представлены зависимости нормированной на максимальные температуры вдоль линии Li1 (ось кристалла) от расстояния для трех мощностей ультразвука. Если при мощности 0.8Вт температура внутри кристалла варьируется на 27% от максимальной, то для 1.6 Вт – на 40%, а для 2.4 Вт – на 47%. При изменении акустической мощности от 0.8 Вт до 2.4 Вт, поперечный градиент возрастает от 3°C до 11°C, максимальная температура вдоль линии Li1 увеличивается от 34°C до 68°C, а минимальная – от 25°C до 36°C.

В процессе исследования, параллельно с измерением профилей распределения температуры АО ячейки, регистрировались функции пропускания АО ячейки.



(а)

(б)



(в)

(г)

Рис. 4.14. Осциллограммы функций пропускания АОЛЗ на длине волны 1053 нм, при различных значениях мощности нагревающей ультразвуковой волны;

а – 0 мВт, б – 800мВт, в – 1600 мВт, г – 2400 мВт

Осциллограммы функций пропускания для четырех значений акустической мощности на частоте 70 МГц приведены на рис. 4.14 (для сравнения на рис. 4.14а приведена аппаратная функция при отсутствии сигнала на частоте 70 МГц). Как было указано выше, измерения функций пропускания проводились на длине волны 1053 нм, диапазон качания частоты 77-78 МГц скорость качания 1636 мкс/МГц. Интенсивность дифрагированного светового пучка регистрировалась фотоприемником.

Сигнал с фотоприемника подавался на вход одного канала осциллографа, сигнал ЛЧМ – на вход другого. На приведенных осциллограммах функция пропускания АО ячейки соответствует нижней кривой.

Как видно из приведенных осциллограмм, функция пропускания имеет форму, существенно отличающуюся от функции  $\text{sinc}^2$ , характерной для случая однородного распределения температуры, даже при отключенном сигнале с частотой 70 МГц. Ширина функции пропускания увеличивается с ростом градиента температур, а форма ее все более усложняется.

Появление температурных градиентов сказывается и на максимальной эффективности дифракции. Сопоставляя максимальные значения на осциллограммах, приведенных на рис. 4.14, можно заметить, что при мощности 800 мВт, эффективность АО дифракции уменьшается в 8 раз по сравнению со случаем, когда мощность отключена, при 1600 мВт – в 11 раз, а при 2400 мВт – в 20 раз.

#### **4.2.2 Расчет влияния температуры на функции пропускания АОЛЗ**

Представленные в п.4.2.1 результаты измерений профилей температуры в АО кристалле были использованы для теоретического моделирования функций пропускания АО ячейки.

Для этого необходимо решить систему уравнений Рамана-Ната, с учетом изменения амплитуды акустического поля вдоль ячейки, затухания ультразвука и наличия градиента температуры.

Расчет амплитуды акустического пучка с учетом его отражения от входной оптической грани АО ячейки проводился в соответствии с методом, представленным в Главе 2. Результаты моделирования изменения амплитуды акустического пучка с частотой 77 МГц в АО кристалле вдоль линии Li1, без учета затухания ультразвука представлены на рис. 4.15. Амплитуда нормирована на ее значение на входе в кристалл парателлурита. Расчет показал, что только за счет дифракционной расходимости пучка и действия акустической анизотропии кристалла парателлурита, значения амплитуды изменяются весьма существенно – максимальное значение амплитуды больше входной на 30% за счет перераспределения энергии внутри пучка, минимальное значение меньше исходного почти на 60%.

К сожалению, для данного направления распространения медленной акустической моды в диоксиде теллура нет данных по величине затухания ультразвука на частоте около 80 МГц, поэтому в расчетах были использованы результаты эксперимента, приведенные в работе [319]. В указанной статье затухание медленной акустической волны измерялось для частоты ультразвука 100 МГц и угла среза парателллурита  $4^\circ$ . С учетом возрастания затухания по мере уменьшения угла среза и немного меньшей частоты ультразвука, можно предполагать, что расхождения между литературными данными и случаем, исследованным в диссертационной работе, будут невелики.

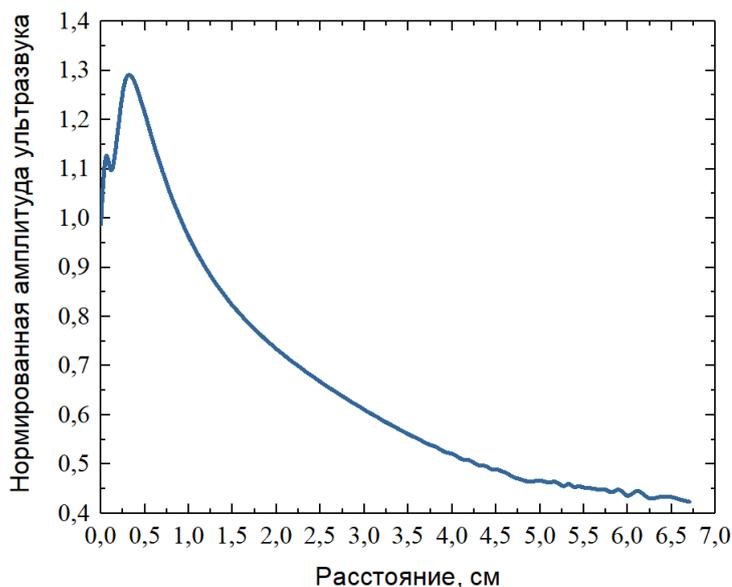


Рис. 4.15. Изменение амплитуды ультразвукового пучка по линии Li1 расстоянием от входной оптической грани АО ячейки

Для расчетов следует использовать уравнения Рамана-Ната в виде (3.19), но с дополнительным учетом затухания:

$$\begin{cases} \frac{dC_0}{dz} = \frac{q(x, y, z)}{2} C_1 \exp[j(\eta z - \Phi(x, y, z))] \\ \frac{dC_1}{dz} = -\frac{q(x, y, z)}{2} C_0 \exp[-j(\eta z - \Phi(x, y, z))] \end{cases} \quad (4.7)$$

здесь, как и ранее,  $q(x, y, z)$  описывает амплитудную неоднородность акустического поля, но учитывает затухание ультразвука, а  $\Phi(x, y, z)$  – фазовую. Ось  $z$  направлена вдоль направления распространения отраженного акустического пучка,  $x$  – вдоль входной оптической грани АО ячейки. Отличием системы уравнений (4.7) от приведенной ранее системы (3.19) является и то, что расстройка  $\eta$  здесь является функцией координат. Предполагается, что она не зависит от координаты  $y$ , поскольку температурные профили были измерены только по двум координатам.

В системе уравнений (4.7) расстройка, с учетом геометрии АО взаимодействия и зависимости частоты синхронизма от координаты (за счет существования температурных градиентов, в соответствии с уравнением (4.3)), определяется следующим образом:

$$\eta(x, z) = \frac{2\pi \left\{ n_o \sin(\alpha - \vartheta_B - \xi) - n_i \sin(\alpha - \vartheta_B) + \frac{f_g \lambda}{V(x, z)} \sin \alpha \right\}}{\lambda \sin(\alpha - \vartheta_B)} \quad (4.8)$$

Падающая световая волна имеет необыкновенную поляризацию, дифрагированная – обыкновенную. В соотношении (4.8)  $n_i$  рассчитывается с помощью (4.5),  $\lambda$  – длина волны светового излучения,  $V(x, z)$  – скорость акустической волны, зависящая от температуры кристалла в данной точке,  $\alpha$  – технический угол (угол среза для отраженной волны),  $\vartheta_B$  – угол Брэгга, в данной геометрии равный углу сноса -  $18.12^\circ$ ,  $f_g$  – частота ультразвуковой волны, угол  $\xi$  – угол разведения падающего и дифрагированного световых пучков, для частоты АО синхронизма  $f$ , определяемый выражением:

$$\xi = \arccos \left( \frac{n_i}{n_o} \sin(\alpha - \vartheta_B) - \frac{\lambda f}{V n_o} \sin \alpha \right) - \frac{\pi}{2} + \alpha - \vartheta_B \quad (4.9)$$

С помощью выражений (4.8)-(4.10) можно рассчитать характеристики АО дифракции для квазиколлинеарной геометрии АО дифракции, использующей отражение акустического пучка, в случае неоднородного акустического поля, наличия затухания ультразвука и температурных градиентов.

Результаты расчетов функций пропускания изучаемой АОЛЗ для различных параметров АО взаимодействия представлены далее. Сначала приведем результат моделирования для самого простого варианта – затухание ультразвука отсутствует, акустическое поле считаем однородным, температуру АО ячейки считаем во всех точках одинаковой. Аппаратные функции для температур АО кристалла 25 и 35°C показаны на рис. 4.16а.

Сплошные линии соответствуют случаю однородного акустического поля, пунктирные – рассчитаны для неоднородного акустического поля с учетом затухания. Учет неоднородности акустического поля приводит к резкому уменьшению эффективности АО дифракции - с 1 до 0.33, боковые лепестки функции пропускания сглаживаются, а полоса пропускания увеличивается с 7кГц (разрешение 11000) до 9кГц (разрешение 8600) (на 28%). Сдвиг аппаратной функции, при изменении температуры кристалла на 10°C составляет 96кГц. Такие значения говорят о том, что данная геометрия АО взаимодействия, с учетом экстремально высокой разрешающей способности, очень чувствительна к флуктуациям температуры.

Теперь добавим в модель температурный градиент. Расчет функции пропускания АО ячейки для температуры, меняющейся вдоль кристалла от 35°C до 34.5°C представлен на рис. 4.16б. Для сравнения на этом же рисунке приведена аппаратная функция для однородной

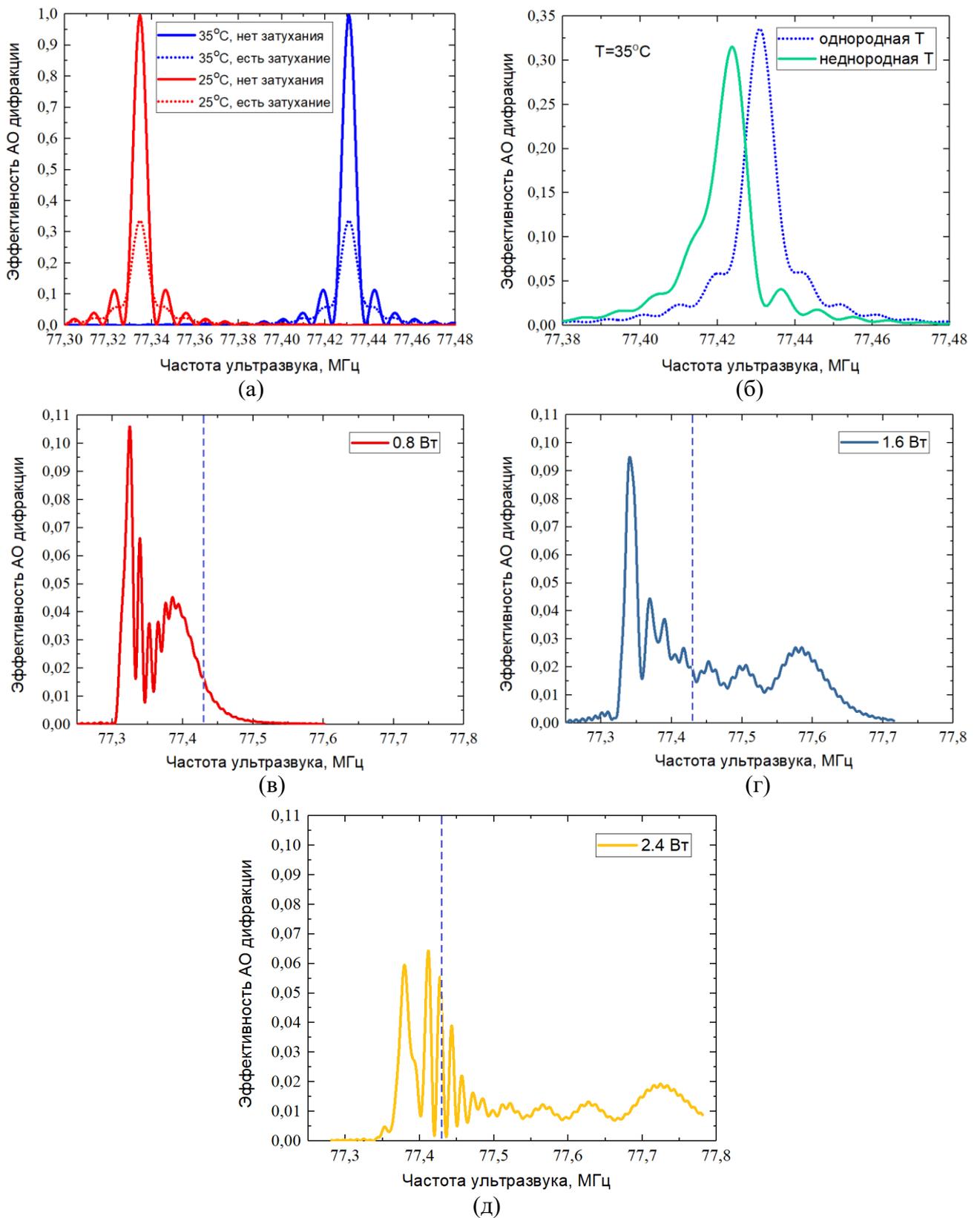


Рис. 4.16. Расчеты функций пропускания АОЛЗ. а – температуры кристалла 25 и 35°C, однородное (сплошная линия) и неоднородное акустическое поле (пунктирная линия); б – температура 35°C без градиента (пунктирная линия), с градиентом в 0.5°C (сплошная линия); функции пропускания для мощности ультразвука 0.8 Вт (в), 1.6 Вт (г), 2.4 Вт (д).

температуры 35°C с рис. 4.16а. Появление градиента всего лишь в 0.5°C, приводит к заметному искажению функции пропускания и ее сдвигу на 7кГц, при этом эффективность АО дифракции уменьшается до 0.315, а полоса пропускания увеличивается до 9.5кГц.

Результаты расчета функций пропускания исследуемой АОЛЗ для градиентов температуры, соответствующих измеренным экспериментально для мощностей 0.8, 1.6 и 2.4 Вт, представлены на рис. 4.16в-д. Для сравнения вертикальной линией на этих рисунках отмечена частота синхронизма в случае однородной температуры АО ячейки, равной 35°C. Моделирование показало, что чем больше мощность нагревающего акустического пука и температурный градиент, тем сильнее искажается функция пропускания.

Сравнивая зависимости, приведенные на рис. 4.16в-д с результатами эксперимента рис. 4.14, можно отметить, что, не смотря на сложную структуру аппаратных функций, они находятся в хорошем соответствии. Все пики экспериментальных функций имеют соответствие на расчетных зависимостях. Кроме того, относительные величины эффективности АО дифракции для мощностей ультразвука 0.8, 1.6 и 2.4 Вт так же находятся в согласии с результатами расчета.

Математическое моделирование показало, что форма функций пропускания существенно зависит от затухания ультразвука, точные значения которого для данной геометрии АО дифракции неизвестны. Небольшие расхождения между экспериментальными и расчетными результатами можно объяснить различиями в величине реального затухания акустических волн и его значениями, использованными в модели.

Таким образом, разработанная математическая модель позволяет с хорошей точностью рассчитывать спектральные характеристики АОЛЗ в случае сильных температурной и акустической неоднородностей.

Представленный подход можно использовать для любых АО устройств, изменяя только соотношения, определяющие АО расстройку.

### **4.3. Исследование затухания ультразвука в плоскости $(1\bar{1}0)$ кристалла парателлуриата**

Парателлуриат является одним из наиболее востребованных АО материалов. На основе этого кристалла создаются многие АО устройства, работающие в видимом и ближнем ИК диапазонах оптического спектра.

Одним из факторов, ограничивающих практическое применение данного материала, как и других АО кристаллов, является затухание акустических волн. Эффективная реализация некоторых геометрий АО взаимодействия в кристалле парателлуриата становится невозможной

из-за слишком больших частот ультразвука, требуемых для выполнения условия АО синхронизма.

Присутствие затухания приводит к уменьшению эффективной длины АО взаимодействия [4,53] и влияет как на эффективность АО дифракции, так и на полосу пропускания АО устройств.

В п.4.2 было показано, что наличие поглощения мощности ультразвука АО кристаллом, приводит к возникновению неоднородного распределения температуры АО устройств, особенно заметного при высоких частоте и мощности акустических волн. Таким образом, затухание ультразвука опосредованно приводит к искажению формы функций пропускания и иногда это искажение очень велико [303]

К сожалению, не смотря на важность кристалла диоксида теллура, как акустооптического материала, существует мало работ, посвященных изучению затухания ультразвуковых волн в нем. В этих работах затухание подробно исследовалось, как правило, только для случаев распространения акустических волн вдоль кристаллографических осей и направления [110] [268,269]. Затухание в наиболее важной для АО применений плоскости  $(1\bar{1}0)$  практически не исследовалось. Существуют работы [319] в которых поглощение ультразвука кристаллом парателлурита изучено для медленной акустической моды, распространяющейся в косых срезах плоскости  $(1\bar{1}0)$ , при этом изменения проводились только на одной частоте ультразвука.

На сегодняшний день считается, что затухание акустических волн в парателлурите достаточно велико и сильно зависит от направления в кристалле. Судя по литературным данным, наибольшую величину затухание имеет для сдвиговой акустической волны, распространяющейся вдоль оси [110]. В результате диоксид теллура используется для создания АО устройств, работающих на относительно низких акустических частотах, в то время как материалы с меньшим поглощением, например, ниобат лития, находят применение в высокочастотных АО приборах.

Следует отметить, что, как правило, в АО устройствах используются углы среза в плоскости  $(1\bar{1}0)$ , не превышающие  $20^\circ$  от оси [110]. Этот диапазон углов среза особо примечателен тем, что позволяет создавать АО фильтры изображений.

В данной части диссертационной работы представлены результаты подробного исследования затухания ультразвука для АО ячеек с углами среза  $7^\circ$  и  $10.5^\circ$ . Исследование проводилось акустооптическим методом в широком интервале частот ультразвуковых волн.

### 4.3.1 Акустооптический метод исследования затухания ультразвука

АО эффект позволяет изучать затухание акустических волн в акустооптических материалах. Измерение затухания основано на следующем подходе [319].

Известно, что в брэгговском режиме АО взаимодействия, в случае выполнения условия фазового синхронизма, интенсивность дифрагированного светового излучения определяется следующим соотношением:

$$I_1(l) = I_i \left(\frac{ql}{2}\right)^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{ql}{2\pi}\right) = I_i \sin^2\left(\frac{ql}{2}\right) \quad (4.10)$$

Данное соотношение в приближении малой эффективности дифракции можно переписать в виде:

$$I_1(l) = \left(\frac{ql}{2}\right)^2 \quad (4.11)$$

где  $q$  – коэффициент АО связи:

$$q \approx \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{MP_a}{lb}} \quad (4.12)$$

здесь  $M$  – акустооптическое качество,  $P_a$  – мощность ультразвука,  $l$  – длина АО взаимодействия,  $b$  – ширина акустического столба,  $ql$  – параметр Рамана-Ната. Из соотношений (4.10) - (4.12) следует, что, измеряя изменение интенсивности дифрагированного светового пучка на различных расстояниях от преобразователя АО ячейки  $L$ , можно изучить изменение мощности ультразвука, и, следовательно, исследовать затухание акустических волн в материале АО ячейки.

### 4.3.2 Измерение затухания ультразвука

Целью данного эксперимента было не только измерение затухания ультразвука, но и исследование его влияния на работу широкоугольных АО фильтров. Далее будут приведены пояснения к методике измерений, необходимые для лучшего понимания эксперимента.

Одним из параметров АО взаимодействия является угол Брэгга – угол между волновым вектором падающего светового пучка и волновыми фронтами акустической волны. Связь угла Брэгга с другими параметрами АО дифракции задается условием фазового синхронизма, определяемым соотношением (4.3). С помощью этого соотношения можно рассчитать зависимости, угла Брэгга от частоты ультразвука – углочастотные характеристики.

Результаты расчета углочастотных характеристик для исследуемых АО ячеек представлены на рис. 4.17. Вычисления проводились для необыкновенно поляризованной падающей световой волны и дифракции в +1 и -1 порядки. Длина волны оптического излучения была выбрана равной 440 нм и 530 нм, так как из имевшихся лазерных источников именно эти

два обеспечивают наибольшие частоты ультразвука, что наиболее удобно для исследования затухания.

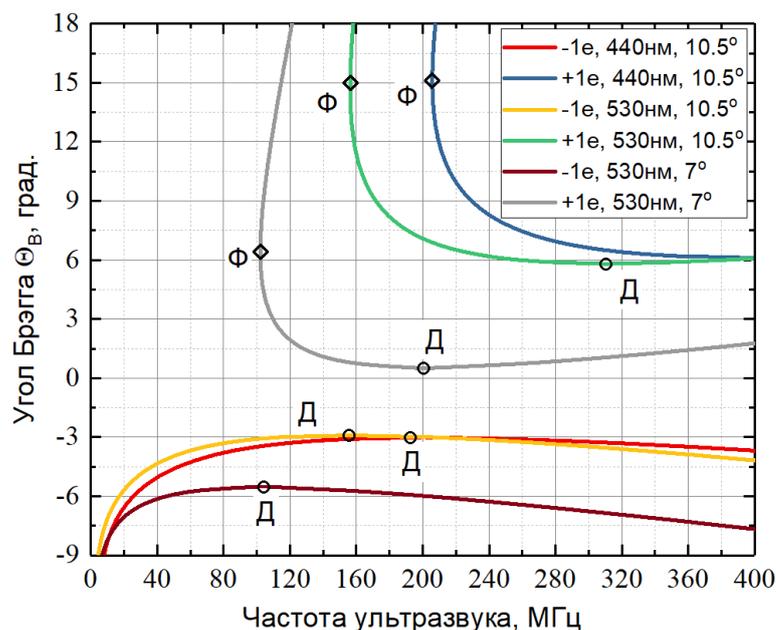


Рис. 4.17. Зависимости углов Брэгга от частоты для АО ячеек с углами среза 7° и 10.5°, для длин волн оптического излучения 440нм и 530нм

На представленных зависимостях в точках, для которых касательные к графикам вертикальны (отмечены ромбами и буквами «Ф»), реализуется широкоапертурная геометрия АО дифракции, а в точках, где касательная горизонтальна – дефлекторная (отмечены кружками и буквами «Д»).

Измерения затухания ультразвука проводились в дефлекторных точках для -1 порядка дифракции ( $\vartheta_B \approx -3^\circ$ ), поскольку они соответствуют малым углам Брэгга, а эффективная АО дифракция для такой геометрии может наблюдаться в широком диапазоне частот ультразвука (от 80 до 300 МГц при подстройке величины угла Брэгга менее чем на 1°). Малые углы Брэгга важны для повышения точности эксперимента – чем меньше угол Брэгга, тем меньше влияет затухание на амплитуду акустического поля вдоль направления распространения светового луча.

Исследование влияния затухания на функции пропускания широкоугольного фильтра проводилось только для АО ячейки с углом среза 10.5°. В данном случае угол Брэгга составляет около 14.5°. Поворачивая АО ячейку можно переходить из одного режима АО дифракции в другой.

Для выполнения измерений была использована следующая схема – приведена на рис. 4.18.

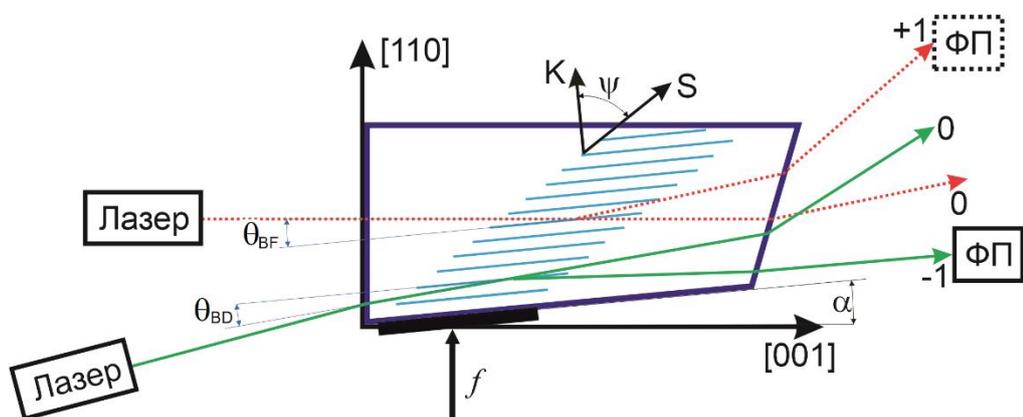


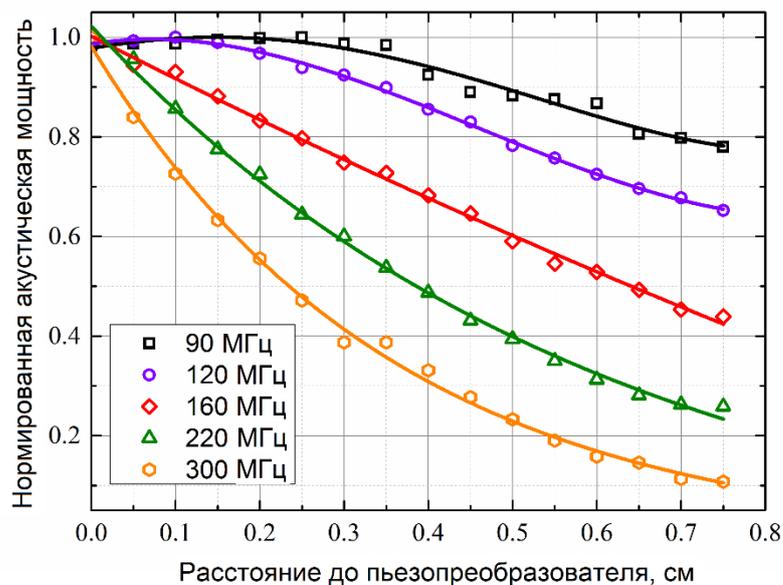
Рис. 4.18. Схема эксперимента по исследованию затухания ультразвука.

АО ячейка закреплялась на поворотной платформе, которая, в свою очередь, была закреплена на оптической подаче, позволявшей осуществлять линейное перемещение вдоль одной координаты. Поворотная платформа использовалась для выбора угла Брэгга, а подача – для изменения расстояния от плоскости пьезоэлектрического преобразователя до области, через которую проходит световой пучок.

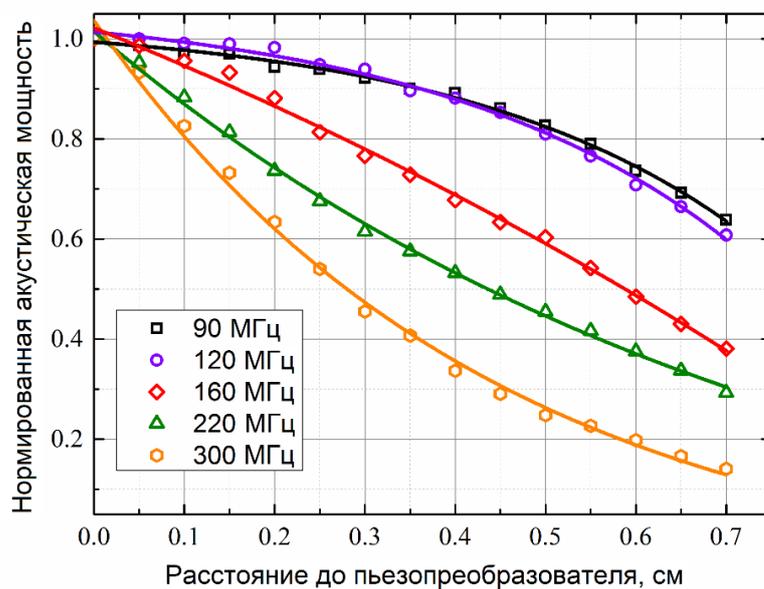
Сигнал генератора с частотой  $f$ , перестраиваемый в диапазоне от 80 до 300 МГц, подавался на пьезоэлектрический преобразователь АО ячейки. Для обеих исследованных АО ячеек размеры преобразователя составляют около 1 см длины и 0.5 см высоты, что позволяет пренебречь влиянием расходимости и акустической анизотропии парателлурита на структуру акустического пучка. Излучение от лазера с длиной волны 530 нм использовалось для исследования затухания, АО ячейка при этом была сориентирована так, чтобы угол Брэгга  $\vartheta_{BD}$  был примерно равен  $-3^\circ$ , что соответствует дефлекторной геометрии АО взаимодействия. Величина угла Брэгга определялась по отклонению светового луча, отраженного от входной грани АО ячейки. Входная грань ориентирована таким образом, что широкоугольная геометрия АО дифракции с  $\vartheta_{BF} \approx 14.5^\circ$  реализуется тогда, когда оптическое излучение, падающее на АО ячейку, перпендикулярно ей.

Для каждой выбранной частоты ультразвука АО ячейка перемещается с помощью линейного транслятора таким образом, что расстояние от светового пучка до преобразователя меняется. Интенсивность дифрагированного светового излучения регистрируется фотоприемником, изменение сигнала которого при увеличении расстояния от светового луча до преобразователя характеризует изменение мощности акустической волны. Положение фотоприемника подстраивалось для каждой выбранной частоты ультразвука.

Результаты измерений для пяти частот ультразвука из указанного диапазона (90, 120, 160, 220 и 300 МГц) для обеих АО ячеек приведены на рис. 4.19 [А41].



(a)



(б)

Рис. 4.19. Зависимости нормированной мощности ультразвука от расстояния до пьезопреобразователя на разных частотах в направлениях  $7^\circ$ (а) и  $10.5^\circ$ (б) к оси [110].

Диапазон расстояний  $L$  был ограничен геометрическими размерами АО кристаллов. Для АО ячейки с углом среза  $7^\circ$  максимальное расстояние  $L$  в дефлекторной геометрии составило 0.75 см, а для ячейки с углом среза  $10.5^\circ$  – 0.7 см. Приведенные значения не очень велики, но большая часть АО устройств на кристалле парателлурита, за исключением АОЛЗ, имеет схожие размеры.

Приведенные на рис. 4.19 результаты показывают, что характер изменения мощности с расстоянием зависит от частоты и не всегда может быть аппроксимирован экспоненциальным законом. Выделим три типа зависимостей, свойственных разным частотным диапазонам. Для “низких” частот, от 80 до 130-140 МГц, возможна аппроксимация полиномиальным законом,

более детально этот вариант аппроксимации рассмотрен и обоснован в работах [343,344]; для среднего диапазона 140-190 МГц зависимость близка к линейной; только для “высоких” частот, более 200 МГц, экспериментальная кривая может быть описана:

$$P(z) = P_0 \exp(-\xi z) \quad (4.13)$$

В уравнении (4.13)  $P_0$  – мощность ультразвуковой волны около пьезопреобразователя,  $z$  – расстояние, пройденное акустической волной от источника,  $\xi$  – коэффициент затухания акустической волны с расстоянием для выбранного направления распространения в кристалле ультразвуковой волны.

Основываясь на литературных данных, до проведения эксперимента, можно было предполагать, что затухание ультразвука для угла среза  $7^\circ$  должно быть больше, чем для угла  $10.5^\circ$ . Но в эксперименте были получены несколько иные результаты. Для низких частот ультразвука затухание при  $\alpha = 10.5^\circ$  оказалось больше чем при  $7^\circ$ . Для средних частот величины затухания примерно одинаковы, и только для высоких частот ультразвука затухание тем больше, чем больше угол среза кристалла.

По результатам эксперимента можно сделать следующие выводы: нельзя обобщать результаты измерений, проведённых для одной частоты ультразвука, на все частоты, так как для заданного направления распространения ультразвуковой волны характер затухания изменяется с частотой; использование термина коэффициент затухания оправданно только в случаях, когда зависимость мощности ультразвуковой волны от расстояния может быть аппроксимирована экспоненциальным законом – для рассмотренных направлений распространения акустических волн это частоты выше 190 МГц.

Вопрос о правильной аппроксимации экспериментальных данных по измерению затухания ультразвука в  $\text{TeO}_2$  (линии на рис. 4.19), полученных акустооптическим методом, подробно рассматривался в работе [344]. В той же статье, на примере продольной акустической моды, распространяющейся вдоль направления  $[001]$ , было показано, что существуют нелинейные эффекты, которые влияют на амплитуду акустической волны вследствие наличия у парателлурита акустической нелинейности. Тем не менее, можно предположить, что с учетом малой мощности ультразвука в рассматриваемом случае аппроксимация полученных данных для частот выше 200 МГц экспоненциальной зависимостью является вполне корректной.

Анализ данных эксперимента по исследованию затухания для “высокочастотной” области позволил определить коэффициенты затухания для разных частот. Значения коэффициентов  $\xi$  и их линейная аппроксимация для угла среза кристалла  $10.5^\circ$  представлены на рис. 4.20.

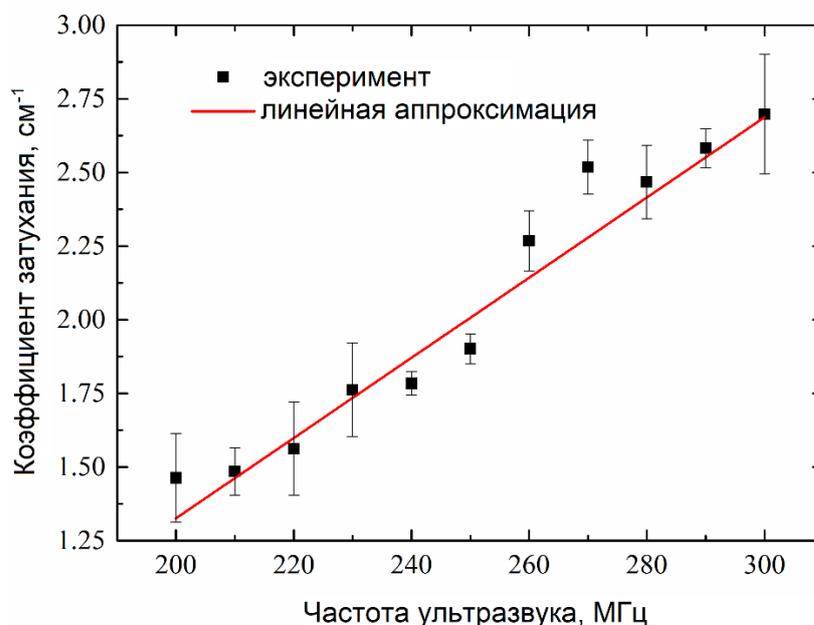


Рис. 4.20. Зависимость коэффициента затухания акустической волны от частоты ультразвука для направления распространения  $10.5^\circ$  к оси [110]

При изменении частоты на 100 МГц, от 200 МГц до 300 МГц, коэффициент затухания  $\xi$  увеличивается по линейному закону почти в два раза, от 1.33 (5.8 дБ/см) до 2.69 см<sup>-1</sup> (11.7 дБ/см). Наклон аппроксимирующей прямой равен  $1.36 \cdot 10^{-2}$  см<sup>-1</sup>/МГц, стандартное отклонение:  $0.12 \cdot 10^{-2}$  см<sup>-1</sup>/МГц.

Аналогичные измерения, проведённые для АО ячейки с углом среза  $7^\circ$  на частотах от 180 МГц до 300 МГц, дали следующие результаты: коэффициент затухания изменяется от 1.39 см<sup>-1</sup> (5.9 дБ/см) для 200 МГц до 2.79 см<sup>-1</sup> (16.3 дБ/см) при 300 МГц, наклон аппроксимирующей прямой в этом случае будет  $1.41$  см<sup>-1</sup>/МГц со стандартным отклонением  $0.06 \cdot 10^{-2}$  см<sup>-1</sup>/МГц.

Исходя из полученных результатов, можно сделать следующий вывод: затухание ультразвуковых волн на высоких частотах тем сильнее, чем меньше угол среза АО кристалла – угол между направлением распространения акустической волны и осью [110].

Анализируя результаты измерений возможно построить зависимости нормированной акустической мощности от частоты для различных, фиксированных, расстояний от преобразователя  $L$ . Эти графики, полученные для диапазона частот от 90 до 300 МГц, приведены на рис. 4.21. Представленные зависимости подтверждают тот факт, что несмотря на то, что обычно считается, что затухание ультразвуковой волны в среде пропорционально квадрату частоты ультразвука, в действительности данное утверждение не совсем корректно.

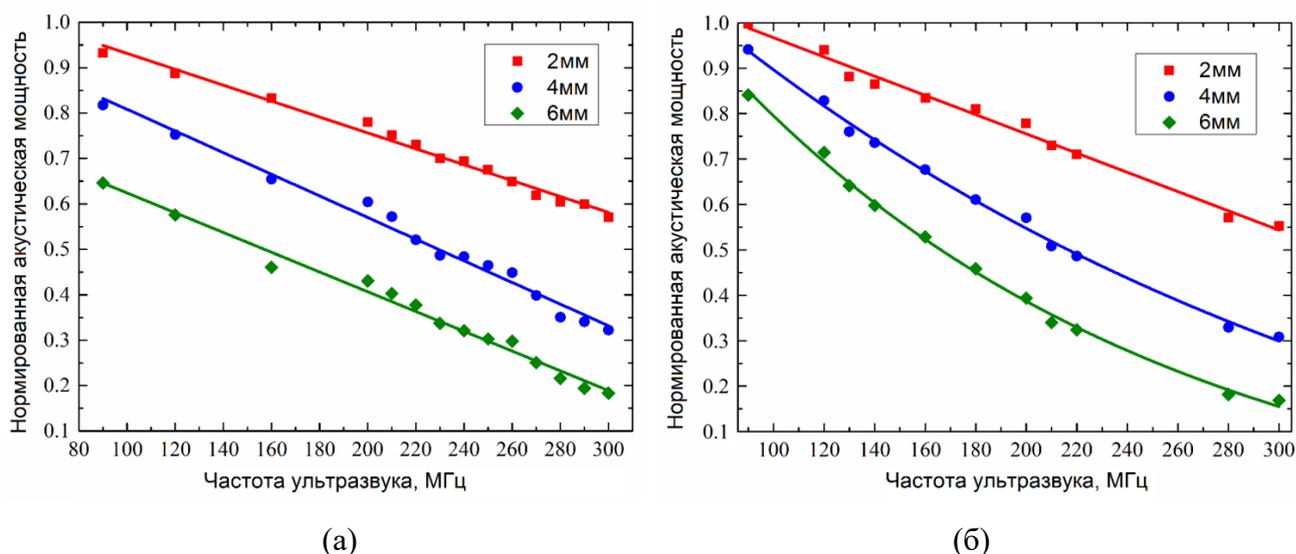


Рис. 4.20. Зависимости нормированной мощности акустического пучка от частоты ультразвука на разных расстояниях от пьезопреобразователя;  $L = 2$  мм,  $2 - L = 4$  мм,  $3 - L = 6$  мм; (а) – АО ячейка с углом среза  $10.5^\circ$ , (б) – АО ячейка с углом среза  $7^\circ$ .

Для малых расстояний от преобразователя зависимость остается линейной или почти линейной для обоих углов среза. Наличие нелинейности зависит от величины поглощения. Так, для ячейки с  $\alpha = 10.5^\circ$  все три зависимости (для  $L = 2, 4$  и  $6$  мм) являются линейными, а для ячейки с углом среза  $7^\circ$ , характеризующимся более высоким поглощением, можно наблюдать небольшую нелинейность уже на расстоянии  $4$  мм от преобразователя.

Поскольку величина поглощения убывает с увеличением угла среза, то приведенные результаты измерений позволяют сделать вывод о том, что аналогичные характеристики, построенные для больших углов среза (по крайней мере до  $\alpha = 20^\circ$ ) тоже будут линейными.

#### 4.3.3 Влияние затухания на функции пропускания широкоугольных АО фильтров

В предыдущем разделе работы было изучено поглощение акустической мощности ультразвуковых волн кристаллом парателлуриата. Было показано, что даже на небольшом расстоянии от пьезоэлектрического преобразователя может происходить существенное изменение мощности акустической волны, что сказывается на изменении эффективности АО взаимодействия.

В некоторых работах [319] утверждается, что акустическое затухание влияет не только на эффективность дифракции АО, но и на форму функции пропускания АО взаимодействия.

Эти утверждения основаны на следующем утверждении: в грубом приближении форму функции пропускания АО устройства можно рассчитать, как преобразование Фурье от сечения акустического поля световым лучом [163]. При отсутствии затухания, это сечение будет иметь прямоугольную форму, результатом преобразования Фурье в этом случае будет функция *sinc*,

что соответствует форме аппаратной функции АО устройств, рассчитанной для случая взаимодействия плоской световой и ультразвуковой волн.

При наличии затухания форма сечения акустического поля будет отличаться от прямоугольной. Следовательно, результат преобразования Фурье также будет отличаться по форме от функции *sinc*.

Для выяснения правомерности такого подхода и исследования влияния затухания на функции пропускания АО устройств было решено изучить изменение формы аппаратной функции АО фильтра от расстояния до плоскости преобразователя [А40,А41]. Измерения проводились для АО ячейки с углом среза  $10.5^\circ$  в режиме широкоугольной геометрии АО взаимодействия.

Результаты измерений функций пропускания для расстояний от преобразователя 0.25мм, 4мм и 8.5мм и длин волн оптического излучения 440 и 790 нм представлены на рис. 4.21а и б – соответственно (в геометрии широкоугольного АО фильтра максимальное расстояние  $L=8.5$  мм). Для 440 нм частота АО синхронизма равна 206.5 МГц, а для 790 нм – 96.9 МГц (см. Таблица 4.3). Для обеих частот затухание ультразвука было предварительно измерено, 96.9МГц соответствует случаю «низких» частот ультразвука, когда затухание невелико, а зависимость акустической мощности от расстояния до преобразователя аппроксимируется полиномом. Частота 206.5 МГц относится к диапазону «высоких» частот, в этом варианте затухание велико, а зависимость мощности от расстояния  $L$  носит экспоненциальный характер.

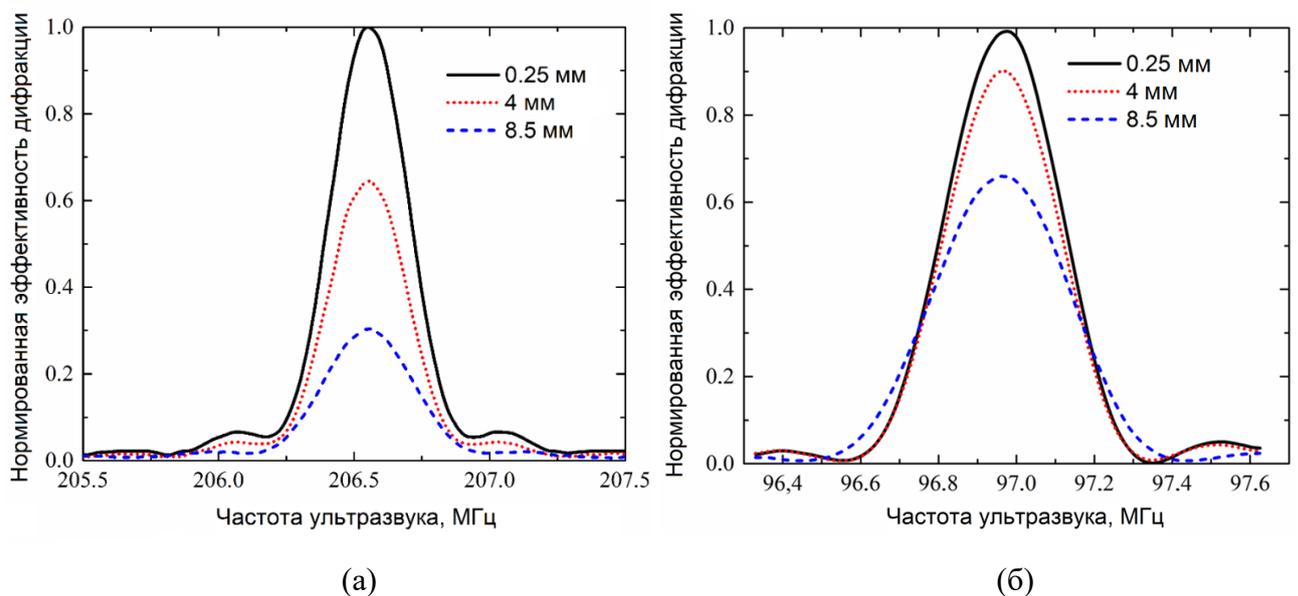


Рис. 4.21. Аппаратные функции АО фильтра для 0.44 мкм (а) и 0.790 мкм (б) при прохождении светового пучка через АО кристалл на различных расстояниях от пьезопреобразователя.

Анализ полученных результатов показал, что при увеличении расстояния до пьезопреобразователя эффективность АО взаимодействия уменьшается, а аппаратная функция

уширяется. Кроме того, первые минимумы функций пропускания для длины волны 440 нм не доходят до нуля (что совпадает с результатами расчетов при наличии затухания, представленными на рис. 4.16а), в отличие от функции пропускания для 790 нм. Это различие можно отнести на счет присутствия достаточно сильного затухания ультразвука.

Данные об изменении параметров аппаратной функции для исследованных длин волн оптического излучения приведены в таблице 4.9, в скобках указано на сколько процентов уширяется аппаратная функция.

Таблица 4.9. Значения параметров функций пропускания для 0.44 и 0.79 мкм в зависимости от расстояния до плоскости пьезопреобразователя.

$\lambda$ , мкм	Расстояние от пьезопреобразователя до входной точки луча, мм	0.25	4	8.5
0.44	Полуширина аппаратной функции, кГц	334.3	335.6 ( $\approx 4\%$ )	386 ( $\approx 15\%$ )
	Эффективность дифракции	1	0.64	0.3
0.79	Полуширина аппаратной функции, кГц	335.3	342.9 ( $\approx 2\%$ )	403.8 ( $\approx 20\%$ )
	Эффективность дифракции	1	0.90	0.67

По результатам измерений оказалось, что при увеличении расстояния от оси светового пучка до плоскости пьезопреобразователя с 0.25 мм до 4 мм полоса пропускания АО фильтра увеличивается на 4% для длины волны оптического излучения 0.44 мкм и на 2% для 0.79 мкм. При этом в первом случае эффективность АО взаимодействия уменьшается на 26%, а во втором – лишь на 10%. При дальнейшем увеличении расстояния до преобразователя (до 8.5мм) происходит еще большее уменьшение эффективности АО взаимодействия – до 30% при длине волны 0.44 мкм и 67%; при 0.79 мкм. Уменьшение эффективности АО дифракции сопровождается расширением полосы пропускания АО фильтра (на 15% для 0.44 мкм и 20% для 0.79 мкм), и сглаживанием боковых лепестков аппаратной функции.

Трансформации формы функции пропускания и уменьшение эффективности АО дифракции можно объяснить уменьшением эффективной длины АО взаимодействия вызванной поглощением мощности ультразвука кристаллом диоксида теллура, из которого изготовлена исследуемая АО ячейка.

Таким образом, при проведении экспериментальных измерений с помощью АО фильтров необходимо учитывать зависимость вида аппаратной функции не только от температуры, но и от области в кристалле, через которую проходит световой луч.

#### 4.3.4 Влияние затухания на функции пропускания широкоугольных АО фильтров, результаты математического моделирования

Кроме экспериментального исследования влияния затухания на функции пропускания было проведено и математическое моделирование. Для решения данной задачи, как и в п.4.2.2 численно решалась система уравнений Рамана-Ната, с учетом затухания ультразвука:

$$\begin{cases} \frac{dC_0}{dx} = \frac{q(x)}{2} C_1 \exp(i\eta x) \\ \frac{dC_1}{dx} = -\frac{q(x)}{2} C_0 \exp(-i\eta x) \end{cases} \quad (4.14)$$

где  $x$  – координата вдоль направления распространения светового пучка.

В данном случае, в отличие от, рассмотренного в п.4.2.2, изменение амплитуды акустической волны с расстоянием от преобразователя было точно известно из эксперимента.

Расстройка  $\eta$ , для исследованной геометрии взаимодействия, с учетом сноса акустического пучка, описывается следующим соотношением:

$$\eta = A - \sqrt{A^2 - B} \quad (4.15)$$

где  $A$  и  $B$  определяются как:

$$\begin{aligned} A &= K^2 \sin(2\alpha - \psi) \mp k_i \sin(\vartheta_i + \alpha + \psi) \\ B &= K^2 + k_i^2 - k_a^2 \mp k_i \sin(\vartheta_i + \alpha + \psi) \end{aligned} \quad (4.16)$$

В соотношениях (4.16),  $\vartheta_i = \alpha + \pi/2 - \vartheta_B$  – угол под которым падающий световой пучок распространяется по отношению к оси [110],  $\alpha$  – угол среза кристалла и  $\psi$  – угол сноса акустической энергии, знаки «-» и «+» относятся к рассеянию света в «+1» и «-1» порядки дифракции соответственно.

Результаты расчетов функций пропускания по соотношениям (4.14)-(4.16) для АО ячейки с углом среза  $10.5^\circ$  представлены на рис. 4.22.

Моделирование проводилось для двух значений угла Брэгга:  $14.5^\circ$  - широкоугольная геометрия АО дифракции и  $-63^\circ$ . Приведены зависимости эффективности АО взаимодействия  $\zeta = I_d/I_i$  от величины безразмерной расстройки  $R$ , пропорциональной частоте ультразвука. При выполнении условия АО синхронизма  $R = 0$ . Эффективность АО дифракции нормирована на величину  $\zeta$  в отсутствии затухания ультразвука.

Вычисления выполнены для нескольких значений частоты ультразвука, из диапазона для которого затухание измерялось экспериментально, и расстояния от плоскости преобразователя до оси светового пучка  $L = 0.4$  см (свет проходит через середину линейной апертуры ячейки АО). В расчетах, результаты которых приведены на рис. 4.22а, две частоты – 96.9 МГц и 206.5 МГц соответствуют частотам АО синхронизма для длин волн оптического излучения 750 нм и 440 нм соответственно.

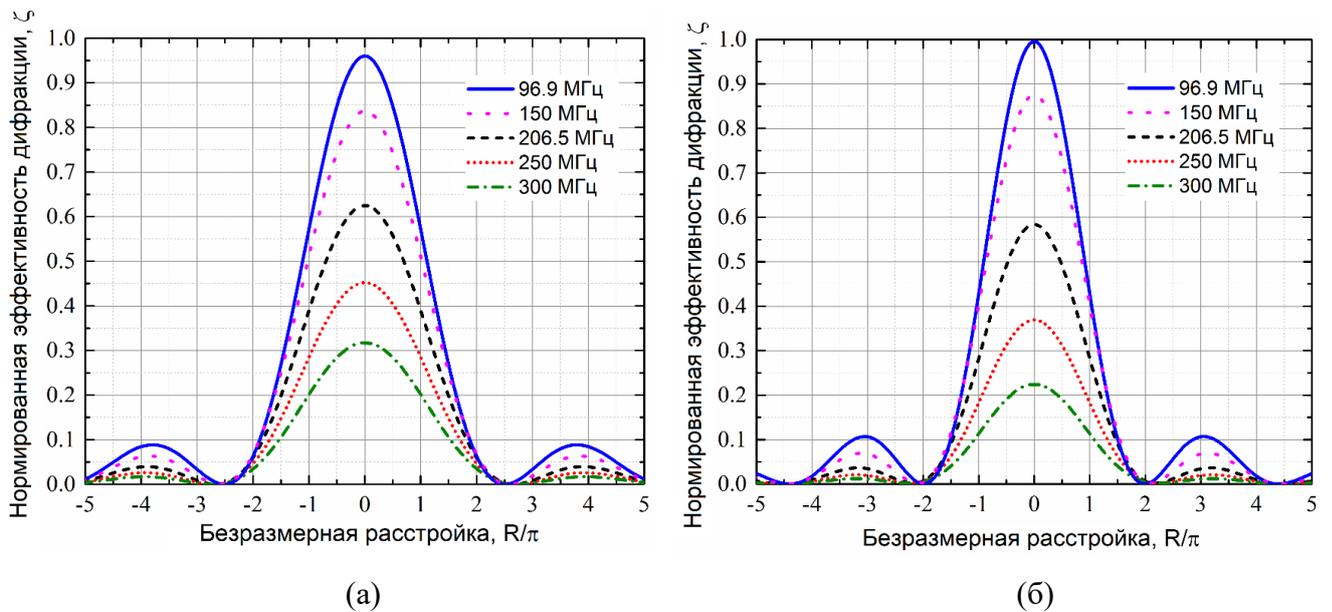


Рис. 4.22. Результаты математического моделирования функций пропускания АО ячейки с углом среза  $10.5^\circ$  при наличии затухания ультразвука для  $\vartheta_B=14.5^\circ$  (а) и  $\vartheta_B=-63^\circ$  (б).

Учитывая, что  $L = 0.4$  см, мы можем сравнить экспериментальные и теоретические результаты для частоты 206.5 МГц и длины волны 440 нм. Эффективность АО дифракции, полученная в эксперименте, составила 64%, а в расчетах - 62%. Наблюдаемое в эксперименте уширение полосы пропускания составило 4%, а при моделировании - 5%. Следовательно, решая систему уравнений Рамана-Ната (4.14) с учетом затухания акустической волны, можно с высокой точностью прогнозировать форму передаточной функции АО ячейки в случае, когда затухание акустической волны либо было предварительно измерено, либо если известен коэффициент затухания ультразвука, а изменение мощности акустической волны с расстоянием может быть аппроксимировано экспоненциальной зависимостью (случай высоких ультразвуковых частот).

Второе значение угла Брэгга  $-63^\circ$  выбрано таким образом, что световой пучок имеет максимально возможную в данной АО ячейке область пересечения с акустическим пучком, то есть амплитуда акустического поля меняется по длине АО взаимодействия наиболее сильно.

Сравнение результатов моделирования аппаратной функции АО ячейки для  $\vartheta_B = 14.5^\circ$  (Рис. 4.22а) и  $\vartheta_B = -63^\circ$  (Рис. 4.22б) дает следующие результаты. Если частоты ультразвука низкие, эффективность АО дифракции для  $\vartheta_B = 14.5^\circ$  ниже, чем для  $\vartheta_B = -63^\circ$  ( $\zeta = 0,81$  и  $0,98$  соответственно, при  $f = 96.9$  МГц). Эффективность АО взаимодействия с ростом частоты ультразвука уменьшается быстрее при  $\vartheta_B = -63^\circ$ , чем при  $\vartheta_B = 14,5^\circ$ . При  $f = 206.5$  МГц значения  $\zeta$  для выбранных углов Брэгга становятся практически равными (0.53 и 0.58).

Для высоких частот ультразвука, наоборот, эффективность дифракции при  $\vartheta_B = 14.5^\circ$  выше, чем при  $\vartheta_B = -63^\circ$ . При частоте 300 МГц  $\zeta = 0.27$  и  $0.22$  соответственно. Расширение полосы пропускания для первого угла Брэгга составляет 7%, а для второго - 10%.

Представленные результаты расчетов можно объяснить следующим образом. При малых углах Брэгга свет проходит через АО ячейку на примерно одинаковом расстоянии от пьезопреобразователя, и чем больше затухание, тем ниже мощность ультразвука в данной области. При  $L = 0.4$  см нормированное значение мощности изменяется от 0.94 при 90 МГц до 0.3 при 300 МГц. При больших углах Брэгга для любой частоты свет проходит как через области в ячейке АО, где мощность ультразвука высока (около преобразователя), так и через области, где она мала (большие значения  $L$ ), что приводит к меньшему влиянию затухания на эффективность АО дифракции для частот до 200 МГц.

Противоположная ситуация имеет место для уширения полосы пропускания, поскольку при больших длинах взаимодействия селективность АО эффекта выше, что означает, что изменение эффективной длины АО взаимодействия, вызванное затуханием ультразвука, должно иметь больший эффект.

Представленные результаты расчетов важны для АО устройств, использующих большую длину АО взаимодействия и малые углы Брэгга, например, для квазиколлинеарные АО ячейки, использующих отражение акустических пучков [91,293,А6], рассмотренных в пп.2.5, 3.3.1.2, 4.2.1 диссертационной работы.

#### Основные результаты Главы 4

В четвертой главе диссертационной работы проведено исследование влияния температуры на характеристики АО дифракции. Изучены случаи однородного и неоднородного распределения температуры внутри АО ячейки. Измерено затухание ультразвука в косых срезах плоскости  $(1\bar{1}0)$  кристалла парателлуриата, так как поглощение акустической мощности кристаллом АО ячейки является одним из основных механизмов установления неоднородного распределения температуры внутри АО устройства.

Показано, что изменение температуры АО кристалла вызывает изменение скорости распространения ультразвуковой волны, что, в свою очередь, влияет на условие АО синхронизма и приводит к сдвигу функции пропускания АО устройств.

Проведенный анализ влияния температуры на скорость медленной акустической моды в плоскости  $(1\bar{1}0)$  кристалла парателлуриата показал, что величина изменения скорости данной волны с температурой сильно зависит от направления распространения акустической волны, скорость может как увеличиваться, так и уменьшаться, обнаружено направление  $(24.5^\circ$  к оси

[110]) в котором скорость акустической волны не чувствительна к температуре, при меньших углах скорость увеличивается с температурой, при больших – уменьшается.

Введено понятие коэффициента сдвига частоты АО синхронизма с температурой. Теоретические расчеты, подтвержденные результатами эксперимента, показали, что коэффициент сдвига (в области углов среза кристалла парателлурита меньших  $24.5^\circ$ ) тем больше, чем меньше угол среза. Кроме того, величина коэффициента сдвига зависит от длины волны светового излучения – чем длина волны больше, тем коэффициент меньше.

Предложена оригинальная методика температурных калибровок АО устройств, позволяющая существенно упростить и ускорить процесс калибровок и получить достаточную их точность.

На примере квазиколлинеарных АО ячеек, используемых как акустооптические линии задержки, изучено влияние неоднородного распределения температуры АО ячейки на аппаратные функции АО устройства.

Предложена математическая модель АО дифракции, учитывающая неоднородную структуру акустического пучка, затухание ультразвука и неоднородное распределение температуры.

Сопоставление результатов расчета с результатами экспериментального измерения аппаратных функций АОЛЗ при различных величинах температурного градиента показало, что разработанная теория обладает высокой предсказательной силой даже в случае экстремально больших температурных градиентов внутри АО ячеек.

Проведенные в этой части диссертационной работы исследования указали на недостаточное изучение вопроса затухания ультразвуковых волн в кристалле диоксида теллура. С целью устранения данной проблемы было проведено подробное изучение затухания ультразвука для двух углов среза ( $7^\circ$  и  $10.5^\circ$ ) в плоскости  $(1\bar{1}0)$  диоксида теллура.

Выполненные акустооптическим методом измерения показали, что затухание, в силу наличия акустической нелинейности в парателлурите, носит сложный характер. Форма профилей изменения мощности ультразвуковой волны с расстоянием от возбуждителя ультразвука существенно меняется с частотой ультразвука. Обнаружено три типичных формы, соответствующих различным диапазонам частоты акустических волн: полиномиальная для «низких» частот, линейная для «средних» частот и «экспоненциальная» для «высоких». Границы диапазонов определяются величиной угла среза и смещаются в сторону более низких частот с его уменьшением.

Измерения показали, что понятие коэффициента затухания акустической волны может быть введено только для «высоких» частот ультразвука (для изученных углов среза кристалла – более 200 МГц). При этом величина коэффициента затухания линейно увеличивается с

частотой. Проведенное исследование установило тот факт, что определение величины коэффициента затухания и его экстраполяция на другие частоты ультразвука для какого-либо направления в парателлурите по результатам измерений только на одной акустической частоте не является корректным. Экстраполяция коэффициента затухания возможна только в области «высоких» частот ультразвука.

Был проведен анализ влияния затухания на аппаратные функции АО ячеек, построена математическая модель, позволяющая рассчитывать функции пропускания АО устройств произвольной геометрии АО взаимодействия с учетом сноса акустического пучка и величины затухания ультразвука, для выбранного направления волнового вектора ультразвуковой волны.

Сопоставление результатов расчетов и измерений, выполненное для АО ячейки с углом среза  $10.5^\circ$ , показало, что в случае, когда затухание ультразвука известно, предложенная модель позволяет рассчитывать характеристики АО дифракции с высокой точностью.

## **Глава 5. Управление характеристиками акустооптических устройств посредством введения цепи оптоэлектронной обратной связи**

Одним из важных применений акустооптических устройств является спектральная фильтрация оптического излучения. На сегодняшний день акустооптические фильтры могут работать в диапазоне длин световых волн от ультрафиолетового до среднего инфракрасного [5,8,136,138,284]. Такие устройства обладают несомненными достоинствами - малыми габаритами, отсутствием подвижных частей, небольшой потребляемой мощностью, широким диапазоном перестройки и высокой надежностью. Однако у них существует ряд недостатков, от которых достаточно сложно избавиться. К таким недостаткам можно отнести наличие боковых максимумов у функции пропускания, невысокий спектральный контраст и малое, по сравнению, например, с дифракционными решетками, спектральное разрешение. Наличие боковых максимумов у функции пропускания не позволяет использовать АО устройства, например, для селекции спектральных каналов в линиях оптоволоконной связи, несмотря на то, что полоса пропускания некоторых АО устройств является достаточной для такого применения [185]. Подробный обзор существующих методов управления функцией пропускания АО устройств приведен в п.1.3 Главы 1. Отметим, что у всех этих методов существуют определенные недостатки – при аподизации возникают сложности с электрическим согласованием АО ячейки, установка нескольких ячеек друг за другом вызывает усложнение оптической схемы и увеличивает оптические потери, а использование модулированных сигналов дает хорошие результаты только в определенных геометриях АО взаимодействия.

В классических АО устройствах форма функции пропускания задается геометрией АО взаимодействия, так же на нее влияет технология изготовления [159,160,246], а ее формой управлять нельзя.

Спектральное разрешение классических АО устройств определяется полушириной функции пропускания. Увеличение спектрального разрешения является сложной задачей, поскольку существуют фундаментальные причины его ограничивающие. К таким причинам можно отнести наличие расходимости у взаимодействующих светового и акустического пучков [85,90,151,243], возникающее в процессе работы АО фильтра неоднородное распределение температуры внутри АО кристалла [303,315,A10] и поглощение акустической мощности АО кристаллом [319].

Расходимость взаимодействующих пучков вызвана тем, что они имеют ограниченную линейную апертуру, и, кроме того, акустический пучок распространяется в акустически анизотропной среде, свойства которой так же вызывают изменение его структуры. Наиболее

критичным при этом является искривление волнового фронта акустического пучка, вызывающее изменение условий брэгговского синхронизма [155,245,A2].

Неоднородность распределения температуры внутри АО ячейки вызвана поглощением акустической мощности ультразвукового пучка материалом из которого она изготовлена. Температура так же влияет условия АО взаимодействия (от нее зависят скорость акустической волны и показатели преломления среды), следовательно, как было показано в Главе 4 диссертационной работы, в разных точках АО ячейки дифракция будет реализовываться при разных условиях. Следствием неоднородного распределения температуры будет сдвиг частоты синхронизма и положения функции пропускания, увеличение полосы пропускания системы и искажение формы аппаратной функции АО фильтра [A10].

Повысить спектральное разрешение АО фильтра можно несколькими способами, к примеру, можно увеличить длину АО взаимодействия (увеличить размеры АО ячейки) или увеличить частоту АО синхронизма. Но чем больше длина АО ячейки, тем более неоднородны взаимодействующие волновые пучки и больше градиент температур, а повышение частоты ультразвука ведет к увеличению поглощения его мощности и росту температурного градиента.

Таким образом, поиск методов повышения спектрального разрешения и контраста АО фильтров является фундаментальной проблемой для современной акустооптики.

В данной главе диссертационной работы изучаются возможности нового подхода к решению этой проблемы - введения в систему цепи обратной связи. Предлагаемый метод является не экстенсивным (увеличение размеров АО ячейки), а интенсивным, поскольку предлагает новый метод решения существующей проблемы.

Основным элементом изучаемой системы является коллинеарная АО ячейка [123], а функционирование системы построено на особенностях поляризационных эффектов АО взаимодействия которые наиболее ярко проявляются и просто реализуются именно в случае коллинеарной геометрии АО дифракции [A42-A44,A96-A105]. Исследуемый метод может быть эффективно применен и для других геометрий АО взаимодействия, при этом сигнал в цепи обратной связи будет существовать за счет использования эффекта АО гетеродинамирования [174,345-347,A52].

## **5.1 Поляризационные эффекты при коллинеарном АО взаимодействии**

Одной из важных особенностей АО эффекта является его сильная зависимость от поляризации света. Вопрос выбора оптимальной поляризации падающего светового излучения всегда возникает при расчете и конструировании АО устройств. Кроме того, существует проблема управления параметрами неполяризованного света, для которой до сих пор не

найден оптимального решения. Поэтому весьма актуальным является изучение особенностей АО взаимодействия в случае прохождения через АО ячейку произвольно поляризованного или неполяризованного оптического излучения [46,152,153,211-214]. В данном разделе представлены результаты исследований поляризационных эффектов для варианта коллинеарной дифракции. Такие исследования были впервые проведены в работах [А42-А44,А96]. Теоретический анализ выполнен в плосковолновом приближении. В экспериментах использовалась коллинеарная АО ячейка, изготовленная из кристалла молибдата кальция.

### 5.1.1. Постановка задачи и основные соотношения

При практическом использовании коллинеарной АО дифракции для отделения дифрагированной световой волны от падающей плоскости поляризации поляризатора и анализатора, между которыми располагается АО ячейка, устанавливают скрещенными (рис. 2.21). Рассмотрим случай произвольной поляризации падающего светового излучения и произвольной ориентации поляризаторов.

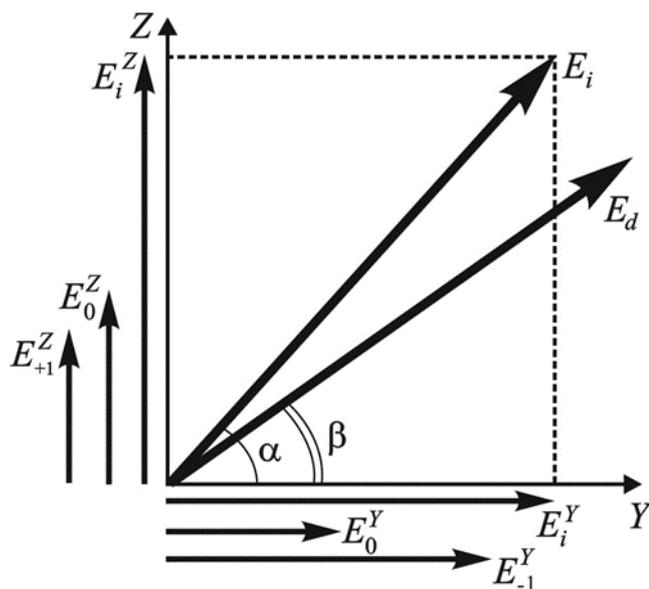


Рис. 5.1. Компоненты падающего и дифрагированного оптического излучения

На рис. 5.1 приведена диаграмма, показывающая трансформацию поляризации света в процессе его распространения в кристалле при коллинеарной дифракции. Если на кристалл падает линейно поляризованное световое излучение, то на его входе свет будет расщепляться на две компоненты (собственные моды среды) которые, в общем случае, могут быть не одинаковыми по амплитуде. Компоненты будут равны, только в случае выбора поляризации света под углом  $45^\circ$  к осям оптической анизотропии кристалла.

Предположим, что падающая плоская световая волна распространяется вдоль оси X кристалла. Обозначим как  $\alpha$  угол, который составляет плоскость поляризации поляризатора с

кристаллографической осью  $Y$ , а  $\beta$  – угол, образованный плоскостью поляризации анализатора с осью  $Y$ . На входе в кристалл, падающая световая волна с амплитудой  $E_i$  распадается на две компоненты  $E_i^Y$  и  $E_i^Z$ , поляризованные вдоль кристаллографических осей  $Y$  и  $Z$  соответственно (рис. 5.1). Эти компоненты дифрагируют в акустическом поле независимо друг от друга. При этом обыкновенно поляризованная волна  $E_i^Y$  дифрагирует в +1-й порядок, создавая волну нулевого порядка  $E_0^Y$  и волну +1-го порядка  $E_1^Z$ . Аналогичным образом необыкновенная волна  $E_i^Z$  дифрагирует в –1-й порядок, образуя волны  $E_0^Z$  и  $E_{-1}^Y$ . Волны  $E_0^Y$  и  $E_0^Z$  имеют ту же частоту  $\omega_0$ , что и падающий свет, в то время как волны  $E_1^Z$  и  $E_{-1}^Y$ , благодаря эффекту Доплера, имеют частоты  $\omega_0 + \Omega$  и  $\omega_0 - \Omega$  соответственно, где  $\Omega$  – частота ультразвука.

С учетом этих особенностей можно записать следующую систему уравнений Рамана-Ната отдельно для каждой из собственных мод света:

$$\begin{cases} \frac{dC_0^{(o)}}{dx} = \frac{q}{2} C_1^{(e)} \exp[j\eta_0 x] \\ \frac{dC_1^{(e)}}{dx} = -\frac{q}{2} C_0^{(o)} \exp[-j\eta_0 x] \end{cases}, \quad \begin{cases} \frac{dC_0^{(e)}}{dx} = -\frac{q}{2} C_{-1}^{(o)} \exp[-j\eta_{-1} x] \\ \frac{dC_{-1}^{(o)}}{dx} = \frac{q}{2} C_0^{(e)} \exp[j\eta_{-1} x] \end{cases} \quad (5.1)$$

Решая эти уравнения, получаем следующие выражения для компонент светового пучка на выходе АО ячейки:

$$E_0^Y = E_i \cos \alpha \cdot \left( \cos \frac{K}{2} - j \frac{R}{2} \operatorname{sinc} \frac{K}{2\pi} \right) \exp \left[ j \left( \omega_0 t - k_o l + \frac{R}{2} \right) \right], \quad (5.2)$$

$$E_1^Z = -E_i \frac{\Gamma}{2} \cos \alpha \cdot \operatorname{sinc} \frac{K}{2\pi} \exp \left[ j \left( (\omega_0 + \Omega) t - k_e l - \frac{R}{2} \right) \right], \quad (5.3)$$

$$E_0^Z = E_i \sin \alpha \cdot \left( \cos \frac{K}{2} + j \frac{R}{2} \operatorname{sinc} \frac{K}{2\pi} \right) \exp \left[ j \left( \omega_0 t - k_e l - \frac{R}{2} \right) \right], \quad (5.4)$$

$$E_{-1}^Y = E_i \frac{\Gamma}{2} \sin \alpha \cdot \operatorname{sinc} \frac{K}{2\pi} \exp \left[ j \left( (\omega_0 - \Omega) t - k_o l + \frac{R}{2} \right) \right], \quad (5.5)$$

где  $K = \sqrt{\Gamma^2 + R^2}$ ,  $R = \eta_0 l = \eta_{-1} l$ ,  $k_o$  и  $k_e$  волновые вектора обыкновенной и необыкновенной оптических волн соответственно. Расстройка  $R$  зависит от частоты ультразвука  $f$  и длины волны падающего светового излучения  $\lambda$ :

$$R = 2\pi \left( \frac{f}{V} - \frac{n_e - n_o}{\lambda} \right) = \frac{2\pi d}{V} (f - f_{c1}), \quad (5.6)$$

где  $n_o$  и  $n_e$  – показатели преломления среды,  $f$  частота ультразвука,  $f_{c1}$  – частота АО синхронизма для коллинеарной дифракции.

Анализатор, установленный под углом  $\beta$  к оси Y, пропускает лишь часть от каждой из компонент (5.2)-(5.5). На выходе системы световые волны имеют одинаковую поляризацию и поэтому интерферируют друг с другом. Результатом биений смещенных по частоте компонент (5.3), (5.5) и не смещенных - (5.2), (5.4) является модуляция интенсивности света с частотой  $\Omega$ . Биения же компонент (5.3) и (5.5) со сдвинутыми частотами приводят к модуляции интенсивности света на удвоенной частоте ультразвука  $2\Omega$ . Таким образом, интенсивность света на выходе из анализатора можно записать в виде [A42-A44,A96]:

$$I_d = \left| (E_0^Y + E_{-1}^Y) \cos \beta + (E_0^Z + E_1^Z) \sin \beta \right|^2 = I_i [I_0 + I_1 \cos(\Omega t - \varphi_1) + I_2 \cos(2\Omega t - \varphi_2)] \quad (5.7)$$

здесь  $I_i = E_i^2$ ,  $I_0$  - нормированная постоянная компонента дифрагированного пучка,  $I_1$  - амплитуда компоненты с модуляцией на частоте ультразвука, а  $I_2$  - амплитуда компоненты с модуляцией на удвоенной частоте ультразвука. Для этих величин были получены следующие выражения:

$$I_0 = \left( \cos^2 \alpha \cos^2 \beta + \sin^2 \alpha \sin^2 \beta \right) \left( A^2 + \frac{R^2}{4} B^2 \right) + \left( \cos^2 \alpha \sin^2 \beta + \sin^2 \alpha \cos^2 \beta \right) \frac{\Gamma^2}{4} B^2 + \frac{1}{2} \sin 2\alpha \sin 2\beta \left[ A^2 \cos(R + \delta) + ABR \sin(R + \delta) - \frac{R^2}{4} B^2 \cos(R + \delta) \right], \quad (5.8)$$

$$I_1 = \frac{\Gamma}{4} B \sqrt{a^2 + b^2}, \quad (5.9)$$

$$I_2 = -\frac{\Gamma^2}{8} B^2 \sin 2\alpha \sin 2\beta, \quad (5.10)$$

$$\varphi_1 = \arctg(b/a), \quad \varphi_2 = R + \delta, \quad (5.11)$$

где введены обозначения:

$$A = \cos(K/2), \quad B = \text{sinc}(K/2\pi), \quad \delta = (k_e - k_o)l, \\ a = 2A \sin 2\alpha \cos 2\beta - \cos 2\alpha \sin 2\beta [2A \cos(R + \delta) + RB \sin(R + \delta)], \\ b = RB \sin 2\alpha \cos 2\beta - \cos 2\alpha \sin 2\beta [2A \sin(R + \delta) - RB \cos(R + \delta)]. \quad (5.12)$$

Таким образом, показано, что поляризационные характеристики коллинеарной дифракции не имеют ничего общего с квазиортогональным вариантом, исследованным в работах [348-356]. Причиной различия является то, что в квазиортогональном случае дифрагированный пучок имеет иное направление распространения, чем падающий. В случае коллинеарной дифракции их направления распространения совпадают, и биения дифрагированных волн дают амплитудную модуляцию света на выходе. Отметим, что это единственный случай АО

взаимодействия, когда при дифракции света на бегущей монохроматической акустической волне выходящее излучение оказывается промодулированным по интенсивности.

Для функционирования рассматриваемой системы наибольшее значение имеют несколько частных случаев. Первый случай реализуется, если поляризатор и анализатор ориентированы под углами  $\alpha = 90^\circ$  и  $\beta = 0^\circ$  или  $\alpha = 0^\circ$  и  $\beta = 90^\circ$ , тогда АО фильтр работает в традиционной геометрии, а уравнения (5.2)-(5.5) приобретают вид:

$$E_0^Y = 0, \quad E_1^Z = 0, \quad (5.13)$$

$$E_0^Z = E_i \cdot \left( \cos \frac{K}{2} + j \frac{R}{2} \operatorname{sinc} \frac{K}{2\pi} \right) \exp \left[ j \left( \omega_0 t - k_e l - \frac{R}{2} \right) \right], \quad (5.14)$$

$$E_{-1}^Y = E_i \frac{\Gamma}{2} \operatorname{sinc} \frac{K}{2\pi} \exp \left[ j \left( (\omega_0 - \Omega) t - k_o l + \frac{R}{2} \right) \right], \quad (5.15)$$

а интенсивность света, регистрируемого фотоприемником, описывается соотношением:

$$I_d = I_i \frac{\Gamma^2}{4} \cdot \operatorname{sinc}^2 \frac{K}{2\pi} \quad (5.16)$$

Следовательно, при таком взаимном расположении поляризатора и анализатора в световом пучке присутствует только постоянная компонента, величина которой определяется акустической мощностью и параметром расстройки.

Рассмотрим еще один тривиальный случай, когда плоскости поляризации поляризатора и анализатора установлены под углами  $\alpha = 0^\circ$  или  $45^\circ$ , а  $\beta = \alpha + 45^\circ$ . Тогда интенсивность света на фотоприемнике определяется выражением:

$$I_d = \frac{I_i}{2} \left[ 1 + \frac{\Gamma}{2} \operatorname{sinc} \left( \frac{K}{2\pi} \right) \cdot \sqrt{4 \cos^2 \left( \frac{K}{2} \right) + R^2 \operatorname{sinc}^2 \left( \frac{K}{2\pi} \right)} \right]. \quad (5.17)$$

Приведенное выражение состоит из двух слагаемых, первое слагаемое есть амплитуда компоненты  $I_0 = I_i/2$ , второе – амплитуда компоненты  $I_1$ , достигающая в такой взаимной ориентации поляризатора и анализатора максимального значения. Компонента  $I_2$  при этом отсутствует, поскольку сдвиг частоты света происходит только в одну сторону.

Максимальное значение компоненты  $I_2$  достигается при  $\alpha = \beta = 45^\circ$ .

Существенное упрощение формул (5.8)-(5.12) можно получить при фазовом синхронизме ( $R = 0$ ):

$$I_0 = \left( \cos^2 \alpha \cos^2 \beta + \sin^2 \alpha \sin^2 \beta \right) \cos^2 \frac{\Gamma}{2} + \left( \cos^2 \alpha \sin^2 \beta + \sin^2 \alpha \cos^2 \beta \right) \sin^2 \frac{\Gamma}{2} + \frac{1}{2} \sin 2\alpha \sin 2\beta \cos^2 \frac{\Gamma}{2} \cos \delta, \quad (5.18)$$

$$I_1 = \frac{1}{2} \sin \Gamma \sqrt{\sin^2 2\alpha \cos^2 2\beta + \cos^2 2\alpha \sin^2 2\beta} - \frac{1}{2} \sin 4\alpha \sin 4\beta \cos \delta, \quad (5.19)$$

$$I_2 = -\frac{1}{2} \sin^2 \frac{\Gamma}{2} \sin 2\alpha \sin 2\beta \quad (5.20)$$

### 5.1.2. Результаты численного расчета

Расчет по формулам (5.8)-(5.12) проводился для линейной поляризации падающего света под углом  $\alpha = 45^\circ$ , когда поляризационные эффекты проявляются наиболее ярко, и различных ориентаций анализатора меняющихся в диапазоне углов  $\beta$  от 0 до  $45^\circ$ . Рассмотрим сначала случай, когда фазовый сдвиг  $\delta = (k_e - k_o)l$ , вызванный естественным двулучепреломлением кристалла, равен нулю. Ниже представлены результаты расчетов интенсивностей всех трех компонент дифрагированного пучка для различных значений параметра Рамана-Ната  $\Gamma$ , пропорционального амплитуде акустической волны, и расстройки  $R$ , характеризующей степень отхода от условия фазового синхронизма.

На рис. 5.2 представлены зависимости  $I_k(\Gamma)$  ( $k = 0, 1, 2$ ) для частоты фазового синхронизма  $f_{cl}$  ( $R = 0$ ) [A42-A44, A96]. Кривые 1 соответствуют случаю, когда анализатор ориентирован так, что пропускает излучение, поляризованное вдоль оси Y. При этом постоянная компонента при любой мощности ультразвука равна половине интенсивности падающего света, компонента  $I_2$  полностью отсутствует, а  $I_1$  изменяется по синусоидальному закону, достигая максимального значения 0.5 в точках  $\Gamma = \pi/2, 3\pi/2, \dots$ . Таким образом, в указанных точках интенсивность света на выходе гармонически меняется во времени с частотой ультразвука  $\Omega$  от нуля до полной интенсивности падающего света  $I_i$ . Это означает, что АО ячейка осуществляет 100%-ную модуляцию светового пучка без каких-либо световых потерь. Важно отметить, что необходимая для этого акустическая мощность в 4 раза меньше, чем в обычном варианте коллинеарной дифракции, когда поляризация падающего света выбирается вдоль осей анизотропии кристалла, а частота модуляции в точности соответствует частоте ультразвуковой волны, возбуждаемой в АО ячейке.

Другой интересный случай имеет место при  $\beta = 45^\circ$ , когда анализатор параллелен поляризатору (кривые 4). Постоянная составляющая изменяется от 1 до 0.5,  $I_1 = 0$ , а амплитуда  $I_2$  имеет максимум в точке  $\Gamma = \pi$ , когда эффективность дифракции для каждой оптической моды  $E_1^Z$  и  $E_{-1}^Y$  достигает 100%. В этом варианте также можно получить 100% модуляцию света без оптических потерь, но на удвоенной частоте ультразвука  $2\Omega$ .

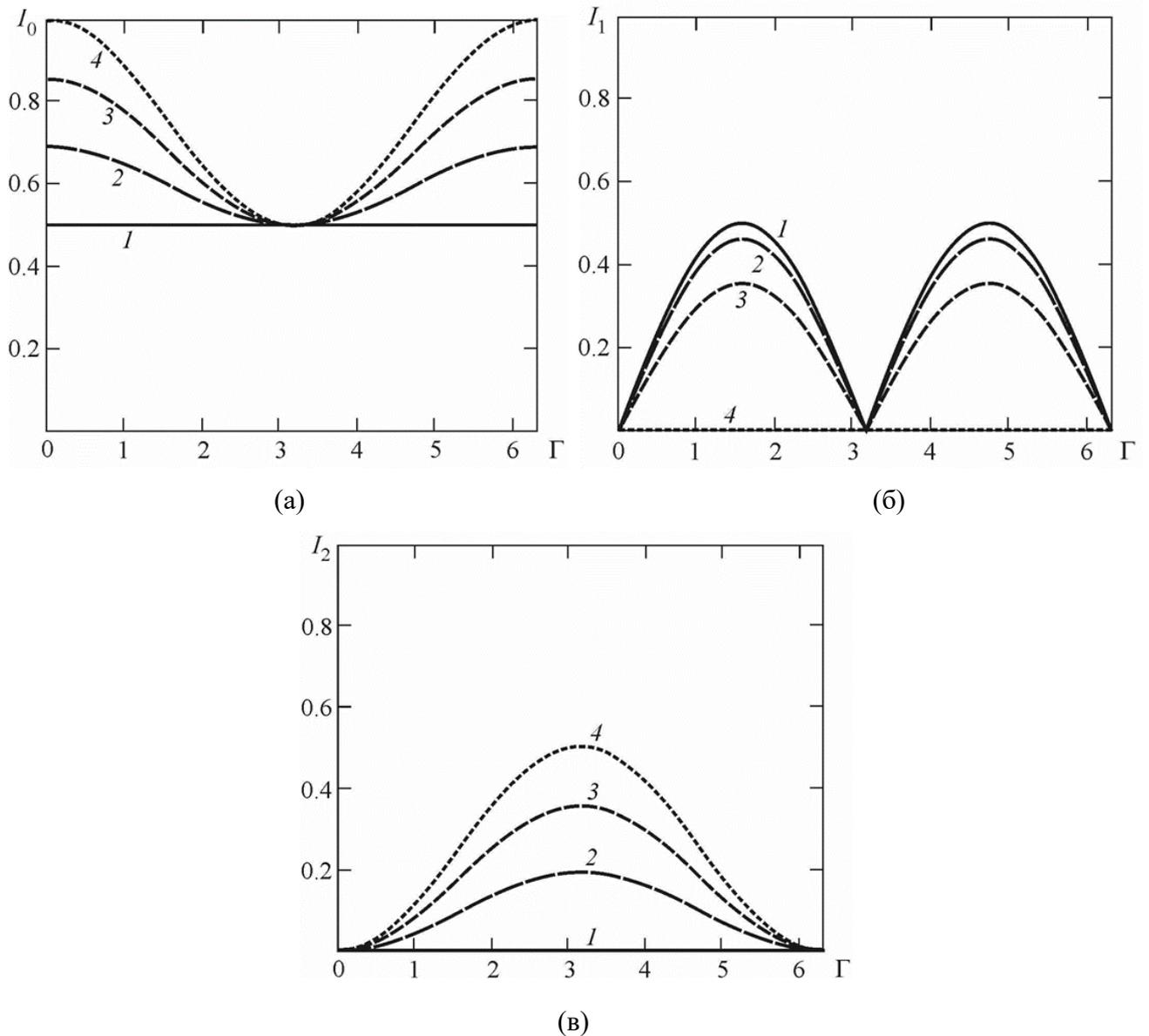


Рис. 5.2. Зависимости нормированных интенсивностей компонент выходного пучка  $I_0$  (а),  $I_1$  (б) и  $I_2$  (в) от параметра Рамана-Ната  $\Gamma$  при  $R = 0$  и  $\alpha = 45^\circ$ .  
 $1 - \beta = 0$ ;  $2 - \beta = 11.25^\circ$ ;  $3 - \beta = 22.5^\circ$ ;  $4 - \beta = 45^\circ$

На рис. 5.3 показаны расстроечные характеристики  $I_k(R)$ , полученные при фиксированных значениях параметра Рамана-Ната  $\Gamma = \pi/2$  (а,б) и  $\Gamma = \pi$  (в). В эксперименте  $R$  можно варьировать путем изменения частоты ультразвука или длины волны света. В последнем случае кривые можно рассматривать как функции пропускания коллинеарного АО фильтра [А42-А44]. Вариант  $\beta = 45^\circ$  (кривые 1) представляет наибольший интерес. В этом случае постоянная составляющая не зависит от расстройки  $R$ , а вторая гармоника полностью отсутствует.

Компонента  $I_1$ , из-за присутствия в соотношении (5.17)  $I_0 = I_i/2$ , не подходит для спектральной фильтрации оптического излучения, так как половина входного излучения будет

проходить через АО фильтр без каких-либо изменений в спектре. Ее огибающую можно рассматривать как функцию пропускания с формой, отличающейся от  $\text{sinc}^2$ -функции, характерной для обычного фильтра [А42-А44]. Она имеет уплощенную вершину, где коэффициент пропускания остается практически постоянным. В точке фазового синхронизма ( $R = 0$ ) выходящий пучок промодулирован по интенсивности на 100%, а световые потери отсутствуют.

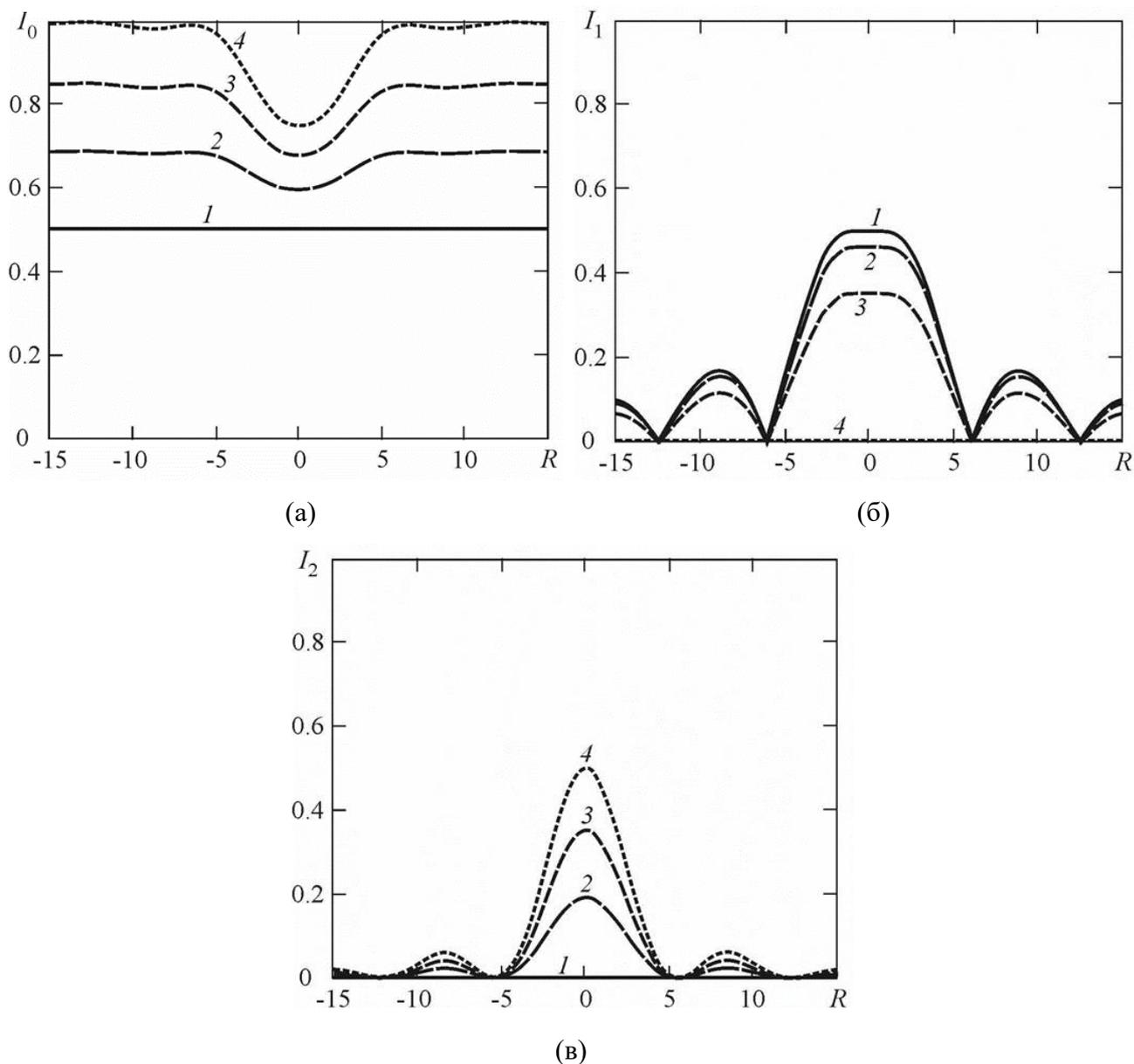


Рис. 5.3. Зависимости нормированных интенсивностей компонент  $I_0$  (а),  $I_1$  (б) и  $I_2$  (в) от безразмерной расстройки  $R$  при  $\Gamma = \pi/2$  (а,б) и  $\Gamma = \pi$  (в).

$$1 - \beta = 0^\circ; 2 - \beta = 11.25^\circ; 3 - \beta = 22.5^\circ; 4 - \beta = 45^\circ$$

Как отмечено выше, акустическая мощность, требуемая для достижения максимальной эффективности дифракции 4 раза меньше мощности, требуемой для достижения 100% эффективности дифракции при использовании компоненты  $I_0$ .

Наличие амплитудной модуляции с частотой ультразвука является важным достоинством компоненты  $I_1$  поскольку именно эта особенность позволяет использовать данную компоненту для создания оптоэлектронной цепи обратной связи, соединяющей оптический выход АО ячейки и ее пьезоэлектрический преобразователь.

Графики на рис. 5.3в рассчитаны для  $\Gamma = \pi$ . В случае  $\beta = 45^\circ$  (кривая 4) компонента  $I_1$  отсутствует, но  $I_2$  может быть эффективно использована для спектральной фильтрации оптических сигналов. Функция пропускания в этом варианте точно такая же, как и в случае обычного фильтра, однако есть возможность получить выигрыш интенсивности выходящего оптического излучения, когда падающий свет имеет произвольную линейную поляризацию.

В случае  $\alpha = 0^\circ$  ситуация во многом похожа на рассмотренную выше, но кривые рис. 5.2а,б и 5.3а,б меняются зеркально. Это означает, что при  $\beta = 45^\circ$  постоянная составляющая при любых значениях  $\Gamma$  и  $R$  остается равной 0.5, а  $I_1$  определяется кривыми 1.

### **5.1.3. Учет естественного двулучепреломления кристалла**

В предыдущем разделе диссертационной работы расчет интенсивностей различных компонент светового пучка на выходе АО коллинеарного фильтра был проведен без учета фазового сдвига  $\delta = (k_e - k_o)l$ , возникающего при распространении ортогональных компонент света в АО кристалле вследствие двулучепреломления. Этот фазовый сдвиг может быть устранен за счет внесения в световой пучок поляризационного преобразования: придания падающему излучению эллиптической поляризации, которая затем компенсируется естественным двулучепреломлением кристалла АО ячейки. Тем не менее, представляется интересным проанализировать влияние фазового сдвига  $\delta$  на характеристики выходного излучения.

Проведенные расчеты показали, что амплитуда компоненты  $I_2$ , определяемая формулой (5.10) не зависит от  $\delta$  ни при каких ориентациях входного и выходного поляризаторов. Это связано с тем, что данная компонента возникает вследствие интерференции сдвинутых по частоте компонент (5.3) и (5.5).

Амплитуда компоненты  $I_1$  в общем случае имеет зависимость от  $\delta$ , которая возникает из-за интерференции несдвинутых по частоте компонент (5.2) и (5.4). Однако, как следует из (5.9) и (5.12), для наиболее важных с практической точки зрения случаев  $\alpha = 0^\circ, 45^\circ$  или  $\beta = 0^\circ, 45^\circ$  эта зависимость исчезает. Что так же имеет положительное значение при использовании этой компоненты в цепи оптоэлектронной обратной связи.

### 5.1.4. Результаты эксперимента

Для проверки теоретических выводов был проведен эксперимент, в котором изучалась зависимость интенсивностей постоянной компоненты  $I_1$  и амплитуды компоненты  $I_1$  от частоты ультразвука, то есть от величины расстройки  $R$  [A42-A44]. Компонента  $I_2$  экспериментально не исследовалась, поскольку она не имеет важного практического значения для функционирования исследуемой системы.

В эксперименте использована коллинеарная АО ячейка на основе кристалла молибдата кальция с длиной АО взаимодействия  $l=4$  см. Измерение КСВ АО ячейки показало, что она может эффективно применяться в диапазоне частот от 24 МГц до 58 МГц. Это означает, что ячейку можно было использовать в качестве фильтра с перестройкой по длине волны света от 0.48 мкм до 0.82 мкм.

Измерения проводились на длине волны  $\lambda=632.8$  нм (гелий-неоновый лазер) для которой условие фазового синхронизма выполнено на частоте  $f_{cl}=43.6$  МГц. Ширина светового пучка было около 2 мм, что соответствует дифракционной расходимости  $\varphi_L = 0.01^\circ$ . Из рис. 3.2а ясно, что при такой малой расходимости влиянием передаточной функции можно пренебречь и сопоставление результатов эксперимента с теорией для взаимодействующих плоских волн вполне обосновано.

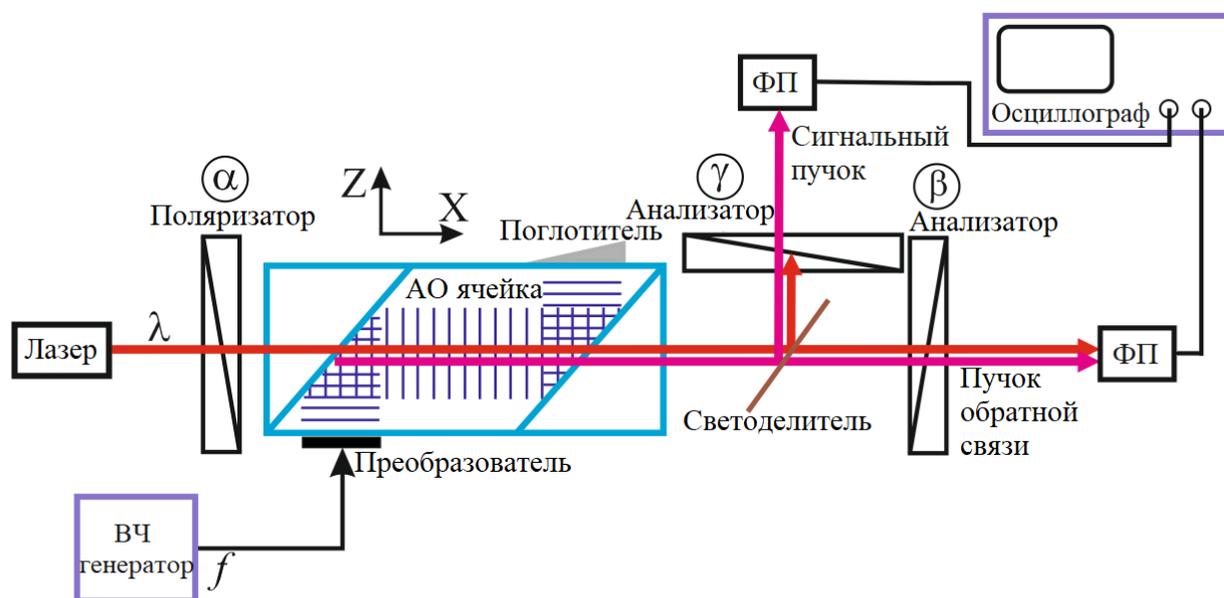


Рис. 5.4. Схема экспериментальной установки.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 5.4. Пучок лазерного излучения проходил через поляризатор, задававший поляризацию света под углом  $\alpha$  к оси  $Y$  кристалла. Проходя через АО ячейку, пучок дифрагировал в акустическом поле. Вышедший из ячейки свет с помощью светоделивателя разделялся на два пучка. Один из пучков проходил через

анализатор, плоскость поляризации которого (угол  $\beta$ ) была ориентирована так, чтобы амплитуда компоненты  $I_1$  была максимальна. Второй пучок проходил через анализатор (угол  $\gamma$ ), плоскость поляризации которого была ориентирована так, что максимальна была амплитуда постоянной компоненты. Попадая на фотоприемники излучение, преобразовывалось в электрические сигналы, регистрируемые осциллографом. Возбуждающий акустическую волну электрический сигнал, подаваемый с генератора, имел линейную частотную модуляцию в диапазоне, достаточном для регистрации аппаратных функций компонент  $I_0$  и  $I_1$ .

Осциллограмма на рис. 5.5а иллюстрирует аппаратную функцию АО ячейки в геометрии обычного коллинеарного фильтра: при  $\alpha = 90^\circ$  и  $\gamma = 0^\circ$ . В этом варианте амплитудная модуляция прошедшего света отсутствует. Экспериментально измеренная полоса пропускания фильтра составила  $\Delta\lambda = 0.9$  нм при теоретическом значении 0.91 нм. Эффективность дифракции была около 80% при 3 Вт электрической мощности, подводимой к пьезопреобразователю.

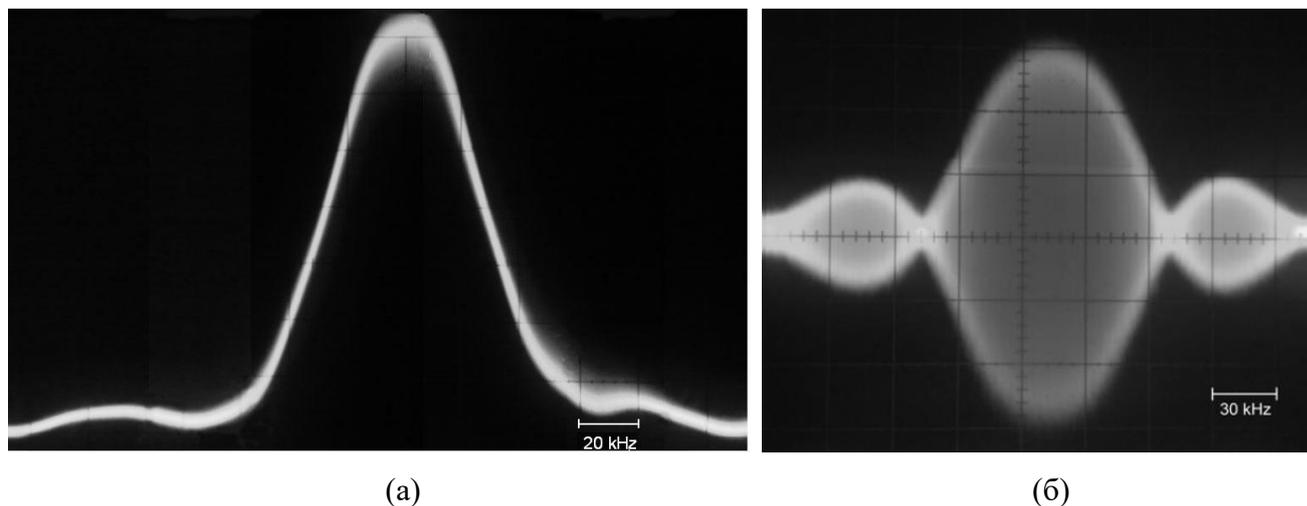


Рис. 5.5. Осциллограммы выходного сигнала фотоприемника при:  
 $\alpha = 90^\circ, \gamma = 0^\circ$  (а) и  $\alpha = 45^\circ, \beta = 0^\circ$  (б)

Рис. 5.5б соответствует варианту  $\alpha = 45^\circ$  и  $\beta = 0^\circ$ . Как следует из теоретического рассмотрения, постоянная составляющая в этом случае не зависит от частоты  $f$ , и равна половине интенсивности входного светового пучка, поэтому зарегистрированная картина симметрична по горизонтали. Компонента  $I_2$  полностью отсутствует для такой взаимной ориентации поляризаторов. Представленная осциллограмма показывает выходной сигнал с модуляцией на частоте  $f$ . Огибающая этого сигнала может рассматриваться как функция пропускания АО коллинеарного фильтра, работающего в нетрадиционной геометрии. Сравнивая рис. 5.5б с кривой  $I$  на рис. 5.3б, можно отметить хорошее качественное соответствие теории с экспериментом: уплощение верхушки основного максимума и

увеличение боковых лепестков. Количественное соответствие по спектральной полосе пропускания также оказалось неплохим: расчет дает 1.30 нм при экспериментальном значении 1.34 нм.

Таким образом, было обнаружено, что при определенных взаимных ориентациях поляризаторов можно получить на выходе системы амплитудную модуляцию интенсивности светового пучка с частотой ультразвука, возбуждаемого в АО ячейке. Применяя светоделитель и пару поляризаторов, установленных после него, мы можем получить два световых пучка. Для одного из них – сигнального, АО ячейка будет работать как обычный коллинеарный АО фильтр, а для другого – пучка обратной связи, свет будет промодулирован по интенсивности.

## 5.2 Акустооптическая система с оптоэлектронной обратной связью

В данной части диссертационной работы будет рассмотрена оптоэлектронная система, которая принадлежит к классу акустооптических устройств с обратной связью [50]. Среди множества различных АО инструментов [3-11] такие устройства занимают особое место. В этих системах часть интенсивности оптического излучения с оптического выхода АО ячейки подается на отдельный фотоприемник. Электрический сигнал с этого фотоприемника проходит через цепь обратной связи, соединяющую его выход с пьезоэлектрическим преобразователем АО ячейки [165-177].

Известно, что введение цепи обратной связи существенно расширяет диапазон задач в области оптической обработки информации, которые могут быть решены с помощью АО методов [173-175,357-359]. Было показано, что обратная связь позволяет, во-первых, улучшить характеристики обычных АО устройств [171], а, во-вторых, создавать принципиально новые устройства лазерной физики и оптической обработки информации [357-359,A22,A23,A53,A54,A67,A72-A74]. Обратная связь в этих системах является гибридной: оптический сигнал в одном дифракционных максимумов на выходе ячейки АО преобразуется с помощью фотодетектора в электрический сигнал, который контролирует амплитуду [176,A22,A23] или частоту [171] акустической волны, возбужденной в ячейке.

Поведение АО систем, включающих обратную связь, чрезвычайно разнообразно. В них могут возбуждаться различные типы колебаний включая гармонические, автомодуляционные и хаотические [176,A22,A23]; становится возможным существование бистабильных и мультистабильных режимов работы со стабильными состояниями, отличающимися по амплитуде, частоте и направлению распространения дифрагированных световых волн [50,165-170,172,177,359-361]. Все эти особенности могут найти практическое применение в оптоэлектронных устройствах.

Акустооптические системы с обратной связью, с точки зрения описания их функционирования, имеют две важные особенности. Во-первых, такие системы, в основном, являются распределенными, поскольку время распространения акустической волны в ячейке (т.е. время задержки сигнала в цепи обратной связи) сравнимо с периодом колебаний. Во-вторых, эти системы, в основном, нелинейны, и характер нелинейностей принципиально влияет на их поведение. Нелинейности, в первую очередь АО взаимодействия, порождают разнообразие режимов, но в то же время существенно усложняют теоретический анализ таких систем.

Вероятно, именно по этой причине, не смотря на всю перспективность применения АО систем с обратной связью, существует достаточно малое количество работ, посвященных исследованию этой тематики.

В данной части диссертационной работы исследуется АО система, функционирование которой основано на совместном использовании коллинеарного АО фильтра, с учетом особенностей его работы, рассмотренных в п.5.1, и цепи оптоэлектронной обратной связи. Изучено влияние цепи обратной связи на характеристики коллинеарной АО дифракции, различные режимы работы и предложены практические применения данного устройства [A16-A28, A45-A47, A53, A54, A66-A75, A106-A110].

### **5.2.1. Описание исследуемой системы с обратной связью**

Принципиальная схема исследуемой системы АО показана на рис. 5.6. Основным ее элементом является коллинеарный АО фильтр, изготовленный из кристалла молибдата кальция [123], с длиной взаимодействия  $l = 4$  см. Ячейка расположена между поляризатором и светоделителем (коэффициент деления 50:50), за которым установлена пара анализаторов. Ориентации плоскостей поляризации поляризаторов определяются углами  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  отсчитываемыми относительно кристаллографической оси Y.

Плоскость поляризации входного поляризатора ориентирована ортогонально к кристаллографической оси Y ( $\alpha = 90^\circ$ ). После светоделителя один из световых лучей проходит через анализатор с плоскостью поляризации, ортогональной к плоскости поляризации входного поляризатора ( $\gamma = 0^\circ$ ). Такая взаимная ориентация плоскостей поляризации соответствует стандартному применению коллинеарных АО ячеек (при анизотропной АО дифракции), когда они располагаются между скрещенными поляризаторами, для того чтобы отделить дифрагированный световой пучок от прошедшего. Этот оптический луч несет полезную информацию, поэтому назовем его сигнальным.

Второй луч проходит через анализатор с плоскостью поляризации, ориентированной под углом  $\beta = 45^\circ$  к оси Y (геометрия обеспечивающая максимальную амплитуду компоненты  $I_1$ ).

Таким образом, интенсивность второго пучка будет амплитудно-модулированной с частотой ультразвука, возбуждаемого в АО ячейке [А42-А44,А96], что позволяет использовать его для генерации сигнала на входе цепи обратной связи. Поэтому второй оптический пучок будем называть лучом обратной связи.

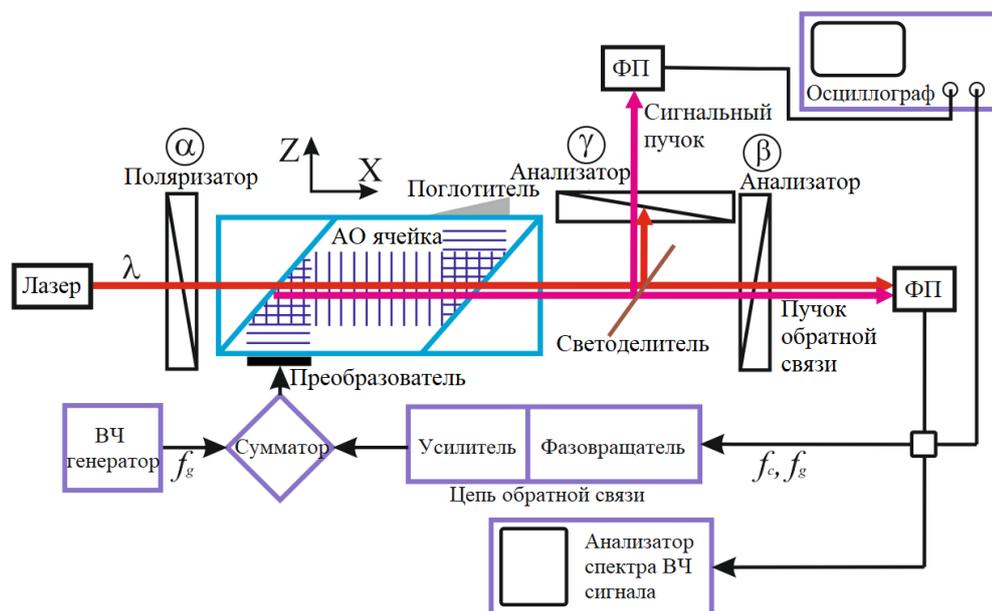


Рис. 5.6. Общая схема исследуемой системы

В качестве источников оптического излучения в различных экспериментах использовались пара лазерных модулей ThorLabs CPS635R с длиной волны оптического излучения 635 нм (максимальная мощность 10мВт) и He-Ne лазер с длиной волны 633 нм (мощность 5мВт). Интенсивность входного излучения могла изменяться при помощи нейтрального светофильтра Thorlabs NDL-10S-4, установленного перед входным поляризатором. Оптический пучок цепи обратной связи регистрировался фотоприемником Thorlabs PDA-10A. Сигнальный пучок либо регистрировался таким же фотоприемником, либо подавался на вход анализатора спектра оптического излучения.

Фотоприемник цепи обратной связи формировал входной сигнал в этой цепи. Схема электрической цепи обратной связи включает фазовращатель MiniCircuits JSPHS-51+, необходимый для выполнения условия баланса фаз, и пару усилителей Mini-Circuits ZHL-5W и ZFL-1200G +, что позволяло изменять усиление цепи обратной связи  $k$  в широком диапазоне (от 0 до 600 по амплитуде).

Сигнал с выхода обратной связи поступал на пьезоэлектрический преобразователь АО ячейки. К пьезопреобразователю также подключался ВЧ генератор, который в некоторых экспериментах был отключен. Анализ характеристик ВЧ сигнала в цепи обратной связи осуществлялся с помощью осциллографа или анализатора спектра радиочастотного сигнала.

### 5.2.2. Модель исследуемой системы с обратной связью

В данном параграфе работы будет рассмотрена математическая модель исследуемой АО системы с обратной связью, позволяющая смоделировать ее характеристики – полосу пропускания, спектральное разрешение, нелинейность, определить границы между режимами работы.

#### 5.2.2.1 Случай монохроматического светового излучения

Для начала рассмотрим случай, когда входное оптическое излучение содержит только одну спектральную компоненту. Решение этой задачи позволит изучить влияние параметров цепи обратной связи на функцию пропускания исследуемой АО системы.

Будем считать, что поляризатор и анализаторы ориентированы таким образом, что амплитуда компоненты  $I_I$  в пучке обратной связи максимальна, а в сигнальном пучке присутствует только компонента  $I_0$ . Тогда, используя выражения (5.17) для изменения во времени интенсивности пучка обратной связи, с учетом присутствия светоделителя, можно записать следующее выражение:

$$I_d = \frac{I_i \vartheta}{2} \left[ 1 + \frac{\Gamma}{2} \operatorname{sinc} \left( \frac{K}{2\pi} \right) \cdot \sqrt{4 \cos^2 \left( \frac{K}{2} \right) + R^2 \operatorname{sinc}^2 \left( \frac{K}{2\pi} \right)} \cdot \cos(\Omega t + \varphi_1 + \Phi) \right] \quad (5.21)$$

где  $\vartheta$  – коэффициент деления светоделителя (в эксперименте использовался светоделитель ThorLabs EBS2 с коэффициентом деления 50:50),  $I_i$  – интенсивность падающего оптического излучения  $\varphi_1$  определяется выражением (5.11),  $\Phi$  – фаза акустической волны. В приведенном выражении первое слагаемое – постоянная компонента, равная половине интенсивности входного излучения, а второе слагаемое – компонента  $I_I$ .

В случае, когда условие фазового синхронизма выполнено расстройка  $R=0$  и  $I_1 = (I_i \vartheta / 2) \sin \Gamma$ .

Фазовый сдвиг  $\varphi_1$ , при выбранной ориентации поляризатора и анализатора ( $\alpha = 90^\circ$ ,  $\beta = 45^\circ$ ), определяется соотношением:

$$\tan \varphi_1 = \frac{K}{R} \cot \left( \frac{K}{2} \right) \quad (5.22)$$

При выполнении условия АО синхронизма  $R=0$  получим, что  $\varphi_1 = \pi/2$ .

Поскольку постоянная часть выражения (5.21) не влияет на амплитуду акустической волны, то мы можем ей пренебречь, и записать выражение для напряжения на выходе цепи обратной связи с учетом эффективности фотоприемника  $\sigma$ , коэффициента усиления обратной связи  $k$  и сдвига фаз, вносимого фазовращателем  $\chi$ :

$$U_{fb}(t) = \sigma k \vartheta I_i \frac{\Gamma}{4} \operatorname{sinc} \left( \frac{K}{2\pi} \right) \cdot \sqrt{4 \cos^2 \left( \frac{K}{2} \right) + R^2 \operatorname{sinc}^2 \left( \frac{K}{2\pi} \right)} \cdot \cos(\Omega t + \varphi_1 + \Phi + \chi) \quad (5.23)$$

Далее сигнал обратной связи вместе с сигналом генератора подаются на входы сумматора, а сигнал с его выхода подается на пьезоэлектрический преобразователь АО ячейки.

Тогда напряжение на пьезопреобразователе АО ячейки будет описываться следующим образом:

$$U_t(t) = U_g \cos \Omega t + U_{fb} \cdot \cos(\Omega t + \varphi_1 + \Phi + \chi) \quad (5.24)$$

здесь  $U_g$  – амплитуда сигнала генератора.

Сумма слагаемых в выражении (5.24) будет максимальной, если  $\chi = -\varphi_1$ , это равенство означает, что сдвиг фазы  $\varphi_1$  должен быть скомпенсирован при помощи фазовращателя, включенного в цепь обратной связи. Как следует из уравнения (5.22), при выполнении условия АО синхронизма  $\varphi_1 = \pi/2$ , поэтому  $\chi = -\pi/2$ .

В экспериментах величина сдвига фазы в цепи обратной связи не перестраивалась с частотой ВЧ генератора, а оставалась фиксированной и равной  $-\pi/2$  с точностью до величины дополнительных фазовых набегов, возникающих в электрической цепи (настройка производилась по максимуму сигнала на частоте АО синхронизма).

Пользуясь правилами сложения гармонических сигналов, мы можем переписать выражение (5.24) в виде:

$$U_t(t) = U_0 \cos(\Omega t + \Phi) \quad (5.25)$$

где  $U_0$  амплитуда, определяемая как:

$$U_0^2 = U_g^2 + U_{fb}^2 + 2U_g U_{fb} \cos(\Phi + \varphi_1 + \chi), \quad (5.26)$$

а фаза  $\Phi$  вычисляется с помощью соотношения:

$$\tan \Phi = \frac{\sigma k \vartheta I_1 \sin(\Phi + \varphi_1 + \chi)}{U_g + \sigma k \vartheta I_1 \cos(\Phi + \varphi_1 + \chi)} \quad (5.27)$$

Параметр Рамана-Ната  $\Gamma$  пропорционален амплитуде акустической волны, и его можно записать через напряжение на преобразователе (5.26):

$$\Gamma = \mu U_0 \quad (5.28)$$

где  $\mu$  – коэффициент преобразования пьезоэлектрического преобразователя, который после измерения КСВ АО ячейки, для частоты синхронизма был оценен равным 0.9.

Уравнения (5.27) и (5.28) являются уравнениями баланса фаз и амплитуд для изучаемой системы [A16-A18]. Решая систему этих уравнений, мы можем рассчитать зависимость эффективности АО дифракции от параметров системы для сигнального оптического пучка, т.е., рассчитать аппаратную функцию системы для оптического сигнала. Она будет определяться выражением:

$$I_{ds} = I_i (1 - \vartheta) \frac{\Gamma^2(R, \Phi)}{4} \cdot \text{sinc}^2 \left( \frac{K(R, \Phi)}{2\pi} \right) \quad (5.29)$$

где  $R$  и  $\Phi$  вычисляются с помощью соотношений (6.28) и (6.27).

Таким образом, мы построили математическую модель, описывающую поведение исследуемой системы для случая, когда световое излучение содержит только одну спектральную компоненту. Данная модель позволит нам изучить влияние параметров системы на ее функцию пропускания.

### 5.2.2.2 Определение порога генерации системы

Как было отмечено ранее, системы с обратной связью примечательны тем, что в них могут существовать несколько режимов работы. Аналогично электрическим системам с обратной связью, исследуемая система, при определенном значении коэффициента  $\kappa$ , может переходить в режим генерации. В этом случае она превращается в оптоэлектронный генератор [173-175] и для ее функционирования внешний ВЧ генератор не требуется. Частота собственных колебаний, в соответствии с условием АО синхронизма коллинеарной АО дифракции (выражение (3.5)), будет определяться длиной волны входного оптического излучения и свойствами кристалла, из которого она изготовлена. В отличие от рассмотренного в работах [173-175] оптоэлектронного генератора, использующего квазиортогональную геометрию АО дифракции, в данной системе одной оптической длине волны соответствует только акустическая частота, так как время задержки в АО ячейке фиксировано и мало.

Выражения для баланса фаз и амплитуд, полученные в п.5.2.2.1, позволяют определить пороговое значение коэффициента усиления цепи обратной связи и связать его с параметрами системы. Для этого положим в выражениях (5.24)-(5.28) амплитуду сигнала внешнего генератора  $U_g$  равной нулю. Тогда (5.28) можно переписать в виде:

$$\Gamma = \mu \sigma \kappa \vartheta I_i \frac{\Gamma}{4} \operatorname{sinc}\left(\frac{K}{2\pi}\right) \cdot \sqrt{4 \cos^2\left(\frac{K}{2}\right) + R^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{K}{2\pi}\right)} \cdot \cos(\Omega t + \varphi_1 + \Phi + \chi) \quad (5.30)$$

С учетом того, что в режиме генерации расстройка  $R \rightarrow 0$ , это выражение можно преобразовать к виду:

$$\Gamma = \mu \frac{\sigma \kappa \vartheta I_i}{2} \sin \Gamma \quad (5.31)$$

Введем обобщенный коэффициент усиления обратной связи  $K = \mu \sigma \kappa$ , включающий все параметры цепи обратной связи и учтем, что порогу генерации соответствует малая эффективность АО дифракции. Тогда (6.31) примет вид [A18,A21]:

$$K = \frac{2}{\vartheta I_i} \quad (5.32)$$

Следовательно, пороговый коэффициент усиления обратно пропорционален интенсивности сигнального светового пучка.

### 5.2.2.3 Случай светового излучения, содержащего две спектральных компоненты

Теперь получим выражения, позволяющие определить спектральное разрешение системы. Для этого рассмотрим вариант, когда на оптический вход подается световое излучение, содержащее две спектральных компоненты [A21]. Будем менять спектральный интервал между этими компонентами и определим такую его величину, при которой на оптическом выходе системы эти две компоненты перестанут быть различимы.

Пусть на длины волн спектральных компонент -  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , этим длинам волн соответствуют частоты АО синхронизма  $f_{c1}$  и  $f_{c2}$ . Если с ВЧ генератора подается сигнал с частотой  $f$ , то световые волны будут дифрагировать в акустическом поле с расстройками  $R_1$  и  $R_2$ . На выходе АО ячейки будут существовать два пучка обратной связи, для каждого из них можно записать соотношения сходные с (5.21):

$$\begin{aligned} I_{d1}(t) &= \frac{I_{i1} \mathcal{G}}{2} [1 + I_{i1} \cdot \cos(\Omega t + \varphi_1 + \Phi)] = \\ &= \frac{I_{i1} \mathcal{G}}{2} \left[ 1 + \frac{\Gamma}{2} \operatorname{sinc}\left(\frac{K_1}{2\pi}\right) \cdot \sqrt{4 \cos^2\left(\frac{K_1}{2}\right) + R_1^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{K_1}{2\pi}\right)} \cdot \cos(\Omega t + \varphi_1 + \Phi) \right] \end{aligned} \quad (5.33)$$

$$\begin{aligned} I_{d2}(t) &= \frac{I_{i2} \mathcal{G}}{2} [1 + I_{i2} \cdot \cos(\Omega t + \varphi_2 + \Phi)] = \\ &= \frac{I_{i2} \mathcal{G}}{2} \left[ 1 + \frac{\Gamma}{2} \operatorname{sinc}\left(\frac{K_2}{2\pi}\right) \cdot \sqrt{4 \cos^2\left(\frac{K_2}{2}\right) + R_2^2 \operatorname{sinc}^2\left(\frac{K_2}{2\pi}\right)} \cdot \cos(\Omega t + \varphi_2 + \Phi) \right] \end{aligned} \quad (5.34)$$

где  $I_{i1}$  и  $I_{i2}$  интенсивности спектральных компонент  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  на входе системы,  $K_1 = \sqrt{\Gamma^2 + R_1^2}$ ,  $K_2 = \sqrt{\Gamma^2 + R_2^2}$ ,  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  – фазы. Значения параметра Рамана-Ната и фазы  $\Phi$  для обеих волн одинаковы, так как дифракция происходит на одной и той же акустической волне, а длины волн близки.

Аналогичным образом, для случая двух световых волн, можно переписать выражение для амплитуды сигнала на пьезопреобразователе (5.24):

$$U_t(t) = U_g \cos \Omega t + U_{fb1} \cdot \cos(\Omega t + \varphi_1 + \Phi + \chi) + U_{fb2} \cdot \cos(\Omega t + \varphi_2 + \Phi + \chi) \quad (5.35)$$

В этом уравнении  $U_{fb1}$  и  $U_{fb2}$  – составляющие сигнала цепи обратной связи, определяемые уравнением (5.23) и соответствующие длинам волн светового излучения  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , сдвиг фазы выбран равным  $\chi = -\pi/2$  для обеих длин волн.

Складывая три гармонических сигнала, приведем (5.35) к виду:

$$U_t(t) = U_0 \cos(\Omega t + \Phi) \quad (5.36)$$

где  $U_0$ :

$$\begin{aligned} U_0 &= \left\{ U_g^2 + 2\sigma\kappa U_g (I_{i1} \cos(\varphi_1 + \Phi + \chi) + I_{i2} \cos(\varphi_2 + \Phi + \chi)) + \sigma^2 \kappa^2 (I_{i1}^2 + I_{i2}^2) \right. \\ &\quad \left. + 2\sigma\kappa I_{i1} I_{i2} \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (5.37)$$

и фаза  $\Phi$ :

$$\tan \Phi = \frac{\sigma\kappa\{I_{11} \sin(\varphi_1 + \Phi + \chi) + I_{12} \sin(\varphi_2 + \Phi + \chi)\}}{U_g + \sigma\kappa\{I_{11} \cos(\varphi_1 + \Phi + \chi) + I_{12} \cos(\varphi_2 + \Phi + \chi)\}} \quad (5.38)$$

Решая систему уравнений (5.37) и (5.38), мы можем рассчитать сигнал в цепи обратной связи в случае, когда оптическое излучение содержит две спектральных компоненты и определить отклик системы для сигнального пучка.

### 5.2.3. Результаты расчетов и экспериментов

#### 5.2.3.1 Монохроматическое оптическое излучение, расчет

Пусть световое излучение на входе исследуемой оптоэлектронной системы содержит одну спектральную компоненту. Математическая модель для такого варианта была представлена в п.5.2.2.1.

Рассмотрим влияние коэффициента усиления и величины сигнала генератора на спектральные характеристики исследуемой системы. На рис. 5.7 приведены результаты расчета эффективности АО дифракции  $\zeta$  для сигнального светового пучка и пучка обратной связи в зависимости от величины безразмерной расстройки  $R$  (аппаратные функции) при различных значениях коэффициента усиления цепи обратной связи и параметра Рамана-Ната  $\Gamma_g = \mu U_g$ ,

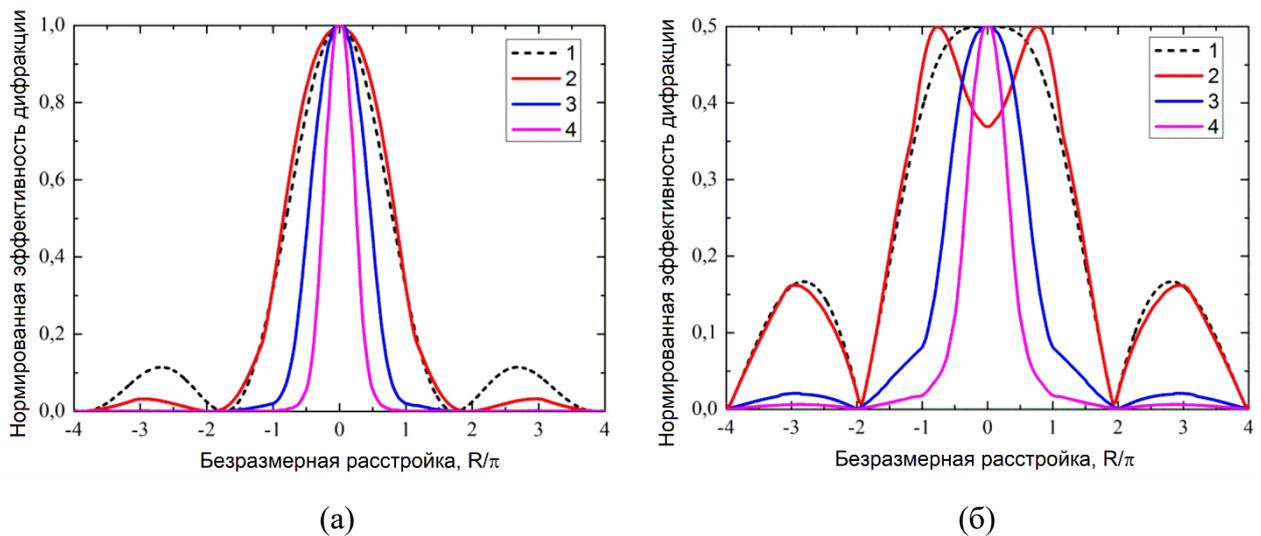


Рис. 5.7. Аппаратные функции системы для сигнального светового пучка (а) и пучка обратной связи (б). Кривая 1 -  $\kappa = 0$ ,  $\Gamma_g = \pi/2$ ; кривая 2 -  $\kappa = 6.3$ ,  $\Gamma_g = \pi/2$ ; кривая 3 -  $\kappa = 6.3$ ,  $\Gamma_g = \pi/20$ ; кривая 4 -  $\kappa = 6.3$ ,  $\Gamma_g = \pi/200$

характеризующего величину сигнала с ВЧ генератора. Если  $\Gamma_g = \pi$ , то для сигнального пучка, в отсутствии цепи обратной связи,  $\zeta = 1$ , т.е. наблюдается 100% эффективность дифракции.

Зависимости  $I_0(R)$  отображают фильтрующие свойства коллинеарной АО ячейки, а  $I_1(R)$  описывают изменение амплитуды сигнала в цепи обратной связи с расстройкой и, следовательно, изменение амплитуды акустической волны в АО фильтре.

На приведенных графиках величина эффективности дифракции нормирована на максимальные значения. Кривые 1, отмеченные штриховыми линиями, соответствуют случаю, когда цепь обратной связи отключена ( $\kappa=0$ ). Значение  $\Gamma_g = \pi/2$ , как было показано в п.5.1.2, обеспечивает 100% эффективность дифракции для компоненты  $I_1$ . Форма аппаратной функции для постоянной составляющей  $I_0$  соответствует стандартной функции  $\text{sinc}^2$ . Кривые 2 рассчитаны для того же значения параметра Рамана-Ната, но уже при наличии цепи обратной связи с коэффициентом усиления  $\kappa=6.3$ . Данное значение  $\kappa$  чуть ниже чем пороговое [A18]. Введение цепи обратной связи приводит к существенным изменениям функций пропускания. У компоненты  $I_1$  вблизи частоты синхронизма появляется область перемодуляции, где эффективность АО дифракции меньше максимальной. Так же перемодуляция приводит к небольшому уширению аппаратной функции – примерно на 4%.

Аппаратная функция постоянной компоненты тоже претерпевает значительные изменения. Сравнивая кривые 1 и 2, можно увидеть, что боковые максимумы зависимости 2 примерно в 3.5 раза меньше, чем у 1. Такая трансформация – следствие выбранной нормировки на максимальное значение. На самом деле величина боковых лепестков практически не изменяется, она определяется только величиной  $\Gamma_g$ . Появление обратной связи приводит к увеличению высоты центрального максимума в 3.5 раза по сравнению со случаем, когда обратная связь отключена. Отношение величины центрального максимума функции пропускания к величине первого бокового максимума назовем спектральным контрастом  $\varepsilon$ . Таким образом, сравнивая зависимости 1 и 2, можно заключить, что введение обратной связи не только увеличивает эффективность дифракции для постоянной компоненты, т.е. пропускание системы, но и улучшает спектральный контраст в 3.5 раза.

Зависимости 3 и 4 получены для того же значения коэффициента усиления,  $\Gamma_g = \pi/20$  и  $\Gamma_g = \pi/200$  (уменьшение акустической мощности в 400 и  $4 \cdot 10^4$  раз) соответственно. Для  $\Gamma_g = \pi/20$  полоса функции пропускания компоненты  $I_1$  уменьшается в 2.1 раза, а ширина аппаратной функции постоянной составляющей  $I_0$  – в 1.7 раз. Спектральный контраст увеличивается до 720 против 8.7 для того же АО фильтра без обратной связи.

Следует отметить, что все эти трансформации сопровождаются уменьшением эффективности АО взаимодействия. Если  $\zeta = 0.84$  при  $\Gamma_g = \pi/2$  и  $\kappa=6.3$ , то при уменьшении  $\Gamma_g$  до  $\pi/20$ , эффективность АО дифракции спадает до 0.23.

Дальнейшее уменьшение  $\Gamma_g$  ( $\pi/200$  для кривой 4 на обоих рисунках) приводит к еще большему сужению полосы пропускания – в три раза для постоянной компоненты, и увеличению спектрального контраста до 6750, но сопровождается еще большим снижением величины  $\zeta$ .

На рис. 5.8 приведены результаты расчета функций пропускания для тех же компонент  $I_0$  и  $I_1$ , выполненные при фиксированном значении амплитуды сигнала ВЧ генератора  $\Gamma_g = \pi/10$  (мощность ультразвука в 100 раз меньше, чем требуется для достижения  $\zeta = 1$  без обратной связи) и изменяющейся величины коэффициента усиления ( $\kappa=0$  для кривой 1,  $\kappa=4$  для кривой 2 и 6 для кривой 3).

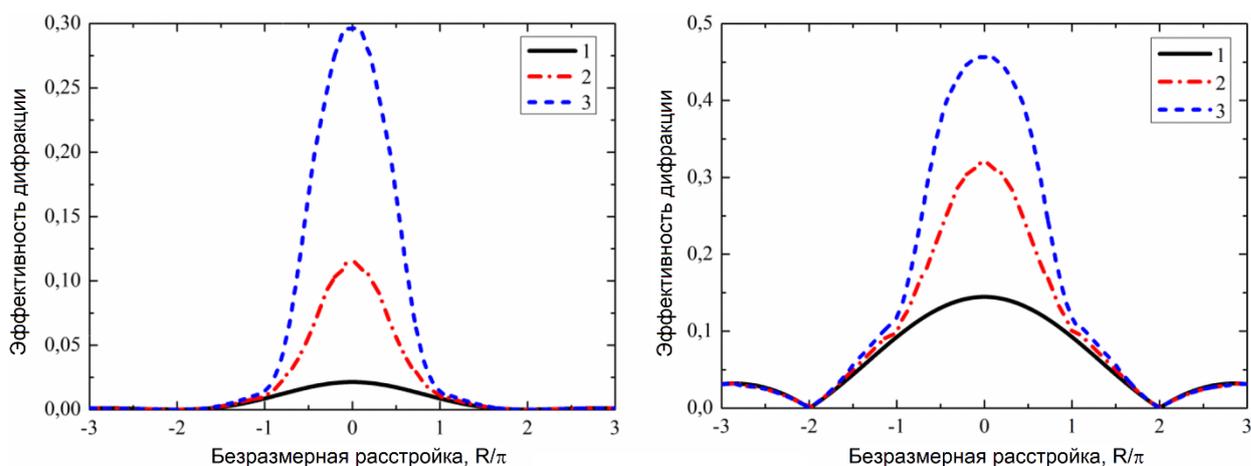


Рис. 5.8. Аппаратные функции системы для сигнального светового пучка (а) и пучка обратной связи (б),  $\Gamma_g = \pi/10$ . Кривая 1 -  $\kappa = 0$ ; кривая 2 -  $\kappa = 4$ ; кривая 3 -  $\kappa = 6$

В данном случае по вертикальной оси отложена ненормированная эффективность АО дифракции.

Представленные зависимости показывают, что эффективность АО взаимодействия возрастает, а ширина полосы пропускания аппаратной функции уменьшается с увеличением коэффициента усиления  $\kappa$ . В приведенном варианте, поскольку величина  $\Gamma_g$  фиксирована, изменение величины  $\kappa$  никак не влияет на боковые максимумы.

Эффективность дифракции постоянной компоненты увеличивается в 14 раз с ростом  $\kappa$  от нуля до 6, полоса пропускания уменьшается в 1.7 раза.

Функции пропускания компоненты  $I_1$  испытывают схожие трансформации. Хорошо заметно, что влияние обратной связи существенно только вблизи  $R=0$ , где выполнено условие АО синхронизма.

При  $\Gamma_g = \pi/10$  и  $\kappa = 0$  спектральный контраст исследуемого коллинеарного АО фильтра равен 21. Если коэффициент обратной связи увеличивается до  $\kappa = 6$ , спектральный контраст

будет достигать 290 для того же значения  $\Gamma_g$ . Таким образом, добавляя обратную связь, мы можем эффективно контролировать форму функции пропускания коллинеарного АО фильтра.

Подобное поведение системы имеет большое сходство с поведением чисто электрических систем с обратной связью при приближении величины коэффициента к пороговому. Поэтому такой режим исследуемой оптоэлектронной системы можно называть регенеративным.

На рис. 5.9 показаны расчетные зависимости эффективности АО взаимодействия  $\zeta$  и спектрального контраста  $\epsilon$  от значения параметра Рамана-Ната  $\Gamma_g$  при  $\kappa = 6.3$ .

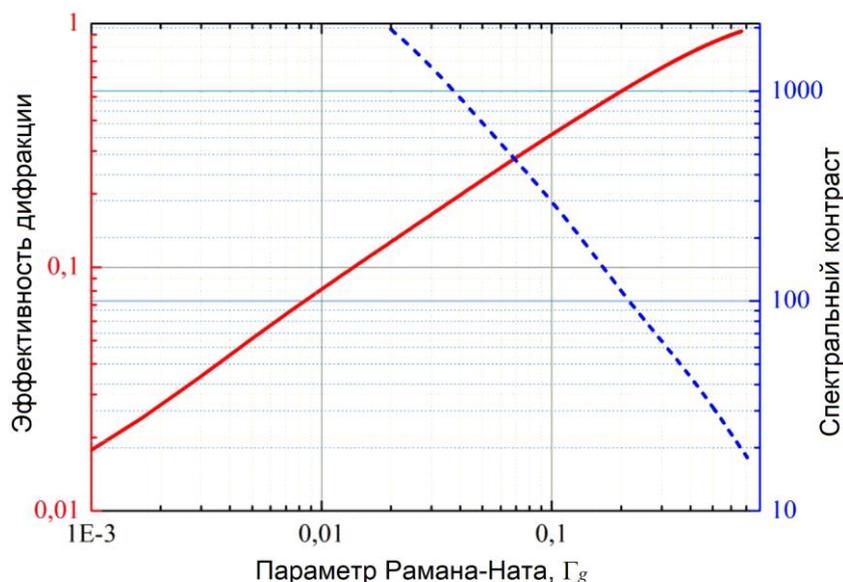


Рис. 5.9. Изменение эффективности АО взаимодействия (сплошная кривая) и спектрального контраста АО (пунктирная кривая) от значения параметра Рамана-Ната  $\Gamma_g$

Диапазон изменения параметра Рамана-Ната на представленном рисунке лежит между  $\pi/\sqrt{2} \leq \Gamma_g \leq \pi/1000$ . Для приведенного диапазона значений  $\Gamma_g$  эффективность АО взаимодействия уменьшается от 1 до 0,017 с уменьшением параметра Рамана-Ната, а спектральный контраст, рассчитанный для диапазона  $\pi/\sqrt{2} \leq \Gamma_g \leq \pi/50$  увеличивается от 20 до почти 2000.

На рис. 5.10 приведены результаты расчета сужения полосы пропускания аппаратной функции постоянной компоненты в зависимости от величины параметра Рамана-Ната, пропорционального амплитуде акустической волны. Вычисления выполнены для различных значений коэффициента усиления цепи обратной связи, близких к пороговому. Представленные результаты показывают, что величина сужения полосы тем больше, чем меньше величина параметра Рамана-Ната и больше коэффициент усиления. Так, для  $\kappa=6.2$ , полоса пропускания

сужается в 47 раз, а для  $\kappa=6.3$  – в 70 раз, при этом максимальное значение коэффициента усиления ограничено пороговым, при котором происходит возбуждение системы.

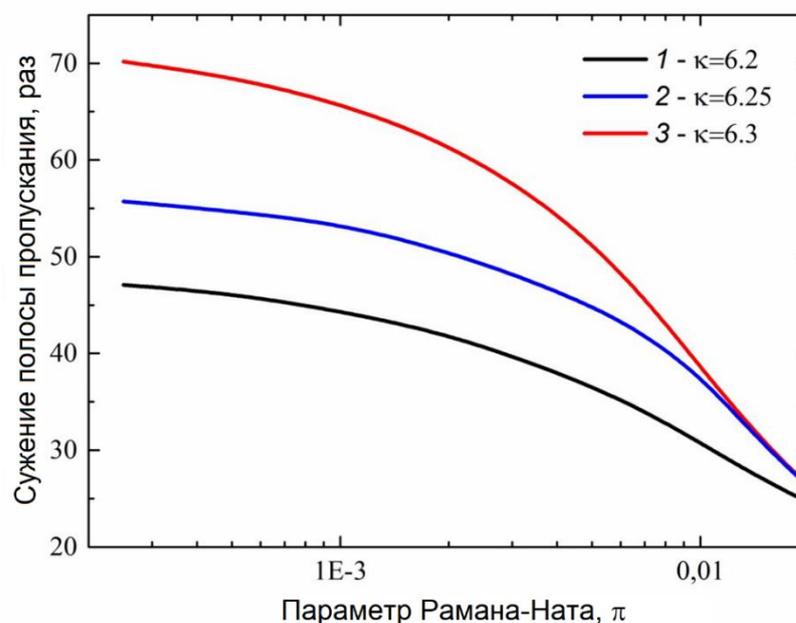


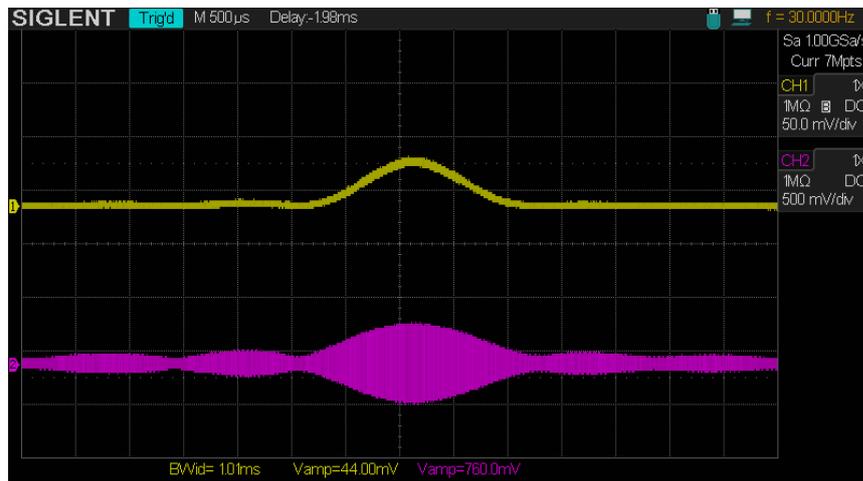
Рис. 5.10. Расчет зависимостей величины сужения полосы пропускания аппаратной функции постоянной компоненты от параметра Рамана-Ната для различных значений коэффициента усиления:  $\kappa=6.2$  (кривая 1),  $\kappa=6.25$  (кривая 2),  $\kappa=6.3$  (кривая 3)

Таким образом, применение обратной связи приводит к значительному сужению полосы пропускания АО фильтра и уменьшению боковых максимумов функции пропускания, что означает значительное улучшение его реального спектрального разрешения, но сопровождается снижением эффективности АО-взаимодействия.

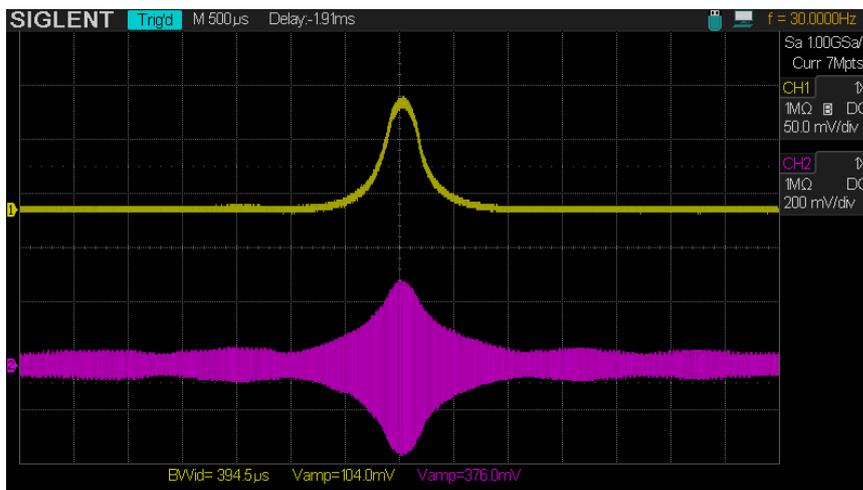
### 5.2.3.2 Монохроматическое световое излучение, эксперимент

Результаты расчетов, представленные в предыдущем пункте диссертационной работы, были проверены экспериментально. Для этого, в соответствии с рис. 5.6, была собрана исследовательская установка.

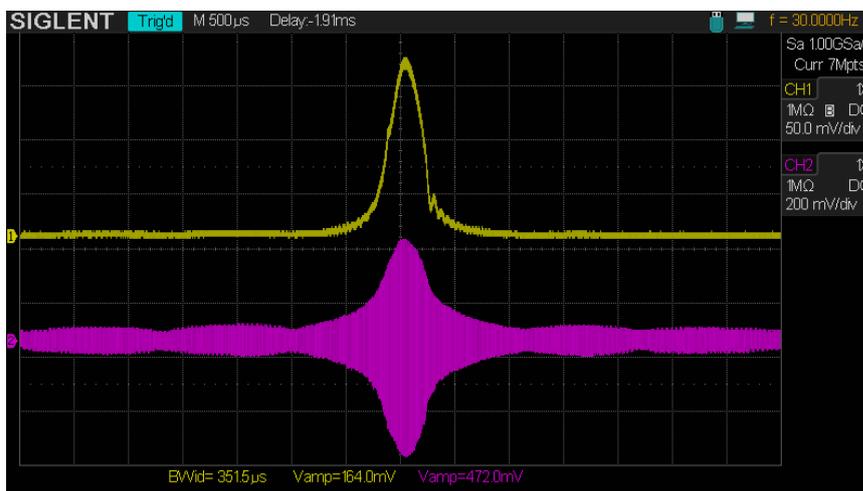
Сначала была изучена трансформация функций пропускания постоянной компоненты и компоненты  $I_1$  в зависимости от параметров сигнала внешнего генератора и цепи обратной связи. Осциллограммы функций пропускания приведены на рис. 5.11. Они получены при работе генератора в режиме линейной частотной модуляции, амплитуда сигнала генератора для всех рисунков равна 5В. В качестве источника излучения был использован гелий-неоновый лазер, мощностью 5мВт. Сигнал фотоприемника, регистрирующего постоянную компоненту, подавался на канал 1 осциллографа (желтая кривая), а сигнал фотоприемника цепи обратной связи, регистрирующего компоненту  $I_1$  подавался на канал 2 (фиолетовая кривая).



(a)



(б)



(в)

Рис. 5.11. Осциллограммы функций пропускания постоянной компоненты (канал 1, желтый) и компоненты  $I_1$  (канал 2, фиолетовый) для различных коэффициентов усиления цепи обратной связи: а –  $\kappa=0$ ; б –  $\kappa=85$ ; в –  $\kappa=190$

Рис. 5.11а соответствует случаю, когда цепь обратной связи отключена ( $\kappa=0$ ), рис. 5.11б

получен при  $\kappa=85$  и рис. 5.11в при  $\kappa=190$  (в данном случае коэффициент  $\kappa$  – коэффициент усиления по мощности сигнала). Значения максимальной амплитуды сигнала приведены внизу осциллограмм, там же отображено значение полуширины функции пропускания для постоянной компоненты (в мкс, но поскольку скорость и диапазон перестройки частоты генератора на всех рисунках одинаковы, сопоставление приведенных значений позволяет оценить изменение ширины полосы пропускания).

Сравнивая приведенные осциллограммы, можно отметить, что введение обратной связи приводит к увеличению амплитуды сигнала только вблизи частоты АО синхронизма, при этом форма функций пропускания для обеих компонент существенно меняется. Эффективность АО взаимодействия для постоянной компоненты, при изменении  $\kappa$  от 0 до 190, увеличивается в 4 раза, а полоса пропускания сужается почти в три раза. Наблюдаемые трансформации находятся в полном соответствии с предсказаниями теоретических расчетов.

Единственное расхождение между теорией и результатами эксперимента заключается в значении коэффициента усиления. Оно обусловлено тем, что при расчетах мы используем нормированную интенсивность падающего светового пучка, равную единице, в эксперименте же интенсивность имеет какую-то определенную величину, определяемую характеристиками используемого источника излучения.

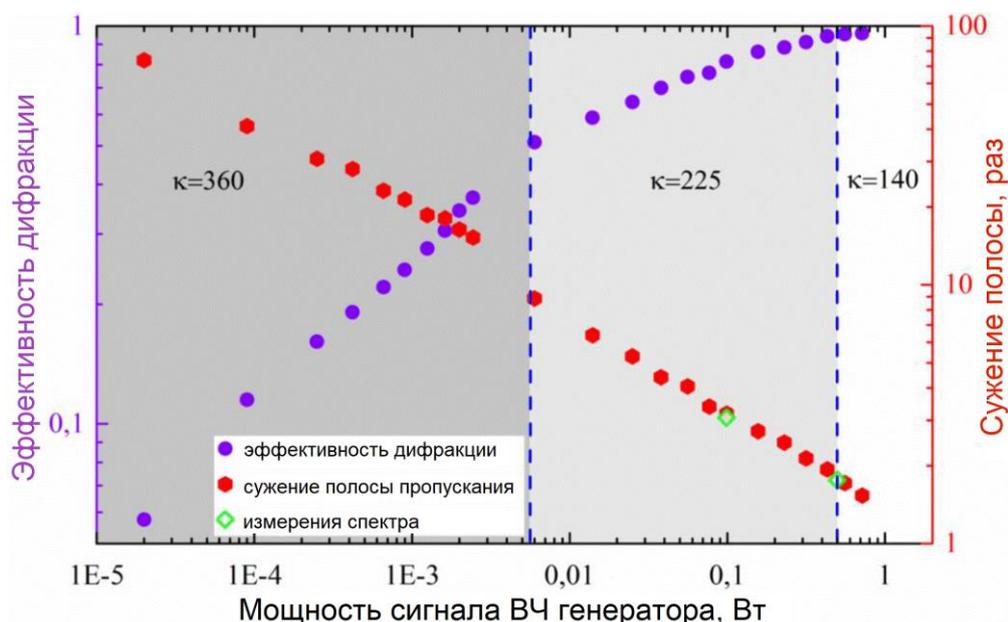


Рис. 5.12. Экспериментальные зависимости эффективности дифракции и величины сужения полосы пропускания функции пропускания постоянной компоненты от мощности сигнала ВЧ генератора

На рис. 5.12 представлены результаты измерений эффективности АО дифракции и величины сужения полосы пропускания аппаратной функции для постоянной компоненты (она

представляет наибольший интерес т.к. именно она используется для спектральной фильтрации оптического излучения) в зависимости от мощности сигнала ВЧ генератора и величины коэффициента усиления цепи обратной связи. В этих измерениях в качестве источника излучения использовался полупроводниковый лазерный модуль ThorLabs CPS635R с длиной волны излучения 635 нм. Уменьшение мощности сигнала генератора позволяло постепенно увеличивать коэффициент усиления, не переходя при этом при порог генерации.

Максимальное сужение полосы пропускания, измеренное экспериментально, составило 74 раза, при мощности генератора  $2 \cdot 10^{-5}$  Вт, коэффициент усиления по амплитуде был равен 360, при этом эффективность дифракции уменьшилась с 95% до всего лишь 6%.

Максимальная эффективность дифракции 0.95, сопровождается сужением полосы примерно в 1.5 раза и наблюдается при коэффициенте усиления 140 и мощности сигнала генератора порядка 0.8 Вт. В то время как для получения схожей эффективности дифракции в той же АО ячейке без обратной связи требуется примерно 3Вт. Таким образом, введение обратной связи позволяет не только улучшить спектральные характеристики АО устройства, но и снизить управляющую мощность, подаваемую с генератора.

Следует отметить, что в логарифмическом масштабе, полученные зависимости, для фиксированного значения коэффициента усиления, имеют линейный вид, что полностью соответствует результатам математического моделирования, представленным на рис. 5.9 и 5.10.

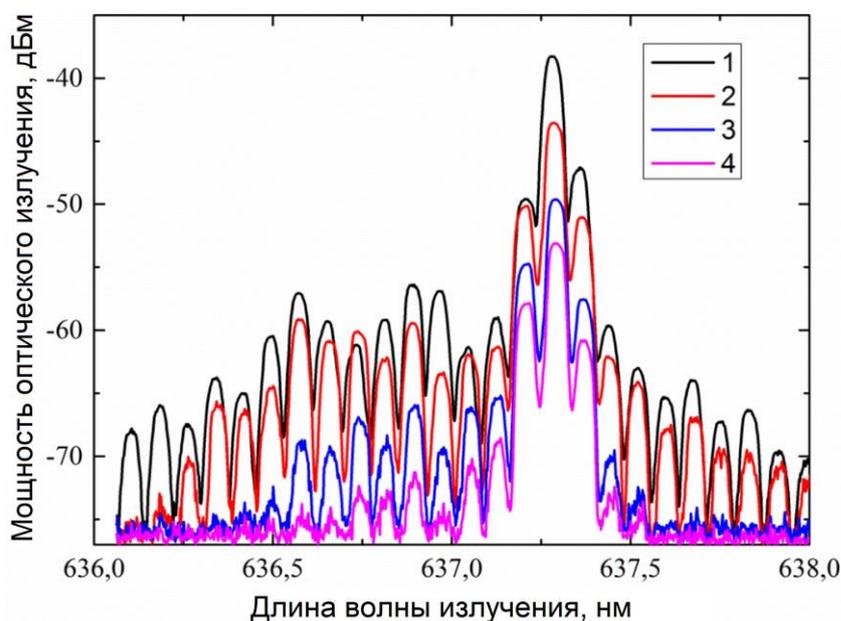


Рис. 5.13. Спектры оптического излучения на выходе изучаемой системы: 1 – нулевой порядок дифракции; 2 – фильтрация без обратной связи, мощность сигнала генератора 3Вт; 3 –  $\kappa=225$ , мощность сигнала генератора 0.5Вт; 4 -  $\kappa=225$ , мощность сигнала генератора 0.1Вт

При двух наборах параметров измерений, отмеченных на рис. 5.12 ромбами, произведено измерение спектра оптического излучения на выходе исследуемой системы. Для этого к

оптическому выходу был подключен анализатор спектра оптического сигнала. Результаты измерений приведены на рис. 5.13.

Спектр выходного излучения измерялся для нескольких случаев. В первом случае (кривая 1) был измерен спектр оптического сигнала в нулевом порядке дифракции при выключенном ВЧ генераторе - спектр излучения используемого лазерного модуля. Мы видим, что в спектре содержится множество спектральных компонент, что типично для простых полупроводниковых лазеров.

Во втором случае (кривая 2) был измерен спектр на выходе АО фильтра, работающего при выключенной цепи обратной связи, мощность сигнала генератора была 3Вт, что позволяет получить максимальную эффективность АО дифракции в АО ячейке. Напомним, что полоса пропускания этого фильтра по уровню 0.5, для выбранной длины волны светового излучения, составляет 0.9 нм. Сравнивая кривые 1 и 2, можно заметить подавление крайних спектральных компонент около 636.25 нм, обусловленное спектральной селективностью АО фильтра.

В третьем случае (кривая 3) спектр излучения измерялся при включенной цепи обратной связи  $\kappa=225$  и мощности сигнала генератора 0.5Вт. В соответствии с результатами измерений, приведенными на рис. 5.12, полоса пропускания при таких параметрах должна уменьшиться в 1.8 раз.

В четвертом случае (кривая 4) спектр был измерен при  $\kappa=225$  и мощности сигнала генератора 0.1Вт, что дает сужение полосы пропускания в 4 раза.

Сравнивая кривые 2-4 можно заметить, что, действительно, селективность АО системы возрастает по мере уменьшения мощности генератора – боковые компоненты спектра подавляются все сильнее и сильнее. В случаях 3 и 4 через систему проходят только моды с длинами волн в диапазоне от 636.5 до 637.5 нм, при этом подавление боковых составляющих спектра все увеличивается. Можно сказать, что в случае 4 полоса пропускания системы не превышает 0.5 нм.

Таким образом, результаты проведенных измерений подтверждают результаты расчетов. Изменение параметров цепи обратной связи и мощности ВЧ генератора действительно делает управление функцией пропускания АО ячейки возможным. Следовательно, появляется возможность эффективно управлять спектральным составом оптического излучения на выходе исследуемой оптоэлектронной системы.

### *5.2.3.3 Световое излучение с двумя спектральными компонентами, расчет*

Теперь определим предельное спектральное разрешение. Для этого рассмотрим случай, когда на оптический вход системы подается световое излучение, содержащее две спектральных компоненты. Проведем моделирование отклика системы на такой сигнал, в соответствии с

теорией, изложенной в п.5.2.2.3, и определим значение спектрального интервала, при котором на выходе системы компоненты оптического спектра уже не будут различимы.

Пусть длины волн спектральных компонент  $\lambda_1 = 655$  нм и  $\lambda_2 = 657$  нм, а интенсивность этих составляющих одинакова. Таким образом,  $\Delta\lambda = 2$  нм, что более чем в два раза превышает полосу пропускания АО фильтра без обратной связи. Результаты расчетов отклика на оптическом выходе системы показаны на рис. 5.14. Кривые 1 на рис. 5.14 иллюстрируют полный отклик для обеих длин волн, кривые 2 и 3 - для каждой спектральной компоненты в отдельности.

На рис. 5.14а отображен вариант, когда обратная связь отсутствует, а параметр Рамана-Ната равен  $\pi$ . В этом случае основные максимумы функции пропускания АО фильтра, соответствующие различным компонентам оптического спектра, не перекрываются. Однако первый и второй боковые максимумы почти полностью находятся внутри основного, соответствующего соседней длине волны. Это означает, что часть интенсивности света от одной спектральной составляющей будет проходить через фильтр АО при дифракции соседней спектральной составляющей.

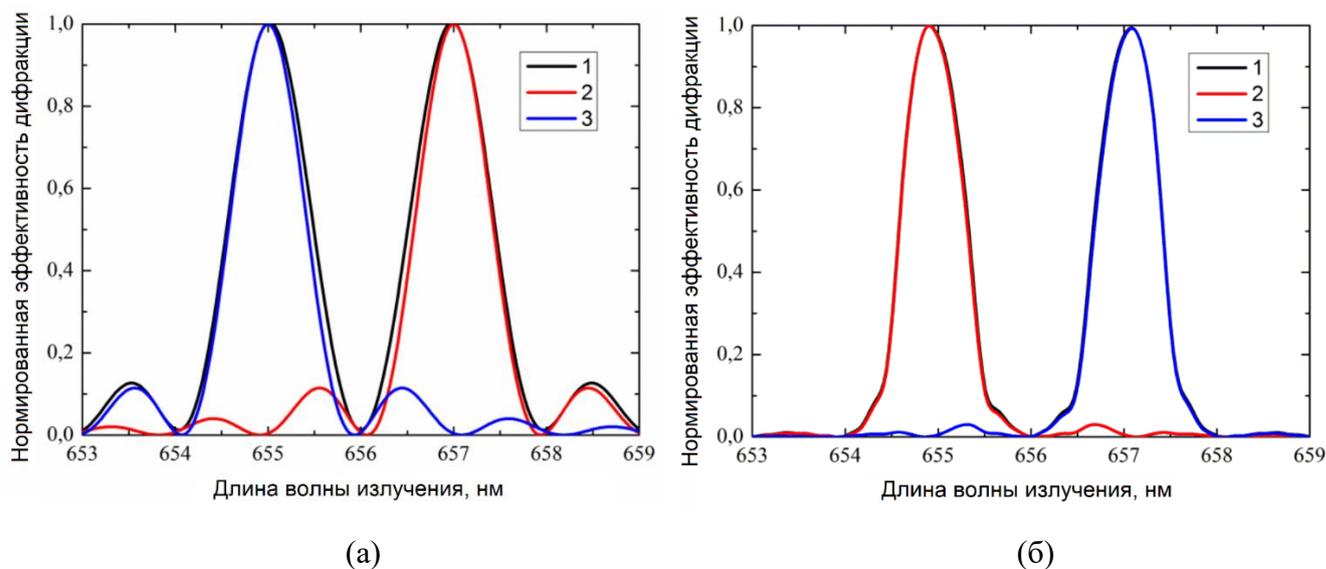


Рис. 5.14. Расчет отклика системы на оптическое излучение с двумя спектральными составляющими одинаковой амплитуды,  $\lambda_1 = 655$  нм и  $\lambda_2 = 657$  нм; а – без обратной связи, б – с обратной связью; Кривая 1 – суммарный отклик, Кривые 2 и 3 – отклики на каждую из компонент в отдельности

Для уменьшения перекрытия средствами традиционной акустооптики необходимо или уменьшить полосу пропускания фильтра (это может быть реализовано путем увеличения длины АО взаимодействия, либо изменением геометрии АО дифракции, либо заменой материала АО ячейки на такой, который будет обеспечить более высокую частоту АО синхронизма), или

увеличить интервал между спектральными составляющими светового излучения. Вариант с увеличением спектрального интервала, очевидно, не приемлем, например, для волоконно-оптических линий связи, поскольку расстояние между спектральными каналами в них фиксировано.

На рис. 5.14б приведены результаты расчета для тех же длин волн, но при наличии обратной связи ( $\kappa=6.3$ ) и  $\Gamma_g = \pi/5$  (мощность сигнала генератора в 25 раз меньше, чем в случае, приведенном на рис. 5.14а). В этом варианте главные максимумы аппаратных функций перекрываются примерно так же, как и без обратной связи, но из-за большего спектрального контраста (34 против 8.7), обусловленного введением обратной связи, величина энергии, попадающей из одного спектрального канала в другой, существенно уменьшается – примерно в 10 раз.

Таким образом, введя обратную связь, можно значительно уменьшить взаимное влияние между соседними спектральными каналами без изменения дизайна АО ячейки. Негативным эффектом в этом случае будет увеличение оптических потерь в системе, поскольку такой выбор параметров оптоэлектронной системы обеспечивает только 50% эффективность АО взаимодействия. Однако в реальных оптических системах световые потери можно компенсировать за счет применения оптических усилителей.

Теперь уменьшим величину спектрального интервала до  $\Delta\lambda = 1.3$  нм. В силу особенностей генерации сигнала в цепи обратной связи, которые будут разьяснены чуть ниже, это значение является предельным для системы с обратной связью.

Расчет отклика обычного коллинеарного фильтра для этого варианта представлен на рис. 5.15. Основные максимумы функций пропускания перекрываются на уровне 20% от максимального. Данное значение не столь строгое, как критерий Рэля, но и оно плохо применимо в случае реальных оптоэлектронных устройств, так как взаимное влияние соседних спектральных каналов будет еще больше, чем в варианте, приведенном на рис. 5.14а.

Включение обратной связи улучшает ситуацию и в этом варианте. На рис. 5.15б приведены результаты расчета отклика системы при  $\Delta\lambda = 1.3$  нм для  $\kappa=6.3$  и трех значений параметра Рамана-Ната -  $\Gamma_g = \pi/25$  – кривая 1,  $\Gamma_g = \pi/50$  – кривая 2 и  $\Gamma_g = \pi/100$  – кривая 3. Результаты для каждого случая нормированы на максимальное значение эффективности дифракции. Поскольку полоса пропускания АО ячейки с уменьшением  $\Gamma_g$  сужается, а спектральный контраст увеличивается, то перекрытие соседних секторальных каналов уменьшается.

Если при  $\Gamma_g = \pi/25$  центральные максимумы перекрываются на уровне 28% от максимального, то при  $\Gamma_g = \pi/50$  перекрытие наблюдается на уровне 16%, а при  $\Gamma_g = \pi/100$  всего лишь на уровне 7% от максимального значения. Уменьшая амплитуду сигнала

генератора, можно добиться и большего уменьшения величины перекрытия вплоть до нуля, но это будет сопровождаться большими потерями в эффективности АО дифракции.

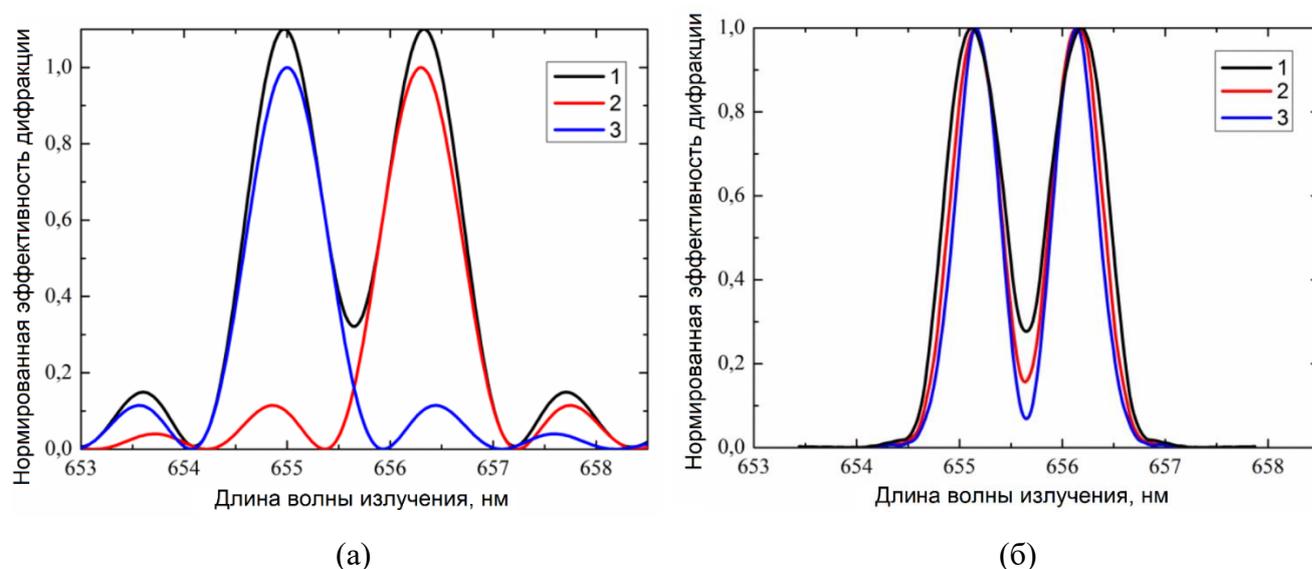


Рис. 5.15. Расчет отклика системы на оптическое излучение с двумя спектральными составляющими одинаковой амплитуды,  $\lambda_1 = 655$  нм и  $\lambda_2 = 656.3$  нм; а – без обратной связи, кривая 1 – суммарный отклик, кривые 2 и 3 – отклики на каждую из компонент в отдельности; б – с обратной связью ( $\kappa=6.3$ ), кривая 1 –  $\Gamma_g = \pi/25$ , кривая 2 –  $\Gamma_g = \pi/50$ , кривая 3 –  $\Gamma_g = \pi/100$

Теперь выясним почему значение  $\Delta\lambda = 1.3$  нм является предельным для данной системы. Вспомним, что сигнал на оптическом выходе исследуемой системы определяется выражением (5.29), где параметр Рамана-Ната получен из уравнений (5.27) и (5.28), то есть сигнал на оптическом выходе системы зависит от сигнала в цепи обратной связи. Рассчитаем с помощью выражений (5.37) и (5.38) сигнал в цепи обратной связи для различных значений  $\Delta\lambda$ .

Результаты расчета для  $\Delta\lambda=2$  нм ( $\lambda_1 = 654$  нм,  $\lambda_2 = 656$  нм), 1.5 нм ( $\lambda_1 = 654.25$  нм,  $\lambda_2 = 655.75$  нм) и 1.29 нм ( $\lambda_1 = 654.35$  нм и  $\lambda_2 = 655.64$  нм) при  $\Gamma_g = \pi/100$  приведены на рис. 5.16. Математическое моделирование показало, что вплоть до  $\Delta\lambda=1.3$  нм, отклик цепи обратной связи будет иметь локальный минимум в середине диапазона, наличие этого минимума вызывает появление минимума и в отклике сигнального светового пучка, глубину которого можно варьировать, изменяя величину коэффициента усиления и амплитуду сигнала генератора.

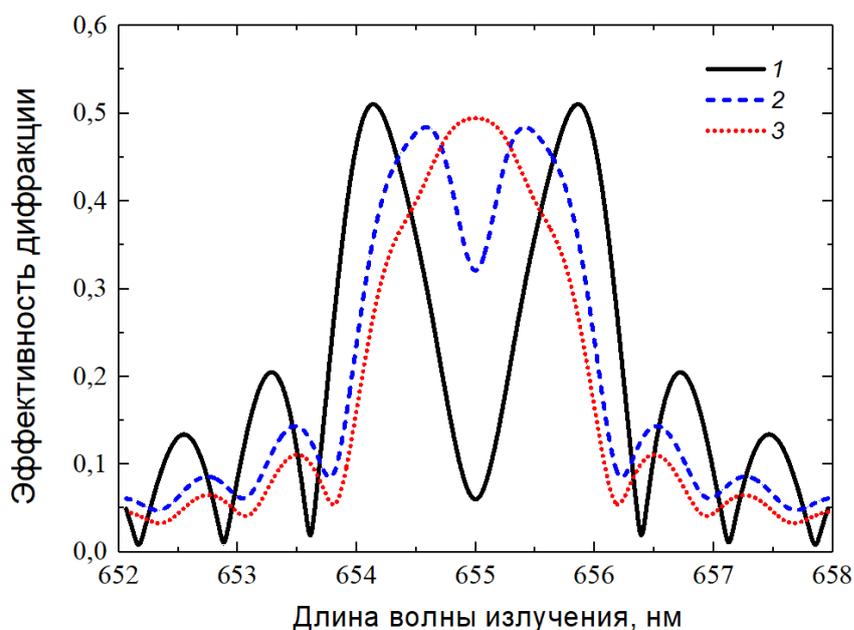


Рис. 5.16. Расчет отклика системы в пучке обратной связи на оптическое излучение с двумя спектральными составляющими; кривая 1 -  $\Delta\lambda=2$  нм, кривая 2 -  $\Delta\lambda=1.5$  нм, кривая 3 -  $\Delta\lambda=1.29$  нм

Как только этот минимум пропадает (при  $\Delta\lambda$  менее 1.3 нм), исчезает и минимум в отклике на оптическом выходе системы, то есть система перестает разрешать спектральные компоненты. Предельное значение  $\Delta\lambda=1.3$  нм определяется полушириной функций пропускания используемой АО ячейки для компоненты  $I_1$ , в соответствии с формулой (5.12).

Таким образом, предельное спектральное разрешение исследуемой системы определяется полосой пропускания аппаратной функции для компоненты  $I_1$ , поскольку именно она ответственна за формирование сигнала в цепи обратной связи. При этом, в отличие от той же АО ячейки без цепи обратной связи, можно подобрать такие параметры работы, что отклики системы на различные спектральные компоненты не будут перекрываться. Следовательно, реальное спектральное разрешение изучаемой системы оказывается существенно выше, чем реальное спектральное разрешение коллинеарного АО фильтра, используемого в ней.

#### 5.2.3.4 Световое излучение с двумя спектральными компонентами, эксперимент

Результаты расчетов, приведенные в предыдущем пункте диссертационной работы, были проверены экспериментально с использованием двух идентичных полупроводниковых лазерных модулей. Лазерные модули излучали на практически одинаковых длинах волн, около 655 нм, нагрев одного из них позволял немного перестраивать длину волны его излучения. Диапазона перестройки было достаточно для определения предельного разрешения системы. Длина волны каждого из модулей определялась посредством измерения частоты АО

синхронизма. Отклик системы на оптическом выходе регистрировался с помощью фотоприемника, подключенного к осциллографу.

На рис. 5.17 представлены обработанные осциллограммы откликов при  $\Delta\lambda=0.9$  нм и отключенной или включенной цепи обратной связи. Длина волны оптического излучения отложена по горизонтальной оси, эффективность АО дифракции, нормированная на максимальную при отсутствии обратной связи, – по вертикальной оси.

Исходные осциллограммы, полученные, когда ВЧ генератор работал в режиме линейной частотной модуляции, представлены на этом же рисунке в виде вставок. При отсутствии обратной связи (кривая 1) фильтр едва мог различить две длины волны, поскольку  $\Delta\lambda=0.9$  нм соответствует полуширине аппаратной функции используемого АО фильтра. Величина сигнала в центре представленного отклика только на 4% меньше максимального значения.

Регистрируемый отклик значительно меняется с введением обратной связи (кривая 2). В этом случае в эксперименте можно добиться практически полного отсутствия перекрытия откликов от соседних спектральных составляющих оптического сигнала. В то же время эффективность дифракции АО снижается до 47%. Кривая 2 на рис. 5.17, была получена для  $\kappa = 590$  при амплитуде сигнала генератора 2В.

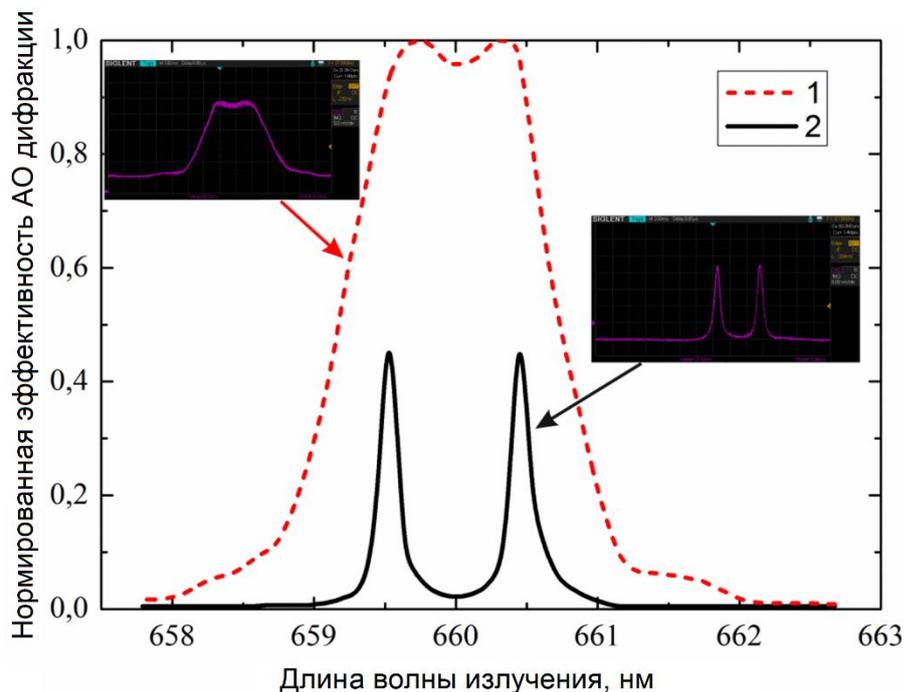


Рис. 5.17. Осциллограммы отклика на оптическом выходе системы в случае оптического излучения, содержащего две спектральных компоненты,  $\Delta\lambda=0.9$  нм; кривая 1 –  $\kappa=0$ , кривая 2 –  $\kappa=590$

Следует отметить, что результаты экспериментального исследования предельного спектрального разрешения превосходят теоретические, поскольку,  $\Delta\lambda = 0.9$  нм, является

предельным значением разрешимого спектрального интервала. Такая величина  $\Delta\lambda$  соответствует полосе пропускания АО фильтра для постоянной компоненты, при отсутствии обратной связи, в то время как расчеты дают предельное значение разрешения, равное 1.3 нм.

Расхождение в величине предельного разрешения можно объяснить отклонением формы реальных аппаратных функций для компоненты  $I_1$  от идеальных. Это отклонение приводит к тому, что минимум в отклике системы для пучка обратной связи присутствует вплоть до величины спектрального интервала  $\Delta\lambda = 0.9$  нм.

Представленные результаты позволяют сделать следующий вывод – разработанная теоретическая модель хорошо предсказывает поведение системы, дает возможность определить предельное спектральное разрешение и установить механизмы его ограничивающие.

### 5.3 Исследование порога генерации системы

Ранее было упомянуто, что в оптоэлектронных системах с обратной связью, как и во всех системах, включающих цепь обратной связи, возможно существование нескольких режимов работы, в зависимости от параметров системы.

В п.5.2.2.2 диссертационной работы был рассмотрен вопрос определения порогового значения коэффициента усиления цепи обратной связи, при котором система переходит в режим генерации [A18,A21]. Получено выражение, определяющее его значение (5.32). Показано, что значение коэффициента определяется такими параметрами системы как величина оптических потерь, чувствительность фотоприемника, эффективность пьезоэлектрического преобразователя и интенсивность оптического излучения. Все перечисленные параметры, кроме интенсивности светового излучения, являются константами.

В соответствии с характеристиками экспериментальной установки определим их величины следующим образом: эффективность преобразования пьезоэлектрического преобразователя АО ячейки  $\mu=0.9$ ; чувствительность фотоприемника  $\sigma$  для длины волны излучения 633 нм равна 0.7; оптические потери  $\vartheta = 0.25$ , с учетом дифракции в АО ячейке и коэффициента деления свет делителя.

Преобразуем выражение (5.32) к виду:

$$\kappa = \frac{2}{\mu\sigma\vartheta I_i} \quad (5.39)$$

Таким образом, если интенсивность входного излучения  $I_i = 1$ , то пороговое значение коэффициента усиления  $\kappa_{\text{п}} = 6.349$ .

На рис. 5.18 приведены результаты расчета (рис. 5.18а) и изменений (рис. 5.18б) величины порогового значения коэффициента усиления от нормированной интенсивности

излучения. В эксперименте в качестве источника излучения был использован гелий-неоновый лазер, интенсивность которого ослаблялась при помощи нейтрального светофильтра.

Теоретическое значение коэффициента усиления по амплитуде изменяется от 6.35 до 311 при уменьшении интенсивности от 1 до 0.02, экспериментальные значения  $K_{\Pi}$  при таком же изменении  $I_i$  варьируются от 18.4 до 826.

Различие между теоретическими и экспериментальными значениями порогового коэффициента усиления существует вследствие того, что в эксперименте нормированное значение  $I_i = 1$  соответствует определенной мощности оптического излучения около 5мВт, в то время как при расчете она нормирована и равна единице.

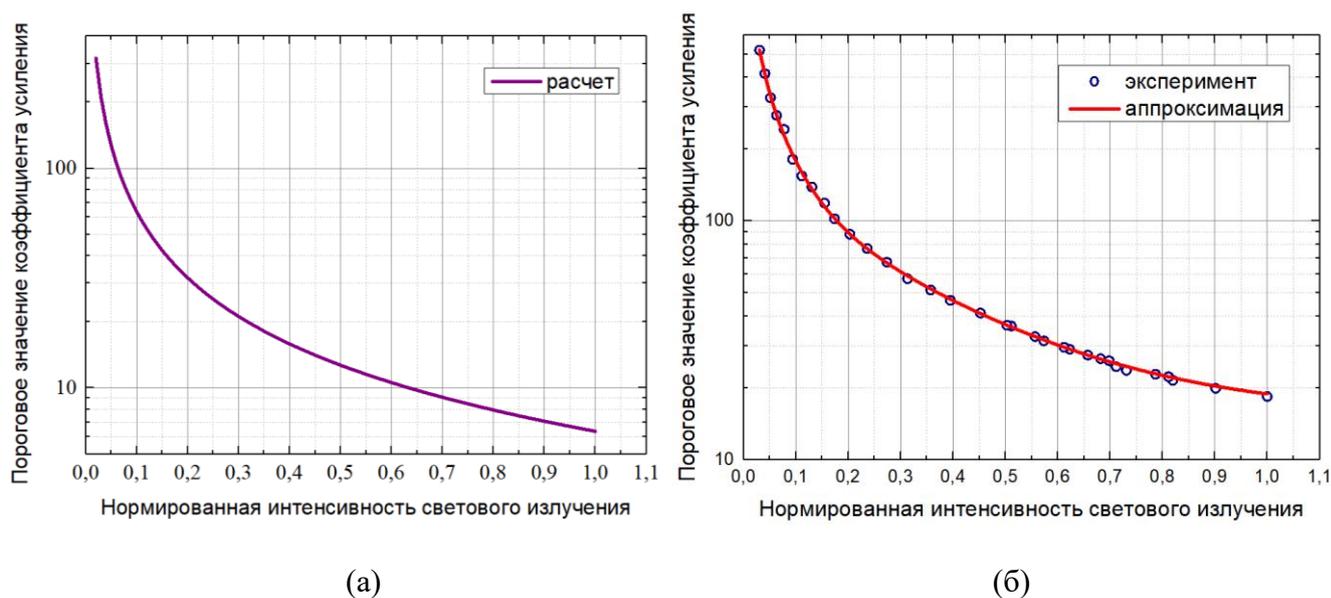


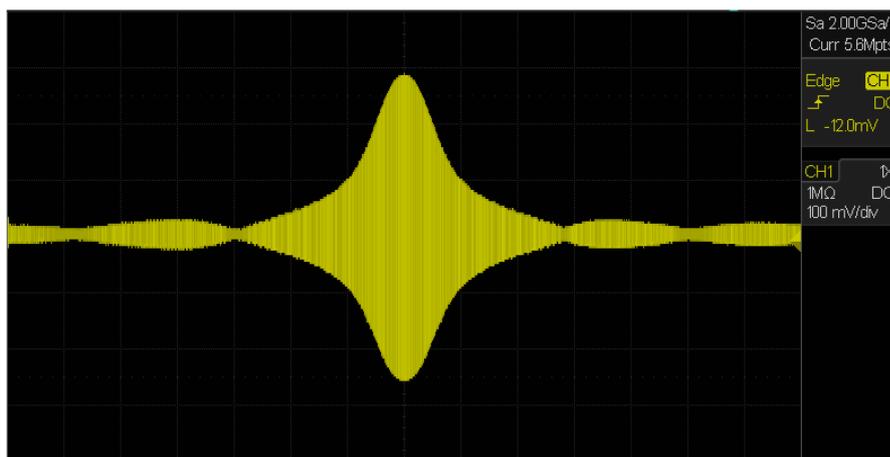
Рис. 5.18. Теоретическая (а) и экспериментальная (б) зависимости порогового коэффициента усиления цепи обратной связи по амплитуде от нормированной интенсивности падающего светового излучения

Изучая зависимости, приведенные на рис. 5.18, можно понять, что исследуемая оптоэлектронная система обладает нелинейностью. Действительно, если предположить, что коэффициент усиления цепи обратной связи фиксирован, а оптическое излучение обладает набором спектральных компонент различной интенсивности, то окажется, что в зависимости от интенсивности, система будет воздействовать на спектральные компоненты по-разному. Ведь чем больше интенсивность, тем меньше величина порогового коэффициента усиления, а чем ближе мы находимся к порогу возбуждения, тем сильнее воздействие системы.

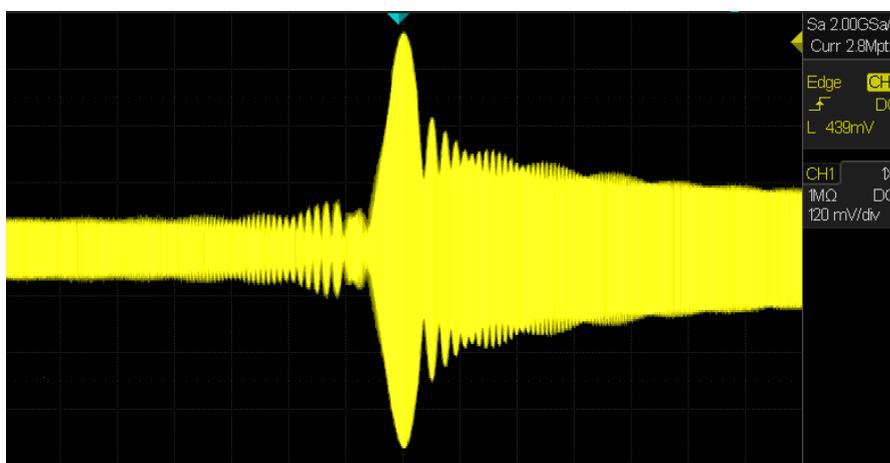
Так же стоит отметить, что существует некоторый диапазон значений коэффициента усиления, немного меньших порогового, при которых в системе возникают затухающие собственные колебания, декремент затухания этих колебаний будет определяться коэффициентом усиления цепи обратной связи.

Таким образом, в изучаемой системе существуют три режима работы – режим регенерации, изученный в п.5.2.3, режим в котором в системе возможно возбуждение затухающих собственных колебаний и режим генерации, в котором коэффициент усиления достаточен для поддержания постоянной амплитуды собственных колебаний в системе. Частота собственных колебаний будет определяться длиной волны падающего светового излучения в соответствии с условием АО синхронизма для коллинеарной геометрии АО взаимодействия.

Осциллограммы, типичные для функционирования системы в режиме регенерации и при возбуждении затухающих собственных колебаний, приведены на рис. 5.19.



(а)



(б)

Рис. 5.19. Осциллограммы сигнала в цепи обратной связи при работе системы в режиме регенерации (а) и при возбуждении затухающих собственных колебаний (б)

Осциллограмма для функционирования в режиме генерации не приведена, поскольку на ней будет изображен гармонический сигнал с постоянной амплитудой, зависящей от коэффициента усиления цепи обратной связи. На рис. 5.19б видны затухающие собственные колебания, отсутствующие при меньших коэффициентах усиления, когда система работает в режиме регенерации.

Таким образом мы изучили влияние параметров системы на пороговый коэффициент усиления и определили причину нелинейного поведения системы.

#### 5.4 Исследование нелинейности оптоэлектронной системы

Теперь исследуем нелинейное поведение системы подробнее [A18,A24]. В п.5.3 было указано, что причиной существования нелинейности является зависимость значения порогового коэффициента усиления цепи обратной связи, обратно пропорциональная интенсивности спектральных компонент. Это означает, что если в спектре излучения содержатся компоненты разной интенсивности, то система будет воздействовать на них по-разному (чем интенсивность больше, тем сильнее), что приведет к искажению спектра на ее выходе.

Для исследования данного вопроса было проведено математическое моделирование и эксперимент. Изучена зависимость амплитуды сигнала в цепи обратной связи от интенсивности входного излучения. При этом коэффициент усиления был фиксирован, а амплитуда сигнала ВЧ генератора менялась.

Введем коэффициент нелинейности эффективности АО дифракции  $\psi$ , как отношение эффективности АО дифракции  $\zeta = I_1/I_i$  в системе с обратной связью к эффективности АО дифракции в системе без обратной связи при одинаковой амплитуде сигнала ВЧ генератора (в эксперименте) или величине параметра Рамана-Ната  $\Gamma_g$  (при моделировании).

Результаты эксперимента для коэффициента усиления  $\kappa=110$  и различных значений амплитуды сигнала ВЧ генератора представлены на рис. 5.20а (выбор величины коэффициента определяется тем, что он должен одновременно быть большим, но не приводить к самовозбуждению системы при больших интенсивностях излучения). Измерения проводилось следующим образом: перед АО фильтром устанавливался светофильтр ThorLabs NDL-10S-4 с переменным коэффициентом пропускания, перемещение этого светофильтра, в направлении перпендикулярном световому пучку, позволяло менять его пропускание и ослаблять интенсивность оптического излучения на заданную величину. Для каждого положения светофильтра амплитуда сигнала фотоприемника цепи обратной связи измерялась в случае  $\kappa=0$  и  $\kappa=110$ .

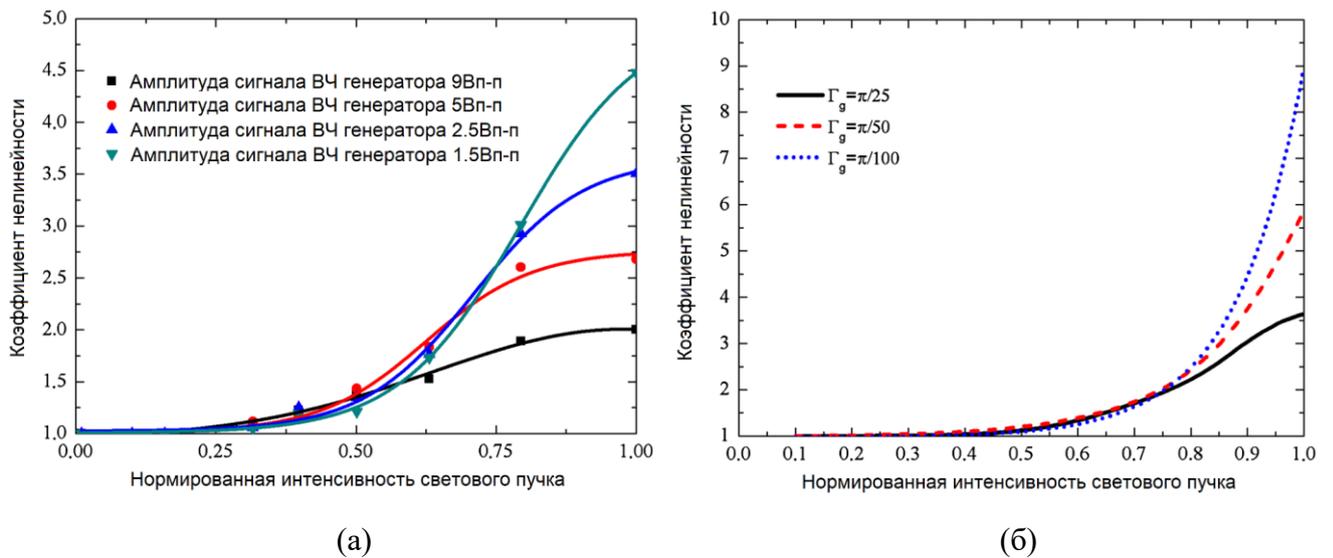


Рис. 5.20. Исследование нелинейности оптоэлектронной системы;

а – результаты эксперимента для  $k=110$  и различных амплитуд сигнала ВЧ генератора;

б - результаты расчета для различных значений параметра Рамана–Ната и  $\Gamma_g = 6.2$

Измерения показали, что, действительно, зависимости  $\psi(I_i)$  носят нелинейный характер. Если Коэффициент нелинейности равен 1 при малых интенсивностях светового излучения, что означает, что система не вносит нелинейных искажений. Это объясняется тем, что малые значения  $I_i$  находятся далеко от порога возбуждения и влияние обратной связи мало. Кроме того, величина нелинейности зависит от амплитуды сигнала внешнего генератора. Чем амплитуда больше, тем  $\psi$  меньше. Этот эффект так же объясняется тем, что влияние цепи обратной связи тем меньше, чем больше амплитуда сигнала внешнего генератора.

Максимальные значения  $\psi$  достигаются при больших значениях интенсивности и малых значениях амплитуды генератора, то есть тогда, когда система близка к порогу возбуждения и влияние цепи обратной связи максимально.

Наибольшее значение коэффициента нелинейности, зарегистрированное в эксперименте при выбранных параметрах, было равно примерно 4.5, то есть амплитуда сигнала в присутствии цепи обратной связи была в 4.5 раз больше, чем без нее.

Результаты расчета, проведенного по формулам (5.28)-(5.27) изображены на рис. 5.20б. Коэффициент  $k=6.2$ , что близко к пороговому значению. Расчет выполнен для значений  $\Gamma_g = \pi/25$ ,  $\Gamma_g = \pi/50$  и  $\Gamma_g = \pi/100$ , что соответствует изменению мощности сигнала ВЧ генератора в 16 раз.

Результаты моделирования подтверждают данные эксперимента. Максимальное значение коэффициента нелинейности наблюдается для большой интенсивности излучения и наименьшего значения параметра Рамана-Ната. В расчетах наибольшее значение  $\psi$  достигало 9.

Это означает, что некоторые спектральные компоненты светового излучения будут проходить через систему без какого-либо усиления по сравнению со случаем, когда обратная связь отсутствует, а другие могут быть усилены в 9 раз.

Далее изучим как нелинейность влияет на спектр сигнала на оптическом выходе исследуемой системы [A24,A70]. Рассмотрение данного вопроса важно в случае использования оптоэлектронной системы для спектрального анализа светового излучения. В этом применении падающее световое излучение обладает непрерывным спектром с некоторыми особенностями, например, узкими полосами поглощения исследуемых веществ.

Пусть падающее оптическое излучение имеет какой-то непрерывный спектр  $I_i(\lambda)$ , показан кривой 1 на рис. 5.21. Известно, что в общем случае спектр света  $S(\lambda)$  на выходе какой-либо оптической системы с аппаратной функцией  $I_d(\lambda)$  будет определяться следующим соотношением [362]:

$$S(\lambda) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I_d(\lambda - \lambda_0) I_i(\lambda_0) d\lambda_0}{\int_{-\infty}^{\infty} I_d(\lambda - \lambda_0) I_c(\lambda_0) d\lambda_0} \quad (5.40)$$

где  $\lambda_0$  – центральная длина волны функции пропускания, а  $\lambda$  – все остальные длины волн,  $I_c(\lambda_0) = 1$  поскольку мы предполагаем, что на центральной длине реализуется 100% эффективность дифракции. Таким образом, форма функции пропускания определяет искажение спектра на выходе устройства.

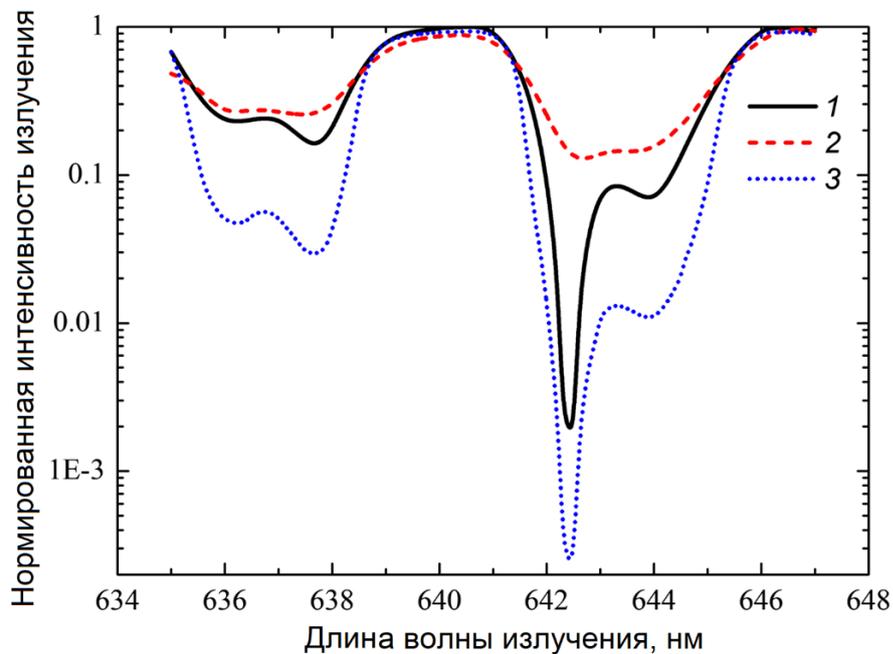


Рис. 5.21. Моделирование искажений спектра оптического излучения под действием нелинейности оптоэлектронной системы. Кривая 1 – исходный модельный спектр, кривая 2 – коллинеарный АО фильтр без обратной связи, кривая 3 – тот же АО фильтр с обратной связью

Используя выражение (5.40), можно смоделировать спектр излучения на выходе системы. Отметим, что  $I_i(\lambda)$  выбран таким образом, что полуширина минимума вблизи 642 нм составляет 0.9 нм, что соответствует полосе пропускания исследуемого коллинеарного АО фильтра.

Спектр излучения на выходе этого АО фильтра без обратной связи показан на рис. 5.21 штриховой кривой 2, при расчете предполагалось что  $\Gamma_g = \pi$ . Можно видеть, что, не смотря на полосу пропускания 0.9 нм, фильтр сильно сглаживает особенности оптического спектра. Узкие линии поглощения практически полностью отсутствуют. Причиной этого является наличие боковых максимумов у функции пропускания. Можно показать, что для того чтобы АО фильтр адекватно отображал узкие спектральные особенности, необходимо чтобы его полоса была примерно в 10-15 раз меньше, чем ширина полосы поглощения.

Таким образом, реальное спектральное разрешение АО фильтра существенно меньше его разрешения, определенного по ширине полосы пропускания.

Теперь смоделируем спектр излучения на оптическом выходе системы, содержащем такой же коллинеарный АО фильтр, но с цепью обратной связи. Пусть  $\kappa = 6.2$  и  $\Gamma_g = \pi/25$ , выбор таких параметров даст нам следующие спектральные характеристики системы: спектральный контраст 24.6 (почти в 3 раза больше чем без обратной связи), эффективность дифракции 75.6% и полоса пропускания 0.37 нм (в 2.5 раза уже чем у АО фильтра без обратной связи), коэффициент нелинейности меняется в пределах от 1 до 3.6 (как показано на рис. 5.20б). Результат моделирования представлен на рис. 5.21 пунктирной кривой 3.

Сравнивая кривые 1 и 3 можно отметить, что все спектральные особенности в случае присутствия обратной связи отображаются. Их появление, в сравнении с кривой 2 обусловлено сужением полосы пропускания и повышением спектрального контраста за счет подавления боковых лепестков функции пропускания при введении обратной связи. Форма кривой 3 отличается от кривой 1 только контрастом спектра. Рост контраста светового спектра вызван нелинейностью системы АО, но это искажение можно исправить, используя представленные на рис. 5.20 зависимости, характеризующие нелинейность системы.

Таким образом, нелинейность системы имеет как положительные, так и отрицательные стороны. С одной стороны, нелинейность искажает спектр оптического сигнала, но, с другой стороны, она же увеличивает контраст светового спектра, проходящего через систему, который позволяет уверенно разрешать узкие спектральные особенности.

## Основные результаты Главы 5

В Главе 5 диссертационной работы получены следующие результаты.

Исследованы поляризационные эффекты, возникающие при коллинеарном АО взаимодействии произвольно поляризованного светового излучения. Показано, что в общем случае световая волна с произвольной поляризацией, входя в АО ячейку, распадается на две компоненты, независимо и с одинаковой эффективностью дифрагирующие в  $+1$  и  $-1$  порядки. Вследствие эффекта Доплера частоты дифрагированных волн смещаются на частоту ультразвука  $\Omega$ , что приводит к биениям компонент нулевого и первых порядков дифракции на выходе анализатора. В результате интенсивность выходного излучения оказывается амплитудно-модулированной во времени. Это единственный случай АО взаимодействия, когда дифракция света на бегущей монохроматической акустической волне сопровождается модуляцией выходного излучения.

Изучена зависимость интенсивности выходного излучения от параметров АО взаимодействия. Показано, что при определенных ориентациях выходного поляризатора можно получить 100%-ную модуляцию света на частотах  $\Omega$  или  $2\Omega$  без световых потерь. В случае модуляции на частоте  $\Omega$  необходимая для этого акустическая мощность в 4 раза меньше чем в традиционной геометрии коллинеарного АО фильтра. Рассчитаны спектральные характеристики коллинеарной дифракции при произвольной поляризации падающего света.

Эти исследования показали возможность создания простых и эффективных модуляторов света на основе коллинеарной дифракции. Такие устройства могут осуществлять синусоидальную модуляцию интенсивности света. По сравнению с АО модуляторами со стоячей акустической волной, коллинеарные модуляторы должны быть более стабильными и менее чувствительными к изменению температуры и частоты ультразвука.

Рассмотрена возможность применения обнаруженных особенностей поляризационных эффектов при коллинеарном АО взаимодействии для создания АО систем с оптоэлектронной обратной связью. В таком устройстве для формирования сигнала в цепи обратной связи используется эффект модуляции интенсивности с частотой ультразвука, возбужденного в АО ячейке.

Подробно изучена работа системы состоящей из коллинеарного АО фильтра и цепи обратной связи под порогом генерации. Разработана теория, описывающая функционирование системы. Проведены расчеты, позволяющие проследить трансформацию функций пропускания системы и сигнала в цепи обратной связи в зависимости от величин сигнала внешнего генератора и коэффициента усиления цепи обратной связи. Смоделировано изменение

эффективности акустооптического (АО) взаимодействия, полосы пропускания системы и ее спектрального контраста.

Обнаружено, что уменьшение сигнала генератора, при постоянном коэффициенте усиления, близком к пороговому, позволяет сузить полосу пропускания АО фильтра примерно в 70 раз, при этом спектральный контраст увеличивается более чем 500 раз. Однако улучшение спектральных характеристик сопровождается уменьшением эффективности АО дифракции.

Показано, что существуют режимы, в которых улучшение спектральных характеристик не будет сопровождаться критическим ухудшением эффективности АО взаимодействия. Например, при эффективности дифракции 50% спектральный контраст улучшится примерно в 110 раз, а полоса пропускания сузится примерно в 25 раз. Диапазон изменения коэффициента усиления в режиме регенерации ограничен сверху такой его величиной, когда система переходит в режим генерации.

Результаты расчетов были проверены экспериментально. Изучено влияние амплитуды сигнала и величины коэффициента усиления цепи обратной связи на эффективность АО взаимодействия, полосу пропускания и спектральный контраст. Полученные результаты показали хорошее соответствие с результатами математического моделирования.

Максимальное сужение полосы пропускания, наблюдаемое экспериментально, составило 74 раза, при этом эффективность дифракции уменьшилась до 4%, а спектральный контраст увеличивался настолько, что боковые максимумы функции пропускания подавлялись практически полностью.

Исследовано влияние цепи обратной связи на спектральные характеристики сигнального оптического пучка. Результаты измерений показали, что введение обратной связи действительно позволяет сузить полосу пропускания коллинеарного АО фильтра.

Рассчитано предельное значение спектрального разрешения системы, определены механизмы, определяющие его величину. По критерию Рэлея, при отсутствии цепи обратной связи, спектральное разрешение используемого АО фильтра равно 0.9 нм, при введении цепи обратной связи разрешение уменьшалось до 1.3 нм. Однако если при отсутствии обратной связи отклики системы на каждую из длин волн (аппаратные функции) сильно перекрываются (критерий Рэлея), то при введении обратной связи перекрытие практически отсутствует, за счет высокого спектрального контраста. Таким образом, эффективное спектральное разрешение системы с обратной связью оказывается существенно выше чем у того же АО фильтра без обратной связи.

Измеренное предельное спектральное разрешение системы оказалось немного лучше предсказанного теоретически и составило 0.9 нм, что соответствует разрешению АО фильтра

без обратной связи, определенному по критерию Рэля, при этом спектральные компоненты разрешались без взаимного перекрытия.

Из уравнений баланса фаз и амплитуд получено аналитическое выражение, определяющее пороговые значения коэффициента усиления. Эти значения определяются следующими параметрами системы: величиной оптических потерь, чувствительностью фотоприемника и коэффициентом преобразования пьезоэлектрического преобразователя АО ячейки. Кроме того, пороговый коэффициент усиления обратно пропорционален интенсивности входного оптического излучения. Зависимости порогового коэффициента усиления от величины нормированной интенсивности падающего светового излучения были рассчитаны и измерены экспериментально.

Исследована нелинейность системы, проявляющаяся в том, что ее коэффициент передачи зависит от интенсивности спектральной компоненты. Чем больше интенсивность компоненты, тем больше коэффициент передачи. Такая нелинейность типична для регенеративных систем. Следствием этого является искажение спектра оптического излучения, проходящего через систему.

## Глава 6. Изучение эффекта захватывания частоты в акустооптической системе с обратной связью

Известно, что при наличии внешней периодической силы, действующей на нелинейную автоколебательную систему с частотой, близкой к частоте собственных колебаний системы, собственные колебания в некоторой полосе частот синхронизируются с внешней силой [363,364]. Этот эффект называется синхронизацией автоколебаний под действием внешней силы или захватыванием частоты собственных колебаний. Это явление наблюдается только в определенной полосе частот внешней силы, зависящей от амплитуды внешнего воздействия и амплитуды с собственных колебаний системы. При этом полоса частот тем больше, чем больше амплитуда внешней силы и меньше амплитуда собственных колебаний.

Захватывание частоты наблюдается в радио и электронных устройствах, лазерах, механических системах, колебательных химических реакциях и биологических объектах. Данный эффект нашел применение и в оптоэлектронике, где он используется для улучшения характеристик источников излучения, стабилизации частоты и улучшения спектрального разрешения [365-368].

Как было показано в п.5.4, исследуемая оптоэлектронная система обладает нелинейностью, причиной которой являются как АО ячейка, так и действие цепи обратной связи. Поэтому, в случае подключения внешнего генератора к системе, функционирующей в режиме генерации, в ней тоже должен наблюдаться эффект захватывания.

Данная глава диссертации посвящена теоретическому и экспериментальному изучению эффекта захватывания, впервые обнаруженного в АО системах [A25,A103,A104].

### 6.1 Описание эффекта захватывания частоты собственных колебаний

Существование эффекта захватывания в исследуемой АО системе с оптоэлектронной обратной связью можно объяснить следующим образом [A46]. Пусть в цепи обратной связи существуют собственные колебания системы с частотой  $f_c$ , задаваемой длиной волны падающего светового излучения. Их амплитуда определяется коэффициентом усиления цепи обратной связи. Пусть также существуют колебания на частоте внешней силы  $f_g$  источником которых служит ВЧ генератор, подключенный к цепи обратной связи.

Тогда акустическое поле внутри АО ячейки за пределами полосы захватывания состоит из двух составляющих - волны, возбужденной сигналом ВЧ-генератора с частотой  $f_g$ , и волны, возбужденной сигналом цепи обратной связи, с частотой собственных колебаний  $f_c$ . АО дифракция реализуется на обеих волнах, если расстройка  $R_g$  между частотой ВЧ генератора и

частотой АО синхронизма мала.

Запишем интенсивности световых пучков, протифрагировавших на каждой из этих ультразвуковых волн, для оптического луча обратной связи. Для дифракции на акустической волне, создаваемой сигналом ВЧ генератора получим выражения:

$$I_{d_g}(t) = I_i \vartheta \left[ \frac{1}{2} + T_g \right] \times \cos(\Omega_g t + \varphi_g + \Phi_g) \quad (6.1)$$

$$T_g = \frac{\Gamma_g}{4} \operatorname{sinc} \left( \frac{K_g}{2\pi} \right) \sqrt{4 \cos^2 \left( \frac{K_g}{2} \right) + R_g^2 \operatorname{sinc}^2 \left( \frac{K_g}{2\pi} \right)} \quad (6.2)$$

здесь и далее буква  $g$  в нижнем индексе относится к действию внешнего ВЧ генератора.

Интенсивность дифрагированного светового излучения, обусловленная функционированием системы в режиме генерации ( $R_c = 0$ ), описывается выражением:

$$I_{d_c}(t) = \frac{(I_i - I_{d_g}) \vartheta \Gamma_c}{2} \operatorname{sinc} \left( \frac{\Gamma_c}{2\pi} \right) \cos \left( \frac{\Gamma_c}{2} \right) \times \cos(\Omega_c t + \varphi_c + \Phi_c) \quad (6.3)$$

здесь и далее буква  $c$  в нижнем индексе относится к режиму генерации оптоэлектронной системы.

Сигнал фотоприемника цепи обратной связи формируется за счет наличия компонент оптического сигнала  $I_{d_g}(t)$  и  $I_{d_c}(t)$ . Вне полосы захватывания частоты этих сигналов будут различны:

$$U_g(t) = I_i \vartheta \sigma T_g \cos(\Omega_g t + \varphi_g + \Phi_g) \quad (6.4)$$

$$U_c(t) = \sigma I_{d_c}(t) \quad (6.5)$$

где  $\sigma$  – чувствительность фотоприемника.

Таким образом, сигнал на пьезопреобразователе АО ячейки будет иметь вид:

$$U(t) = U_{g0} \cos(\Omega_g t) + \kappa U_g \cos(\Omega_g t + \varphi_g + \Phi_g + \chi) + \kappa U_c \cos(\Omega_c t + \varphi_c + \Phi_c + \chi) \quad (6.6)$$

где  $U_{g0}$  – амплитуда сигнала ВЧ генератора, а  $\kappa$  – коэффициент усиления цепи обратной связи и  $\chi$  – сдвиг фаз, вносимый фазовращателем, одинаковы для обеих частот  $f_c$  и  $f_g$ .

Ранее было показано (п.5.2.2.1), что в случае выполнения условия АО синхронизма, сдвиг фазы  $\varphi = \pi/2$  и, следовательно, для его компенсации  $\chi = -\pi/2$ . Фазы акустической волны  $\Phi_g$  и  $\Phi_c$  определяются выражениями:

$$\tan \Phi_g = \frac{\sigma \kappa \vartheta I_i T_g}{U_{g0} + \sigma \kappa \vartheta I_i T_g} \quad (6.7)$$

$$\tan \Phi_c = \tan(\Phi_c + \varphi_c + \chi) \quad (6.8)$$

соответственно.

Выражение (6.8) с учетом того, что в режиме генерации  $\varphi_c + \chi \rightarrow 0$ , означает, что система не чувствительна к фазе  $\Phi_c$ .

Суммарный параметр Рамана-Ната для акустического поля в АО ячейке можно записать как:

$$\Gamma = \mu U \quad (6.9)$$

Поскольку, вне полосы захватывания, существуют две немного различные частоты колебаний  $f_g$  и  $f_c$ , то при малой разнице частот между ними, возможно существование биений [A45,A46]. Форма и спектр сигнала, соответствующего этим биениям будут определяться параметрами АО системы.

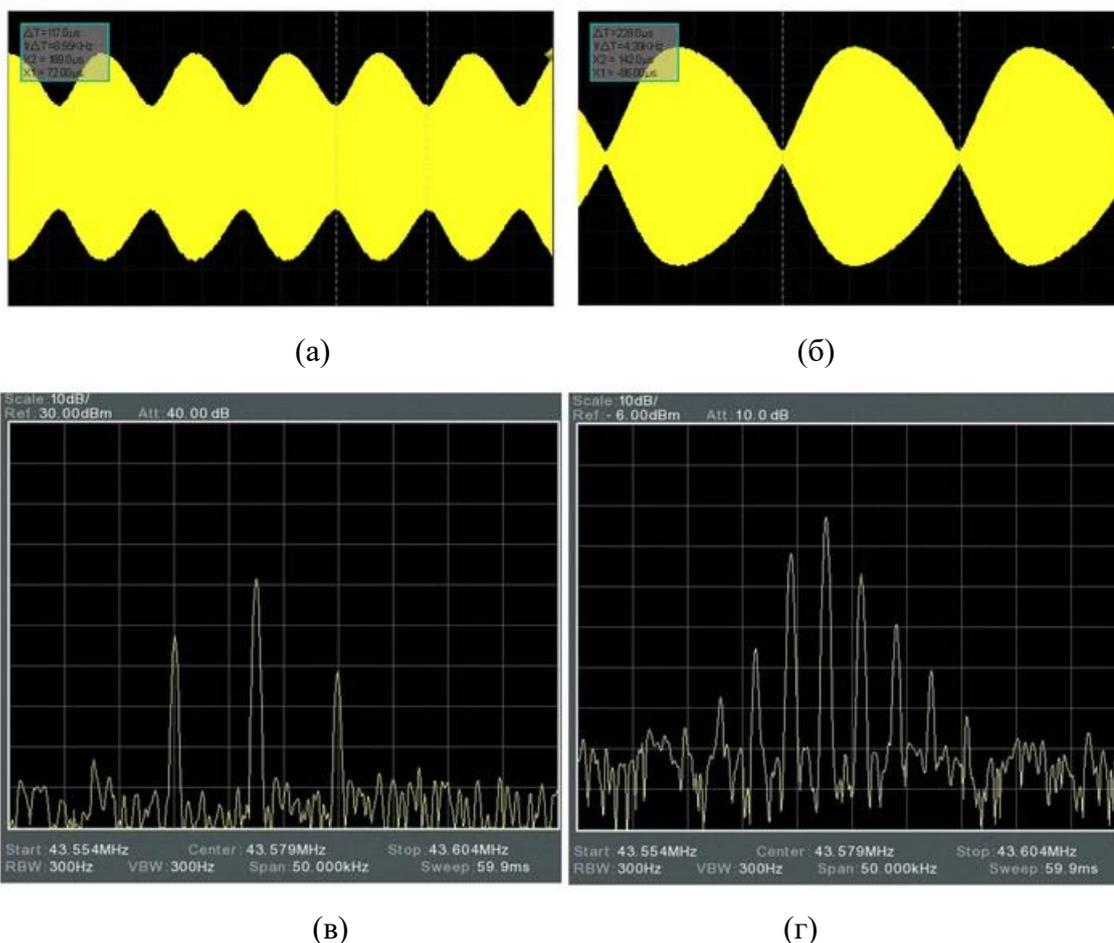


Рис. 6.1. Экспериментально наблюдаемые форма (а,б) и спектры (в,г) биений сигнала в цепи обратной связи вблизи границы полосы захватывания частоты. а,в – амплитуда сигнала ВЧ генератора 5В, коэффициент усиления  $25 f_c - f_g = 8.55$  кГц; б,г - амплитуда сигнала ВЧ генератора 5В, коэффициент усиления  $25 f_c - f_g = 4.39$  кГц

В случае малого значения коэффициента нелинейности  $\psi$  (большая амплитуда сигнала внешнего генератора и малый коэффициент усиления), форма огибающей сигнала в цепи

обратной связи будет близка к гармонической, а спектр сигнала будет иметь мало компонент. Осциллограммы и спектрограммы сигнала в цепи обратной связи при малой нелинейности ( $U_{g0} = 5\text{В}$ ,  $\kappa = 25$ ) и различных значениях  $\Delta f = f_g - f_c$  показаны на рис. 6.1.

Рис. 6.1а,в соответствуют случаю когда  $\Delta f = 8.55\text{кГц}$ , а рис. 6.1б,г получены при  $\Delta f = 4.39\text{кГц}$ . Сравнивая приведенные данные, можно заметить, что по мере приближения к границе полосы захватывания, глубина модуляции сигнала увеличивается, а его форма все больше отличается от гармонической. Так, если спектр сигнала на рис. 6.1а, приведенный на рис. 6.1в, имеет только три компонента, что соответствует спектру амплитудно-модулированного сигнала с гармонической огибающей, то спектр биений, показанных на рис. 6.1б, имеет уже девять компонент.

Если же выбрать параметры системы таким образом, что коэффициент нелинейности системы будет иметь большую величину (малая амплитуда сигнала ВЧ генератора и большой коэффициент усиления), то форма биений существенно изменится.

Осциллограммы биений и их спектры для такого варианта ( $U_{g0} = 2\text{В}$ ,  $\kappa = 38$ ) приведены на рис. 6.2. В этом случае захватывание наблюдается в более узкой полосе частот, рис. 6.2а,в получен при  $\Delta f = 3.25\text{кГц}$ , а рис. 6.2б,г - при  $\Delta f = 0.88\text{кГц}$ .

Рост коэффициента усиления приводит к увеличению амплитуды автоколебаний АО генератора и уменьшает не только полосу захватывания, но и глубину модуляции сигнала биений вне полосы. Большая величина коэффициента нелинейности приводит к тому, что форма колебаний перестает быть гармонической и спектр сигнала обогащается новыми компонентами. Чем меньше ближе мы подходим к границе полосы захватывания, тем больше нелинейные искажения сигнала и богаче его спектр.

Наблюдаемое изменение формы биений в зависимости от параметров системы можно объяснить следующим образом (аналогично объяснению, существующему в теории колебаний для радиофизических систем). Выбор амплитуды колебаний генератора и коэффициента усиления цепи обратной связи задает положение рабочей точки на зависимостях, представленных на рис. 5.20 (коэффициент нелинейности системы), а также ширину полосы захватывания. Если сигнал ВЧ генератора большой амплитуды, а усиление мало, то полоса захватывания широкая и период биений меньше задержки времени в системе (задержка времени определяется временем распространения акустической волны по длине АО ячейки), поэтому коэффициент нелинейности усредняется и ее можно считать постоянной. В этом случае все компоненты сигнала усиливаются одинаково и, в результате, форма огибающей у биений будет гармонической.

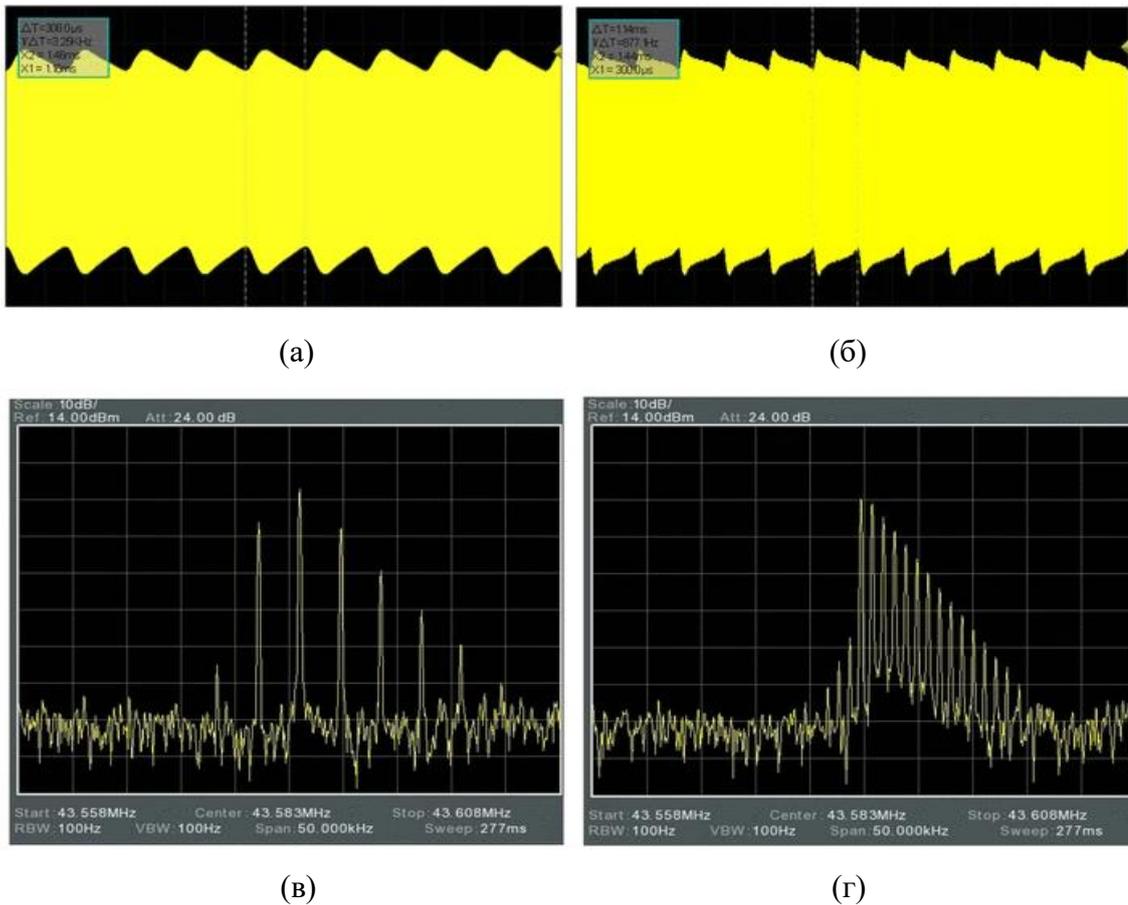


Рис. 6.2. Экспериментально наблюдаемые форма (а,б) и спектры (в,г) биений сигнала в цепи обратной связи вблизи границы полосы захватывания частоты. а,в – амплитуда сигнала ВЧ генератора 2В, коэффициент усиления  $38 f_c - f_g = 3.35$  кГц; б,г - амплитуда сигнала ВЧ генератора 2В, коэффициент усиления  $38 f_c - f_g = 0.88$  кГц

При приближении к границе полосы захватывания амплитуда биений увеличивается, а период уменьшается, в следствие чего коэффициент нелинейности начинает немного меняться и появляются искажения.

При больших значениях усиления цепи обратной связи и малой амплитуде сигнала ВЧ генератора полоса захватывания узкая и период биений сравним с задержкой времени в системе. В результате коэффициент усиления не усредняется, и его величина зависит от амплитуды колебаний, поэтому форма колебаний искажается.

Наблюдая осциллограммы или спектрограммы легко определить границу полосы захватывания. В этом случае колебания на собственной частоте колебаний срываются, в спектре колебаний остается только одна компонента и сигнал на экране осциллографа перестает быть амплитудно-модулированным.

Следует отметить, что поскольку сигнал цепи обратной связи вблизи границ полосы захватывания является амплитудно-модулированным, то и амплитуда ультразвука в АО ячейке

является амплитудно-модулированной. Значит, функционирование системы на частотах вблизи границы захватывания, позволяет получить амплитудно-модулированный сигнал на оптическом выходе [A46]. На рис. 6.3 представлены осциллограммы сигнала в цепи обратной связи (CH1) и сигнала фотоприемника (CH2), установленного на оптическом выходе системы в случае, когда существуют биения.

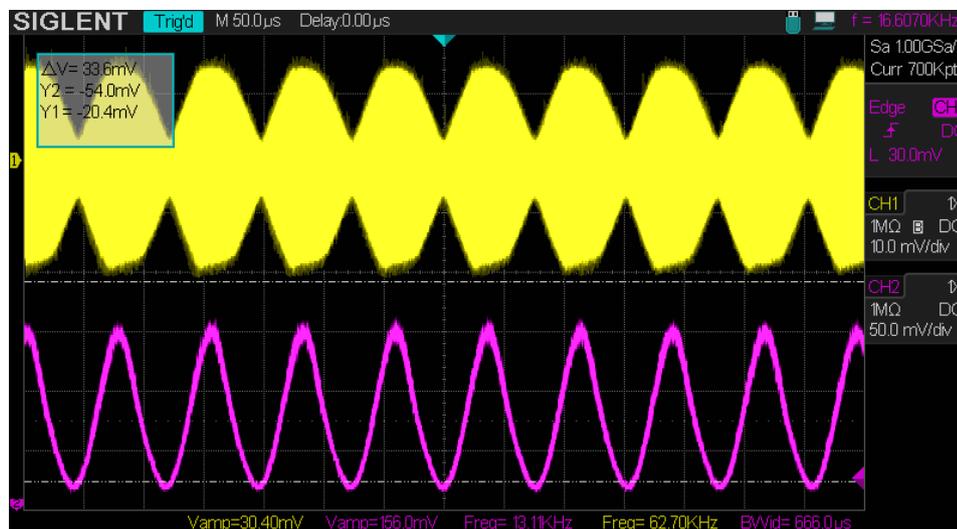


Рис. 6.3. Осциллограмма биений ВЧ сигнала CH1 (желтая кривая) и модуляции интенсивности сигнального пучка CH2 (фиолетовая кривая)

Таким образом, исследуемая система может функционировать как оптический модулятор с перестраиваемой частотой, но частоты модуляции будут низкими – от Гц до сотен кГц.

## 6.2. Определение границ полосы захватывания

Теперь определим условия, задающие границу полосы захватывания [A46]. Как было отмечено выше, захватывание реализуется, когда колебания на собственной частоте системы срываются. Условия, определяющие порог генерации в системе, были определены в п.5.3. С учетом того, что часть светового излучения дифрагирует на акустической волне, возбуждаемой внешним ВЧ генератором, выражение (5.39) можно переписать следующим образом:

$$\kappa = \frac{2}{\sigma\mu\vartheta (I_i - I_{d_g})} \quad (6.10)$$

где  $I_{d_g}$  определяется выражением (6.1) и зависит от частоты и амплитуды сигнала ВЧ генератора.

Данное соотношение показывает, что пороговое значение коэффициента усиления зависит от эффективности АО взаимодействия на частоте  $f_g$ . Перестройка частоты и амплитуды

внешнего генератора может привести к такому изменению разности  $I_i - I_{dg}$ , что заданного значения  $\kappa$  будет не достаточно, для поддержания собственных колебаний в системе. Тогда они сорвутся и захватывание будет реализовано.

Эти рассуждения можно пояснить с помощью рис. 5.18б, дополнив его некоторыми иллюстрациями, приведенными на рис. 6.4.

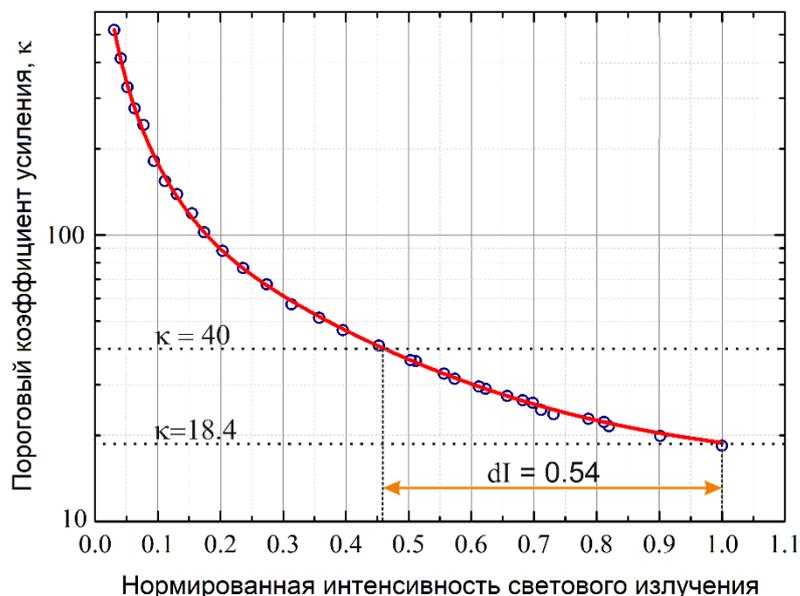


Рис. 6.4. К определению частотной полосы эффекта захватывания.

В соответствии с данными эксперимента по определению зависимости порогового коэффициента усиления от интенсивности светового излучения, проведенными с гелий-неоновым лазером, при нормированной интенсивности  $I_i = 1$ , пороговый коэффициент усиления равен 18.4. Предположим, что для той же интенсивности мы выбрали более высокое значение коэффициента усиления  $\kappa = 40$  (значения коэффициентов отмечены пунктирными горизонтальными линиями на рис. 6.4).

Это означает, что интенсивность падающего света может уменьшиться на 54%, но автоколебания в системе все еще будут существовать ( $\kappa = 40$  - пороговое усиление для  $I_i = 0.46$ ). Таким образом, захватывание частоты будет наблюдаться в случае, когда эффективность АО дифракции на ультразвуковой волне с частотой  $f_g$  превышает 0.54.

### 6.2.1. Захватывание частоты при малых амплитудах внешнего генератора

Сначала рассмотрим случай малых амплитуд сигнала внешнего генератора (до 3В). В таком диапазоне изменение ширины полосы захватывания происходит линейно.

На рис. 6.5 приведены экспериментально измеренные зависимости граничных частот полосы захватывания от амплитуды сигнала генератора при  $\kappa = 33$ . Измерения проводились

для длины волны оптического излучения 633 нм. Область захватывания лежит между прямыми линиями и имеет треугольную форму, в полном соответствии с классической теорией эффекта синхронизации частот колебательных систем [А45]. Ширина области постепенно расширяется с ростом амплитуды ВЧ сигнала. Точками отмечены значения, полученные экспериментально, прямые линии - результат линейной аппроксимации. Небольшая разница в наклоне прямых объясняется смещением частоты АО синхронизма при нагреве АО ячейки.

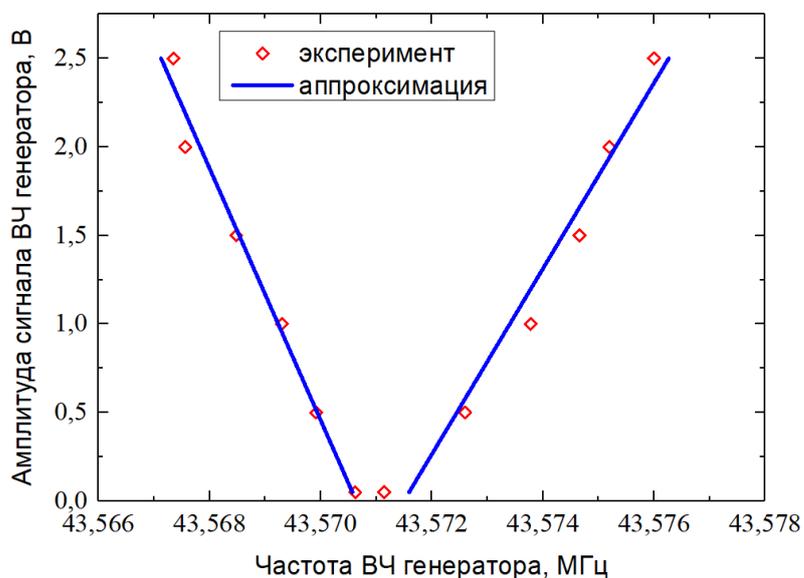


Рис. 6.5. Экспериментальная зависимость граничных частот полосы захватывания от амплитуды сигнала генератора, при  $\kappa = 33$

На рис. 6.6 представлены зависимости частоты биений от частоты внешнего генератора, измеренные для двух значений амплитуды сигнала генератора и коэффициента усиления  $\kappa = 33$ . Нулевая частота биений соответствует эффекту захватывания частоты АО генератора.

Оказалось, что частота биений линейно зависит от частоты ВЧ генератора при больших значениях величины  $\Delta f$ , а для малых значений  $\Delta f$  приобретает нелинейный вид. Полученные зависимости также полностью согласуются с теорией эффекта захватывания [363,364], в соответствии с которой вблизи границы области захватывания внешний генератор может немного затягивать частоту собственных колебаний автоколебательной системы, чем и обусловлено наличие нелинейного участка – за счет затягивания частота биений начинает изменяться быстрее чем изменяется частота внешней силы. Полоса захватывания увеличивается с ростом амплитуды внешней силы поэтому диапазон частот ВЧ генератора, где частота биений равна нулю расширяется с ростом амплитуды его сигнала. При амплитуде 1В ширина полосы захватывания составила 0.67кГц, а при 2В – 1.65кГц.

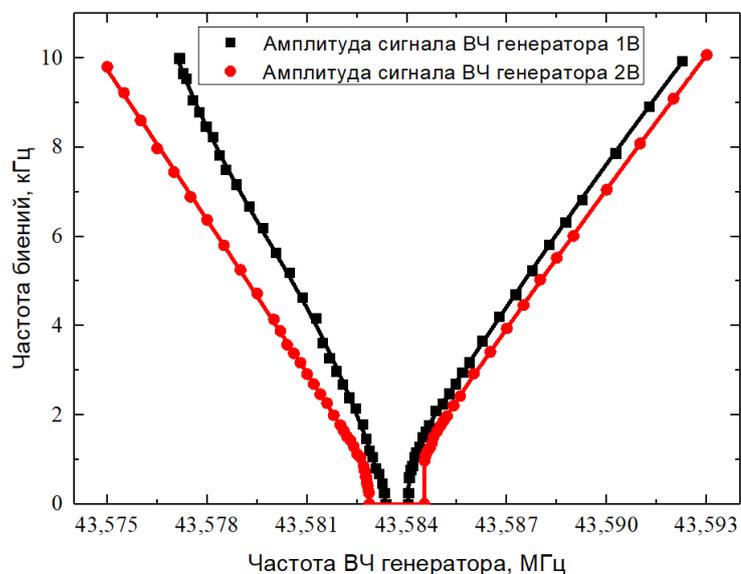


Рис. 6.6. Экспериментальные зависимости частоты биений от частоты вынуждающей силы для двух значений амплитуды сигнала ВЧ генератора (1В и 2В)

Результаты, приведенные на рис 6.7 обобщают данные измерений, представленные на рис. 6.5 и 6.6. Здесь показаны зависимости ширины полосы синхронизации и величины затягивания частоты собственных колебаний от амплитуды внешней силы (сигнала ВЧ генератора) для тех же значений интенсивности падающего света и коэффициента усиления цепи обратной связи.

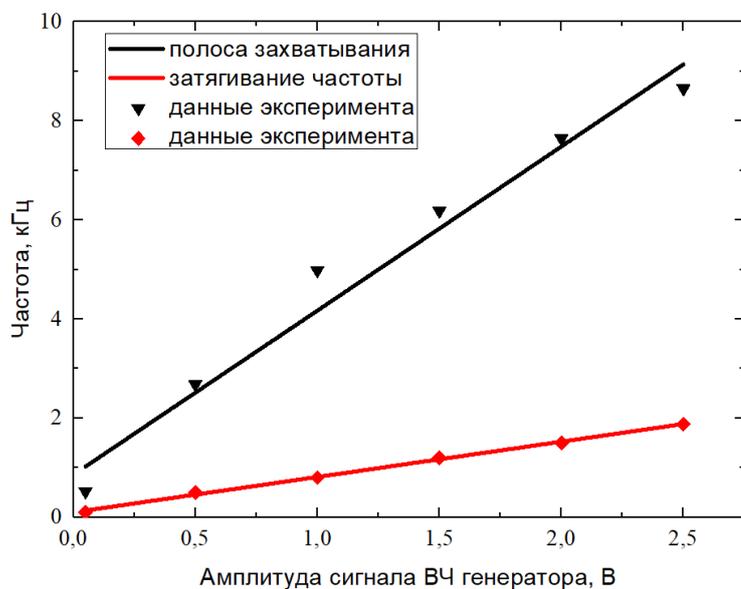


Рис. 6.7. Зависимости ширины полосы захватывания и амплитуды затягивания частоты АО генератора от амплитуды вынуждающей силы

Измерения показали, что ширина полосы захватывания частоты собственных колебаний

АО системы увеличивается с 0.5кГц до 8.5кГц (в 17 раз) при изменении амплитуды внешнего воздействия от 0.05В до 2.5В (50 раз). Обе представленные зависимости – линейные.

В эксперименте так же было изучено влияние амплитуды вынуждающей силы на глубину модуляции сигнала, возникающего при биениях вблизи границы полосы захватывания. Рис. 6.8 представляет данные этих измерений (кривая 1), проведенных при  $\kappa = 38$ . На этом рисунке также приведена зависимость ширины полосы захватывания от амплитуды (кривая 2). Можно заметить, что в отличие от рис. 6.7 эта зависимость нелинейна. Появление нелинейности объясняется возросшим диапазоном амплитуды ВЧ генератора. При этом, за счет увеличения коэффициента усиления, ширина полосы захватывания сузилась. Так при  $U_{g0} = 2.5$  В и  $\kappa = 33$ , ширина полосы составляет 8.5кГц, а при  $\kappa = 38$  всего лишь 3.3кГц.

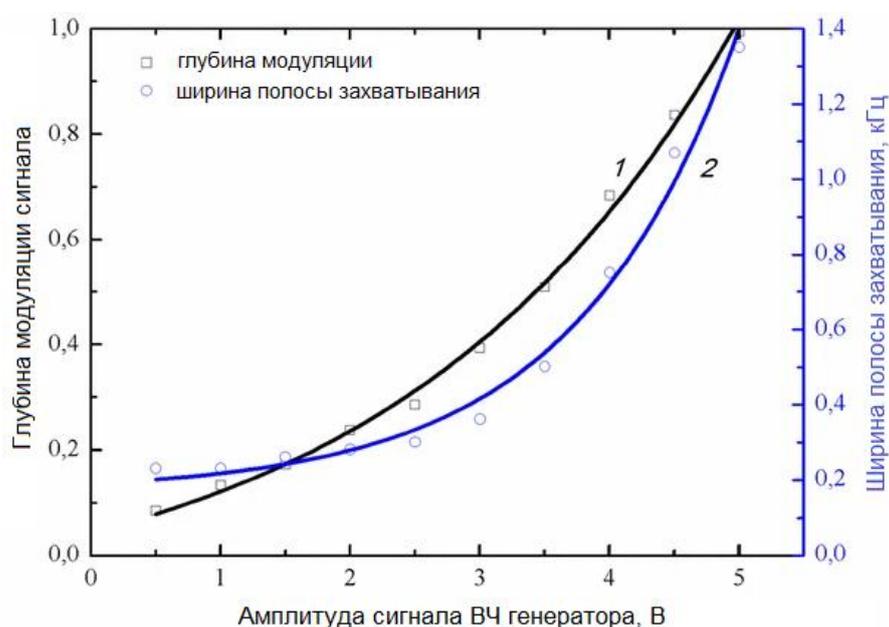


Рис. 6.8. Зависимости глубины сигнала в цепи обратной связи (кривая 1) и полосы захватывания (кривая 2) от амплитуды сигнала ВЧ генератора

Далее рассмотрим влияние сдвига фаз, вносимого цепью обратной связи при помощи фазовращателя, на характеристики эффекта захватывания частоты. Как было сказано ранее, фазовращатель является важным элементом системы обратной связи и применяется для выполнения условия баланса фаз.

Фаза электрического сигнала в экспериментальной установке контролируется путем изменения напряжения постоянного тока, подаваемого на фазовращатель Mini-Circuits JSPHS-51+. Изменение напряжения смещения от 0 до 15 В позволяет вращать фазу ВЧ сигнала в диапазоне от  $0^\circ$  до  $264^\circ$ .

Экспериментальное исследование влияния фазового сдвига на функционирование системы в режиме генерации показало, что в ней поддерживаются автоколебания в диапазоне

изменения фазы от  $0^\circ$  до  $87^\circ$ . При этом вариации фазы вызывают небольшой сдвиг частоты колебаний, что может быть объяснено формой аппаратной функции системы для компоненты  $I_1$ , используемой для возбуждения сигнала в цепи обратной связи. Главный максимум этой функции имеет плоскую вершину [A42-A44, A96, A97], следовательно, условия генерации могут выполняться одинаково хорошо для некоторого интервала частот и сдвиг фазы позволяет выбирать частоту генерации в пределах этого диапазона.

Характеристики фазовращателя таковы, что изменение напряжения, управляющего фазой, влияет на его коэффициент передачи и на коэффициент усиления цепи обратной связи. Зависимость усиления обратной связи от фазового сдвига, оцененная по паспортным данным микросхемы JSPHS-51+, представлена на рис.6.9. Приведенная зависимость показывает, что увеличение фазового сдвига от  $0^\circ$  до  $86^\circ$  вызывает уменьшение коэффициента усиления примерно на 5%.

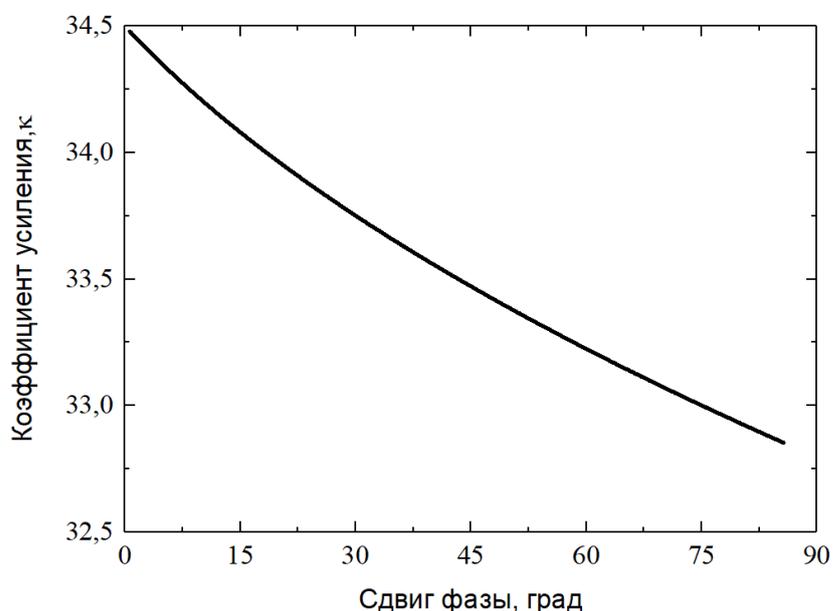


Рис. 6.9. Зависимость коэффициента усиления цепи обратной связи от сдвига фазы, вносимого фазовращателем

В ходе исследования, при амплитуде сигнала внешнего генератора 2В, были измерены зависимости частоты собственных колебаний АО системы и величины ее затягивания, а также ширины полосы захватывания от фазового сдвига (изображены на рис. 6.10). Ширина полосы захватывания и величина затягивания увеличиваются с ростом сдвига фазы. Этот эффект может быть объяснен сопутствующим уменьшением усиления обратной связи. Изменение частоты автоколебаний системы, вызванное вращением фазы сигнала в цепи обратной связи, не превышает 8 кГц и может быть объяснено изменением условия баланса фаз АО взаимодействия и формой аппаратной функции коллинеарного фильтра для компоненты  $I_1$  [A42-A44, A96].

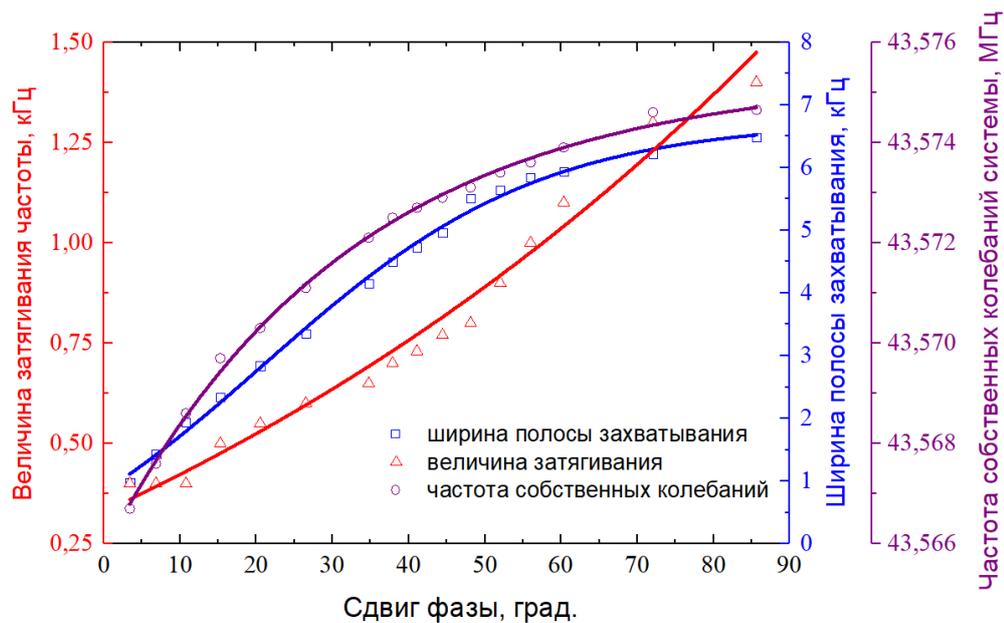


Рис. 6.10. Зависимости частоты, величины затягивания и ширины полосы захватывания собственных колебаний АО системы от сдвига фаз в цепи обратной связи

Таким образом, показано, что при малых значениях амплитуды внешней силы поведение системы находится в рамках поведения классических радиофизических систем. Вместе с тем, при возрастании амплитуды появляется нелинейность присутствие которой требует дополнительного изучения.

### 6.2.2. Захватывание частоты при больших амплитудах вынуждающей силы

В предыдущем пункте диссертационной работы было показано, что при увеличении амплитуды сигнала внешнего генератора зависимость полосы захватывания от амплитуды приобретает нелинейный характер. Выясним причины появления нелинейности.

Как отмечено выше, пороговый коэффициент усиления определяется соотношением (6.10) где величина интенсивности света  $I_{dg}$ , продифрагировавшего на акустической волне с частотой ВЧ генератора, определяется выражением (6.1), а захватывание реализуется тогда, когда величина  $I_{dg}$  такова, что при заданном коэффициенте усиления цепи обратной связи, оставшейся интенсивности света не достаточно для возбуждения собственных колебаний в системе.

Результаты моделирования эффекта захватывания частоты собственных колебаний, проведенного с помощью выражений (6.1)-(6.10), представлены на рис. 6.11. На нем приведены значения безразмерной расстройки  $R_g$ , соответствующие границам полосы захватывания, для различных значений амплитуды ВЧ генератора, задаваемых значением параметра Рамана-Ната  $\Gamma_{g0}$ , и коэффициентов усиления цепи обратной связи  $k$ . Моделирование проведено для значений

коэффициента усиления, варьирующихся от 6.5 до 7.0, и  $\pi/200 \leq \Gamma_{g0} \leq \pi/2$ . Так как  $\Gamma_{g0} = \pi/2$  соответствует максимальной эффективности дифракции для компоненты оптического пучка  $I_1$ , остальные параметры системы были заданы также, как и ранее. Эффект синхронизации частоты имеет место для диапазона расстроек, лежащего между кривыми, отмеченными одинаковыми символами.

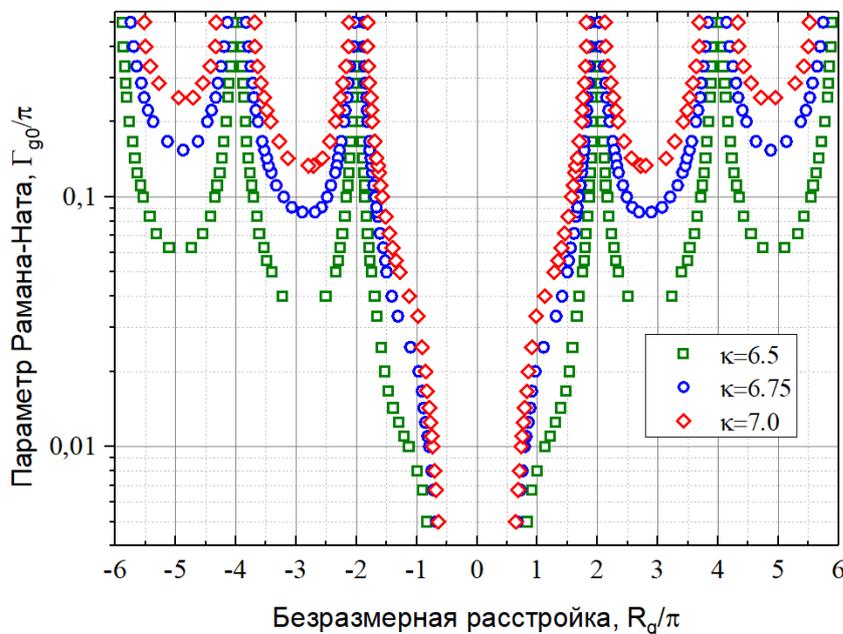


Рис. 6.11. Расчетные границы полос захватывания частоты собственных колебаний для различных значений коэффициента  $\kappa$

Расчет показал, что для малых значений параметра Рамана-Ната, существует только одна полоса захватывания, при этом ширина полосы изменяется с ростом  $\Gamma_{g0}$  нелинейно и зависит от величин  $\Gamma_{g0}$  и  $\kappa$ . Однако при дальнейшем увеличении  $\Gamma_{g0}$  появляются дополнительные полосы, а значение параметра Рамана-Ната, при котором они появляются зависит от величины коэффициента усиления.

Всего в диапазоне значений безразмерной расстройки от -6 до +6 может существовать 5 отдельных полос захватывания. Общее же количество полос захватывания для рассматриваемой системы равно 9 при  $\kappa = 6.5$  (это значение  $\kappa$  чуть больше порогового), 7 при  $\kappa = 6.75$  и 5 при  $\kappa = 7$ . Одна полоса захватывания наблюдается при значениях коэффициента усиления больших 10.

В то же время, теория захватывания говорит, что полоса захватывания тем шире, чем больше амплитуда вынуждающей силы и это утверждение справедливо для каждой из обнаруженных полос захватывания.

Особенностью явления захватывания в исследуемой системе, по сравнению с обычными радиофизическими системами, является наличие большого количества полос захватывания и особая форма центральной полосы, которая имеет излом, положение которого зависит от коэффициента усиления  $\kappa$ .

Обе эти особенности могут быть объяснены с использованием построений, приведенных на рис. 6.12. Граница полосы захватывания для заданного коэффициента усиления определяется эффективностью АО дифракции на акустической волне, возбуждаемой сигналом ВЧ генератора с частотой  $f_g$ . Захватывание частоты реализуется, когда интенсивность дифрагированного света такова, что выбранного усиления уже недостаточно для поддержания собственных колебаний в системе.

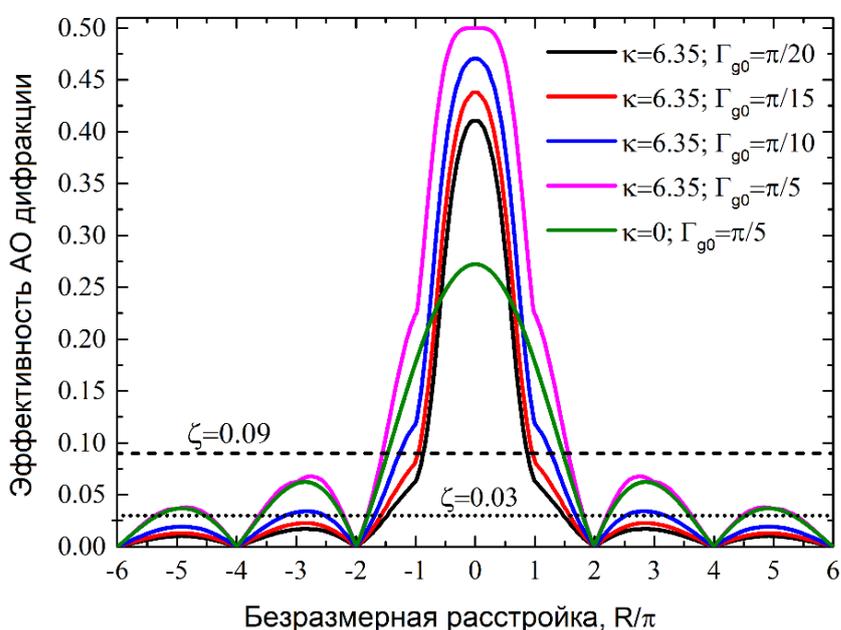


Рис. 6.12. Расчетные аппаратные функции коллинеарной АО дифракции для компоненты  $I_1$  при различных значениях параметра Рамана-Ната  $\Gamma_{g0}$

Зависимости эффективности АО дифракции от величины безразмерной расстройки, рассчитанные для различных величин сигнала ВЧ-генератора  $\Gamma_{g0}$ , представлены на рис. 6.12. Все кривые, кроме последней, получены для  $\kappa = 6.35$ , что соответствует порогу возбуждения. Последняя кривая (зеленая,  $\kappa = 0$ ) была рассчитана для случая, когда обратная связь отсутствует и приведена для сравнения.

Две горизонтальные штриховые линии соответствуют заданным значениям эффективности дифракции  $\zeta$  и изображены для объяснения особенностей эффекта захватывания частоты в исследуемой системе.

Линия, соответствующая  $\zeta = 0.03$  (это значение эффективности дифракции означает, что 6% падающего оптического излучения дифрагирует на акустической волне с частотой  $f_g$ ),

используется для объяснения существования множества полос захватывания. Предположим, что мы выбрали коэффициент усиления  $k$  таким образом, что если  $I_{d_g} = 0.06$ , то собственные колебания в системе срываются. Затем мы должны рассчитать аппаратные функции для компоненты  $I_1$  при различных значениях  $\Gamma_{g0}$  и определить величины расстройки при которых  $I_{d_g} = 0.06$ . Эти значения  $R$  и будут определять границы полос захватывания частоты.

В случае, представленном на рисунке, видно, что при  $\Gamma_{g0} = \pi/20$  и  $\Gamma_{g0} = \pi/15$  будет существовать только одна полоса захватывания, три полосы для  $\Gamma_{g0} = \pi/10$  и пять полос для  $\Gamma_{g0} = \pi/5$ .

Сравнивая зависимости рассчитанные для  $\Gamma_{g0} = \pi/10$  с обратной связью и без нее, можно сделать вывод, что введение обратной связи влияет главным образом на центральный максимум аппаратной функции  $I_1$  [A21]. Следовательно, можно оценить количество полос захватывания для выбранной величины усиления  $k$  следующим способом. Вычислить  $I_{d_g}$ , необходимую для подавления собственных колебаний системы при заданном  $k$ , рассчитать аппаратные функции компоненты  $I_1$  без обратной связи для различных значений параметра Рамана-Ната с помощью соотношения (5.17) и определить области  $R$ , где  $I_1 > I_{d_g}$ .

Пунктирная линия, соответствующая  $\zeta = 0.09$  (это значение эффективности дифракции означает, что 18% падающего оптического излучения дифрагирует на акустической волне с частотой  $f_g$ ), используется для объяснения существования излома у центральной полосы захватывания.

Аппаратные функции АО фильтра для компоненты  $I_1$ , приведенные на рис. 6.12, имеют излом в центральной части, который обозначает границу значений АО расстройки, где влияние обратной связи на эффективность АО взаимодействия особенно сильно. Для больших расстроек можно считать, что эффективность дифракции определяется формулой (5.17).

Расчет показывает, что при увеличении параметра Рамана-Ната  $\Gamma_{g0}$  (пропорционален амплитуде сигнала внешнего генератора) точка пересечения горизонтальной линии  $\zeta = 0.09$  с центральным максимумом функции пропускания изначально лежит вне области сильного влияния обратной связи ( $\Gamma_{g0} = \pi/20$  и  $\Gamma_{g0} = \pi/15$ ), а затем смещается внутрь этой полосы ( $\Gamma_{g0} = \pi/10$  и  $\Gamma_{g0} = \pi/5$ ). Таким образом, значение расстройки, задающее границы центральной полосы захватывания, определяется двумя разными зависимостями. Тип зависимости определяется величиной сигнала ВЧ генератора.

Результаты расчетов были проверены экспериментально [A46,A47]. Измерения проводились на той же экспериментальной установке, что и все остальные измерения, результаты которых приведены в Главе 5 и Главе 6 диссертационной работы. В качестве источника излучения использовался гелий-неоновый лазер с мощностью излучения 5мВт.

Результаты измерений положения границ полосы захватывания от величины сигнала внешнего генератора для различных значений коэффициента усиления, приведены на рис. 6.13.

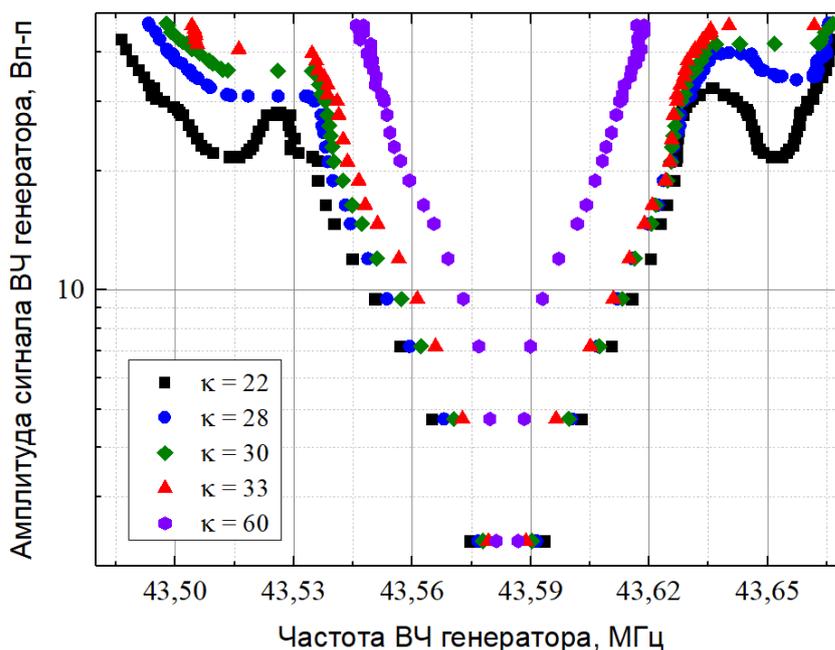
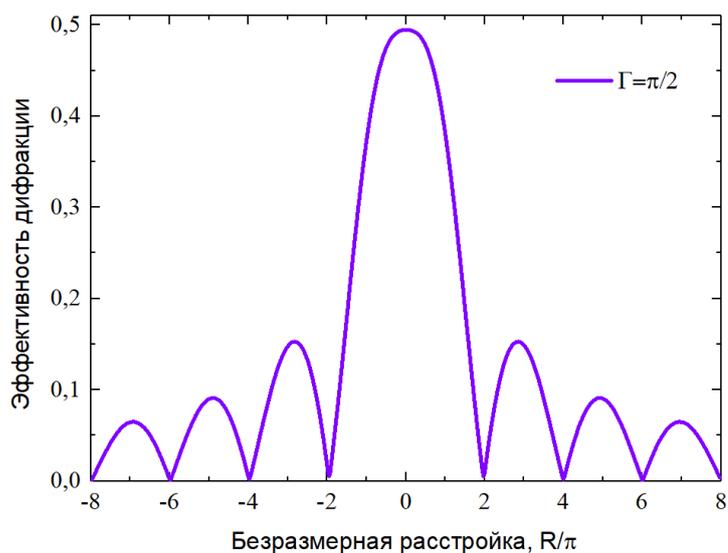


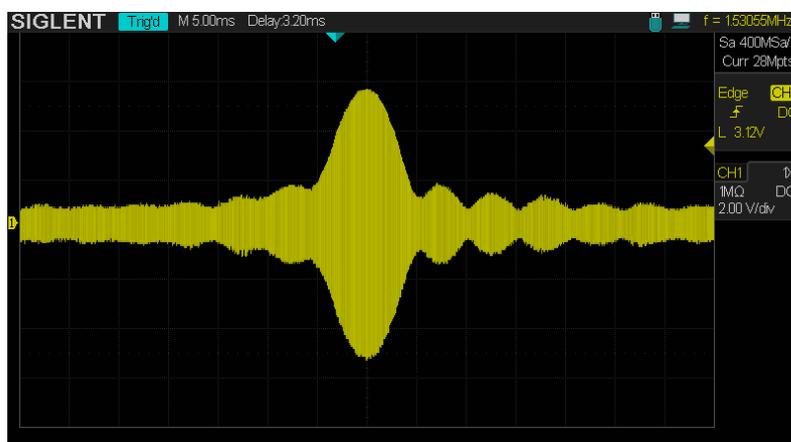
Рис. 6.13. Результаты измерений ширины захватывания при различных значениях коэффициента усиления  $\kappa$

В эксперименте коэффициент усиления изменялся в диапазоне от 22 до 60, а амплитуда сигнала генератора от 2.3Вп-п до 45Вп-п. Полоса захватывания варьировалась от 5.5кГц при  $\kappa=60$  и минимальной амплитуде до 182 кГц при  $\kappa=22$  и максимальной амплитуде.

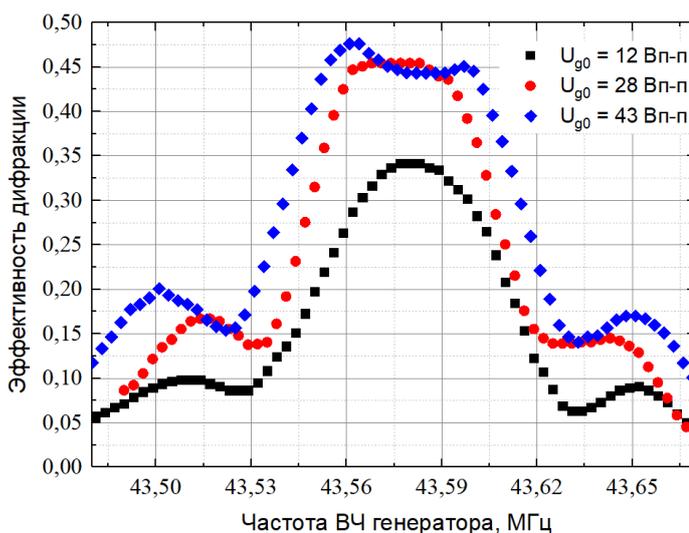
Можно утверждать, что теоретические и экспериментальные результаты находятся в хорошем соответствии. Форма зависимостей изменяется с увеличением коэффициента усиления одинаковым образом, а границы центральной полосы захватывания имеют такой же излом, как предсказывает теория. Экспериментальные зависимости немного отличаются от теоретических: во-первых, наличием только трех полос захватывания; во-вторых, эти полосы не разделены диапазоном значений расстройки, где захватывание не наблюдается; и в-третьих, боковые полосы захватывания не являются симметричными. Эти различия могут быть объяснены несоответствием между формой теоретически рассчитанной функции пропускания для компоненты  $I_1$ , представленной на 6.14а, и реальной, показанной в виде осциллограммы на 6.14б. Несоответствие, в первую очередь, заметно для боковых максимумов – их величины для частот ультразвука больших и меньших частоты АО синхронизма не одинаковы, а между максимумами нет минимумов, в которых сигнал равен нулю. Так же объяснением могут служить результаты измерений функции пропускания, полученные для различных величин сигнала ВЧ генератора, приведенные на рис. 6.14в.



(а)



(б)



(в)

Рис. 6.14. Аппаратные функции АО дифракции для компоненты  $I_1$ ; а – расчетная, б – осциллограмма, в – результаты измерений для различных значений амплитуды ВЧ генератора, без обратной связи

Можно заметить, что эти кривые не являются симметричными относительно частоты АО синхронизма; боковые лепестки аппаратных функций имеют разные величины, и минимальные значения эффективности взаимодействия АО не равны нулю. Такие различия между расчётной аппаратной функцией и экспериментальной типичны для АО устройств.

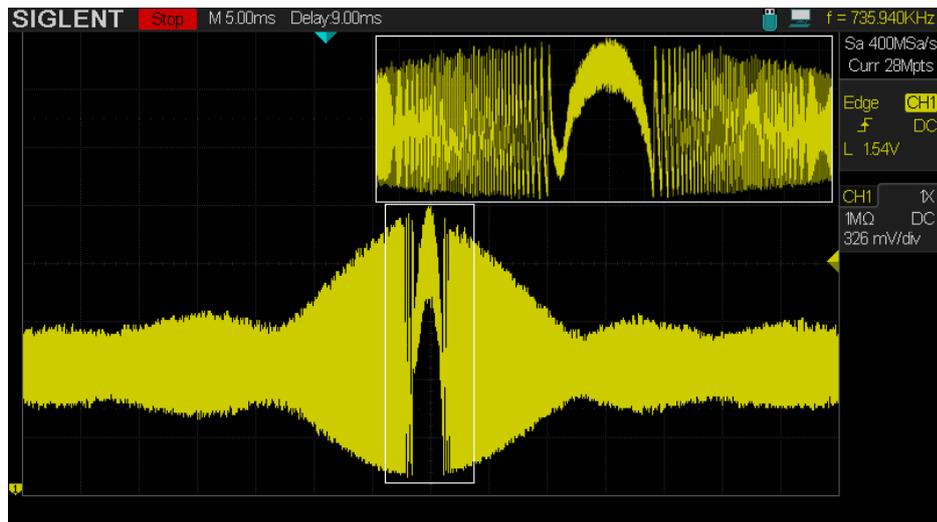
Особенности аппаратных функций, показанные на рис. 6.14, совпадают с формой боковых полос захватывания для зависимостей, показанных на рис. 6.13.

Эффект захватывания частоты в исследуемой системе можно визуализировать с помощью осциллографа. Для этого осциллограф должен регистрировать интенсивность сигнального светового пучка  $I_0$ , а ВЧ генератор работать в режиме линейной частотной модуляции с центральной частотой, близкой к частоте АО синхронизма  $f_c$ . Результаты таких измерений представлены на рис. 6.15, где рисунки (а) и (б) имеют одинаковый масштаб по вертикали.

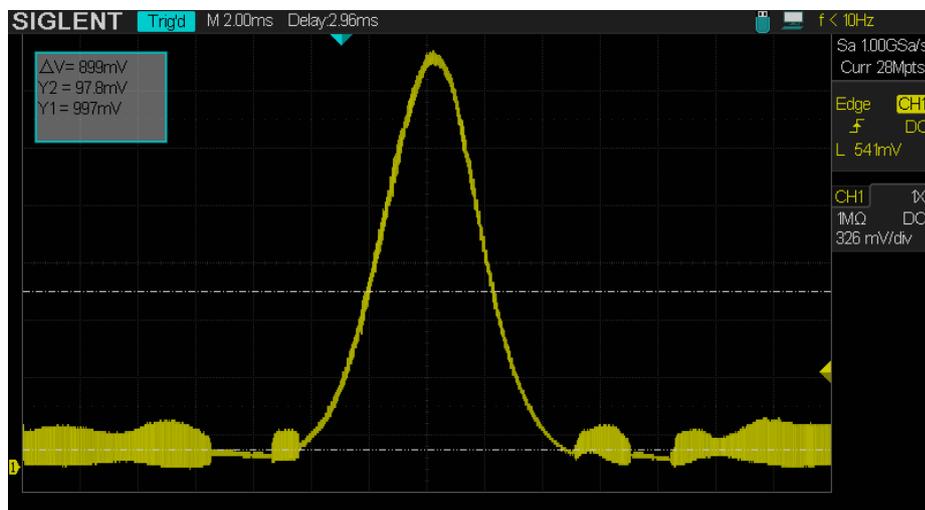
Рисунок 6.15а соответствует случаю, когда усиление обратной связи велико ( $\kappa = 60$ ), а сигнал ВЧ-генератора имеет малую амплитуду (5 Вп-п). В этом случае, в соответствии с результатами измерений, представленными на рис. 6.13, существует только одна полоса захватывания. Эта полоса шириной 8.5 кГц наблюдается в середине осциллограммы, представленной на рис. 6.15а (область без амплитудной модуляции сигнала). Остальная часть представленной осциллограммы отображает амплитудно-модулированную интенсивность сигнального светового пучка, вызванную существованием биений вблизи области захватывания частоты. Как было сказано ранее, биения существуют поскольку вне полосы захватывания в системе есть две частоты колебаний ( $f_g$  и  $f_c$ ).

Разница между рис. 6.15а и 6.13 заключается в том, что в первом случае частота  $f_g$  не является фиксированной, поскольку ВЧ генератор работает в ЛЧМ режиме. Таким образом, частота модуляции интенсивности света на выходе изменяется от края к центру осциллограммы. Минимальная частота модуляции близка к  $f_c - \delta f/2$ , где  $\delta f$  - ширина полосы захватывания.

Таким образом, мы получаем ЛЧМ модуляцию интенсивности света на оптическом выходе системы. Увеличенная центральная часть осциллограммы иллюстрирует уменьшение частоты амплитудной модуляции при приближении частоты к краю полосы захватывания. Форма представленной зависимости близка к форме аппаратной функции компоненты  $I_1$  показанной на рис. 6.14б. Это подтверждает тот факт, что основную роль в работе исследуемой оптоэлектронной системы играет сигнал в цепи обратной связи, сформированный компонентой  $I_1$ .



(a)



(б)

Рис. 6.15. Осциллограммы выходного оптического сигнала системы иллюстрирующие случаи существования одной полосы (а) и трех полос (б) захватывания

Из общей теории эффекта синхронизации частот для радиофизических систем известно, что захваченная система ведет себя как полосовой фильтр. Осциллограмма, приведенная на рис. 6.15б показывает, что это утверждение верно и для рассматриваемой оптоэлектронной системы.

Коэффициент усиления обратной связи в данном случае равен 20, ВЧ генератор работает в ЛЧМ режиме с амплитудой выходного сигнала около 25 Вп-п.

Как следует из результатов измерений, приведенных на рис. 6.13, при таких параметрах мы должны наблюдать три полосы захватывания, и эти полосы можно найти на рис. 6.15б. Они соответствуют областям, где амплитудная модуляция сигнала фотоприемника отсутствует. Форма сигнала очень близка к обычной форме аппаратной функции АО фильтра, определяемой функцией  $\text{sinc}^2$ . Но боковые максимумы у функции пропускания на осциллограмме подавлены, а полоса пропускания системы почти в два раза уже полосы пропускания того же АО фильтра

без обратной связи (35 кГц по частоте ультразвука против 60 кГц в обычном случае). Таким образом, результаты, представленные на рис. 6.15б, подтверждают утверждение [A25], о том, что захватывание частоты позволяет значительно улучшить спектральное разрешение обычных АО фильтров.

### **6.3 Управление спектром светового излучения посредством эффекта захватывания, акустооптический оптический демультиплексор**

Итак, мы показали, что исследуемая оптоэлектронная система в режиме захватывания частоты, как и любые другие генераторы в режиме захватывания, ведет себя как фильтр с регулируемой полосой пропускания, ширина которой определяется частотным диапазоном захватывания. Это свойство может применяться для фильтрации сигналов. Такие исследования известны и для других оптоэлектронных систем. Например, было предложено использовать явление захватывания частоты для улучшения характеристик источников излучения [365].

В этом разделе диссертационной работы рассмотрена возможность применения захватывания для фильтрации оптического излучения, в том числе для управления спектром излучения полупроводниковых лазеров [A21,A25].

#### **6.3.1. Полоса пропускания АО системы в режиме генерации**

Наиболее интересным вопросом, связанным со спектральными характеристиками исследуемой АО системы в режиме генерации, является измерение ширины ее полосы пропускания, поскольку теория, представленная выше, дает результат, типичный для любого идеального генератора – ширина полосы пропускания стремится к нулю.

Измерения были выполнены с использованием лазерного модуля ThorLabs CPS635R, их результаты приведены на рис. 6.16. Спектр излучения модуля CPS635R, содержащий достаточно много мод в сравнительно широком диапазоне длин волн, измерялся с помощью оптического анализатора спектра с разрешением 0.06 нм. Результаты этого измерения иллюстрируются кривой 1 на рис. 6.16. Затем был измерен спектр оптического излучения на выходе системы для двух случаев. В первом случае АО система работала без обратной связи, как обычный коллинеарный фильтр АО (кривая 2), а во втором - в режиме генерации (кривая 3).

Известно, что полоса пропускания АО фильтра, использованного в эксперименте, без обратной связи, составляет 0.9 нм. Можно заметить влияние аппаратной функции фильтра на амплитуду лазерных мод в интервале длин волн между 636 и 636.3 нм.

В режиме генерации (кривая 3) ситуация полностью меняется. По результатам измерений можно сказать, что полная полоса пропускания системы составляет около 0.35 нм.

Следовательно, полоса пропускания системы в режиме генерации значительно уже полосы пропускания того же АО фильтра без обратной связи.

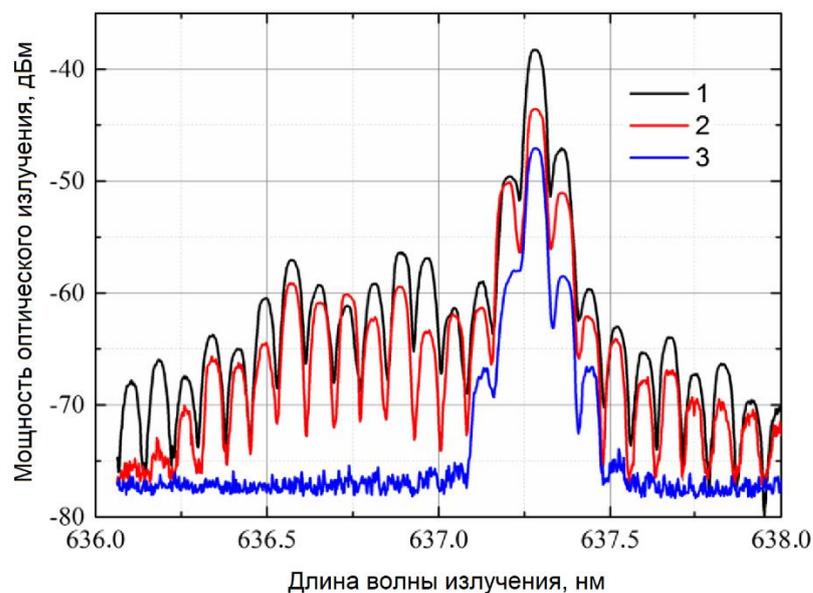


Рис. 6.16. Измерение спектров лазерного излучения на оптическом выходе системы: кривая 1 – спектр источника излучения, кривая 2 – коллинеарный АО фильтр без обратной связи, кривая 3 – АО система в режиме генерации

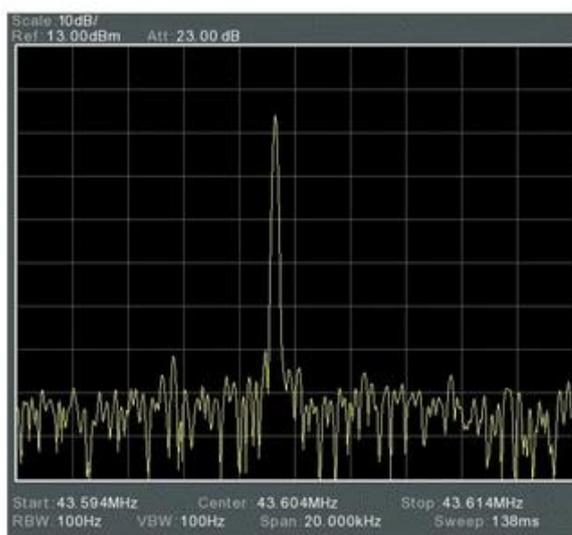
Сравнительно низкая эффективность АО дифракции для графиков 2 и 3 объясняется низкой мощностью ультразвука, возбуждаемого в АО ячейке. Для варианта без обратной связи (кривая 2) на преобразователь с ВЧ генератора подавалась только 0.25 Вт мощности, что обеспечивало эффективность дифракции приблизительно 10% вместо максимальных 92% для 4 Вт акустической мощности. В режиме генерации эффективность АО дифракции зависит от усиления обратной связи; коэффициент усиления в этом эксперименте был выбран равным 22, что немного выше порога генерации. Увеличивая усиление, можно получить максимально возможную эффективность АО взаимодействия около 92%.

### 6.3.2. Управление спектром излучения при помощи эффекта захватывания частоты

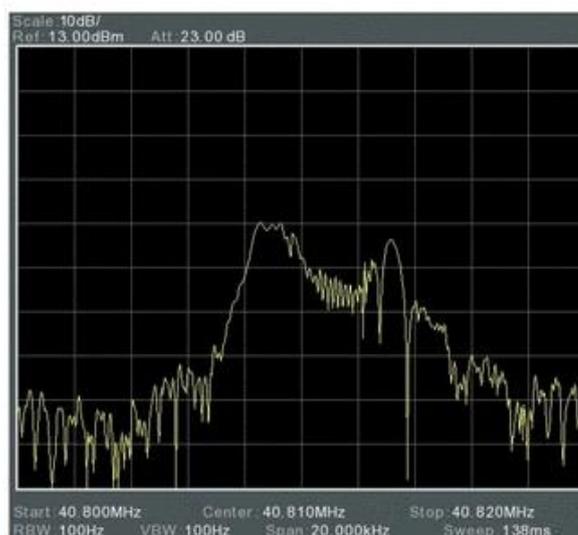
Теперь изучим вопрос о том, можно ли с помощью эффекта захватывания частоты управлять спектром выходного оптического излучения. Для начала исследуем спектральный состав радиочастотного сигнала в цепи обратной связи системы для трех случаев. Первый случай - источником оптического излучения является одномодовый лазер (использовался He-Ne-лазер). Второй случай - источником излучения является многомодовый полупроводниковый лазер. Третий вариант реализуется, когда источником излучения является тот же полупроводниковый лазер, но частота колебаний оптоэлектронной системы захватывается

внешним ВЧ генератором. Спектры электрического сигнала в цепи обратной связи, наблюдаемые в этих случаях, представлены на рис. 6.17 в соответствующем порядке.

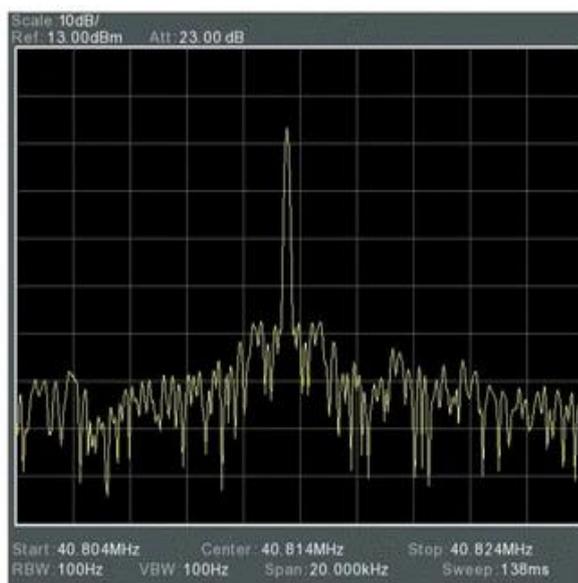
Диапазон сканирования частот анализатора спектра радиочастотного сигнала во всех трех случаях составляет 20 кГц; спектральное разрешение составляет 100 Гц. Спектр электрического сигнала содержит только одну компоненту в случае одномодового излучения (рис. 6.17а). Ширина наблюдаемого максимума в этом случае определяется аппаратной функцией анализатора спектра.



(а)



(б)



(в)

Рис. 6.17. Спектры сигнала в цепи обратной связи при подаче на оптический вход системы излучения: а – одномодовое, б – многомодовое, в – многомодовое, частота собственных колебаний системы захвачена

Спектр имеет некоторую конечную ширину, определяемую спектральным составом

оптического излучения и условиями баланса фаз и амплитуд в случае многомодового излучения (полупроводникового лазера) или источника с непрерывным спектром (рис. 6.17б). Полоса частот спектра, представленного на рис. 6.17б, составляет 8 кГц.

Спектр собственных колебаний АО системы, представленный на рис. 6.17б, преобразуется в спектр, представленный на рис. 6.17в, в режиме захватывания частоты. Наблюдается только одна спектральная компонента с большой амплитудой. Ширина этой компоненты также определяется шириной аппаратной функции анализатора спектра. Перестраивая частоту внешнего генератора, можно перестраивать частоту этой компоненты в пределах диапазона частот, представленного на рис. 6.17б. Единственная разница между спектрами, представленными на рис. 6.17а и 6.17в это уровень шума, определяемый уровнем шумов источника излучения.

Таким образом, мы показали, что захватывание позволяет управлять спектром радиочастотного сигнала в цепи обратной связи и выделять из него отдельные спектральные компоненты, что должно сказываться на спектре ультразвука в АО ячейке и, следовательно, на спектре оптического излучения на выходе системы.

Перейдем к результатам измерений спектра сигнального светового пучка. Спектр излучения лазерного модуля ThorLabs CPS635R показан кривой 1 на рис. 6.16. Внешний ВЧ генератор был подключен к цепи обратной связи исследуемой системы. Частота ВЧ генератора в процессе измерений перестраивалась в диапазоне, лежащем внутри полосы захватывания. Мощность сигнала внешнего генератора составляла 2Вт, а коэффициент усиления цепи обратной связи был выбран равным 22. Такие значения основных параметров обеспечивали полосу захватывания, равную 35кГц, что соответствует диапазону длин волн оптического излучения 0.52 нм. Результаты эксперимента приведены на рис. 6.18.

Спектр оптического излучения на выходе системы в режиме генерации показан на рис. 6.18 кривой 1. Этот спектр соответствует центральной части спектра 3 на рис. 6.16. Видно, что в спектре оптического сигнала присутствуют только шесть мод.

Эффективность АО взаимодействия сильно возрастает, при подключении внешнего ВЧ генератора, частота которого соответствует центру полосы захватывания; однако общая полоса пропускания системы увеличивается примерно в два раза, а модовый состав меняется: она содержит 11 мод (кривая 2 на рис. 6.18).

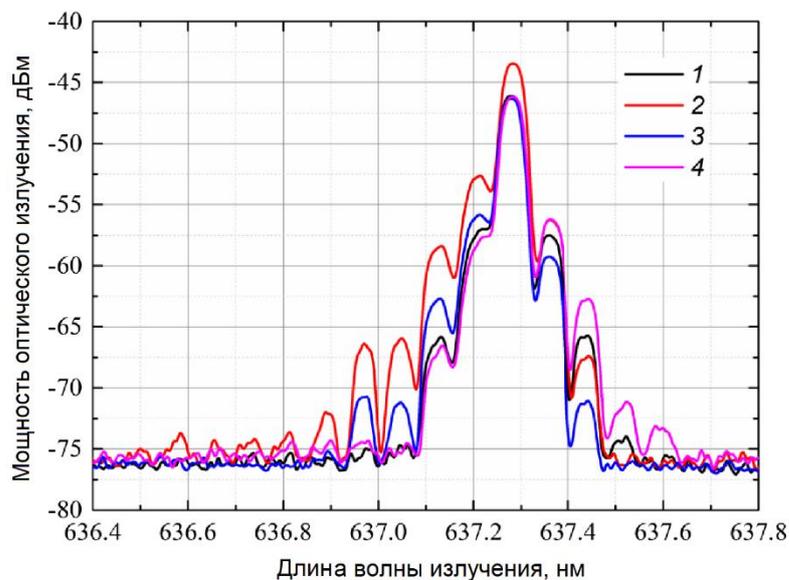


Рис. 6.18. Спектры излучения сигнального светового пучка в режиме генерации; 1 – без захватывания, 2 – захватывание, частота внешнего генератора соответствует середине полосы захватывания, 3 - захватывание, частота внешнего генератора соответствует высокочастотной границе полосы захватывания, 4 - захватывание, частота внешнего генератора соответствует низкочастотной границе полосы захватывания

Если задать частоту внешнего генератора вблизи высокочастотной границы полосы захватывания (кривая 3), то интенсивность коротковолновых мод на выходе системы увеличится, тогда как амплитуда длинноволновых мод уменьшится. При выборе частоты внешнего генератора вблизи низкочастотной границы (кривая 4), напротив, интенсивность длинноволновых мод будет увеличиваться, тогда как коротковолновые моды будут уменьшаться по интенсивности. Таким образом, частотная перестройка внешнего генератора в полосе захватывания позволяет управлять модовым составом лазерного излучения на выходе исследуемой АО системы. При этом ширина спектра излучения может быть гораздо более узкой, чем полоса пропускания АО фильтра, используемого в системе с обратной связью.

### 6.3.3 Акустооптический оптический демультиплексор

В предыдущем пункте диссертационной работы было показано, что изменение частоты внешнего генератора, подключенного к АО системе, функционирующей в режиме генерации позволяет управлять спектральным составом излучения на оптическом выходе системы. Реализуя эффект захватывания для различных спектральных компонент светового излучения посредством изменения частоты ВЧ генератора, мы можем создать новое оптоэлектронное устройство – акустооптический оптический демультиплексор [369-371] на основе АО фильтра [A25,A28,A47,A106,A108].

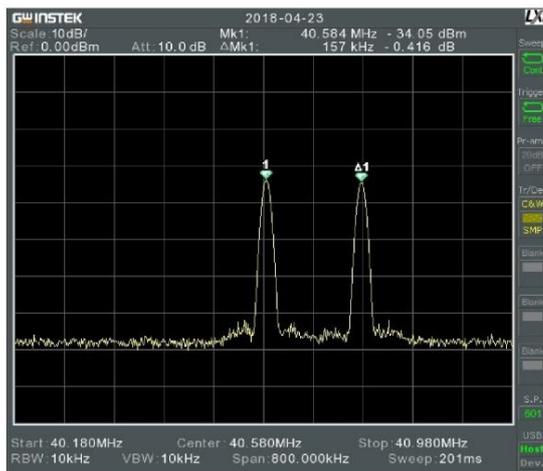
Пусть на оптический вход системы подается излучение, содержащее несколько дискретных спектральных составляющих (что соответствует спектру излучения в оптоволоконных линиях связи). В эксперименте для моделирования такой ситуации использовались два идентичных лазерных модуля с длиной волны излучения около 655 нм. Для регистрации спектрального состава электрического сигнала в цепи обратной связи использовался радиочастотный анализатор спектра.

Спектры радиочастотного сигнала, наблюдаемые в цепи обратной связи, представлены на рис. 6.19. Лазерные модули излучают на немного различных длинах волн, интервал между которыми 2.2 нм. Поскольку интенсивности световых пучков были практически одинаковыми, автоколебания возбуждались в системе АО сразу на двух частотах, разнесенных на 157 кГц (соответствует 2.2 нм оптического спектра), с почти равными амплитудами (рис. 6.19а). Таким образом, в электрической цепи обратной связи имеется два сигнала, а в АО ячейке возбуждаются две акустические волны, на каждой из которых дифрагирует своя оптическая волна и световое излучение от обоих лазеров наблюдается на оптическом выходе АО системы.

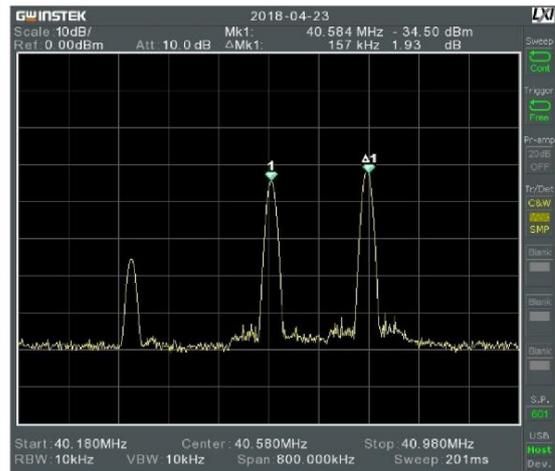
Когда к системе подключен внешний ВЧ генератор и его частота выбрана произвольно вблизи частот собственных колебаний АО системы, электрический сигнал в цепи обратной связи будет содержать три спектральных компоненты (рис. 6.19б): две частоты собственных колебаний, определяемые спектральным составом оптического излучения в соответствии с условием фазового синхронизма для коллинеарной геометрии АО взаимодействия, и одна вынужденная на частоте ВЧ генератора.

Мощность ВЧ сигнала и усиление обратной связи были выбраны таким образом, чтобы ширина полосы захватывания была меньше разности частот собственных колебаний. Если частота ВЧ генератора задавалась так, что одна из частот собственных колебаний была захвачена, то колебания на второй частоте подавлялись (рис. 6.19в и рис. 6.19г). В таком случае в АО ячейке будет существовать только одна акустическая волна, и оптическое излучение на выходе системы АО будет содержать только одну спектральную компоненту, соответствующую захваченной частоте собственных колебаний. Наблюдаемый коэффициент подавления соседней спектральной составляющей составил более 42 дБ. Если частота внешнего радиосигнала лежит между частотами собственных колебаний (рис. 6.19д), то она не влияет на собственные колебания, до тех пор, пока она не попадает в пределы полосы захватывания частоты.

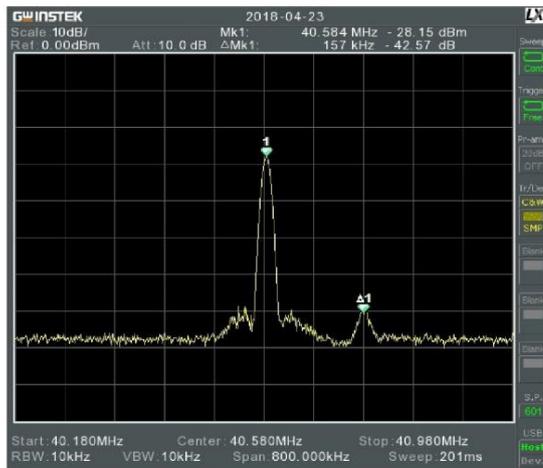
В общем случае, при наличии большого количества дискретных спектральных компонент в оптическом сигнале, количество выбранных компонент будет определяться спектром радиочастотного сигнала, подаваемого от внешнего генератора. Можно одновременно захватить несколько частот собственных колебаний.



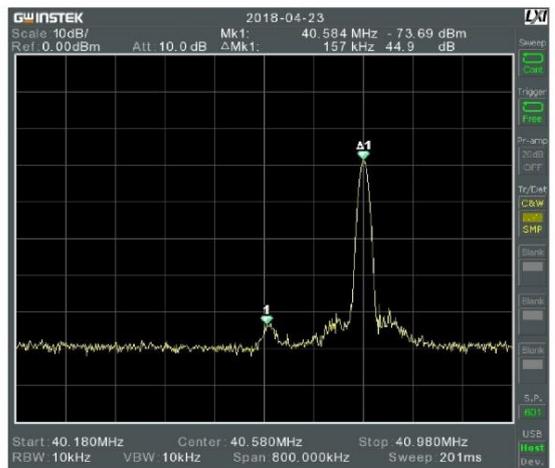
(a)



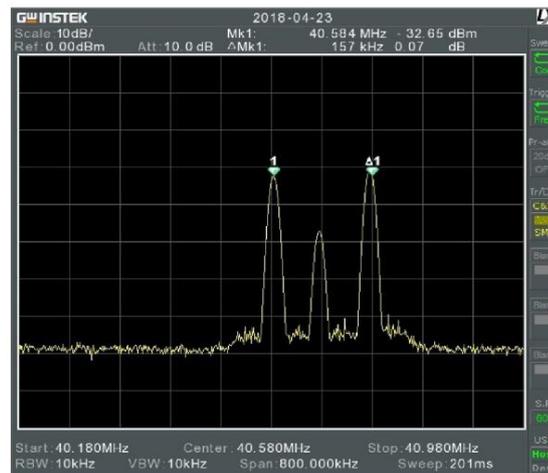
(б)



(в)



(г)



(д)

Рис. 6.19. Спектрограммы сигнала в цепи обратной связи системы; а – генерация для двух длин волн; б – генерация для двух длин волн, внешний генератор включен, в – захвачена одна из частот собственных колебаний, г - захвачена вторая из частот собственных колебаний, д – частота внешнего генератора лежит между частотами собственных колебаний

Таким образом, используя эффект захватывания, можно реализовать АО демультимплексор [A19], способный выбирать одну или несколько спектральных компонент оптического излучения. Минимальный спектральный интервал между компонентами излучения, которое система сможет разделить, будет определяться характеристиками используемого АО фильтра [A21]. Для случая кристалла молибдата кальция с длиной АО взаимодействия 4 см, использованного в рассматриваемой системе, спектральный интервал между компонентами может быть менее 1 нм, с учетом измерений полосы пропускания, проведенных для режима генерации. Можно утверждать, что предельный спектральный интервал между компонентами оптического излучения будет порядка 0.4 нм для длины волны светового излучения 0.65 мкм, подавление соседних каналов и рассмотренного устройства превышает 42 дБ, а спектральный диапазон работы соответствует диапазону используемого АО фильтра, который обычно составляет не менее одной октавы.

#### **6.3.4. Исследование быстродействия демультимплексора**

Быстродействие является важным параметром оптоэлектронных приборов, особенно для демультимплексоров. Следует отметить, что, поскольку быстродействие АО устройств определяется временем, затрачиваемым акустической волной на распространение в кристалле до области, в которой световой пучок проходит через АО ячейку, или временем прохождения акустической волны через световой пучок [3-6], то эти устройства не обладают очень высоким быстродействием.

Быстродействие исследуемой системы, в основном, определяется временем распространения акустической волны по всей длине АО ячейки. Коллинеарный АО фильтр, используемый в экспериментах, изготовлен из молибдата кальция с длиной взаимодействия  $l=4$  см, скорость распространения сдвиговой акустической моды  $V$ , используемой для реализации АО взаимодействия, равна  $2.91 \cdot 10^5$  см/с, поэтому его постоянную времени можно рассчитать, как:  $\tau = l/V = 13.7$  мкс.

Быстродействие системы можно исследовать решая уравнения, описывающие функционирование системы в режиме генерации при условии выполнения баланса фаз ( $R = 0$ ), динамическим способом (задавая некоторое количество проходов сигнала по всей системе).

Проведенные расчеты показали, что оно зависит также и от значения коэффициента усиления обратной связи  $k$ , а его предельное значение не может быть меньше  $\tau$ .

Расчет изменения интенсивности пучка обратной связи со временем для нескольких величин коэффициента усиления обратной связи представлен на рис. 6.20. Нормированная эффективность АО дифракции для пучка обратной связи,  $\zeta_{fb} = I_{fb}/I_i$  отложена вдоль вертикальной оси, нормированное время  $t/\tau$  – вдоль горизонтальной оси. Представленные

зависимости фактически иллюстрируют процесс установления стационарных колебаний в цепи обратной связи для различных значений коэффициента усиления.

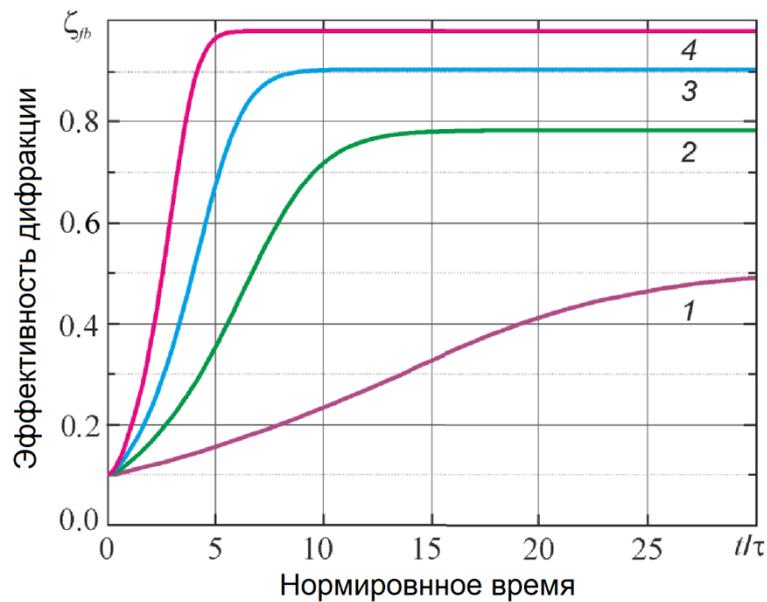


Рис. 6.20. Изменение эффективности АО дифракции с нормированным временем; кривая 1 -  $\kappa = 6.7$ , кривая 2 -  $\kappa = 7.3$ , кривая 3 -  $\kappa = 7.9$ , кривая 4 -  $\kappa = 8.9$

Из результатов моделирования следует, что чем выше коэффициент усиления  $\kappa$ , тем быстрее система переходит в стационарный режим работы с постоянной амплитудой сигнала в цепи обратной связи, акустической волны в АО ячейке и интенсивностью света на выходе. Если при  $\kappa = 6.7$  (пороговое значение 6.35) время установления автоколебаний составляет 410 мкс (кривая 1), то при увеличении  $\kappa$  до 8.9 (кривая 4), это время уменьшается до 69 мкс. Увеличение быстродействия сопровождается возрастанием стационарной амплитуды собственных колебаний, так как эффективность АО взаимодействия увеличивается.

При экспериментальном исследовании быстродействия системы амплитуда входного светового пучка модулировалась при помощи вертушки. Изучался отклик системы на световое излучение, состоящее из последовательности импульсов. Минимальное время установления стационарной амплитуды автоколебаний, наблюдаемое в эксперименте, составило 73 мкс. Была достигнута эффективность дифракции 0.86 при коэффициенте усиления обратной связи 560 (максимально возможная эффективность дифракции в используемой ячейке АО составляет 0.92). Дальнейшее увеличение эффективности дифракции было ограничено максимальным усилением усилителей, используемых в цепи обратной связи. В эксперименте наблюдался эффект искажения фронтов световых импульсов, впервые описанный в работе [109], на примере квазиортогональной геометрии АО дифракции в АО модуляторах.

Потери света в системе в основном будут определяться количеством световой энергии, необходимой для генерации сигнала в цепи обратной связи, поскольку максимальная

эффективность АО дифракции в используемой АО ячейке превышает 90%. Доля интенсивности светового излучения, требуемая для возбуждения собственных колебаний, в соответствии с уравнением (5.39), ограничена максимально возможным коэффициентом усиления обратной связи.

Минимальные потери света для существующей экспериментальной установки, с учетом формирования сигнала обратной связи, могут быть оценены как не превышающие 25% интенсивности входного оптического луча, если использовать светоделитель с коэффициентом деления 90:10, а не 50:50.

Таким образом, было исследовано функционирование системы в режиме генерации и возможность практического применения эффекта захватывания частоты собственных колебаний системы для управления спектром оптического излучения полупроводниковых лазеров. Было предложено устройство АО нового типа: оптический АО демультиплексор с коллинеарным АО фильтром в качестве основного элемента.

Показано, что ширина полосы пропускания системы, объединяющей коллинеарный АО фильтр и цепь обратной связи в режиме генерации, значительно уже, чем полуширина функции пропускания того же коллинеарного АО фильтра без обратной связи. Исследование спектра оптического пучка на выходе АО системы показало, что состав мод излучения может эффективно контролироваться путем настройки частоты внешнего ВЧ генератора в пределах полосы захватывания. Шириной полосы захватывания, в свою очередь, можно управлять посредством изменения амплитуды сигнала внешнего генератора и коэффициента усиления цепи обратной связи.

Был экспериментально исследован прототип АО демультиплексора. Это устройство работает, применяя эффект захватывания частоты собственных колебаний АО системы. Показано, что в случае если одна или несколько частот колебаний системы захвачены, оставшиеся частоты подавляются, и на оптическом выходе системы остаются только те длины волн оптического излучения, которые соответствуют захваченным частотам.

Спектральный диапазон работы демультиплексора определяется спектральным диапазоном работы АО фильтра, быстродействие исследуемой системы определяется коэффициентом усиления обратной связи, а ее предельное значение равно времени распространения акустической волны по всей длине ячейки АО.

#### 6.4. Оптическое гетеродинирование в неколлинеарных геометриях АО взаимодействия

В Главе 5 и п.6.1-6.3 исследуется акустооптическая оптоэлектронная система с обратной связью, функционирование которой фактически построено на формировании сигнала в цепи обратной связи за счет оптического гетеродинирования (ОГТ) [372], возникающего при интерференции световых пучков различных дифракционных порядков.

При ОГТ сигнальный пучок (в рассмотренном случае это нулевой порядок дифракции) смешивается на поверхности фотоприемника с пучком света (оптического гетеродина, в рассмотренной схеме это +1 или -1 порядки дифракции), частота излучения которого смещена относительно частоты несущей сигнального пучка  $\omega_0$  на некоторую величину  $\Omega$  [346,347]. Возникающие при этом биения на разностной частоте  $\Omega$  регистрируются фотоприемником и формируют сигнал обратной связи. Амплитуда выходного сигнала в этом случае пропорциональна амплитуде сигнальной волны. Для эффективной реализации АО ОГТ требуется высокая пространственная когерентность интерферирующих волн, хорошее совмещение их волновых фронтов и стабильность системы регистрации сигнала на том же уровне, что требуется при голографии.

По этой причине коллинеарная геометрия АО взаимодействия является наилучшей для реализации ОГТ. В этом варианте АО дифракции все световые пучки распространяются вдоль одного направления и идеально совмещены в пространстве.

Здесь возникает вопрос, возможна ли реализация схемы, аналогичной рассмотренной в диссертационной работе, но на основе геометрии АО дифракции иной чем коллинеарная. Ответом на этот вопрос является работа [A52], в которой изучено функционирование АО генератора, основным элементом которого является АО ячейка с квазиортогональной геометрией АО дифракции. Из приведенных в этой работе результатов следует, что такая система должна обладать всеми свойствами системы, рассмотренной в данной диссертационной работе, но при этом она будет обладать некоторыми особенностями.

Первой из них является то, что время задержки в такой системе определяется не временем распространения акустической волны по всей длине АО ячейки, а временем распространения ультразвука до области АО ячейки через которую проходит световой пучок. При этом существуют как одномодовый режим работы, когда одной длине волны светового излучения соответствует одна частота ультразвуковой волны, так и многомодовый, когда одна световая волна порождает много частот акустических волн. Изменяя расстояние от пучка до пьезопреобразователя АО ячейки можно управлять количеством мод [173-175]. Подобрать расстояние так, что система будет функционировать в одномодовом режиме, мы можем

добиться полного соответствия между системами, использующими коллинеарную геометрию АО дифракции и иные геометрии.

Второй особенностью является способ реализации ОГТ. При коллинеарной геометрии, как было отмечено выше, интерферирующие световые пучки идеально сведены именно за счет того, что используется коллинеарная АО дифракция. В других геометриях АО взаимодействия интерферирующие пучки приходится сводить, применяя юстировочные оптические схемы. При этом от качества юстировки будет зависеть амплитуда сигнала в цепи обратной связи, но не свойства самой системы, которые появляются при введении цепи обратной связи.

Теперь рассмотрим возможные схемы реализации ОГТ при геометриях АО взаимодействия, отличных от коллинеарной, и проведем анализ их эффективности [A52].

В литературе процесс формирования сигнала ОГТ часто рассматривается в приближении плоских интерферирующих волн [345]. Кроме того, считается, что дифрагированный пучок сохраняет свою структуру и только имеет другую частоту. В эксперименте же мы всегда имеем дело с пучками конечной ширины и, вследствие этого, имеющими определенную расходимость. Из-за угловой селективности АО взаимодействия разные компоненты пучков дифрагируют с разной эффективностью (передаточные функции АО взаимодействия). Необходимо также учитывать, что в процессе АО дифракции возникает дополнительный фазовый сдвиг [348-351]. Вследствие этого, амплитудная и фазовая структура дифрагированного пучка может существенно отличаться от структуры падающего излучения, что, разумеется, должно сказываться на величине выходного сигнала. В работе [A52] произведен строгий расчет схем ОГТ с АО смещением частоты света и выполнен анализ влияния особенностей АО взаимодействия на величину выходного сигнала.

#### ***6.4.1. Анализ эффекта оптического гетеродинирования***

На рис. 6.21 представлены две возможные схемы ОГТ, исследованные в [A52]. В схеме №1 (рис. 6.21а) излучение лазера 1 с частотой  $\omega_0$  разделяется светоделителем 2 на два пучка, один из которых (назовем его опорным) проходит через АО ячейку 3, где дифрагирует в акустическом поле, возбуждаемом пьезопреобразователем 4. Дифрагированный пучок +1-го порядка с частотой  $\omega_0 + \Omega$  совмещается с помощью системы зеркал 5 с сигнальным пучком, имеющим частоту  $\omega_0$ . Возникающие вследствие интерференции биения регистрируются фотоприемником 6.

При использовании схемы №1 в системе с оптоэлектронной обратной связью следует перед зеркалом 5, совмещающим дифрагированный и сигнальный световые пучки, расположить светоделитель. Второй пучок от светоделителя будет являться выходным оптическим пучком системы с обратной связью.

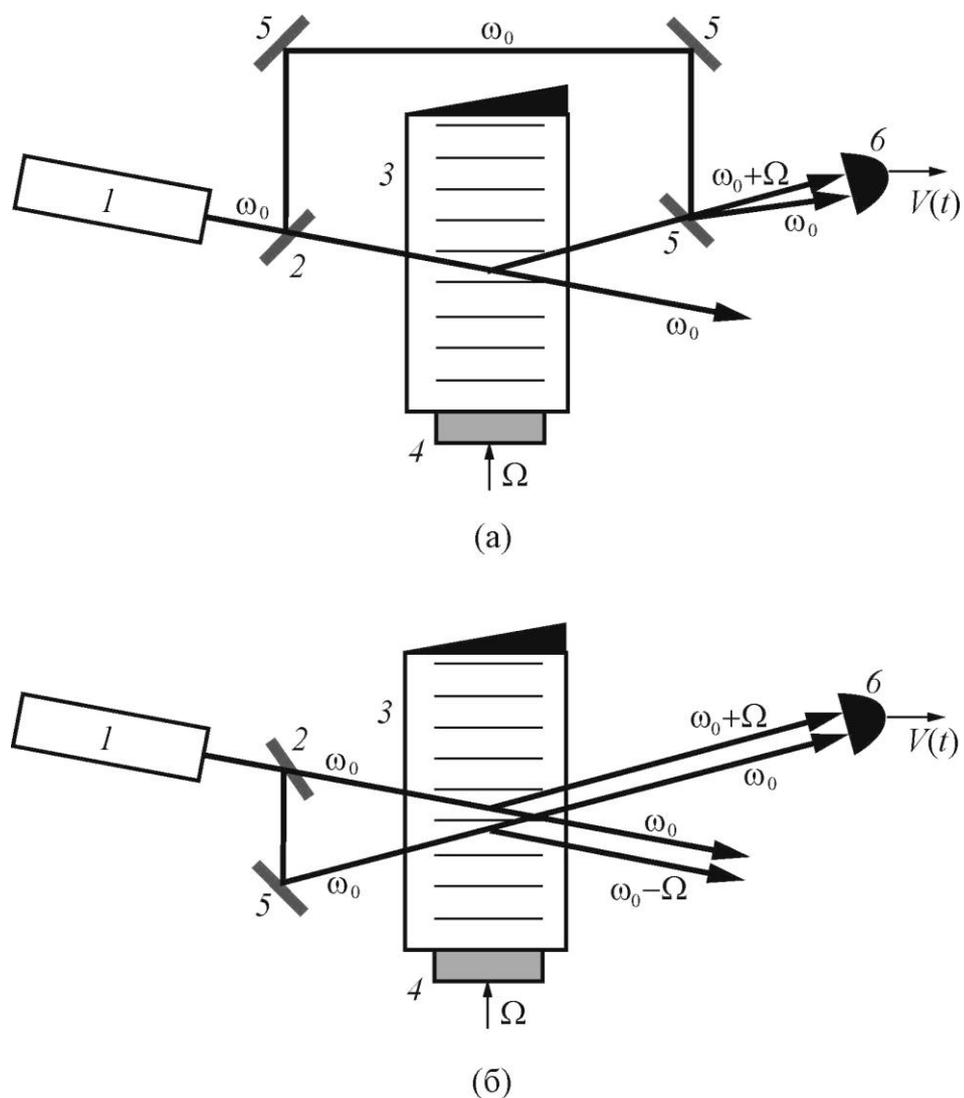


Рис. 6.21. Принципиальные схемы оптического гетеродинамирования: схема №1 (а), схема №2 (б).  
 1 – лазер, 2 – светоделитель, 3 – АО ячейка, 4 – пьезопреобразователь,  
 5 – зеркала, 6 – фотоприемник

В отличие от этого, в схеме №2 (рис. 6.21б) сигнальный пучок, также как и опорный, проходит через ячейку и испытывает в ней дифракцию. Здесь не требуется полупрозрачное зеркало для совмещения пучков, поскольку сигнальный пучок имеет то же направление, что и дифрагированный. Схема №2 конструктивно проще, легче юстируется, содержит меньше элементов и поэтому более стабильна. Но в ней сигнальный пучок (нулевой порядок дифракции) испытывает искажения в акустическом поле. В обеих схемах может использоваться как изотропная, так и анизотропная дифракция света. Так как анизотропная дифракция сопровождается изменением поляризации света, то в этом случае в схему необходимо ввести пластинку  $\lambda/2$  для согласования поляризаций интерферирующих пучков. В качестве выходного оптического сигнала, при применении схемы №2 в системе с оптоэлектронной обратной

связью, используется второй оптический пучок. Поэтому для того чтоб отделить нулевой порядок дифракции от -1-ого во втором луче необходимо расположить поляризатор с плоскостью поляризации, ортогональной поляризации падающего светового излучения.

В работе [A52] проведен подробный теоретический анализ этих двух схем при использовании спектрального подхода в предположении, что световые пучки являются гауссовыми. Для обоих вариантов получено выражение, описывающее угловое распределение интенсивности света, регистрируемое фотоприемником в зависимости от параметров АО системы. Получены соотношения, определяющие выходной сигнал ОГ.

Кратко перечислим основные результаты исследования обеих схем. В схеме №1 максимальная величина выходного сигнала достигается при 100%-ной эффективности дифракции ( $\Gamma = \pi$ ). Именно такой результат получается при анализе ОГТ в приближении плоских волн.

В схеме №2 для получения той же величины выходного сигнала требуется в 2 раза меньшая амплитуда ультразвука и, соответственно, – в 4 раза меньшая мощность. Объясняется это тем, что во втором случае оба световых пучка испытывают дифракцию в АО ячейке. С увеличением селективности АО взаимодействия (увеличение длины взаимодействия или его частоты), выходной сигнал уменьшается, так как боковые спектральные компоненты световых пучков дифрагируют с меньшей эффективностью. Кроме того, чем больше акустическая мощность, тем сильнее искажается амплитудная и, что особенно важно, фазовая структура пучков. Вследствие этого ухудшается совмещение волновых фронтов интерферирующих волн, что проявляется в уменьшении выходного сигнала ОГТ, в схеме №2 эти эффекты проявляются сильнее. Также характеристики ОГТ ухудшаются с уменьшением диаметра световых пучков, поскольку чем больше расходимость пучков, тем сильнее сказывается селективность АО взаимодействия.

Если в ячейке одновременно возбуждаются акустические волны с разными частотами, как это имеет место в некоторых режимах работы АО генератора [174], то обеспечить оптимальную настройку для всех компонент, очевидно, нельзя. Поэтому представляют интерес частотные характеристики [A52], изображенные на рис. 6.22. Эти кривые являются аналогом функции пропускания для компоненты  $I_1$ , описываемой выражением (5.17) и представленной на рис. 5.5б и 6.14, в случае использования не коллинеарных геометрий АО взаимодействия в оптоэлектронной системе с обратной связью. И отображают зависимость амплитуды выходного сигнала  $\tilde{V}_0$  фотоприемника от частоты ультразвука.

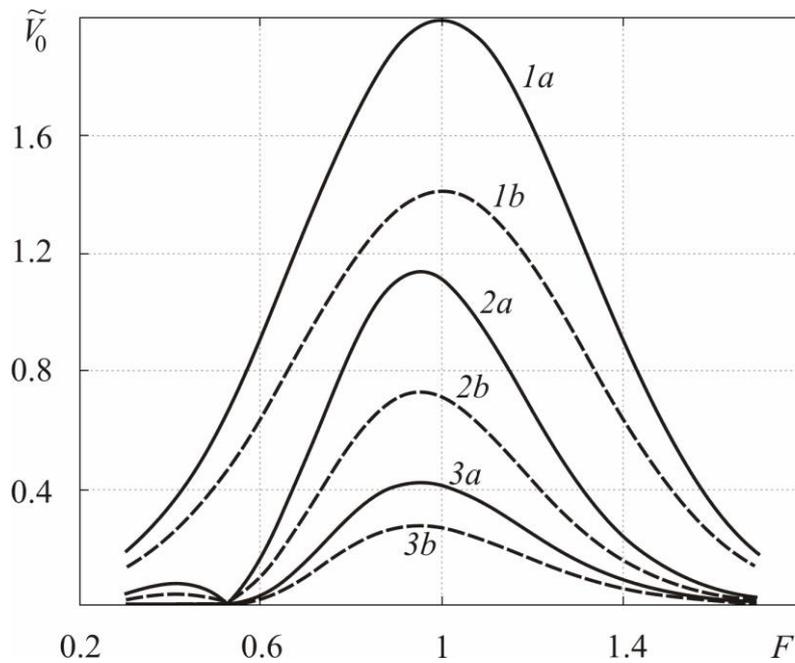


Рис. 6.22. Зависимость амплитуды выходного сигнала  $\tilde{V}_0$  от частоты ультразвука  $F$ .

$1 - Q = 1, 2 - Q = 30, 3 - Q = 80$ ; (a) – схема №2, (b) – схема №1

Расчет здесь выполнен для  $\alpha = 1, D = 2, \Gamma = \pi/2, F^* = 1$  и различных значений параметра Кляйна-Кука  $Q$ , определяющего режим АО дифракции ( $D = df_0/V$  – безразмерная ширина светового пучка, где  $d$  – диаметр светового пучка,  $f_0$  – частота, для которой выбраный угол падения сигнального пучка – брэгговский,  $V$  – скорость акустической волны;  $\alpha = P_s/P_r$ , параметр характеризующий соотношение мощностей сигнального  $P_s$  и опорного пучков  $P_r$ ;  $F^* = f^*/f_0$ , где  $f^*$  – характерная частота анизотропной дифракции [4]). При  $Q = 1$ , когда АО селективность проявляется слабо, кривые симметричны относительно точки оптимальной настройки  $F = 1$ , где  $F = f/f_0$  – безразмерная частота. Значение  $F = 1$  соответствует оптимальной настройке системы, когда оба пучка падают на ячейку под углами Брэгга.

При отходе от этой точки амплитуда выходного сигнала уменьшается вследствие отклонения опорного пучка и ухудшения из-за этого согласования волновых фронтов интерферирующих волн. Форма кривых гауссо-подобная, что обусловлено структурой падающих световых пучков. При больших значениях  $Q$  ячейка вносит искажения в структуру пучков, что проявляется в возникновении асимметрии кривых и сдвигу их максимума в область низких частот. Этот эффект возрастает при увеличении акустической мощности и параметра Кляйна-Кука. Ширина полосы  $\Delta F = \Delta f/f_0$  при этом также меняется.

Частотный диапазон  $\Delta F$  существенно зависит от ширины световых пучков. Для случая изотропной дифракции ( $F^* = 0$ ) хорошую точность дает формула  $\Delta F = 1.5/D$ , определяющая частотный диапазон ОГ по уровню 3 дБ. Таким образом, в случае предельно сфокусированных световых пучков ( $D = 1$ ) полоса  $\Delta F$  может достигать 1.5. Поскольку частота и угол связаны

формулой дифракционной решетки, то точно так же ширина световых пучков  $D$  влияет и на угловой диапазон ОГ, для которого можно получить выражение  $\Delta\theta_r = 16/\pi D$ . Эта формула позволяет оценить необходимую точность угловой настройки системы [A52].

Представленные на рис. 6.22 зависимости, являются аналогами аппаратных функций компоненты  $I_1$  в случае коллинеарной геометрии АО дифракции, которые, в свою очередь, определяют предельное спектральное разрешение системы с обратной связью. Поэтому при использовании не коллинеарных геометрий АО дифракции в системах с оптоэлектронной связью, следует стремиться к уменьшению величины  $\Delta F$  и использовать коллимированные световые пучки не смотря на сопутствующее увеличение требуемой точности юстировки. Увеличение параметра Кляйна-Кука означает увеличение спектрального разрешения АО ячейки, таким образом, в системе с обратной связью логично использовать АО ячейки с большим  $Q$ . Несмотря на то, что увеличение селективности АО взаимодействия приводит к уменьшению амплитуды сигнала фотоприемника, то есть сигнала на входе цепи обратной связи, это уменьшение может быть скомпенсировано увеличением коэффициента усиления цепи обратной связи.

Таким образом, мы исследовали возможность применения АО ячеек с геометрией АО дифракции, отличной от коллинеарной в АО системах с обратной связью. По результатам проведенного анализа можно сделать вывод о том, что применение схемы ОГТ №2 в системах с оптоэлектронной обратной связью является более предпочтительным, при этом световые пучки должны быть коллимированными, а значение параметра Кляйна-Кука большим.

## Основные результаты Главы 6

В шестой главе диссертационной работы функционирование АО системы с обратной связью в режиме генерации было исследовано теоретически и экспериментально. Измерена спектральная полоса пропускания системы в режиме генерации. Обнаружено, что полная полоса пропускания системы в режиме генерации не превышает 0.35 нм, в то время как полоса пропускания используемого коллинеарного фильтра, оцененная по полуширине аппаратной функции, равна 0.9 нм.

Экспериментально и теоретически исследован эффект захватывания частоты, впервые обнаруженный для АО систем. Предложено использовать эффект захватывания частоты для управления спектральным составом излучения. Эксперимент показал, что, действительно, данный эффект позволяет осуществлять спектральную фильтрацию с разрешением, превосходящим то, что достигается при работе системы в режиме регенерации.

Предложен новый АО прибор – акустооптический оптический демультиплексор, принцип работы которого основан на эффекте захватывания частоты собственных колебаний.

Для подтверждения практической реализуемости данного прибора был проведен эксперимент, в котором на оптический вход системы подавалось излучение, содержащее две спектральных компоненты с интервалом 2.2 нм. Продемонстрирована возможность отдельности захватывать частоты собственных колебаний, соответствующие этим длинам волн, перестраивая частоту внешнего ВЧ генератора. Измеренный коэффициент подавления соседней спектральной компоненты оптического излучения превышал 42дБ.

Создана теоретическая модель захватывания частоты, позволяющая оценить влияние параметров системы на ширину полосы захватывания. Результаты расчета показали, что для малых амплитуд сигнала внешнего генератора, ширина полосы захватывания увеличивается с ростом амплитуды сигнала ВЧ генератора линейно. При этом, чем больше коэффициент усиления цепи обратной связи, тем уже полоса захватывания. Это объясняется тем, что амплитуда собственных колебаний в системе тем больше, чем больше коэффициент усиления. С ростом амплитуды сигнала внешнего генератора, зависимость ширины полосы захватывания от амплитуды приобретает нелинейный характер, а при еще больших значениях амплитуды ВЧ генератора появляются дополнительные полосы захватывания, отделенные от центральной. Амплитуда ВЧ генератора, при которой появляются дополнительные области, увеличивается с коэффициентом усиления цепи обратной связи.

Расчет показал, что общее количество полос захватывания может достигать девяти. Такое поведение объясняется способом формирования сигнала в оптоэлектронной цепи обратной связи исследуемой системы. Эффект захватывания частоты в данной системе реализуется, когда колебания на собственной частоте подавляются. Для этого необходимо чтобы величина дифракции на акустической волне, создаваемой внешним ВЧ генератором была такова, чтобы коэффициент усиления цепи обратной связи стал меньше порогового, для изменившейся интенсивности светового излучения. Интенсивность уменьшается так как часть света дифрагирует на акустической волне, возбуждаемой ВЧ генератором. Чем больше коэффициент усиления, тем больше света должно дифрагировать на акустической волне ВЧ генератора для срыва колебаний. Наличие больших боковых максимумов у функции пропускания, используемой для формирования сигнала в цепи обратной связи, приводит к тому, что в некоторых режимах величины эффективности дифракции на частотах боковых максимумов достаточно для срыва собственных колебаний в системе. Поэтому форма областей захватывания похожа на перевернутую функцию пропускания. Показано, что остальные особенности расчетных зависимостей можно объяснить, анализируя трансформацию функции пропускания под влиянием изменения параметров исследуемой системы.

Проведен эксперимент показавший хорошее соответствие с данными моделирования. Было обнаружено три полосы захватывания. Изменение ширины этих полос с параметрами системы оказалось в полном соответствии с теоретической моделью. Число полос захватывания было ограничено формой реальной функции пропускания АО ячейки, которая, что типично для АО устройств, несколько отличалась от идеальной.

Экспериментально подтверждено, что, в полной аналогии с радиофизическими системами, исследуемая оптоэлектронная система в режиме захватывания частоты ведет себя подобно перестраиваемому АО фильтру, но с более узкой полосой пропускания. В эксперименте наблюдалось почти двукратное сужение полосы пропускания по сравнению с полосой той же АО ячейки без обратной связи, и подавление боковых максимумов аппаратной функции.

Теоретически и экспериментально исследовано быстрдействие системы. Минимальное время установления колебаний определяется временем распространения акустической волны по всей длине АО ячейки. Время установления стационарной амплитуды колебаний тем меньше, чем больше коэффициент усиления системы. Минимальное время установления колебаний, зарегистрированное в эксперименте, составило 73 мкс, для коэффициента усиления равного 560 (ограничен параметрами используемых усилителей).

Проанализирована возможность применения в АО системах с обратной связью АО ячеек с не коллинеарными геометриями АО взаимодействия. Отличием таких геометрий от коллинеарной являются возможность реализации многомодового режима работы и способ формирования сигнала в цепи обратной связи за счет эффекта оптического гетеродинамирования.

## Глава 7. Спектральные характеристики АО ячеек и генерация оптических гребенок

Исследование методов генерации, свойств и новых практических применений оптических гребенок является важной и быстро развивающейся в последние годы областью оптической электроники. Оптическая гребенка – некоторый оптический сигнал, спектр которого состоит из отдельных компонент, интервал между которыми известен с высокой точностью. В первых системах генерации этот сигнал представлял собой последовательность ультракоротких световых импульсов, которым соответствовал оптический спектр, состоящий из тысяч эквидистантно расположенных линий [373]. Такие гребенки стали ключевыми элементами в системах прецизионных оптических измерений [374], телекоммуникационных сетях нового поколения [375], молекулярной спектроскопии [376], измерении расстояний [377], спектроскопии с использованием двойных оптических гребенок [378] и прочих применениях [379,380]. Первые системы генерации оптических гребенок были разработаны для ближнего инфракрасного спектрального диапазона, но существует большая потребность в генерации гребенок в видимом, ультрафиолетовом и среднем инфракрасном диапазонах спектра [379-385].

Существуют различные методы генерации оптических гребенок (ОГ) в зависимости от конкретного их применения. Первые генераторы гребенок были основаны на фемтосекундных лазерах и дали начало активному изучению применений ОГ вне исключительно метрологии оптических частот. Основным недостатком таких гребенок является то, что расстояние между спектральными компонентами, определяется длиной лазерного резонатора, и его типичные значения лежат в диапазоне от 10 МГц до 1 ГГц. Однако существуют некоторые важные практические применения, которые требуют гораздо большего спектрального интервала, например, в случаях калибровки астрономических спектрографов [379] или в оптических телекоммуникационных системах на основе DWDM [375,386].

Разработка методов генерации керровских гребенок, так называемых солитонных микрогребенок, открывает путь к созданию компактных генераторов ОГ на основе нелинейных микрорезонаторов со сверхвысокой добротностью [387–389] и позволяет полностью интегрировать их в кристаллические структуры [390,391]. Керровские гребенки обеспечивают спектральный интервал между составляющими спектра в диапазоне от 1 ГГц до 1 ТГц, определяемый радиусом используемого микрорезонатора [392,393]. Новые физические принципы так же активно изучаются с целью применения для генерации ОГ [394,395]. Предложены методы возбуждения, основанные на полупроводниковых и квантово-каскадных лазерах [396,397], квантовых точках [398] и прочих системах [399,400].

Другой подход, предложенный для генерации ОГ при помощи непрерывного лазерного

излучения, сочетает управление усилением и оптической накачкой в полупроводниковом лазере [401,402]. Что позволяет потенциально получить генерацию двойных гребенок в спектральном диапазоне от видимого до среднего инфракрасного, хотя полученные таким образом спектры, на сегодняшний день, все еще ограничены десятками линий.

Еще один широко используемый способ генерации ОГ основан на сдвиге частоты излучения непрерывного лазера с использованием электрооптических (ЭО), акустооптических или квадратурных модуляторов, работающих в режиме односторонней модуляции (SSB модуляторов), совместно с цепью оптической обратной связи [66-69,403-407]. Такая система называется петлей смещения частоты (FSL). Оптические гребенки, получаемые в FSL системах на основе ЭО модулятора, называется ЭО гребенками. Такой вариант генерации гребенок открывает возможность создания перестраиваемых генераторов ОГ поскольку позволяет осуществлять не только перестройку центральной частоты, но и спектрального интервала между линиями. Спектральный интервал в таких системах генерации задается частотой ВЧ генератора управляющего модуляторами, и может варьироваться от МГц до десятков ГГц.

Положение гребенки в спектре и ее ширина определяются непрерывным лазером накачки и спектральной полосой усиления петли оптической обратной связи. Важно отметить, что системы генерации ЭО гребенок состоят из готовых оптоволоконных и оптических компонентов, что делает их удобными инструментами для различных применений, включая изучение и генерацию оптических сигналов и ОГ других типов [408,409].

ЭО гребенки идеально подходят для спектроскопии с применением двух ОГ, поскольку когерентность двух гребенок достигается за счет того, что один лазер, накачивает две оптические петли с немного разным сдвигом частоты [410–412]. Недавно было продемонстрировано, что использование двух ЭО гребенок позволяет производить измерения широкополосных оптических сигналов со сверхвысокой частотой обновления одной интерферограммы (до 25 МГц) [413].

Стоит отметить, что в то время как ОГ на основе ЭО модуляторов широко используются, ОГ на основе АО устройств не столь популярны и слабо изучены, несмотря на то, что они обладают некоторыми преимуществами. При генерации АО гребенок для сдвига частоты света можно использовать АО модуляторы, АО преобразователи частоты или АО фильтры (в качестве SSB модулятора). В принципе, любое АО устройство, за счет эффекта Доплера осуществляет сдвиг частоты света в большую или меньшую сторону на частоту ультразвуковой волны, возбужденной в АО ячейке.

По сравнению с ЭО модуляторами, применение АО устройств дает следующие преимущества. Во-первых, ЭО ячейка для эффективной работы требует применения более высоких напряжений по сравнению с АО ячейкой, поэтому в электрической части АО системы

получаются проще. Во-вторых, ЭО преобразователи частоты, в отличие от АО преобразователей, при работе неизбежно порождают нежелательную третью гармонику, что приводит к появлению дополнительных линий в спектре ОГ.

Недавние работы показывают, что АО ОГ имеют большой потенциал для некоторых применений [414]. Они использовались для мультигетеродинной спектроскопии с высоким спектральным разрешением [415]. Рассмотрены новые концепции для генерации широкополосных АО ОГ, с относительно плоской формой огибающей и количеством спектральных линий превышающих 1000. Предложены АО системы, обеспечивающие генерацию чирпированных гребенок и чирпированных радиосигналов [416, A40].

Еще одним важным преимуществом, существующим при использовании АО устройств для генерации ОГ, является возможность генерации ОГ с центральными частотами в оптическом диапазоне от УФ до среднего ИК, так как этот спектральный диапазон уверенно освоен современными АО приборами. При этом, различные ОГ могут генерироваться при помощи одной и той же АО ячейки и разных лазеров накачки, поскольку спектральный диапазон работы современных АО устройств составляет примерно две октавы.

Установка нескольких АО ячеек, сдвигающих частоту оптического сигнала в противоположных направлениях, за счет использования различных порядков АО дифракции, последовательно, позволяет получить гребенки с чрезвычайно узким расстоянием между спектральными компонентами [67].

Типичная схема генерации АО гребенки содержит АО модулятор, оптический усилитель и полосовой оптический фильтр [66]. Один из вариантов этой схемы показан на рис. 7.1. В нем используется оптическое волокно, сохраняющее поляризацию излучения.

В качестве преобразователя частоты оптического сигнала может использоваться АО модулятор, тогда в процессе АО взаимодействия будут появляться спектральные компоненты как с более длинными, так и с более короткими длинами волн, чем у лазера накачки. Можно также применить ячейку с геометрией АО взаимодействия, соответствующей перестраиваемому АО фильтру или непосредственно АО преобразователь частоты чтобы получить SSB модуляцию.

Перестраиваемый полосовой оптический фильтр может быть добавлен в цепь оптической обратной связи, для ограничения спектральной полосы спонтанного излучения оптического усилителя и при необходимости контролировать количество спектральных линий ОГ.

Управление количеством спектральных линий ОГ также может быть реализовано путем изменения коэффициента усиления оптического усилителя, мощности оптической накачки, потерь в системе и параметров взаимодействия в АО ячейке [417, A26, A49, A48, A109].

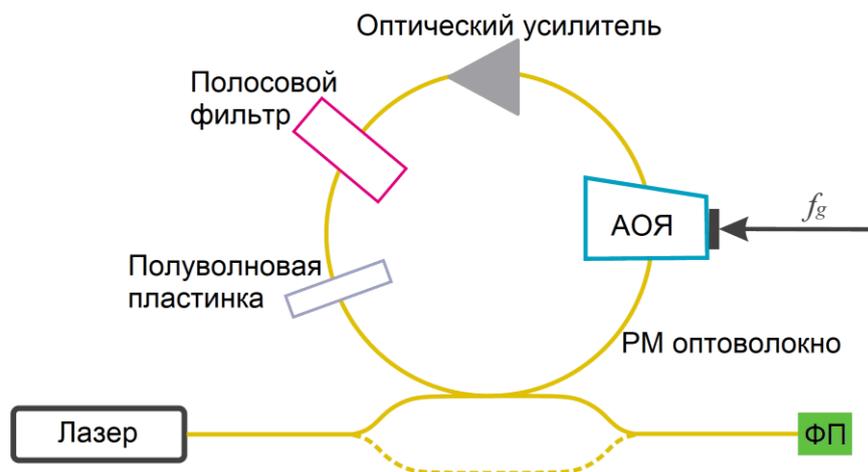


Рис. 7.1. Стандартная схема системы генерации АО ОГ с петлей смещения частоты

Полуволновая пластина является еще одним важным элементом системы. Она применяется для изменения поляризации дифрагированного света на ортогональную, поскольку АО взаимодействие сопровождается не только сдвигом частоты света вследствие эффекта Доплера, но и изменением типа оптической моды (анизотропная АО дифракция). Пластина поворачивает поляризацию дифрагированного оптического излучения так, чтобы оно совпадало с поляризацией излучения от лазера накачки.

Спектр сигнала на выходе системы регистрируется фотоприемником с использованием оптического гетеродинамирования и/или анализатором спектра оптического излучения.

Оптическое излучение проходит через АО ячейку и цепь обратной связи много раз, каждый раз дифрагируя в АО ячейке и приобретая частотный сдвиг, равный частоте ультразвуковой волны  $f_g$ , возбужденной в АО ячейке.

Недостатком АО устройств, при их использовании в системах генерации ОГ, является то, что существует зависимость направления распространения дифрагированной световой волны от длины волны падающего светового излучения. Таким образом, разные спектральные компоненты будут заводиться в цепь оптической обратной связи с разными потерями. Конечно, для ОГ с узкой спектральной шириной этот эффект не будет иметь большого значения, но с увеличением ширины гребенки он будет становиться все более и более значительным. Данный эффект можно уменьшить, выбрав ориентацию выходной оптической грани АО ячейки правильным образом, но, как было показано в [97], он не может быть полностью компенсирован.

Следует отметить, что в существующих работах, посвященных системам генерации АО ОГ, очень мало внимания уделяется функционированию АО ячеек и не рассматривается влияние характеристик АО дифракции на параметры генерируемых гребенок. Предполагается, что АО ячейка ответственна только за интервал между спектральными компонентами гребенки

[417]. Конечно, это правильно, если полоса пропускания АО устройства намного шире полосы пропускания применяемого полосового фильтра или спектральной ширины гребенки [417], но, в общем случае, это не совсем верно, и АО ячейка будет оказывать основное влияние и форму огибающей и на спектральную ширину гребенки [A26,A48,A49].

Основываясь на результатах исследований АО генераторов, представленных в главах 5 и 6 диссертационной работы, кроме стандартной схемы генерации ОГ, приведенной на рис. 7.1, можно предложить новую схему, использующую две цепи обратной связи [A26]. Оптическую, используемую для смещения частоты светового излучения, и электрическую, соединяющую оптический выход АО ячейки с ее пьезопреобразователем, так, как это реализовано в оптоэлектронной системе с обратной связью, изученной в главах 5 и 6. Сигнал в электрической цепи обратной связи будет формироваться за счет эффекта оптического гетеродинамирования.

Введение электрической обратной связи, при работе системы в режиме генерации позволяет генерировать chirпированные оптические гребенки [418], без подключения внешнего ВЧ генератора [A26]. Общая схема такой системы приведена на рис. 7.2. Электрическая цепь обратной связи в этой системе включает ВЧ усилитель и фазовращатель, а радиочастоты  $f_c$  в цепи обратной связи соответствуют спектральному составу оптического излучения, по условию АО синхронизма для выбранной геометрии АО дифракции.

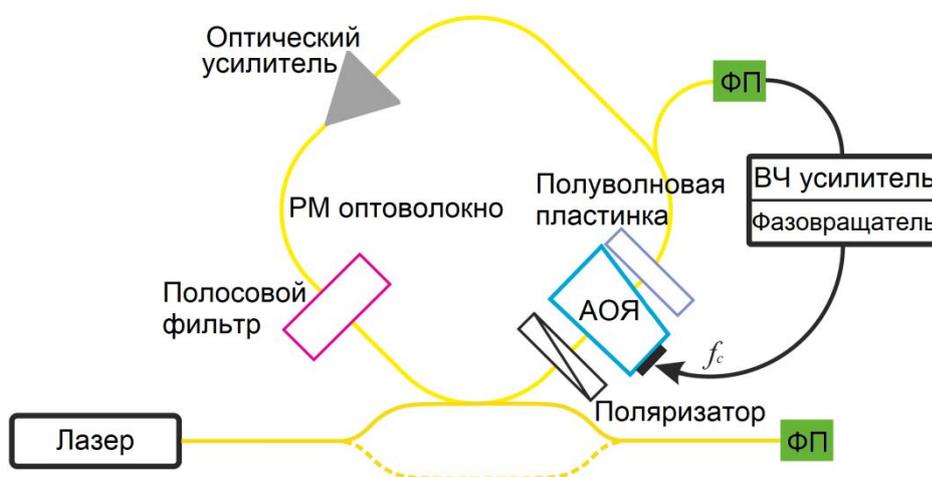


Рис.7.2. Общая схема генерации АО ОГ с двумя цепями обратной связи, оптической (желтая) и электрической (черная)

Данная глава диссертационной работы посвящена изучению вопросов, связанных с применением АО устройств при генерации АО ОГ [A26,A48-A50,A109,A110]. В ней исследуются возможность использования АО ячеек с коллинеарной геометрией взаимодействия и широкоугольных АО фильтров в качестве элементов, осуществляющих сдвиг частоты оптического излучения для обеих схем, представленных на рис.7.1 и 7.2.

## 7.1. Генерация оптических гребенок и коллинеарная геометрия АО дифракции

Напомним, что коллинеарная геометрия АО взаимодействия реализуется в случае, когда волновые вектора падающего, дифрагированного световых пучков и ультразвуковой волны коллинеарны. АО ячейки с подобной геометрией АО дифракции изготавливаются, как правило, на основе кристаллов молибдата кальция или ниобата лития [121,123].

В работе предлагаемой системы, предназначенной для генерации ОГ, используются необычные поляризационные эффекты, характерные для коллинеарной геометрии АО дифракции, описанные в разделе 5.1 диссертационной работы. Благодаря этим особенностям, в случае произвольной линейной поляризации входного светового излучения, на выходе АО ячейки может существовать четыре световых волны, с различными частотами и поляризациями. Две волны, являясь волнами нулевого порядка дифракции, будут иметь ту же частоту  $\omega_0$ , что и у падающей световой волны, а две другие – волны, +1 и -1 порядка дифракции, за счет эффекта Доплера будут иметь частоту, смещенную на частоту ультразвуковой волны  $\Omega$ .

В п.5.1 было показано, что интенсивность светового излучения после выходного поляризатора, в общем случае, является суммой трех компонент (5.7), амплитуды которых зависят от взаимной ориентации плоскостей поляризации поляризаторов и собственных оптических мод кристалла.

При этом постоянная компонента  $I_0$  образована световыми волнами либо с частотой  $\omega_0 + \Omega$  либо  $\omega_0 - \Omega$ . Существование компоненты  $I_1$  обусловлено интерференцией световых волн со сдвинутыми и не сдвинутыми частотами, а присутствие компоненты  $I_2$  становится возможными за счет интерференции волн с частотам  $\omega_0 + \Omega$  и  $\omega_0 - \Omega$ .

Таким образом, при ориентации поляризаторов, соответствующих максимальным значениям компонент  $I_0$  и  $I_1$  коллинеарная АО ячейка будет работать как односторонний модулятор, на выходе которого будет существовать только одна спектральная компонента с частотой смещенной вверх или вниз на частоту ультразвука, а при выборе ориентации, соответствующей максимуму компоненты  $I_2$ , та же ячейка будет функционировать в режиме АО модулятора, создавая при каждом проходе света через обратную связь, две новых спектральных компоненты.

Принципиальная схема системы генерации ОГ при помощи коллинеарного АО фильтра приведена на рис. 7.3. [A26,A48,A109].

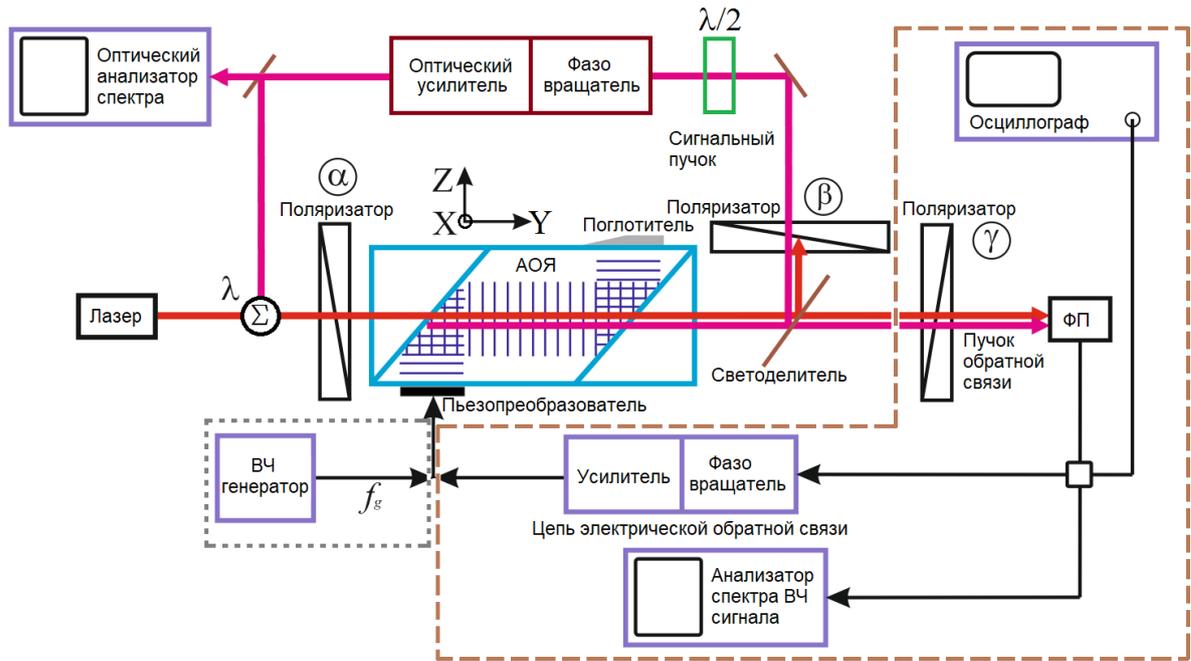


Рис. 7.3. Общая схема генерации оптических гребенок при помощи коллинеарной АО ячейки

Рассмотрим две схемы генерации, приведенные на рис. 7.1 и 7.2. Обе из них достаточно просто реализуемы при использовании коллинеарной АО дифракции.

В схеме только со обратной связью свет с оптического выхода направляется в цепь оптической обратной связи, содержащую полуволновую пластину, оптический усилитель и, при необходимости, фазовращатель, служащий для компенсации фазового сдвига, возникающего при АО взаимодействии. К цепи обратной связи, через оптоволоконный делитель подключен оптический анализатор спектра или любая другая система регистрации спектра оптического излучения. Этот же порт делителя может считаться оптическим выходом системы. Выход оптической цепи обратной связи через оптоволоконный разветвитель подключен к оптическому входу системы, где складывается с излучением лазера накачки. Акустическая волна с частотой  $f_g$  в АО ячейке возбуждается при помощи ВЧ генератора (отмечен пунктирным прямоугольником) и определяет спектральный интервал между компонентами ОГ. Величина  $f_g$  задается условием АО синхронизма для коллинеарной геометрии АО дифракции.

В схеме с двумя цепями обратной связи оптическая петля остается неизменной, ВЧ генератор отключается, а к системе добавляется оптоэлектронная цепь обратной связи (отмечена штриховой линией), идентичная цепи обратной связи, у системы, рассмотренной в Главе 6. Для этого на оптическом выходе АО ячейки располагается светоделитель, разделяющий оптический пучок на два – сигнальный, направляемый в оптическую цепь обратной связи, и пучок обратной связи, направляемый на фотоприемник. Коэффициент

усиления электрической цепи обратной связи для каждой спектральной компоненты оптического излучения должен быть выше порогового.

Для определенности будем считать, что АО ячейка изготовлена из кристалла ниобата лития (обладает большей частотой АО синхронизма чем молибдат кальция, что дает больший спектральный интервал между компонентами ОГ) и обеспечивает длину взаимодействия  $l = 4$  см. Частота АО синхронизма определяется условием:

$$f_c(\lambda) = \frac{V}{\lambda} |n_e - n_o| \quad (7.1)$$

где  $V=3940$  м/с – скорость ультразвуковой волны вдоль кристаллографической оси Y,  $\lambda$  – длина волны оптического излучения, зададим ее равной 1.55 мкм,  $n_e = 2.138$  и  $n_o = 2.211$  – показатели преломления для необыкновенной и обыкновенной световых волн. Тогда для выбранной длины волны частота синхронизма  $f_c = 185.6$  МГц.

Углы  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$ , определяющие ориентации поляризаторов будем отсчитывать от кристаллографической оси Z.

### **7.1.1. Качественное описание процесса генерации оптических гребенок**

#### **7.1.1.1. Генерация оптических гребенок в системе с оптической обратной связью**

Появление новых компонент в спектре оптического излучения после  $N$  проходов через АО ячейку и цепь обратной связи, схематически показано на рис. 7.4. На рисунке 7.4а показана последовательность генерации ОГ с применением односторонней модуляции при использовании компонент  $I_0$  или  $I_1$ . Новые спектральные компоненты появляются в этом случае из-за изменения длины волны светового излучения, вызванного эффектом Доплера, который имеет место в при дифракции света на бегущей акустической волне.

Гребенка существует вследствие последовательной дифракции света на одной и той же ультразвуковой волне, где дифрагированный луч на  $n$ -м проходе через петлю оптической обратной связи является падающим световым лучом для  $N+1$ -ого прохода. Таким образом, спектральный интервал между компонентами гребенки определяется частотой ВЧ генератора  $f_g$ . Можно выбрать рассеяние света при АО взаимодействии в +1-ый или -1-ый порядок и получить длину волны следующей спектральной компоненты излучения меньше или больше, чем предыдущего. Выбор порядка дифракции определяется ориентацией входного поляризатора ( $\alpha = 0^\circ$  для -1-ого порядка и  $\alpha = 90^\circ$  для +1-ого порядка).

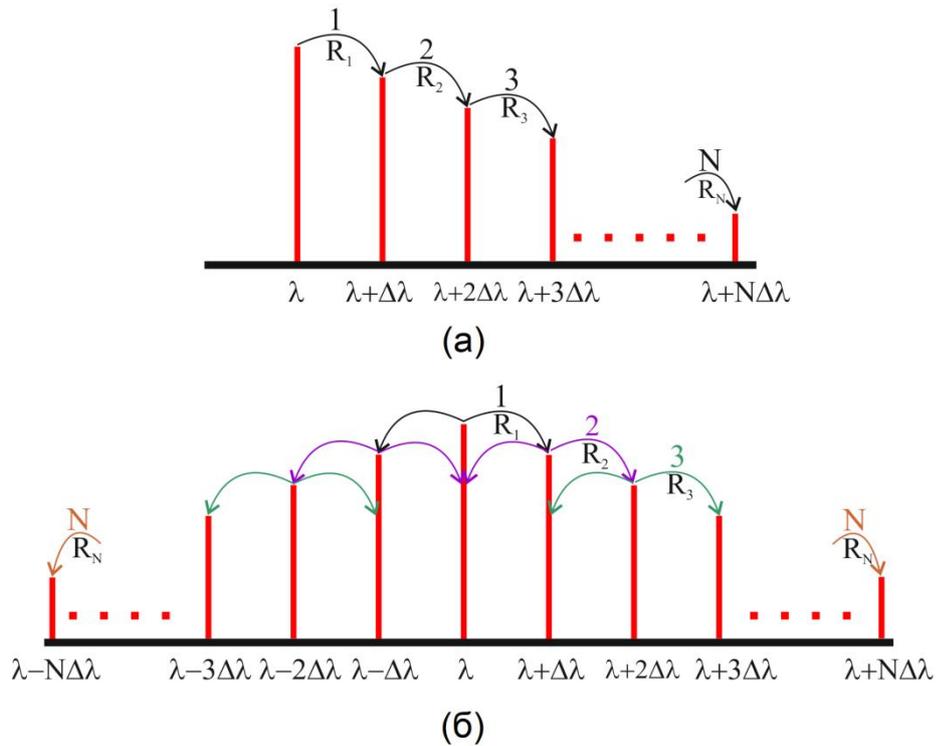


Рис.7.4. Схема процесса генерации оптических гребенок в системе с оптической обратной связью; а – при использовании односторонней модуляции с применением компонент  $I_0$  и  $I_1$ , б – при модуляции с использованием компоненты  $I_2$

При выборе компоненты  $I_0$  ( $\alpha = 0^\circ$  или  $90^\circ$ ,  $\beta = 90^\circ$  или  $0^\circ$  соответственно, полуволновая пластина должна поворачивать поляризацию на  $90^\circ$ ) после выходного поляризатора существует только одна составляющая электромагнитного поля, определяемая выражениями:

$$E_{+1}^Z = -E_i \frac{\Gamma}{2} \sin \alpha \cdot \operatorname{sinc} \frac{K}{2\pi} \exp \left[ j \left( (\omega_0 + \Omega)t - k_o l - \frac{R}{2} \right) \right] \quad (7.2)$$

$$E_{-1}^X = E_i \frac{\Gamma}{2} \cos \alpha \cdot \operatorname{sinc} \frac{K}{2\pi} \exp \left[ j \left( (\omega_0 - \Omega)t - k_e l + \frac{R}{2} \right) \right] \quad (7.3)$$

в зависимости от выбора порядка дифракции. Из этих же выражений следует, что в таком случае все спектральные компоненты имеют одинаковую фазу.

В случае реализации односторонней модуляции при использовании компоненты  $I_1$ , ( $\alpha = 0^\circ$  или  $90^\circ$ ,  $\beta = \alpha + 45^\circ$ , полуволновая пластина должна поворачивать поляризацию на  $45^\circ$ ) на выходе наблюдаются две составляющие, определяемые выражениями (7.2) и (7.4) или (7.3) и (7.5):

$$E_0^X = E_i \sin \alpha \cdot \left( \cos \frac{K}{2} - j \frac{R}{2} \operatorname{sinc} \frac{K}{2\pi} \right) \exp \left[ j \left( \omega_0 t - k_e l + \frac{R}{2} \right) \right] \quad (7.4)$$

$$E_0^Z = E_i \cos \alpha \cdot \left( \cos \frac{K}{2} + j \frac{R}{2} \operatorname{sinc} \frac{K}{2\pi} \right) \exp \left[ j \left( \omega_0 t - k_o l - \frac{R}{2} \right) \right] \quad (7.5)$$

Их интерференция вызывает появление фазового сдвига между соседними спектральными составляющими гребенки. Второе отличие состоит в том, что для компоненты  $I_1$  требуется в четыре раза меньшая ультразвуковая мощность для обеспечения 100% эффективности дифракции, чем для постоянной компоненты (см. п.5.1).

Недостатком метода односторонней модуляции является то, что последующие спектральные компоненты получаются только путем дифракции предыдущих. Следовательно, спектральная ширина гребенки будет небольшой из-за наличия оптических потерь и спектральной селективности коллинеарного АО-взаимодействия.

Рисунок 7.4б иллюстрирует генерацию оптической гребенки при последовательной модуляции интенсивности света с использованием компоненты  $I_2$  ( $\alpha = \beta = 45^\circ$ , полуволновая пластина поворачивает поляризацию на  $45^\circ$ ), на выходе АО ячейки одновременно присутствуют компоненты электромагнитного поля, определяемые уравнениями (7.2) и (7.3). В этом случае каждая спектральная компонента модулируется по амплитуде с частотой ультразвука, возбуждаемого в АО ячейке, и порождает две новых спектральных компоненты.

В таком варианте на величину каждой спектральной компоненты влияют две соседних компоненты. Сдвиг фазы между соседними компонентами ОГ так же присутствует. Величина этого сдвига для  $N$ -ой компоненты спектра определяется как  $\varphi_N + \Phi$ , где  $\Phi$  зависит от параметров акустической волны, а  $\varphi_N = R_N + (k_e - k_o)l$ , где  $R_N$  – АО расстройка для  $N$ -ой спектральной компоненты,  $l$  – длина АО взаимодействия.

#### *7.1.1.2. Генерация оптических гребенок в системе с двумя цепями обратной связи*

Теперь рассмотрим второй вариант - генерация ОГ в АО системе с двумя цепями обратной связи - оптической и электрической. Аналогично системе только с оптической обратной связью, описанной в п. 7.1.1.1, здесь можно использовать одностороннюю модуляцию, применяя компоненты  $I_0$  или  $I_1$ , и амплитудную модуляцию на ультразвуковой частоте, применяя компоненту  $I_2$ .

На рис. 7.5 схематически показано появление новых компонент в спектре ОГ после  $N$  проходов по цепи обратной связи. Рисунок 7.5а иллюстрирует генерацию оптической гребенки с использованием односторонней модуляции для компонент  $I_0$  (для создания сигнала в цепи обратной связи угол ориентации поляризатора  $\gamma = 45^\circ$ ) или  $I_1$  ( $\gamma = 45^\circ$ ). Дополнительные спектральные составляющие появляются вследствие изменения длины волны светового излучения, вызванного доплеровским сдвигом частоты.

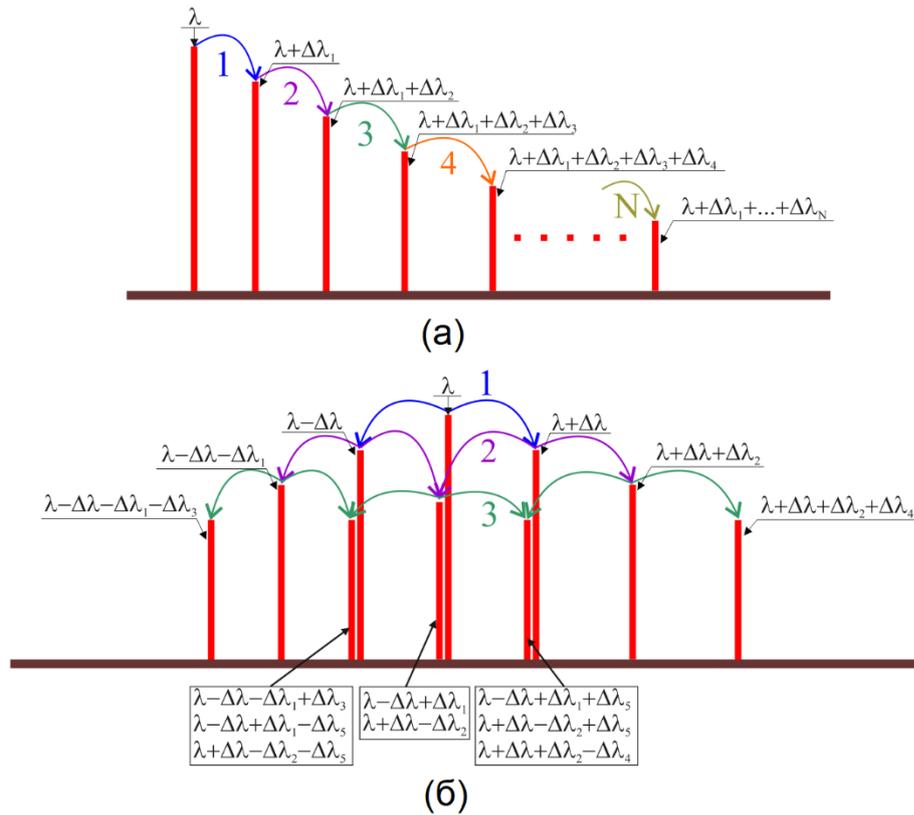


Рис.7.5. Схема процесса генерации оптических гребенок в системе с двумя цепями обратной связи; а – при использовании односторонней модуляции с применением компонент  $I_0$  и  $I_1$ , б – при модуляции с использованием компоненты  $I_2$

Таким образом, если на оптический вход системы подается лазерное излучение накачки с длиной волны  $\lambda$ , поляризованное по оси Z, третий поляризатор ориентирован под углом  $\gamma=45^\circ$ , а коэффициент усиления  $k$  больше порогового, то в цепи электрической обратной связи возбуждятся колебания с частотой  $f_1 = V |n_e - n_o| / \lambda$ . Следовательно, в АО ячейке будет возбуждаться акустическая волна с частотой  $f_1$ , и, при выборе дифракции в -1-ый порядок, длина волны светового излучения сдвинется на величину  $\Delta\lambda_1 = \lambda^2 f_1 / (c + f_1 \lambda)$ , где  $c$  – скорость света.

Получается, что в цепи оптической обратной связи при ориентации второго поляризатора под углом  $\beta = 90^\circ$  появится световое излучение с длиной волны  $\lambda + \lambda_1$ . После полуволновой пластинки, излучение приобретет ту же поляризацию, что и на входе АО ячейки.

Во время второго прохода света через систему на входе АО ячейки будут присутствовать две спектральные компоненты с длинами волн  $\lambda$  и  $\lambda + \lambda_1$  и одинаковыми поляризациями. Наличие двух компонент в спектре оптического излучения приведет к появлению двух ультразвуковых частот  $f_1$  и  $f_2$  в цепи обратной связи и двух акустических волн в АО ячейке.

Оптическая волна с длиной волны  $\lambda$  дифрагирует на первой из них, а  $\lambda + \lambda_1$  - на второй. При этом возникают оптические волны с длинами  $\lambda + \lambda_1$  и  $\lambda + \lambda_1 + \lambda_2$ .

Предполагая, что величина  $|n_e - n_o| = const$  (верно для кристалла ниобата лития в широком диапазоне в ИК-области), спектральный интервал  $\Delta\lambda_N$  между двумя компонентами ОГ с номерами  $N$  и  $N - 1$  определяется следующим соотношением:

$$\Delta\lambda_N = \lambda \frac{V|n_e - n_o|c^{N-1}}{(c - V|n_e - n_o|)^N} \quad (7.6)$$

Из выражения (7.6) следует, что интервал между соседними компонентами спектра ОГ растет с номером  $N$  линейно. Таким образом, генерируемая ОГ является линейно чирпированной и это возможно без подключения внешнего ВЧ генератора, в отличие от того, что было сделано в работе [416].

Длина волны компоненты  $N$ , сгенерированной после  $N$  проходов светового пучка по цепи обратной связи определяется следующим образом:

$$\lambda_N = \lambda \left( \frac{c}{c - V|n_e - n_o|} \right)^N \quad (7.7)$$

Зависимость интервала между соседними компонентами гребенки  $\Delta\lambda_N$  от длины волны  $N$ -ой компоненты  $\lambda_N$  рассчитывалась с учетом дисперсии показателей преломления ниобата лития. Результаты расчетов для спектрального диапазона в 95 нм, приведенные на рис. 7.6, подтверждают тот факт, что спектральный интервал между компонентами гребенки линейно увеличивается с длиной волны.

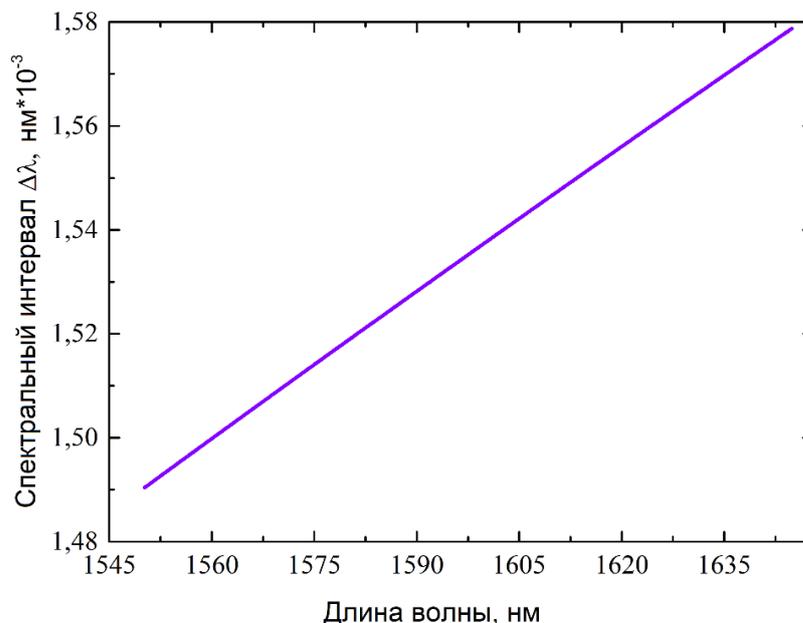


Рис.7.6. Зависимость величины спектрального интервала между соседними компонентами ОГ от длины волны оптического излучения

Если ОГ получена с применением компоненты  $I_2$  (рис. 7.5б), то, вследствие амплитудной модуляции интенсивности света, две спектральные составляющие появляются после первого прохода излучения через цепь оптической обратной связи. Эти компоненты смещены от центральной на величину  $\pm\Delta\lambda = \lambda_1$ . На втором проходе каждая из существующих компонент независимо дифрагирует в АО ячейке на собственной акустической волне и создает по две новых компоненты. Интересным моментом является то, что компонента с длиной волны  $\lambda - \Delta\lambda + \Delta\lambda_1$ , порождаемая волной  $\lambda - \Delta\lambda$ , имеет ту же длину волны, что и компонента  $\lambda + \Delta\lambda - \Delta\lambda_2$ , порождаемая компонентой  $\lambda + \Delta\lambda$ , а длина волны этих двух новых компонент немного короче длины волны накачки  $\lambda$ .

Таким образом, после второго прохода света через систему на оптическом выходе будут существовать шесть спектральных составляющих. Если свет пройдет через систему еще раз, то число компонент ОГ увеличится до десяти, и три из них будут иметь длины волн, близкие к  $\lambda$  и  $\lambda \pm \Delta\lambda$ . Сравнивая спектры ОГ, представленные на рис. 7.5а и 7.5б, можно сделать вывод, что генерация ОГ с применением односторонней модуляции для компоненты  $I_0$  является наиболее предпочтительной из-за отсутствия дополнительных спектральных компонент и нулевого фазового сдвига между спектральными компонентами ОГ.

## 7.1.2. Модель процесса генерации оптических гребенок и результаты расчетов

### 7.1.2.1. Основные соотношения

Построим математическую модель генерации ОГ, основываясь на общих соображениях, приведенных в п.7.1.1. Анализ процесса генерации будем проводить, пользуясь спектральным представлением. Оптическое излучение лазера накачки будем считать одномодовым с частотой  $\omega_0$ . Спектр оптической гребенки можно описать следующим выражением:

$$\tilde{E}(\omega) = e \sum_m S_m \delta(\omega - \omega_m) \quad (7.8)$$

где  $\tilde{E}(\omega)$  обозначает результат преобразования Фурье от функции  $E(t)$ ;  $\delta$  – дельта функция Дирака;  $\omega_m = \omega_0 + m\Omega$ .

Нормализуем поля так, чтобы спектр лазера накачки был:  $\tilde{E}_{seed} = 1$ . После  $N$  проходов через оптическую цепь обратной связи спектр излучения будет  $\tilde{E}_{[N]}$ , таким образом при  $N+1$  проходе, на входе АО ячейки спектр излучения будет иметь вид:

$$\tilde{E}' = 0.5(\tilde{E}_{[N]} + \tilde{E}_{seed})e_\alpha \quad (7.9)$$

где  $e_\alpha$  – единичный вектор поляризации, ориентированный под углом  $\alpha$  к оси  $Z$  кристалла.

Амплитуды спектральных компонент излучения на входе АО ячейки определяются следующим образом:

$$\begin{aligned}
S'_{m,[N]} &= 0.5S_{m,[N]}, m \neq 0; \\
S'_{0,[N]} &= 0.5(S_{0,[N]} + 1), m = 0.
\end{aligned}
\tag{7.10}$$

Далее можно переписать уравнения (7.2)-(7.2) для компонент дифрагированного спектра излучения в Фурье пространстве:

$$\begin{aligned}
\tilde{E}_0^X &= \sin \alpha \sum_m S'_{m,[N]} \left( \cos \frac{K_m}{2} - j \frac{R_m}{K_m} \sin \frac{K_m}{2} \right) \times \exp \left( -jk_e l + \frac{R_m}{2} \right) \delta(\omega - \omega_m) \\
\tilde{E}_{+1}^Z &= -\sin \alpha \sum_m S'_{m-1,[N]} \frac{\Gamma}{K_{m-1}} \sin \frac{K_{m-1}}{2} \times \exp \left( -jk_o l - \frac{R_{m-1}}{2} \right) \delta(\omega - \omega_m) \\
\tilde{E}_0^Z &= \cos \alpha \sum_m S'_{m,[N]} \left( \cos \frac{K_m}{2} + j \frac{R_m}{K_m} \sin \frac{K_m}{2} \right) \times \exp \left( -jk_o l - \frac{R_m}{2} \right) \delta(\omega - \omega_m) \\
\tilde{E}_{-1}^X &= \cos \alpha \sum_m S'_{m+1,[N]} \frac{\Gamma}{K_{m+1}} \sin \frac{K_{m+1}}{2} \times \exp \left( -jk_e l + \frac{R_{m+1}}{2} \right) \delta(\omega - \omega_m)
\end{aligned}
\tag{7.11}$$

где  $K_m = \sqrt{\Gamma^2 + R_m^2}$ ,  $R_m = (2\pi l/V)(f - f_{cm})$ , где  $f_{cm}$  – частота АО синхронизма для  $m$ -ой спектральной компоненты ОГ.

Каждая монохроматическая компонента  $m$  дифрагированного поля определяется только одной из составляющих падающего поля, имеющей либо номер  $(m + 1)$ , либо  $(m - 1)$ . После выходного поляризатора цепи оптической обратной связи спектр можно рассчитать как:

$$\tilde{E}_{out} = (\tilde{E}_0^Z + \tilde{E}_{+1}^Z) \cos \beta + (\tilde{E}_0^X + \tilde{E}_{-1}^X) \sin \beta
\tag{7.12}$$

Выражение (7.12) является спектральным аналогом уравнения (6.7) с поправкой на ориентацию кристаллографических осей и способ отсчета углов, задающих положение плоскостей поляризации поляризаторов.

В итоге, для спектра излучения после прохода  $N+1$  получим следующее выражение:

$$\tilde{E}_{[N+1]} = v(1 - \chi) \sigma \tilde{E}_{out}
\tag{7.13}$$

где  $\sigma$  – коэффициент усиления оптического усилителя,  $\chi$  – оптические потери в системе и  $v$  – коэффициент деления оптоволоконного разветвителя.

В общем случае, в последовательном представлении уравнения (7.8), каждый коэффициент  $S_{m,[N+1]}$  компоненты  $E_{[N+1]}$  определяется тремя коэффициентами  $S_{m-1,[N]}$ ,  $S_{m,[N]}$  и  $S_{m+1,[N]}$ .

### 7.1.2.2. Моделирование оптических гребенок в системе с оптической обратной связью

Оптическая гребенка с эквидистантным расположением спектральных составляющих может быть получена в случае использования системы только с оптической обратной связью. Рассмотрим случаи генерации гребенок в этой системе с использованием всех трех возможных компонент оптического пучка.

Самым простым вариантом, для которого можно получить аналитическое выражение, является реализация односторонней модуляции с использованием компоненты  $I_0$ . Ориентацию плоскостей поляризации входного и выходного поляризаторов зададим следующим образом:  $\alpha = 0^\circ$ ,  $\beta = 90^\circ$ . При первом проходе излучения через систему, считаем, что входное излучение задано как  $\tilde{E}_{seed} = 1$ , и поляризовано вдоль оси Z.

Тогда, после выходного поляризатора будет существовать только компонента  $\tilde{E}_{-1}^X$ :

$$\tilde{E}_{-1}^X = v\tilde{E}_{seed} \cos \alpha \sin \beta \frac{\Gamma}{2} \operatorname{sinc} \frac{K_1}{2\pi} \times \exp\left(-jk_e + \frac{R_1}{2}\right) \delta(\omega - \omega_1) \quad (7.13)$$

где  $R_1 = (2\pi l/V)(f - f_{c_1})$  и  $f_{c_1}$  – частота АО синхронизма для длины волны излучения лазера накачки.

Спектр электромагнитного излучения на выходе цепи оптической обратной связи после первого прохода будет равен:

$$\tilde{E}_{out} = v(1 - \chi)\sigma\tilde{E}_{seed} \cos \alpha \sin \beta \frac{\Gamma}{2} \operatorname{sinc} \frac{K_1}{2\pi} \times \exp\left(-jk_e + \frac{R_1}{2}\right) \delta(\omega - \omega_1) \quad (7.14)$$

Применяя уравнения (7.9) и (7.13) рекуррентно, получим выражение для спектра ОГ после  $N$  проходов через систему:

$$\tilde{E}_{[N]} = \tilde{E}_{seed} \sum_{n=1}^N [v(1 - \chi)\sigma]^n \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^n \prod_{m=1}^n \operatorname{sinc} \left(\frac{K_m}{2\pi}\right) \quad (7.15)$$

Данное уравнение можно переписать в следующем виде:

$$\tilde{E}_{[N]} = \tilde{E}_{seed} \sum_{n=1}^N [v(1 - \chi)\sigma]^n \prod_{m=1}^n T_m \quad (7.16)$$

где  $T_m$  – величина пропускания АО ячейки для спектральной компоненты с частотой  $\omega_m$ :

$$T_m = \frac{\Gamma}{2} \operatorname{sinc} \left(\frac{K_m}{2\pi}\right) \quad (7.17)$$

или, иными словами, аппаратная функция АО устройства.

Таким образом, мы получили следующий результат: спектр оптического сигнала на выходе системы содержит столько спектральных компонент, сколько проходов через петлю оптической обратной связи, он совершил, а величина этих компонент зависит от оптических потерь в системе, оптического усиления и формы аппаратной функции.

При этом полученные соотношения справедливы для любой геометрии АО дифракции, при подстановке соответствующего выражения, определяющего величину АО расстройки.

Результаты расчетов, выполненных по формуле (7.15) представлены на рис. 7.7. Показаны как спектр ОГ, так и аппаратные функции АО фильтра. При моделировании мы предполагаем, что  $v = 0.5$ ,  $\chi = 0.3$ ,  $\Gamma = \pi$ , а длина волны излучения лазера накачки равна

$\lambda = 1.55$  мкм. Моделирование проводилось для случая, когда выполняется условие АО синхронизма  $R = 0$  (рис. 7.7а и 7.7б) и при значениях  $R$ , отличных от нуля (рис. 7.7в и 7.7г).

Расчет оптической гребенки, выполненный для случая, когда  $f = f_{cl}$  (185.6 МГц), ориентации поляризатора и анализатора  $\alpha = 0^\circ$  и  $\beta = 90^\circ$ , представлен на рис. 7.7а. Моделирование проведено для оптического усиления  $\sigma = 2.98$ . Количество спектральных компонент величиной более -50 дБ - около 150. Общая ширина оптической гребенки составляет всего 0.23 нм. При такой взаимной ориентации поляризаторов АО дифракция реализуется в -1-ый порядок, поэтому длина волны излучения увеличивается с номера спектральной составляющей ОГ. Расстояние между компонентами равно  $f_{cl}$ . Если мы выберем значения углов  $\alpha = 90^\circ$  и  $\beta = 0^\circ$  (рис. 7.7б) свет будет дифрагировать в +1-ый порядок, и мы получаем ОГ, симметричную той, что представлена на рис. 7.7а, но длина волны излучения будет уменьшаться с номером компоненты ОГ.

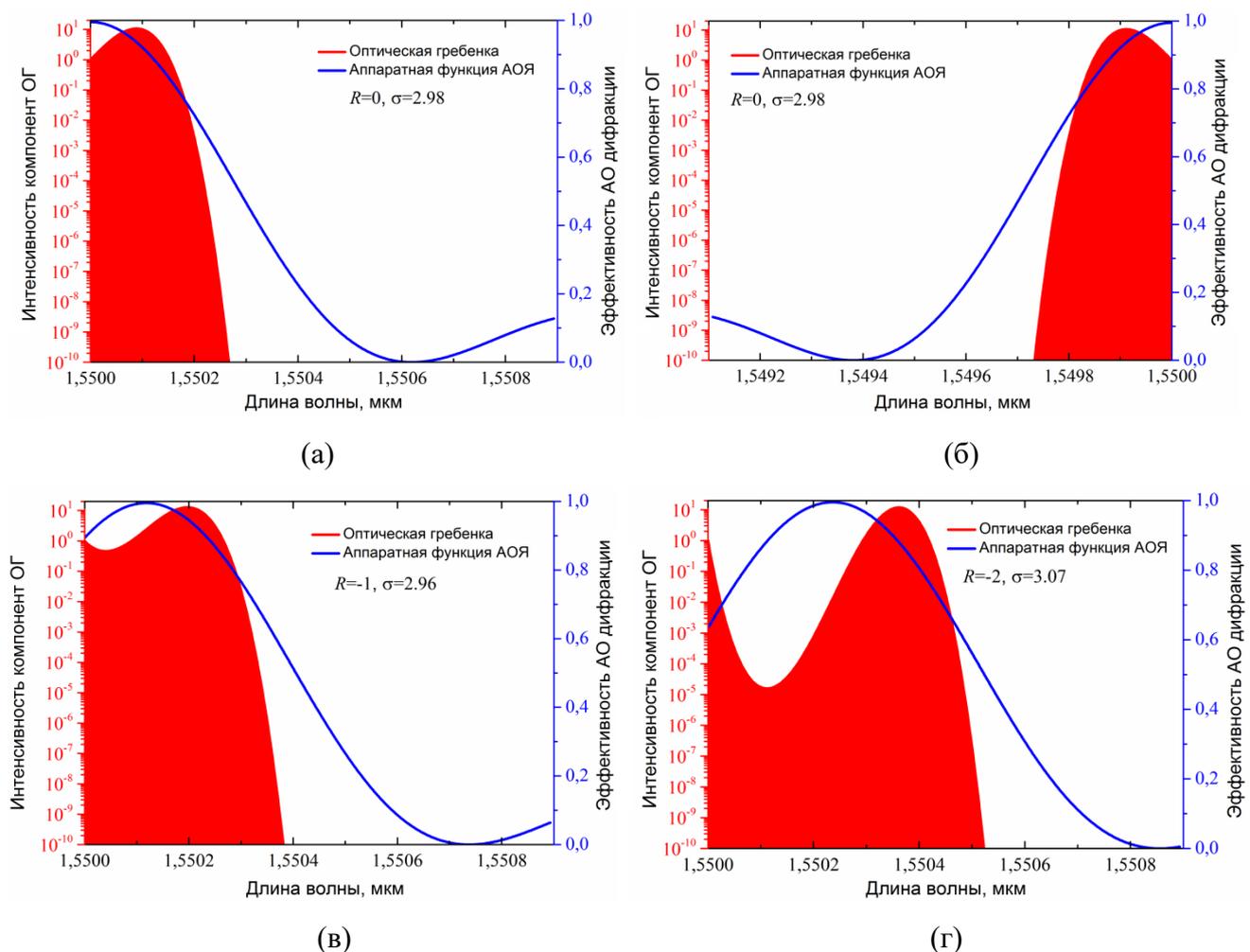


Рис. 7.7. Результаты моделирования спектров ОГ и аппаратных функций коллинеарной АО дифракции для компоненты  $I_0$  и различных величин АО расстройки; (а)  $\alpha = 0^\circ, \beta = 90^\circ, \sigma = 2.98, R = 0$ , -1 порядок дифракции; (б)  $\alpha = 90^\circ, \beta = 0^\circ, \sigma = 2.98, R = 0$ , +1 порядок дифракции; (в)  $\alpha = 0^\circ, \beta = 90^\circ, \sigma = 2.96, R = -1$ ; (г)  $\alpha = 0^\circ, \beta = 90^\circ, \sigma = 3.07, R = -2$

Моделирование ОГ, выполненное для случаев  $f \neq f_{c1}$ , представлено на рис. 7.7в и 7.7г. Огибающая оптической гребенки содержит локальный минимум и дополнительный максимум, который не соответствует частоте АО синхронизма для выбранной длины волны накачки. Общая ширина спектра гребенки увеличивается с ростом безразмерной расстройки  $R$ . Если  $R = -1$  ( $f = 185.9422$  МГц) и  $\sigma = 2.96$ , то ОГ содержит 230 компонент и занимает спектральную полосу шириной 0.35 нм, а интервал между компонентами определяется частотой  $f$ .

Расчет формы ОГ для расстройки  $R = -2$  ( $f = 185.9265$  МГц) и  $\sigma = 3.07$  представлен на рис. 7.7г. Спектральная ширина гребенки увеличивается до 0.49 нм, а количество спектральных компонент - до 350. Таким образом, введение АО расстройки может быть использовано для увеличения ширины оптической гребенки, но рост  $R$  требует соответствующего увеличения коэффициента усиления оптического усилителя.

Дальнейшее изменение формы огибающей ОГ с увеличением АО расстройки происходит следующим образом. Положение максимума в спектре гребенки смещается вправо, интенсивность компонент в минимуме уменьшается, а число компонент слева от минимума остается примерно одинаковым.

Узкая спектральная ширина оптических гребенок во всех случаях объясняется высокой спектральной селективностью применяемой АО ячейки. Можно увеличить полосу пропускания ячейки, уменьшив длину АО взаимодействия. Например, если использовать ячейку АО с  $l = 1$  см вместо 4 см, ширина спектра ОГ увеличится примерно в 4 раза. Важным моментом также является то, что при перестройке частоты ультразвука мы не только изменяем ширину и форму ОГ, но также варьируем интервал между спектральными компонентами гребенки. Поэтому исследуемая система позволяет управлять всеми параметрами ОГ.

Следующим вариантом для получения ОГ посредством односторонней модуляции является применение компоненты светового пучка  $I_l$ , для чего следует задать углы ориентации поляризаторов  $\alpha = 0^\circ$  и  $\beta = 45^\circ$ . В этом случае электромагнитное поле после поляризатора содержит две составляющие и уравнение (7.12) превращается в:

$$\tilde{E}_{out} = \tilde{E}_0^Z \cos \beta + \tilde{E}_{-1}^X \sin \beta \quad (7.18)$$

Согласно соотношениям (7.11) между компонентами  $\tilde{E}_0^Z$  и  $\tilde{E}_{-1}^X$  существует фазовый сдвиг, вследствие чего результаты их интерференции зависят от количества проходов через систему с обратной связью. Результаты расчета спектра ОГ при использовании компоненты  $I_l$  и односторонней модуляции представлены на рис. 7.8.

Оптические гребенки, смоделированные для нулевой расстройки, показаны на рис. 7.8а и 7.8б. Эти гребенки были получены для углов ориентации поляризатора  $\alpha = 0^\circ$ ,  $\beta = 45^\circ$  и  $\alpha = 90^\circ$ ,  $\beta = 45^\circ$ , соответствующих -1 и +1 порядкам АО дифракции. Во всех случаях при расчете предполагалось, что  $\Gamma = \pi/2$ .

В отличие от результатов, приведенных на рис. 7.7а,б, ОГ для этих двух случаев не симметричны. Причина этого различия состоит в том, что сдвиги фаз между компонентами,  $\tilde{E}_0^Z$  и  $\tilde{E}_{-1}^X$  при дифракции в -1 порядок и компонентами  $\tilde{E}_0^X$ ,  $\tilde{E}_{+1}^Z$  при дифракции в +1 порядок, не равны. По той же причине коэффициенты оптического усиления, при выборе разных порядков дифракции, различаются. Спектр на рис. 7.8а был получен при  $\sigma = 5.70$ , а на рис. 7.8б - для  $\sigma = 4.15$ . Осцилляции амплитуды огибающей ОГ также вызваны присутствием фазового сдвига, величина которого периодически меняется с числом проходов. Можно уменьшить эти колебания путем введения компенсации фазового сдвига с помощью оптического фазовращателя, установленного в петлю оптической обратной связи. Гребенка, показанная на рис. 7.8а, содержит приблизительно 130 компонент и имеет спектральную ширину 0.2 нм. Спектр представленный на рис. 7.8б, имеет только 30 составляющих и полосу 0.05 нм.

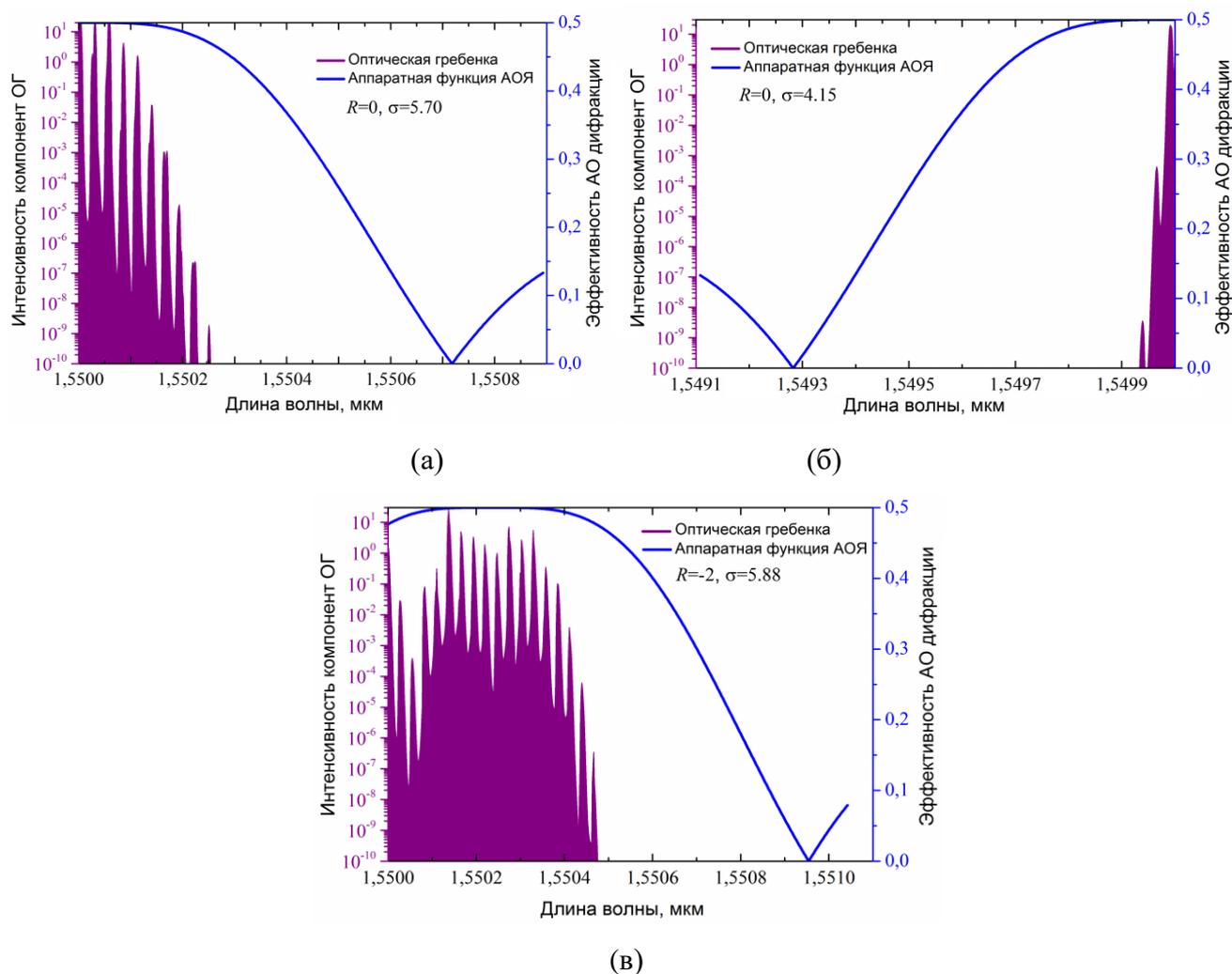


Рис.7.8. Результаты моделирования спектров ОГ и аппаратных функций коллинеарной АО дифракции для компоненты  $I_I$  и различных величин АО расстройки;

(а)  $\alpha = 0^\circ$ ,  $\beta = 45^\circ$ ,  $\sigma = 5.70$ ,  $R = 0$ , -1 порядок дифракции; (б)  $\alpha = 90^\circ$ ,  $\beta = 45^\circ$ ,  $\sigma = 4.15$ ,  $R = 0$ , +1 порядок дифракции; (в)  $\alpha = 0^\circ$ ,  $\beta = 45^\circ$ ,  $\sigma = 5.88$ ,  $R = -2$ ;

Далее было изучено влияние расстройки на ОГ и для этого варианта генерации. Гребенка, представленная на рис. 7.8в, была рассчитана величины расстройки  $R = -2$  ( $f = 185.9265$  МГц) и  $\sigma = 5.88$ . Как и в случае использования компоненты  $I_0$ , рост расстройки приводит к расширению спектра ОГ. Число составляющих увеличивается до 300, а спектральная ширина становится больше чем 0.45 нм.

Последний случай генерации ОГ с эквидистантным спектром в исследуемой системе это использование компоненты светового пучка  $I_2$  при установке  $\alpha = \beta = 45^\circ$ . В этом случае все четыре компоненты светового поля  $\tilde{E}_0^Z$ ,  $\tilde{E}_{-1}^X$ ,  $\tilde{E}_0^X$  и  $\tilde{E}_{+1}^Z$  существуют на выходе фильтра АО и интерферируют друг с другом. При  $\Gamma = \pi$  эффективность АО дифракции 100%, и на выходе остаются только  $\tilde{E}_{-1}^X$  и  $\tilde{E}_{+1}^Z$ . Результаты расчетов представлены на рис. 7.9.

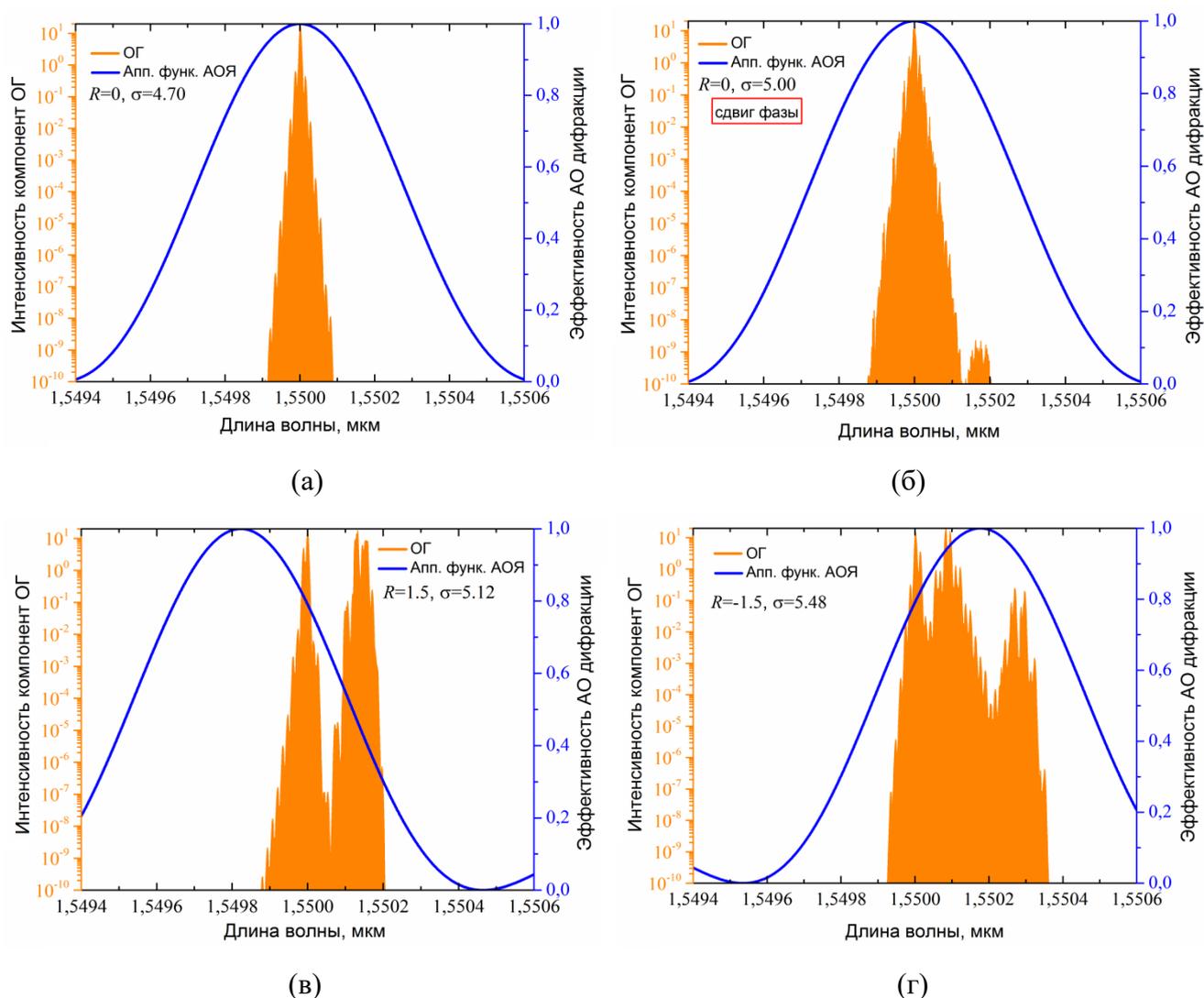


Рис.7.9. Результаты моделирования спектров ОГ и аппаратных функций коллинеарной АО дифракции для компоненты  $I_2$  и различных величин АО расстройки; (а)  $\sigma = 4.70$ ,  $R = 0$ ; (б)  $\sigma = 5.00$ ,  $R = 0$ , с компенсацией АО сдвига фазы; (в)  $\sigma = 5.12$ ,  $R = 1.5$ ; (г)  $\sigma = 5.48$ ,  $R = -1.5$

Оптическая гребенка, генерируемая при нулевой расстройке и  $\sigma = 4.70$ , показана на рис. 7.9а. Как было сказано ранее (п.7.1.1.2, рис. 7.5), в этом случае ОГ содержит компоненты как с более короткими, так и с более длинными длинами волн, чем  $\lambda$  генератора оптической накачки. Эти компоненты создаются за счет существования  $\tilde{E}_{+1}^Z$  и  $\tilde{E}_{-1}^X$  соответственно. Гребенка имеет немного асимметричную форму из-за различных фазовых сдвигов, приобретаемых оптическими волнами, дифрагированными в -1-й и +1-й порядки. Фазовый сдвиг определяет также наличие осцилляций у огибающей ОГ. Представленная на рисунке гребенка содержит 70 компонент и имеет ширину 0.11 нм по уровню -50дБ.

Рисунок 7.9б иллюстрирует случай, когда фазовый сдвиг для +1-го порядка дифракции компенсируется оптическим фазовращателем. Можно наблюдать сглаживание осцилляций амплитуды спектральных составляющих ОГ и трансформацию формы огибающей гребенки. Компенсация фазового сдвига также позволяет использовать большие значения оптического усиления и получить более широкую гребенку. Гребенка, представленная на рис. 7.9б, имеет ту же максимальную интенсивность спектральных компонент, что и показанная на рис. 7.9а, но оптическое усиление, необходимое для ее генерации, составляет  $\sigma = 5.00$ , а не 4.70 как в случае без компенсации. Количество спектральных составляющих увеличивается до 100, а спектральная полоса расширяется до 0.15 нм.

Гребенки, представленные на рис. 7.9в и 7.9г были получены для одинаковых значений расстройки, но с противоположным знаком:  $R = \pm 1.5$ . В этом варианте генерации (компонента  $I_2$ ) рост величины расстройки также вызывает появление провала в спектре ОГ. Для положительных расстроек число спектральных компонент уменьшается – спектр, представленный на рис. 7.9в содержит лишь 60 компонент. Отрицательная расстройка, наоборот, вызывает существенное расширение спектрального диапазона ОГ (0.37 нм) и увеличение количества линий до 250. Также можно заметить, что отрицательные значения АО расстройки требуют больших значений оптического усиления, чем положительные  $\sigma = 5.12$  для  $R = 1.5$  и  $\sigma = 5.48$  для  $R = -1.5$ .

Таким образом, мы изучили три возможных способа генерации оптических гребенок с эквидистантным спектром в исследуемой системе с оптической обратной связью. Переключение между методами генерации осуществляется путем изменения взаимной ориентации поляризаторов и переориентации полуволновой пластинки. Гребенки могут быть получены в двух вариантах односторонней модуляции (применяя компоненты оптического пучка  $I_0$  и  $I_1$ ) и при амплитудной модуляции (с использованием компоненты  $I_2$ ).

При односторонней модуляции число спектральных компонент увеличивается с ростом АО расстройки. Амплитудная модуляция дает возможность генерировать ОГ со спектром,

содержащим длинами волн как с более короткими, так и с более длинными, чем длина волны излучения лазера накачки.

### 7.1.2.3. Влияние параметра Рамана-Ната на характеристики оптических гребенок

Из уравнения (7.15) следует что на амплитуду компонент спектра оптической гребенки влияют следующие параметры – оптические потери в системе, коэффициент усиления оптического усилителя, величина АО расстройки и значение параметра Рамана-Ната, пропорциональное амплитуде акустической волны. Влияние расстройки было рассмотрено в предыдущем разделе диссертационной работы. Теперь рассмотрим влияние величины параметра Рамана-Ната на примере способа генерации ОГ посредством односторонней модуляции с использованием компоненты  $I_0$  [A32].

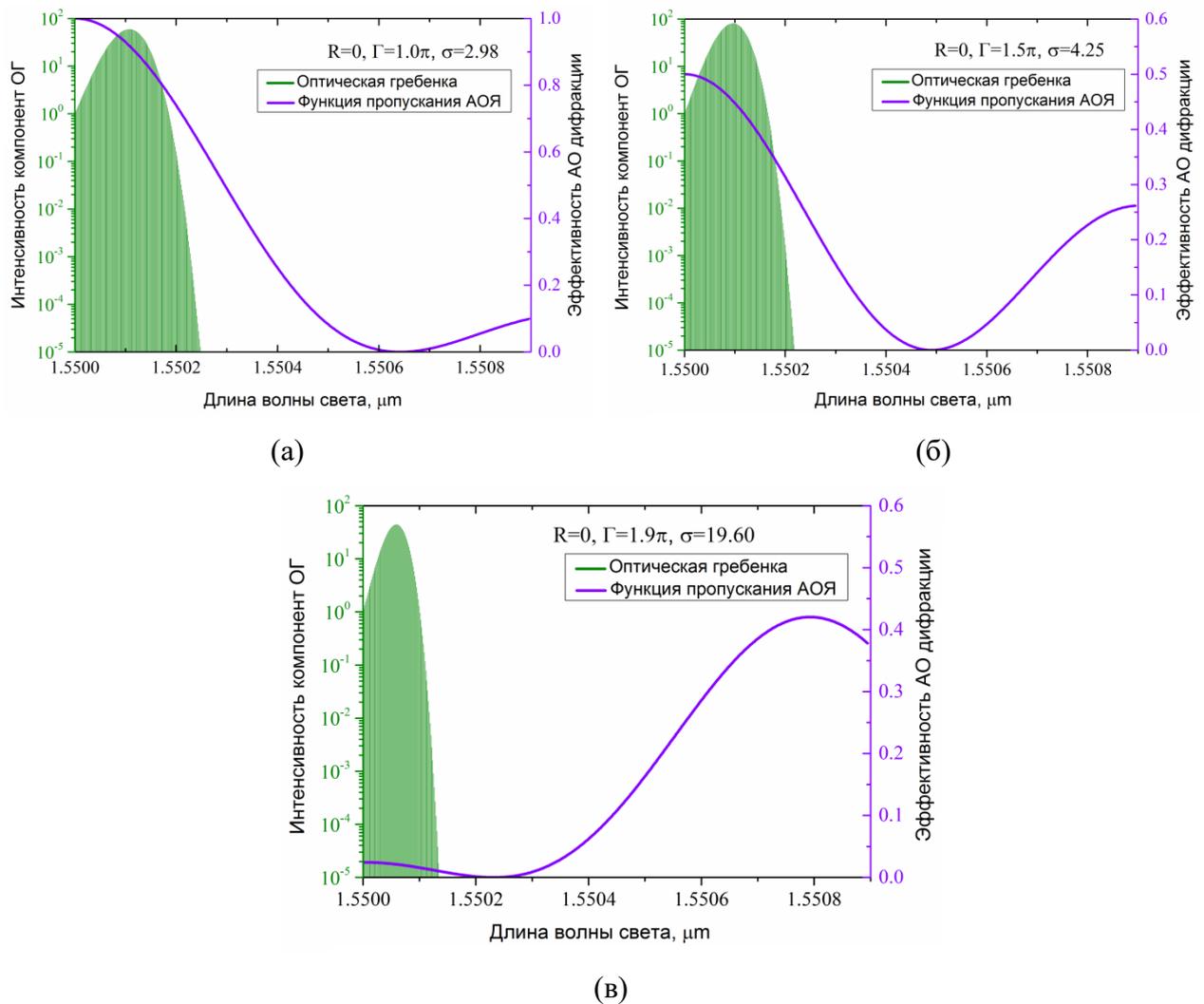


Рис. 7.10. Результаты моделирования спектров ОГ и аппаратных функций коллинеарной АО дифракции для компоненты  $I_0$ , различных величин параметра Рамана-Ната  $\Gamma$ , нулевой расстройки и оптимального оптического усиления; а –  $\Gamma=\pi, \sigma=2.98$ ;

б -  $\Gamma=1.5\pi, \sigma=4.25$ ; в -  $\Gamma=1.9\pi, \sigma=19.6$

Проведем моделирование ОГ с помощью соотношения (7.15) для различных значений  $\Gamma$ . Его результаты при  $R=0$  ( $f = f_{c_1} = 185.96$  МГц) представлены на рис. 7.10. При подборе параметров системы, коэффициент усиления петли оптической обратной связи  $\sigma$  варьировался таким образом, чтобы получить максимально широкую гребенку для выбранной величины  $\Gamma$ .

Аналогично рис. 7.7-7.9 здесь показаны как результаты расчета спектра ОГ, так и аппаратные функции АО фильтра. Из представленных результатов можно сделать вывод, что параметр  $\Gamma$  не влияет на форму огибающей ОГ, но влияет на ее спектральную ширину и число спектральных компонент  $N$ . При увеличении  $\Gamma$ ,  $N$  уменьшается. Уменьшение количества спектральных компонент связано с влиянием параметра Рамана-Ната на функцию пропускания АО ячейки. Интенсивность дифрагированного света пропорциональна  $\sin^2\Gamma$  и максимальная эффективность АО дифракции для компоненты  $I_0$  наблюдается при  $\Gamma = \pi$ . При дальнейшем увеличении значения  $\Gamma$ , эффективность АО взаимодействия убывает и становится равной нулю при  $\Gamma = 2\pi$ .

Еще одним способом управления количеством спектральных компонент, присутствующих в ОГ, является изменение величины параметра Рамана-Ната при фиксированном значении усиления цепи обратной связи (если  $\Gamma = \pi$ , то оптимальное значение усиления  $\sigma=2.98$ ).

Были проведены вычисления изменения числа спектральных компонент ОГ с амплитудой более -50 дБ, при изменении параметра Рамана-Ната в диапазоне от  $0.2\pi$  до  $1.9\pi$ , для фиксированного оптического усиления ( $\sigma=2.98$ ) и для варианта, когда величина  $\sigma$  выбирается оптимальной для каждого значения  $\Gamma$ .

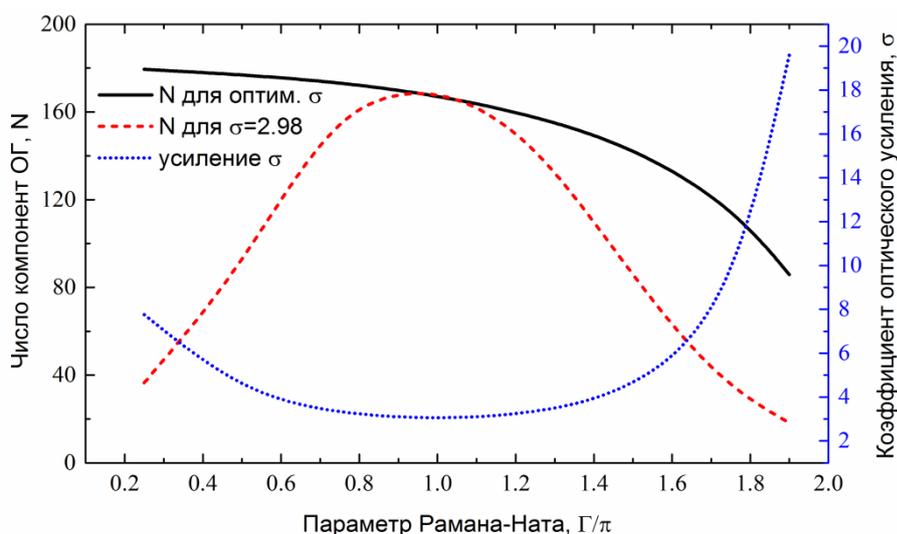


Рис.7.11. Зависимости числа компонент ОГ для оптимального (сплошная линия) и фиксированного оптического усиления (штриховая линия) и величины оптимального усиления (пунктирная линия) от параметра Рамана-Ната.

Результаты этих расчетов приведены на рис. 7.11. Зависимость числа спектральных компонент  $N$  от параметра Рамана-Ната при фиксированном  $\sigma$  показана штриховой линией. Она иллюстрирует влияние эффективности АО дифракции на ОГ.

Поскольку интенсивность дифрагированного света пропорциональна  $\sin^2\Gamma$ , то потери света в системе зависят от  $\Gamma$  и будут самыми низкими вблизи  $\Gamma = \pi$ . Таким образом, ОГ будет содержать максимальное количество спектральных компонент (170), когда  $\Gamma = \pi$ , число компонент уменьшается как для более низких, так и для более высоких величин  $\Gamma$ , поскольку в обоих случаях эффективность АО дифракции будет меньше чем при  $\Gamma = \pi$ .

Зависимость числа компонент от параметра Рамана-Ната для оптимальных значений  $\sigma$  показана сплошной кривой. Ее форма полностью отличается от варианта с фиксированным значением  $\sigma$ . Количество спектральных линий ОГ уменьшается с увеличением акустической мощности от 180 до 90. Пунктирная линия показывает зависимость оптимального оптического усиления от параметра Рамана-Ната, необходимого для получения значений  $N$ , показанных сплошной линией. Эта зависимость имеет максимумы, соответствующие малым и большим значениям  $\Gamma$  поскольку в этих случаях эффективность АО дифракции мала, и, следовательно, общие оптические потери в системе велики.

Кроме того, как было отмечено ранее, количество спектральных компонент зависит от спектральной селективности АО ячейки (ширины полосы пропускания), уменьшая длину АО взаимодействия  $l$ , мы можем пропорционально увеличивать количество спектральных компонент в ОГ.

#### *7.1.2.4. Моделирование оптических гребенок в системе с двумя цепями обратной связи*

Теперь подробно рассмотрим процесс генерации chirпированных ОГ в системе с двумя цепями обратной связи – оптической и электрической

Цепь электрической обратной связи включает собственный поляризатор, установленный после светоделителя с коэффициентом деления  $\epsilon$ . Феноменологическая модель для этой системы была рассмотрена в п.7.1.1.2. Для такой конфигурации генератора оптических гребёнок исследуем подробно только вариант односторонней модуляции с применением компоненты  $I_0$ , поскольку только в этом случае отсутствует оптический фазовый сдвиг, вызывающий осцилляции интенсивности спектральных компонент ОГ, и спектр гребенки не содержит дополнительных спектральных компонент - сателлитов.

Будем полагать, что излучение лазера накачки содержит одну спектральную компоненту с длиной волны  $\lambda$ , а нормированное электромагнитное поле на входе системы равно  $\vec{E}_{seed} = 1$ . Ориентация поляризаторов выбирается так, чтобы  $\alpha = 0^\circ$  и  $\beta = 90^\circ$ . Поляризатор в цепи

электрической обратной связи ориентирован под углом  $\gamma = 45^\circ$ , чтобы получить максимальную величину радиосигнала в цепи обратной связи (Глава 5).

Считаем, что усиление электрической обратной связи достаточно велико, и система работает в режиме генерации. Таким образом, АО расстройка равна нулю для всех компонент оптического спектра, поскольку для каждой компоненты возбуждается своя акустическая волна с частотой соответствующей условию АО синхронизма. В этом случае электромагнитное поле на выходе оптической обратной связи после первого прохода равно:

$$\tilde{E}_{out} = v(1 - \chi)\sigma\epsilon\tilde{E}_{seed} \sin \frac{\Gamma_1}{2} \exp(-jk_e l)\delta(\omega - \omega_1) \quad (7.19)$$

где  $\Gamma_1$  – параметр Рамана-Ната для излучения накачки с длиной волны  $\lambda$  и нормированной интенсивностью  $I_{seed} = 1$ . Расчет значения  $\Gamma_1$  основан на условиях баланса фаз и амплитуд в системе с цепью электрической обратной связи, при условии низкой эффективности АО дифракции (п.5.2.2.2). В рассматриваемой системе генерации ОГ условия баланса амплитуд определяются уравнением:

$$\Gamma_1 = \frac{\rho\kappa\psi v(1 - \epsilon)}{2} I_i \sin \Gamma_1 \quad (7.20)$$

где  $\rho$  – чувствительность фотоприемника цепи обратной связи,  $\kappa$  – коэффициент усиления цепи обратной связи,  $\psi$  – эффективность пьезопреобразователя АО ячейки,  $I_i$  – интенсивность спектральной компоненты оптического излучения. Акустическая волна будет возбуждаться в АО ячейке, только в случае выполнения условия (7.20).

Пороговое значение коэффициента усиления для возбуждения акустической волны, соответствующей спектральной компоненте ОГ с номером  $m$  и интенсивностью  $I_{im}$  имеет вид:

$$\kappa = \frac{2}{\rho\psi v(1 - \epsilon)I_{im}} \quad (7.21)$$

После  $N$  проходов по цепи обратной связи, при условии выполнения условий баланса фаз и амплитуд для каждой спектральной компоненты, интенсивность на выходе оптической цепи обратной связи будет описываться следующим соотношением:

$$\tilde{E}_N = \tilde{E}_{seed} \sum_{n=1}^N [v\epsilon(1 - \chi)\sigma]^n \prod_{m=1}^n \sin \left( \frac{\Gamma_m}{2} \right) \quad (7.22)$$

где  $\Gamma_m$ :

$$\Gamma_m = \tilde{E}_{seed} [v\epsilon(1 - \chi)\sigma]^{m-1} \prod_{m=2}^n \sin \left( \frac{\Gamma_{m-1}}{2} \right) \frac{\rho\kappa\psi v(1 - \epsilon)}{2} \sin \Gamma_m \quad (7.23)$$

Длины волн спектральных компонент ОГ определяются формулой (7.7). Уравнения (7.22) и (7.23) могут быть использованы для моделирования chirпированных оптических гребенок.

Были выбраны следующие параметры для моделирования:  $\nu = 0.5$ ,  $\chi = 0.3$ ,  $\epsilon = 0.7$ ,  $\psi = 0.9$  и  $\rho = 0.7$ . Коэффициенты усиления электрической обратной связи  $\kappa$  и оптической петли  $\sigma$  варьировались таким образом, чтобы получить максимально широкую гребенку. Коэффициент  $\kappa$  также должен превышать пороговое значение (7.21). Его величина зависит от интенсивности светового излучения, которая, в свою очередь, зависит от коэффициента усиления цепи оптической обратной связи.

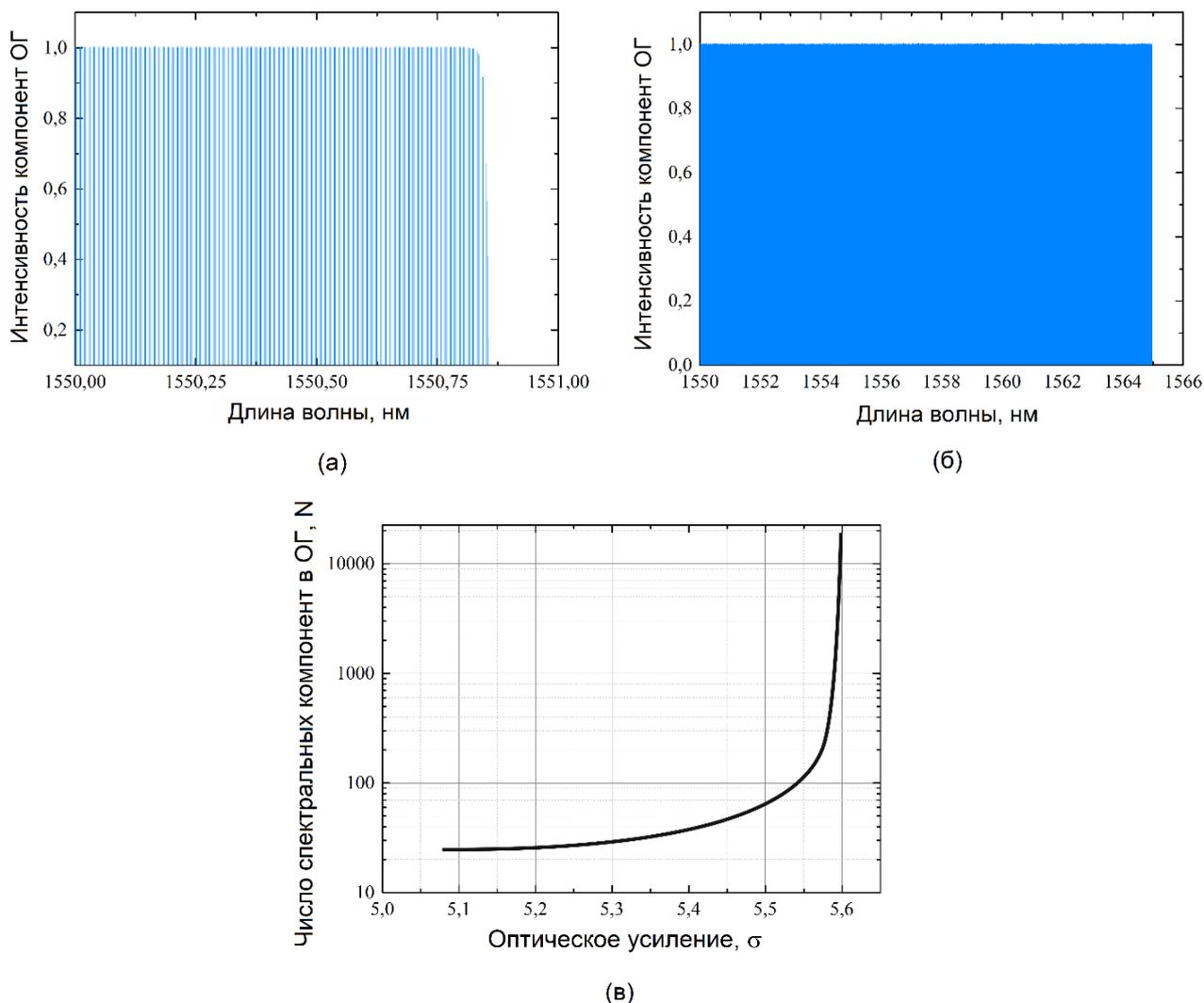


Рис. 7.12. Расчетные спектры чирпированной ОГ, полученные посредством односторонней модуляции в системе с двумя цепями обратной связи для коэффициентов оптического усиления (а)  $\sigma = 5.59$  и (б)  $\sigma = 5.60$ , и зависимость числа компонент в спектре ОГ от величины оптического усиления  $\sigma$

На рисунках 7.12а,б представлены результаты моделирования спектров ОГ, выполненные для  $\kappa = 35$  и двух значений коэффициентов усиления оптической обратной связи:  $\sigma = 5.59$  и  $\sigma = 5.60$ . Расчеты проводились для случая, когда параметры системы, прежде всего, чувствительность детектора и эффективность пьезопреобразователя, не зависят от длины волны

оптического излучения и частоты радиосигнала. Для представленного спектрального диапазона это предположение является верным, поскольку характеристики всех оптических и электрических элементов системы существенно не изменяются в этой полосе. В случае, показанном на рис. 7.12а, усиление схемы оптической обратной связи недостаточно для создания широкой оптической гребенки. Гребенка, изображенная этом рисунке, содержит только около 580 спектральных линий.

Увеличивая оптическое усиление (с  $\sigma = 5.59$  до  $\sigma = 5.60$ ), можно получить гораздо более широкую гребенку. Спектральная ширина гребенки не ограничена механизмом генерации новых частотных компонент из предыдущих и полушириной аппаратной функции АО фильтра. Прежде всего, оно ограничено такими параметрами системы как спектральные зависимости коэффициента усиления оптического усилителя, чувствительности фотоприемника цепи обратной связи и КСВ АО ячейки.

Спектр ОГ, приведенный на рис. 7.12б, содержит  $\sim 10^4$  спектральных линий, и это только часть генерируемой оптической гребенки. Поскольку ОГ chirпирована, то спектральный интервал  $\Delta\lambda_N$  (формула 7.6) между соседними компонентами увеличивается в представленной полосе длин волн с  $1.490 \times 10^{-3}$  нм до  $1.503 \times 10^{-3}$  нм (в частотном представлении с 185.927 МГц до 187.549 МГц).

Моделирование зависимости числа спектральных линий в гребенке от оптического усиления  $\sigma$ , проведенного для идеального случая (все параметры системы не зависят от длины волны света и частоты радиосигнала), показано на рис. 7.12в. Количество компонент ОГ имеет экспоненциальную зависимость от оптического усиления. Увеличение оптического усиления от 5.1 до 5.6 приводит к увеличению количества спектральных линий от 25 до более чем  $10^4$ .

В действительности, ячейка АО может иметь примерно одинаковые электрические характеристики в диапазоне длин волн, изменяющихся на октаву [421]. Таким образом, представленная система с оптической и электрической обратной связью в идеальном случае позволяет получать оптические гребенки, столь же широкие, как диапазон работы АО ячейки, но ширина реальной гребенки будет ограничена спектральными характеристиками других элементов, входящих в систему генерации, например, характеристиками оптического усилителя, фотоприемника, фазовращателя электрического сигнала и т.д. Следует отметить, что в описанной системе оптическая фаза каждой спектральной компоненты гребенки является фиксированной и строго определяется фазовыми задержками на оптическом пути. Эта зависимость фазы от номера спектральной линии может контролироваться коммерчески доступными фазовращателями или может быть легко компенсирована отрезком стандартного оптического волокна с дисперсией.

## 7.2. Генерация оптических гребенок и широкоапертурная геометрия АО дифракции

В предыдущем разделе были рассмотрены варианты генерации АО оптических гребенок в системах, использующих коллинеарное АО взаимодействие для последовательного сдвига частоты оптического излучения. Коллинеарная геометрия АО дифракции имеет определенные преимущества – позволяет генерировать chirпированные оптические гребенки без применения внешнего ВЧ генератора и эквидистантные гребенки в трех вариантах, используя поляризационные особенности, уникальные для АО взаимодействия.

К сожалению, коллинеарные АО ячейки имеют и недостатки, они изготавливаются из материалов, которые имеют сравнительно низкое АО качество и требуют применения высокой мощности ультразвука для эффективной работы.

Поэтому интересно рассмотреть и применение других геометрий АО дифракции в системах генерации АО гребенок [A50, A110]. Тем более, как было сказано ранее, в существующих работах [417], посвященных генерации ОГ акустооптическими методами, влиянию характеристик АО дифракции на свойства ОГ не уделяется должного внимания.

В этом разделе диссертационной работы проводится анализ характеристик широкоапертурных АО ячеек [337,421-424], изготовленных на основе кристалла парателлурита, с целью определения геометрий АО взаимодействия, оптимальных для генерации АО ОГ.

Кристалл парателлурита был выбран потому, что он, на сегодняшний день, является наиболее важным АО материалом с очень высоким показателем АО качества. Чем выше АО качество, тем меньшая акустическая мощность требуется для эффективной работы устройства. С одной стороны, это упрощает электрическую часть системы, а с другой – повышает ее температурную стабильность (частота синхронизма АО взаимодействия изменяется в зависимости от температуры кристалла АО из-за изменения скорости распространения акустической волны (Глава 4), это приводит к появлению АО расстройки, влияющей на форму огибающей ОГ [A26,A49]).

Широкоугольная геометрия АО взаимодействия была выбрана поскольку она менее чувствительна к углу падения света на АО ячейку, что означает упрощение процесса оптической юстировки системы и снижает ее чувствительность к хроматическим аберрациям.

В процессе исследования, аналогично разделу 7.1, не будут учитываться характеристики реальных оптических усилителей, прежде всего, их спектральный диапазон работы. Будем полагать, что цепь оптической обратной связи имеет некоторый коэффициент усиления, который не зависит от длины волны оптического излучения. Также не будем учитывать изменение электрических характеристик АО ячеек в широком диапазоне частот ультразвука, предполагая, что они являются константами.

Как и в случае применения коллинеарной геометрии АО дифракции, генерация ОГ в широкоапертурной геометрии АО взаимодействия возможна в двух схемах – только с оптической обратной связью и при наличии двух цепей обратной связи – оптической и электрической.

Схема только с оптической обратной связью соответствует рис. 7.1, сдвиг частоты реализуется за счет анизотропной АО дифракции в АО фильтре. Спектр электромагнитного излучения на выходе цепи оптической обратной связи после  $N$  проходов через систему будет описываться выражениями (7.16) и (7.17), с той разницей, что в  $K_m = \sqrt{\Gamma^2 + R_m^2}$  безразмерная расстройка будет описываться выражением, соответствующим широкоапертурной геометрии АО дифракции.

В работах [425,426] было показано, что расстройка для общего случая не коллинеарной АО дифракции, с учетом сноса акустической энергии ультразвукового пучка описывается выражением:

$$R = \frac{2\pi l \cos \phi_s}{\lambda} \cdot \left\{ n_a \cos(\Theta_B + \phi_s) - \frac{n_o n_e \cos(\varphi_d + \phi_s)}{\sqrt{n_o^2 \sin^2(\varphi_d + \phi_s) + n_e^2 \cos^2(\varphi_d + \phi_s)}} \mp \frac{\lambda f_g}{V} \sin \phi_s \right\} \quad (7.24)$$

где  $\phi_s$  – угол сноса акустической энергии,  $\varphi_d$  – угол дифракции, отсчитываемый от оси [110] кристалла парателлурита,  $n_o$  и  $n_e$  – показатели преломления парателлурита для обыкновенной и необыкновенной световых волн,  $n_a$  – показатель преломления с учетом оптической активности,  $l$  – длина АО взаимодействия.

Схема с двумя цепями обратной связи соответствует рис. 7.2, где сигнал в электрической цепи формируется за счет оптического гетеродинамирования, реализованного в по схеме №1 или №2 рассмотренным в п.6.4 главы 6. Спектр электромагнитного излучения на выходе цепи оптической обратной связи после  $N$  проходов через АО фильтр и цепь оптической обратной связи будет описываться выражениями (7.22) и (7.23).

Решая уравнение (4.3) построим зависимости угла Брэгга от частоты для диапазона углов среза кристалла парателлурита от 0 до 20° и длины волны оптического излучения 0.633 мкм. Результаты расчета приведены на рис. 7.13.

Представленные зависимости имеют две особенности. Во-первых, для каждого угла среза  $\alpha$  есть две точки, в которых выполняется условие  $\delta f_c / \delta \vartheta_B = 0$  [301,304,427,428]. Эти точки отмечены на рисунке кругами и ромбами.

Первая точка соответствует относительно низким частотам ультразвука и небольшим углам Брэгга, поэтому мы будем называть ее низкочастотной (НЧ) или приосевой. Вторая

наблюдается при высоких частотах и больших углах Брэгга; поэтому мы будем называть его высокочастотной (ВЧ).

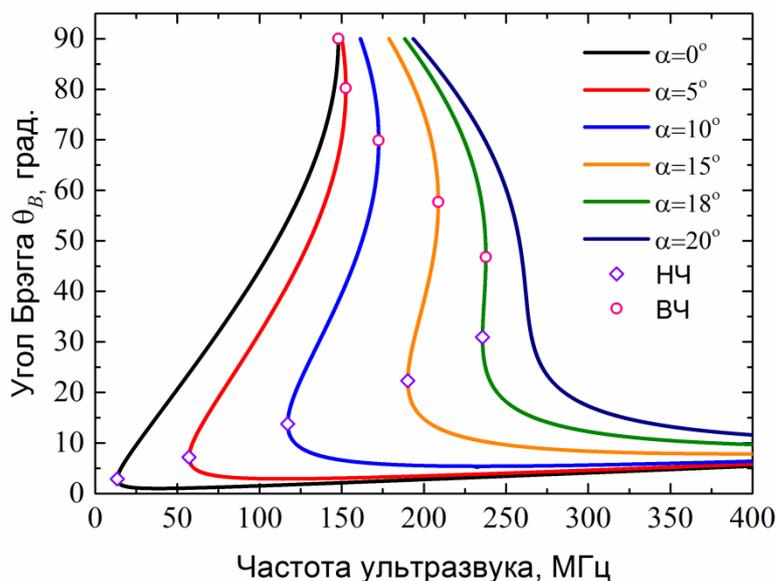


Рис. 7.13. Углочастотные характеристики АО дифракции в кристалле диоксида теллура

Вторая особенность заключается в том, что широкоугольная геометрия дифракции АО наблюдается только в определенном диапазоне углов среза кристалла. Для парателлурита этот диапазон лежит между 0 и 18.9 градусами, немного меняясь с длиной волны светового излучения.

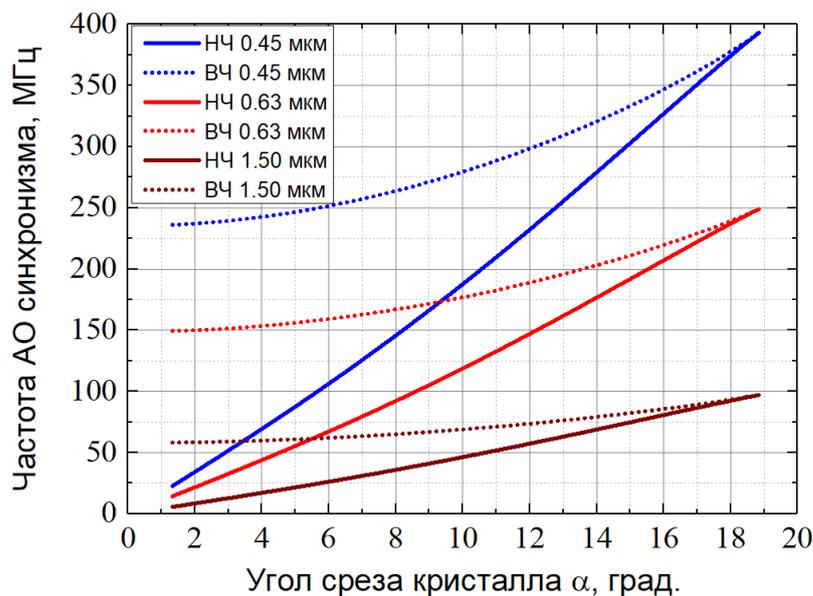


Рис. 7.14. Зависимости частот АО синхронизма для НЧ и ВЧ широкоапертурной дифракции от угла среза кристалла парателлурита

Зависимости, иллюстрирующие влияние угла среза парателлурита  $\alpha$  на частоту фазового синхронизма широкоапертурной АО дифракции, показаны на рис. 7.14. Эти кривые определяют

спектральное расстояние между компонентами ОГ. Моделирование проводилось для трех длин волн оптического излучения 0.45 мкм, 0.63 мкм и 1.50 мкм. Здесь и далее сплошные линии соответствуют низкочастотной (НЧ) широкоугольной АО дифракции, а пунктирные линии - высокочастотной (ВЧ).

Частота фазового синхронизма в обоих случаях увеличивается с углом  $\alpha$ . Зависимости для НЧ дифракции, в отличие от ВЧ геометрии, являются линейными. Частота ультразвука увеличивается с уменьшением оптической длины волны. Частота ультразвука изменяется примерно в 17.5 раз для НЧ геометрии и в 1.7 раза для ВЧ геометрии.

Общий вид широкоугольной ячейки АО представлен на рис. 7.15. Акустическая волна возбуждается пьезоэлектрическим преобразователем длины  $d$  и распространяется в кристалле парателлурита со сносом акустической энергии, определяемым углом  $\phi_s$  и зависящим от угла среза  $\alpha$ . Длина АО ячейки равна  $L$ , ширина -  $D$ . Направление распространения светового пучка определяется углом Брэгга  $\vartheta_B$  и углом падения света на акустическую волну  $\varphi_i = \theta_i + \phi_s$ , где  $\theta_i$  – определяет направление распространения падающего светового пучка в кристалле относительно оси  $[110]$ . В рассматриваемом случае угол сноса принимает отрицательные значения, поскольку он отсчитывается от оси  $[110]$  в направлении, противоположном направлению отсчета углов  $\vartheta_B$  и  $\varphi_i$ .

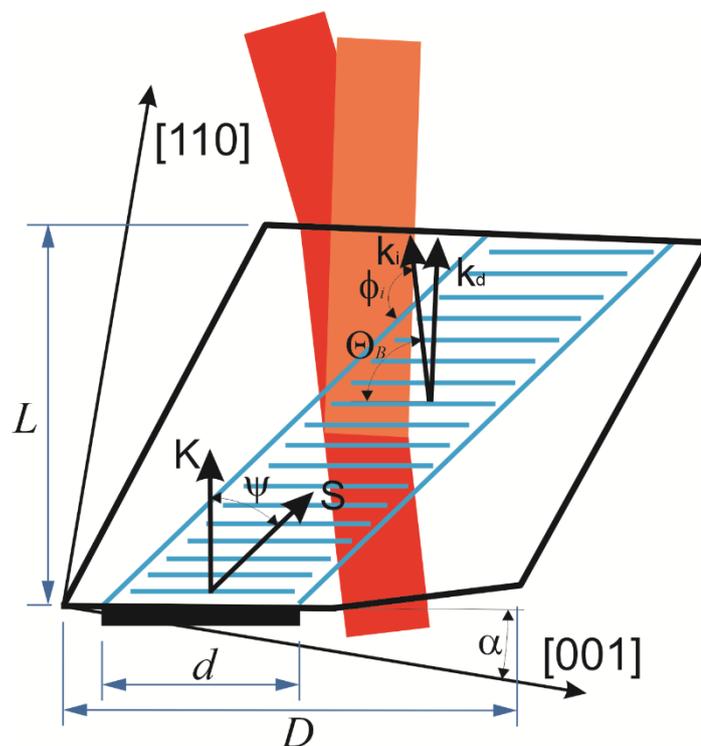


Рис. 7.15. Общая схема АО ячейки

Зависимости углов Брэгга  $\vartheta_B$  и углов падения светового пучка  $\varphi_i$  от угла  $\alpha$  для НЧ и ВЧ геометрий показаны на рис. 7.16. На этом же рисунке представлена известная зависимость угла

сноса акустической энергии от направления в плоскости  $(1\bar{1}0)$  диоксида теллура.

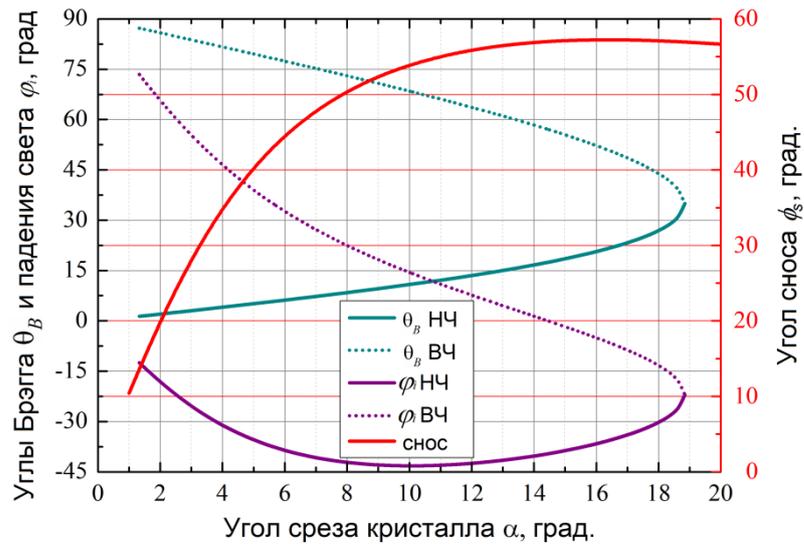


Рис. 7.16. Зависимости углов Брэгга  $\vartheta_B$ , падения  $\varphi_i$  и сноса  $\phi_s$  для НЧ и ВЧ широкоапертурной АО дифракции от угла среза кристалла  $\alpha$

Угол  $\vartheta_B$  уменьшается от  $87^\circ$  ( $\vartheta_B=90^\circ$  соответствует коллинеарной АО дифракции) до  $35^\circ$  для ВЧ случая, при увеличении  $\alpha$  от  $1.3^\circ$  до  $18.9^\circ$ . Мы не рассматриваем значения угла среза меньше  $1.3^\circ$ , так как в этом случае размеры ВЧ АО ячейки будут слишком большими для существующей технологии выращивания кристаллов парателлурита. В приосевой геометрии АО дифракции имеет место противоположная ситуация - угол  $\vartheta_B$  увеличивается с примерно  $1.3^\circ$  до  $35^\circ$ . Угол сноса также растет с углом  $\alpha$ . Максимальный снос, равный  $57.25^\circ$  наблюдается при  $\alpha = 16.5^\circ$ .

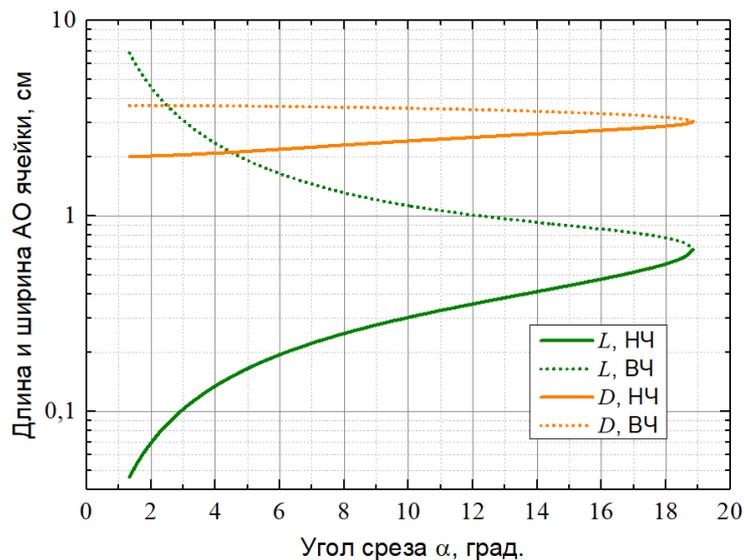


Рис.7.17. Зависимости длины  $L$  и ширины  $D$  АО ячейки, требуемых для практической реализации исследованных геометрий широкоугольной АО дифракции, от угла среза кристалла парателлурита

Принимая во внимание зависимости, показанные на рис. 7.16, и применяя простые геометрические построения, можно оценить минимальные размеры АО ячейки, необходимые для практической реализации всех возможных геометрий ВЧ и НЧ дифракции (рис. 7.17). При построениях также предполагалось, что световой луч должен полностью пересекать ультразвуковой пучок шириной 2 см (определяется размером преобразователя).

Оказалось, что в случае низкочастотной широкоапертурной дифракции, длина и ширина АО ячейки увеличиваются с углом  $\alpha$ . Чрезвычайно малое значение минимальной длины  $L$  (менее 0.1 см), необходимое для реализации НЧ дифракции при  $\alpha < 3^\circ$ , объясняется тем, что геометрия АО дифракции близка к ортогональной. Ширина кристалла АО в этом случае определяется главным образом длиной пьезоэлектрического преобразователя  $d$ .

Рост  $L$  с увеличением угла среза в случае НЧ дифракции объясняется увеличением угла Брэгга и угла падения светового пучка (см. рис. 7.16). Рост угла  $\varphi_i$  означает, что площадь пересечения оптического и ультразвукового пучков увеличивается.

Противоположная ситуация имеет место для ВЧ геометрии широкоапертурной дифракции. Уже упоминалось, что значения углов  $\alpha = 0^\circ$  и  $\vartheta_B = 90^\circ$  соответствуют коллинеарной геометрии АО дифракции. При  $\alpha = 0^\circ$ , снос энергии отсутствует, поэтому длина области пересечения светового и ультразвукового пучков бесконечна. С увеличением угла среза снос появляется и растет, поэтому размер области пересечения пучков уменьшается.

Таким образом, длина и ширина АО ячейки уменьшаются с увеличением  $\alpha$ . Следует отметить, что результаты моделирования, представленные на рис. 7.17, имеют место при  $d=2$  см и изменение длины пьезопреобразователя приведет к изменению размеров АО ячейки.

### ***7.2.1 Расчет спектральных характеристик АО фильтров и генерируемых оптических гребенок***

Мы определили ультразвуковые частоты, соответствующие широкоугольной АО дифракции для различных углов среза кристалла  $\alpha$  (т.е. определили возможные значения спектрального интервала между компонентами ОГ), и оценили необходимые размеры АО ячеек. Рассмотрим далее характеристики широкоугольной АО дифракции, имеющие наибольшее значение для генерации АО ОГ. Эти параметры – АО качество  $M$  и полоса пропускания АО ячейки  $\delta\lambda$ . АО качество определяет акустическую мощность, необходимую для эффективной работы АО ячейки. Чем выше  $M$ , тем ниже мощность, требуемая для достижения максимальной эффективности дифракции, и генерации наибольшего количества спектральных ОГ компонент, которые можно получить с этой ячейкой в системе с двумя цепями обратной связи.

Известно, что АО качество при анизотропном АО взаимодействии определяется следующим выражением:

$$M = \frac{n_o^3 n_e^3 p_{eff}^2}{\rho V^3} \quad (7.25)$$

где  $V$  – скорость акустической волны,  $\rho$  – плотность среды, а  $p_{eff}$  – эффективная фотоупругая константа, которая в плоскости  $(1\bar{1}0)$  парателлурита определяется как [439]:

$$p_{eff} = \frac{p_{12} - p_{11}}{2} \cos \alpha \cos(\varphi_i + \alpha) + p_{44} \sin \alpha \sin(\varphi_i + \alpha) \quad (7.26)$$

где  $p_{ij}$  – компоненты тензора фотоупругости.

Полоса пропускания АО ячейки  $\delta\lambda$  определяется как ширина ее аппаратной функции, вычисленной с помощью соотношения (5.16) при подстановке расстройки (7.24), по уровню 0.5 от максимума. Расчет проводился для длин волн  $\lambda = 0.45$  мкм, 0.63 мкм и 1.50 мкм. Результаты представлены на рис. 7.18.

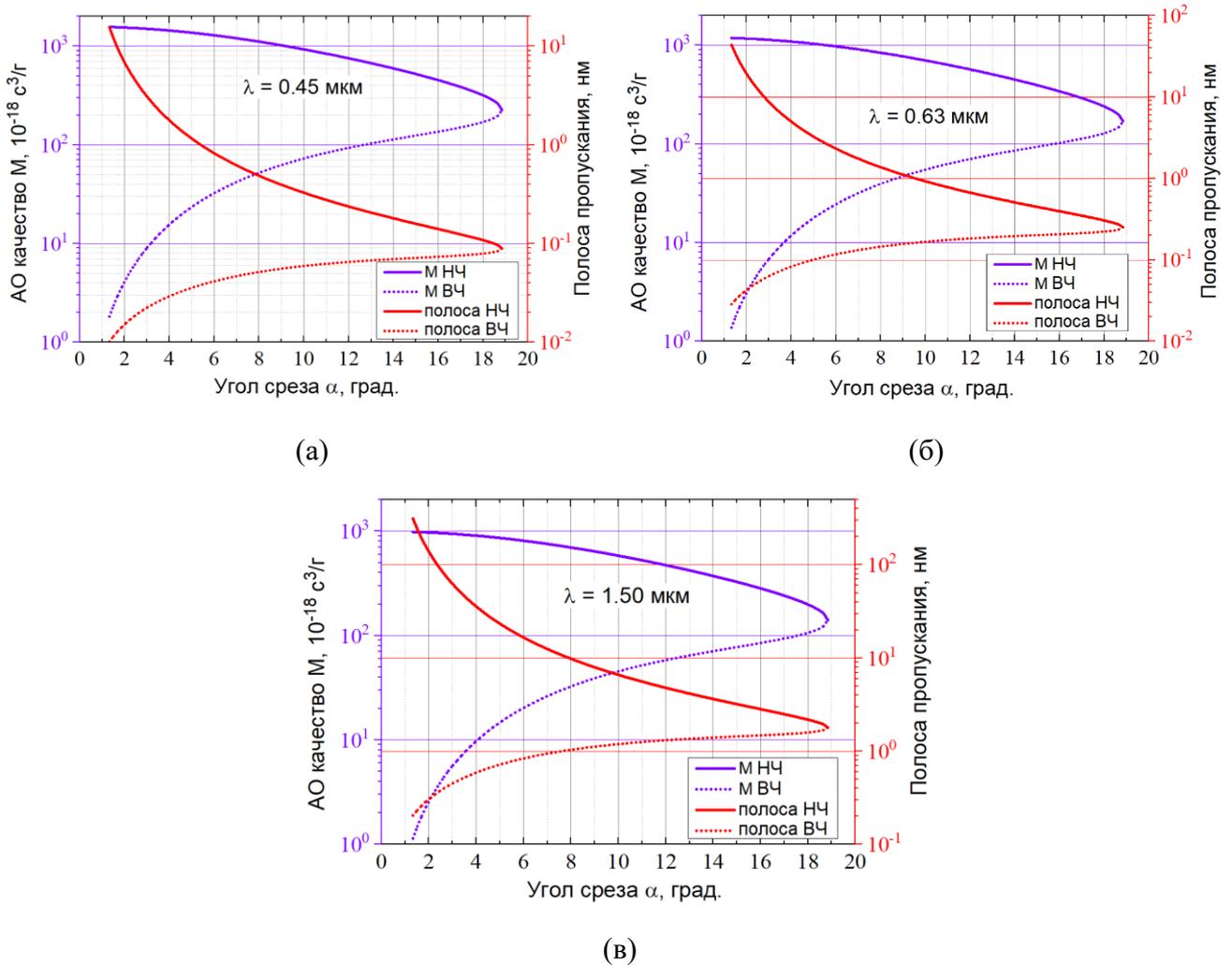


Рис. 7.18. Зависимости АО качества  $M$  и ширины полосы пропускания  $\delta\lambda$  аппаратных функций НЧ и ВЧ широкоапертурной АО дифракции от угла среза кристалла

Представленные на этом рисунке зависимости имеют одинаковую форму, но отличаются численными значениями. Можно заметить, что и  $\delta\lambda$ , и  $M$  уменьшаются с увеличением угла среза для случая НЧ дифракции. Полоса пропускания в исследованном диапазоне углов среза изменяется в 174 раз, а  $M$  уменьшается в 7 раз. Для случая ВЧ дифракции наблюдается противоположная ситуация - и  $M$ , и  $\delta\lambda$  возрастают с увеличением  $\alpha$ ,  $\delta\lambda$  увеличивается в 9 раз, а  $M$  - в 123 раза.

АО качество уменьшается с увеличением длины оптической волны, а полоса пропускания, наоборот, увеличивается. Оба эти эффекта типичны для АО взаимодействия.

Таким образом, если требуется АО ячейка с широкой полосой пропускания (генерация гребенок в системе только с оптической обратной связью), следует выбрать вариант НЧ широкоапертурной дифракции с малыми углами среза. Если требуется чрезвычайно высокая спектральная селективность (генерация гребенок в системе только с двумя цепями обратной связи), следует использовать ВЧ геометрию также с малыми углами среза, но в этом случае значения АО качества  $M$  будут сравнительно небольшими.

Среди исследованных геометрий взаимодействия можно найти такие, которые обеспечат гораздо большее спектральное разрешение и величину  $M$ , чем те, что достигаются в обычных коллинеарных АО фильтрах, изготовленных из кристаллов молибдата кальция или ниобата лития.

Следует отметить, что представленные результаты имеют место для пьезоэлектрического преобразователя длиной  $d = 2$  см, а величина  $\delta\lambda$  пропорциональна этому значению.

С помощью результатов, представленных на рис. 7.14 и 7.18, можно оценить количество спектральных компонент ОГ, генерируемых с помощью АО ячеек с различными углами среза в системе только с оптической обратной связью.

Можно использовать следующий метод для сравнения различных широкоугольных АО ячеек. В [A26] было показано, что ширина спектра ОГ определяется главным образом полосой пропускания АО ячейки, поэтому чем шире  $\delta\lambda$ , тем больше спектральных линий будет генерироваться. Спектральный интервал между линиями ОГ  $\Delta\lambda$  определяется частотой ультразвуковой волны, возбуждаемой в АО ячейке. При отсутствии АО расстройки, эта частота равна  $f_c$ . Таким образом, число спектральных линий ОГ  $N$  в случае выполнения условия фазового синхронизма будет определяться как:

$$N = \frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} \quad (7.27)$$

где:

$$\Delta\lambda = \frac{f_c \lambda^2}{\frac{c}{n_i} - f_c \lambda} \quad (7.28)$$

где  $c$  – скорость света.

Если частота генератора  $f_g$  не совпадает с частотой АО синхронизма  $f_c$ , появляется расстройка, которая, как было показано в п.7.1.2.2., вызывает увеличение спектральной ширины ОГ. В [A26] показано, что появление расстройки, при соответствующем увеличении коэффициента оптического усиления, может увеличить количество спектральных компонент и ширину ОГ примерно в 2 раза.

Результаты расчета количества спектральных линий  $N$  в ОГ в зависимости от угла среза, для обоих вариантов широкоапертурной дифракции показаны на рис.7.19.

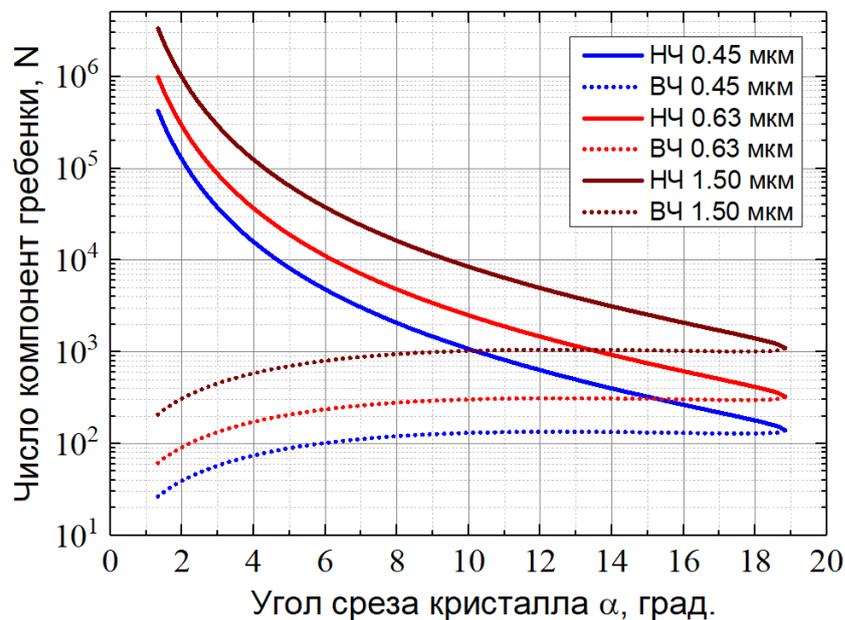


Рис. 7.19. Зависимость количества спектральных линий ОГ  $N$  в полосе пропускания АО ячейки  $\delta\lambda$  от угла среза  $\alpha$  для НЧ и ВЧ широкоапертурной АО дифракции

Можно заметить, что для случая НЧ дифракции  $N$  уменьшается с  $\alpha$  и наоборот для ВЧ случая.

Самые большие значения  $N$  в НЧ случае для исследуемой области спектра. превосходят  $10^5$  линий. Анализируя результаты, представленные на рис. 7.14 и рис. 7.17-7.19 можно сделать следующий вывод: максимальные значения  $\delta\lambda$  и  $N$  будут наблюдаться для диапазона углов среза между  $1.5^\circ$  и  $4^\circ$ . Для длины преобразователя  $d = 2$  см можно достичь величины  $10^5$ - $10^6$  спектральных составляющих в гребенке. Спектральная ширина ОГ варьируется в диапазоне от 0.2 до 2 нм для  $\lambda = 0.45$  мкм, 2-10 нм для  $\lambda = 0.63$  мкм и 10-20 нм для  $\lambda = 1.50$  мкм. Этот диапазон углов среза кристалла  $\text{TeO}_2$  соответствует значению АО качества порядка  $1000 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$ , поэтому для эффективной работы системы требуется низкая акустическая

мощность. Единственным недостатком выбранного диапазона углов среза можно считать низкие частоты ультразвука, что означает малый спектральный интервал между компонентами ОГ.

Если требуется больший спектральный интервал, следует выбирать большие углы среза. Как показано на рис. 7.14, выбором значения угла среза можно изменять спектральный интервал для НЧ дифракции более чем в 17 раз. Можно также увеличить спектральную ширину ОГ и количество линий, уменьшая длину преобразователя и вводя АО расстройку. Например, если задать  $d = 0.4$  см, то  $\delta\lambda$  и  $N$  увеличатся в 5 раз. Наличие расстройки может увеличить ширину спектра ОГ и  $N$  еще примерно в 2 раза [A26]. Таким образом, можно получить ОГ со спектральной шириной, варьирующейся от 2 нм для  $\lambda = 0.45$  мкм до 200 нм для  $\lambda = 1.5$  мкм, содержащую  $10^6$ - $10^7$  линий.

Конечно, в реальных системах генерации ОГ будет трудно достичь таких значений спектральной полосы, прежде всего, из-за характеристик оптических усилителей.

Высокочастотная широкоапертурная геометрия АО дифракции была изучена с целью применения в схеме генерации ОГ с оптической и оптоэлектронной цепями обратной связи. В этом случае чем меньше спектральных линий в полосе пропускания АО ячейки, тем лучше для функционирования системы.

Следует также иметь в виду, что значения  $M$  должны быть достаточно высокими, чтобы снизить порог самовозбуждения системы.

Исследование показало, что для ВЧ геометрии лучше также использовать углы среза от  $1.5^\circ$  до  $4^\circ$ . В этом случае величина  $N$  варьируется от нескольких десятков до нескольких сотен в зависимости от длины волны затравочного лазера. С учетом сужения полосы пропускания системы, наблюдаемой при работе в режиме генерации [A18], этого должно быть достаточно для ее корректной работы.

Величина АО качества для этих геометрий широкоапертурной АО дифракции невелика, например, для  $\lambda = 0.63$  мкм  $M \approx 10 \cdot 10^{-18}$  с<sup>3</sup>/г, но это почти в 5 раз выше, чем в случае коллинеарной дифракции в кристалле молибдата кальция.

### ***7.2.2. Экспериментальное исследование генерации оптических гребенок с использованием широкоапертурного АО фильтра***

Для проверки результатов математического моделирования влияния аппаратной функции АО фильтров на характеристики АО ОГ был проведен эксперимент. В нем для сдвига частоты оптического сигнала использовался широкоугольный АО фильтр, изготовленный на основе кристалла парателлурита с углом среза  $8^\circ$ . Разрешение данного фильтра равнялось 43, что при использовании оптической накачки высокостабильным одномодовым лазером с

длинной волны излучения 1.5491 мкм (частота АО синхронизма 34.50 МГц) соответствует полосе пропускания по частоте ультразвука 0.8 МГц, а по длине волны света – 36 нм. Таким образом, в соответствии с результатами расчетов, представленными выше, данная АОЯ принципиально позволяет получить АО ОГ шириной не менее 15 нм.

Схема экспериментальной установке соответствовала представленной на рис. 7.1. В петле смещения оптической частоты использовался оптический усилитель ThorLabs EDFA100P (1530-1565нм) с максимальной выходной мощностью 100мВт и коэффициентом усиления 20дБ, полуволновая ахроматическая пластинка АНWP10М-1600 (рабочий диапазон 1100-2000нм) и перестраиваемый полосовой (0.8нм) светофильтр для подавления спонтанного излучения оптического усилителя.

Оптическая цепь обратной связи с помощью оптоволоконных светоделителей была устроена таким образом, что от лазера накачки в нее поступало 10% интенсивности излучения, и на систему регистрации оптического излучения выводилось 10% мощности излучения, циркулирующей в цепи обратной связи. Система регистрации включала анализатор оптического спектра сигнала и анализатор спектра радиочастотного сигнала. Радиочастотный сигнал в системе приема возникал за счет эффекта оптического гетеродинирования при интерференции излучения лазера накачки и оптического сигнала с выхода оптической петли обратной связи, использовался широкополосный фотоприемник с усилителем.

Эффективность АО взаимодействия составляла 0.85 при подаче на преобразователь АО ячейки акустической мощности 6.5Вт. Общие световые потери в системе составляли от 40 до 55% в зависимости от выбранной эффективности АО взаимодействия.

В эксперименте была исследована возможность управления формой огибающей и количеством спектральных компонент ОГ при изменении частоты ультразвука, возбуждаемого в АО ячейке, определена максимальная ширина и количество линий ОГ.

Максимальное количество компонент составило порядка 1000 линий в частотном диапазоне по свету 35ГГц (спектральная ширина 0.42нм). Было установлено, что основным фактором, ограничивающим ширину АО ОГ в эксперименте, является оптический усилитель. Количество линий ОГ зависит от максимальной выходной оптической мощности усилителя, которой было недостаточно для полной реализации возможностей, предоставляемых АО фильтром.

Результаты исследования влияния частоты ультразвука (величины АО расстройки) на форму АО ОГ представлены на рис. 7.20. Мощность оптической накачки на входе системы составляла 2.5мВт (0.25мВт после светоделителя), коэффициент усиления оптического усилителя был задан максимально возможным.

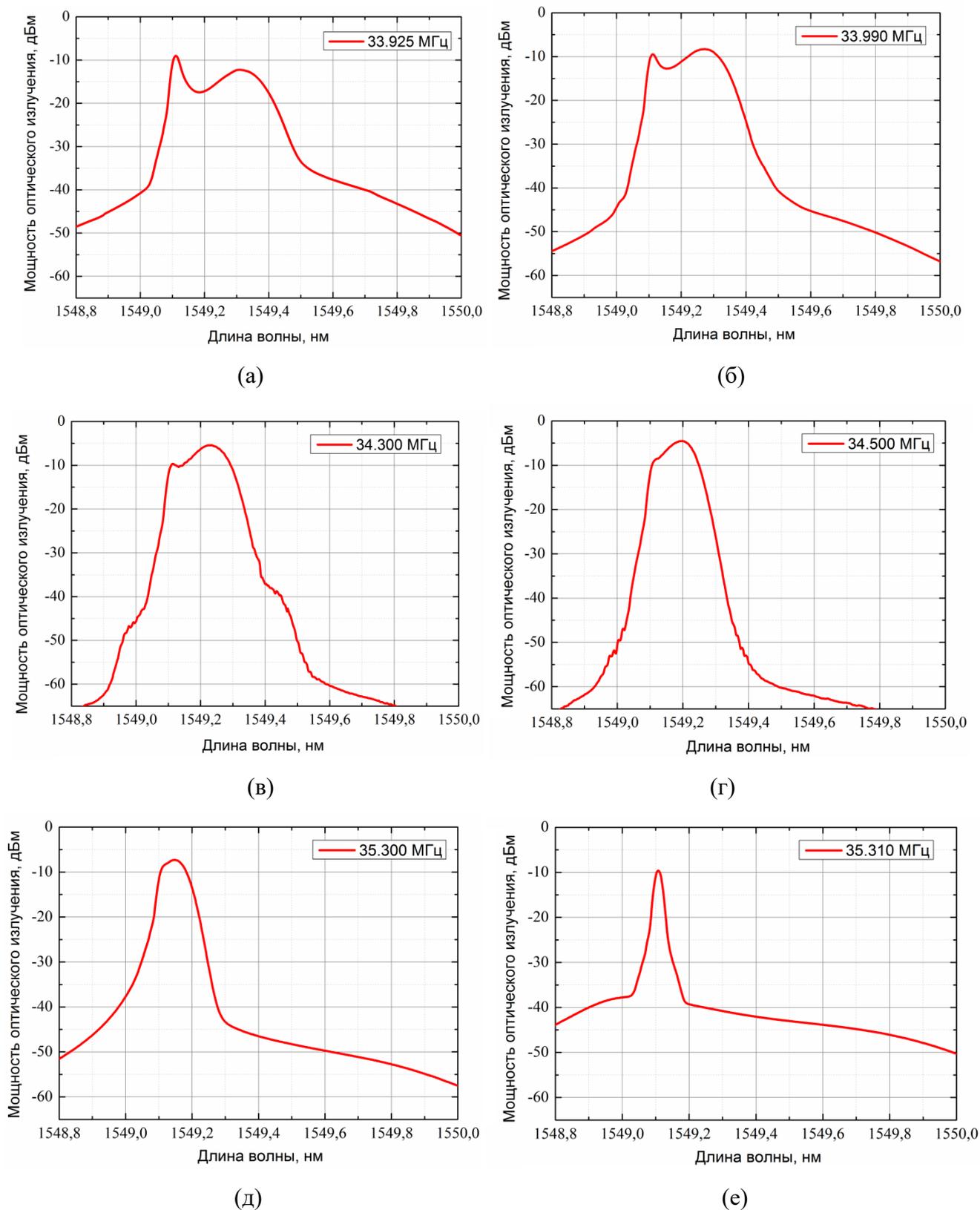


Рис. 7.20. Оптические спектры АО ОГ, полученные при различных значениях частоты ультразвука; а – 33.925 МГц, б – 33.990 МГц, в – 34.300 МГц, г – 34.500 МГц (частота АО синхронизма), д – 35.400 МГц, е – 35.310 МГц (граница частотного диапазона генерации ОГ)

Представленные спектры АО ОГ обладают теми же особенностями, что были предсказаны теоретически (рис. 7.7). При частотах ультразвука, меньших частоты синхронизма, в спектре появляется провал, глубина которого тем больше, чем больше значение расстройки, при этом ширина АО ОГ увеличивается. При частоте ультразвука 33.925 МГц (рис. 7.20а) ширина гребенки составляет 0.41 нм (по уровню -30 дБм), а при частоте синхронизма 34.500 МГц (рис. 7.20г) она равна 0.25 нм. Использование акустических частот, больших частоты АО синхронизма приводит к тому, что мы оказываемся на склоне аппаратной функции АО фильтра и, следовательно, в спектре ОГ не будет области, соответствующей нулевым значениям АО расстройки, поэтому с ростом частоты ультразвука ширина гребенки быстро убывает. Так, при частоте ультразвука 35.300 МГц (рис. 7.20д) спектральная ширина гребенки будет составлять 0.2 нм. Генерация ОГ срывается вблизи частоты 35.310 МГц (рис. 7.20е), в этом случае регистрируемый спектр будет определяться аппаратной функцией оптического анализатора спектра.

Таким образом, было определено, что при мощности оптической накачки, поступающей в цепь обратной связи 0.25 мВт, ОГ существует в диапазоне частот ультразвука от 33.90 МГц до 35.30 МГц (перестройка на 1.4 МГц). При этом меняется не только ширина ОГ, ее форма и количество спектральных компонент, но и спектральный интервал между компонентами, поскольку он в точности равен частоте ультразвука, возбуждаемого в АО фильтре.

## Основные результаты Главы 7

В седьмой главе диссертационной работы изучены возможности генерации оптических гребенок с помощью АО устройств. Впервые рассмотрено применение для этих целей двух геометрий АО взаимодействия – коллинеарной и широкоапертурной.

Для обеих геометрий предложено по две оптоэлектронные системы генерации оптических гребенок. Первая содержит только оптическую обратную связь, в которой АО ячейка ответственна за сдвиг частоты света, равный частоте акустической волны, возбуждаемой в АО ячейке внешним генератором. Вторая, в дополнение к оптической, содержит электрическую петлю обратной связи, система функционирует над порогом возбуждения без подключения внешнего генератора.

Показано, что при коллинеарной АО дифракции в обеих системах могут применяться несколько методов генерации. Переход между методами генерации осуществляется путем взаимной переориентации плоскостей поляризации поляризаторов и поворота полуволновой пластины в цепи оптической обратной связи.

Исследование системы с оптической обратной связью показало, что форма огибающей ОГ зависит от величины АО расстройки, задаваемой частотой ВЧ-генератора. Наиболее эффективным способом получения гребенок в этой системе не зависимо от геометрии АО дифракции является односторонняя модуляция с использованием  $+1$  или  $-1$  порядка дифракции. Спектральный интервал между компонентами гребенки также задается частотой ВЧ генератора. Ширина ОГ в этой системе определяется, главным образом, спектральной селективностью коллинеарного АО фильтра. Ширина ОГ может быть увеличена при введении АО расстройки и сопутствующем увеличении коэффициента оптического усиления.

Оптоэлектронная система с оптической и электрической обратной связью работает как АО генератор и не требует подключения внешнего генератора. В случае коллинеарной дифракции получить ОГ в такой системе можно также несколькими способами, но наилучшим является использование первого и порядка дифракции.

В этой системе, из-за присутствия электронной обратной связи, спектральная селективность АО ячейки не влияет на ширину гребенки, поскольку условие фазового синхронизма выполняется для всех спектральных составляющих светового излучения - они дифрагируют в АО ячейке независимо, на соответствующих им акустических частотах. Из-за зависимости частоты синхронизма АО взаимодействия от оптической длины волны, спектральный интервал между компонентами ОГ в этой системе чирпирован, что является уникальной особенностью исследованной системы.

В системе с двумя цепями обратной связи могут быть получены очень широкие ОГ, спектральная ширина которых будет определяться, спектральными характеристиками оптического усилителя, фотоприемника и других элементов, используемых в обоих цепях обратной связи.

Представленные АО системы генерации оптических гребенок в схеме с последовательным смещением частоты могут применяться во всем оптическом диапазоне работы АО устройств (от УФ до среднего ИК).

Были рассмотрены все возможные варианты широкоапертурного АО взаимодействия в кристалле диоксида теллура, с целью определения наиболее подходящих для применения в схеме генерации оптических гребенок с последовательным смещением частоты.

Характеристики широкоапертурной АО дифракции были смоделированы для длины волны оптического излучения лазера накачки, варьирующейся от 0.45 мкм до 1.5 мкм, и длины преобразователя АО ячейки 2 см с учетом акустической анизотропии парателлуриата и оптической активности. Исследованы обе геометрии широкоапертурного АО взаимодействия высокочастотная (ВЧ) и низкочастотная (НЧ).

Результаты моделирования показали, что, выбирая угол среза кристалла, можно изменять спектральный интервал между компонентами ОГ в 17.5 раз для НЧ геометрии и в 1.7 раза для ВЧ варианта.

Наибольшее количество спектральных линий в гребенке достигается в НЧ геометрии для малых углов среза. При длине преобразователя 2см можно получить гребенку, содержащую до  $10^5$ - $10^6$  спектральных линий, и увеличить эти значения на порядок, уменьшив длину преобразователя и введя АО расстройку. Такое количество спектральных линий примерно в 10 раз превосходит достигнутые на сегодняшний день параметры АО ОГ.

Высокочастотная геометрия АО взаимодействия дает возможность получить чрезвычайно узкую полосу пропускания АО ячейки, которая хорошо подходит для схемы генерации ОГ с использованием двух цепей обратной связи. В этом случае, как и для НЧ геометрии, следует выбирать углы среза кристалл, не превышающие  $4^\circ$ .

Величина АО качества в ВЧ геометрии, намного ниже, чем для НЧ варианта, но все же значительно выше, чем та, что достигается в кристаллах молибдата кальция и ниобата лития.

Возможность управления параметрами ОГ при введении АО расстройки была проверена экспериментально с использованием широкоугольного АО фильтра с углом среза  $8^\circ$ . Результаты измерений подтвердили теоретические предположения.

Таким образом, АО взаимодействие предоставляет прекрасные возможности для применения в системах генерации оптических гребенок.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе проведено исследование особенностей, появляющихся при АО взаимодействии световых и акустических пучков в средах, обладающих оптической, акустооптической и акустической анизотропией, изучено влияние всех перечисленных типов анизотропии на характеристики АО взаимодействия, в частности на аппаратную функцию АО дифракции, рассмотрены возможности применения цепей обратной связи для управления характеристиками АО взаимодействия и генерации оптических гребенок. Основные результаты диссертации заключаются в следующем.

1. Использование спектрального подхода позволяет решить задачу распространения ультразвуковых пучков в акустически анизотропных средах. Полученное решение предоставляет возможность рассчитывать трехмерную структуру акустического пучка для произвольных направлений его распространения в кристаллах, в том числе и для направлений автоколлимации.
2. Введено понятие лучевого спектра, характеризующего угловое распределение потока акустической энергии и соответствующего структуре акустического пучка в дальней зоне дифракции. Показано, что в областях автоколлимации, может наблюдаться сильная деформация лучевого спектра, сопровождаемая его инверсией. На примере кристалла KRS-5 доказано, что методология лучевых спектров позволяет полностью исследовать акустическую анизотропию кристаллических сред. Акустические свойства кристалла KRS-5 впервые исследованы детально.
3. Решение задачи распространения акустических пучков в акустически анизотропных средах позволило разработать метод расчета акустических полей в АО ячейках, использующих отражение акустических волн. Моделирование акустического поля в коллинеарной АО ячейке из кристалла молибдата кальция показало, что отражение существенно влияет на амплитудную и фазовую структуру отраженного акустического пучка, участвующего в АО взаимодействии. Распределение амплитуды в отраженном пучке становится сильно неоднородным, а его волновые фронты приобретают наклон. Для квазиколлинеарных АО ячеек на основе кристалла парателлурита также получены новые результаты: обнаружено, что на структуру отраженного пучка сильно влияет величина акустической анизотропии вдоль направления распространения падающего акустического пучка и геометрия отражения, которая определяет ширину отраженного пучка.
4. Показано, что в случае дифракции световых пучков с конечной апертурой, для определения характеристик АО взаимодействия классический плосковолновой подход не применим. В данном случае необходимо рассчитывать передаточные функции АО взаимодействия и с их помощью определять эффективность АО дифракции и расстроечные характеристики. Рассчитаны передаточные функции для нескольких важных геометрий АО взаимодействия. Подробно проанализирован случай коллинеарной дифракции.
5. Исследовано влияние акустической анизотропии среды взаимодействия на характеристики АО дифракции. Показано, что амплитудная и фазовая неоднородности акустического поля

вливают на параметры АО дифракции различным образом. Влияние амплитудной неоднородности поля изучено на примере квазиколлинеарных АО фильтров с отражением акустического пучка. В таких АО устройствах световой пучок распространяется по оси акустического, и фазовая неоднородность влияния на АО дифракцию не оказывает. Обнаружено, что амплитудная неоднородность сказывается в основном на эффективности АО взаимодействия, а также на величине боковых максимумов аппаратной функции. Влияние фазовой неоднородности акустического поля было изучено на примере квазиортогональной дифракции. Установлено, что и в этом случае неоднородность акустического поля, обусловленная анизотропией среды взаимодействия, негативно влияет на характеристики АО дифракции. При наличии сильного искривления волнового фронта акустического пучка происходит изменение условий АО синхронизма, в результате чего функции пропускания АО устройства сдвигаются и меняют форму, а амплитудная характеристика АО взаимодействия в брэгговском режиме дифракции приобретает совершенно другой вид, чем в однородном акустическом поле.

6. С целью оптимизации размеров пьезопреобразователя квазиколлинеарных АО ячеек исследовано влияние его размеров на структуру акустического поля в АО ячейке. Математическое моделирование показало, что существует такой размер преобразователя, который обеспечивает максимальную эффективность АО взаимодействия при минимальной потребляемой мощности. Результаты моделирования обобщены на все возможные геометрии квазиколлинеарных АО ячеек с отражением акустической волны. Обнаружено, что при выборе квазиколлинеарной геометрии АО взаимодействия эффективность АО фильтра будет определяться не просто величиной АО качества, а произведением качества на энергетическую эффективность АО ячейки или коэффициент уширения акустического пучка.
7. Впервые исследовано влияние температуры на характеристики АО дифракции в кристалле парателлурита. Изучены случаи однородного и неоднородного распределения температуры внутри АО ячейки. Показано, что изменение температуры АО кристалла влияет на скорость распространения ультразвуковых волн, что, в свою очередь, изменяет условие АО синхронизма и приводит к сдвигу и искривлению функции пропускания АО устройств. Введено понятие коэффициента сдвига частоты АО синхронизма с температурой. Предложена оригинальная методика температурных калибровок АО устройств, позволяющая существенно ускорить этот процесс. На примере квазиколлинеарных АО ячеек изучено влияние неоднородного распределения температуры АО ячейки на аппаратные функции АО устройств. Предложена математическая модель АО дифракции, учитывающая неоднородную структуру акустического пучка, затухание ультразвука и неоднородное распределение температуры.
8. Впервые выполнено подробное изучение затухания ультразвука для косых срезов парателлурита в плоскости  $(1\bar{1}0)$ . Исследования проведены акустооптическим методом и показали, что затухание носит сложный характер. Форма профилей изменения мощности ультразвуковой волны с расстоянием от возбуждителя ультразвука существенно меняется с

частотой ультразвука. Обнаружено три типичных профиля, соответствующих различным диапазонам частоты акустических волн: полиномиальный для «низких» частот, линейный для «средних» частот и экспоненциальный для «высоких». Границы диапазонов определяются величиной угла среза кристалла и смещаются в сторону более низких частот с его уменьшением. Показано, что понятие коэффициента затухания акустической волны может быть введено только для «высоких» частот ультразвука, где форма профиля экспоненциальная. При этом величина коэффициента затухания линейно увеличивается с частотой. Установлено, что определение величины коэффициента затухания и его экстраполяция на другие частоты ультразвука для какого-либо направления в парателлурите, по результатам измерений только на одной акустической частоте, не является корректной. Экстраполяция коэффициента затухания возможна только «высоких» частот ультразвука.

9. Проведен анализ влияния затухания на аппаратные функции АО ячеек. Построена математическая модель, позволяющая рассчитывать функции пропускания АО устройств произвольной геометрии АО взаимодействия с учетом сноса акустического пучка и величины затухания ультразвука.
10. Исследованы поляризационные эффекты, возникающие при коллинеарном АО взаимодействии произвольно поляризованного светового излучения. Показано, что в общем случае световая волна с произвольной поляризацией, на входе в АО ячейку, распадается на две компоненты, независимо и с одинаковой эффективностью дифрагирующие в  $+1$  и  $-1$  порядки. В результате интенсивность выходного излучения оказывается амплитудно-модулированной во времени. Впервые изучена возможность применения обнаруженных особенностей поляризационных эффектов для создания АО систем с оптоэлектронной обратной связью. В таком устройстве для формирования сигнала в цепи обратной связи используется эффект модуляции интенсивности с частотой ультразвука, возбужденного в АО ячейке.
11. Теоретически и экспериментально изучена работа АО системы с обратной связью под и над порогом генерации. Разработана теория, описывающая ее функционирование. Проведены расчеты и эксперименты, позволяющие проследить трансформацию функций пропускания системы и сигнала в цепи обратной связи в зависимости от величин сигнала внешнего генератора и коэффициента усиления цепи обратной связи. Смоделировано изменение эффективности АО взаимодействия, полосы пропускания системы и ее спектрального контраста. Обнаружено, что уменьшение сигнала генератора позволяет существенно сузить полосу пропускания АО фильтра и увеличить спектральный контраст. Однако улучшение спектральных характеристик сопровождается уменьшением эффективности АО дифракции. Определены величины основных параметров, при которых улучшение спектральных характеристик не будет сопровождаться критическим ухудшением эффективности АО взаимодействия. Исследовано влияние цепи обратной связи на спектральные характеристики сигнального оптического пучка. Рассчитано предельное значение спектрального разрешения системы, выявлены определяющие его величины механизмы.

- Обнаружено, что эффективное спектральное разрешение системы с обратной связью оказывается существенно выше, чем у того же АО фильтра без обратной связи.
12. Получено аналитическое выражение, определяющее пороговые значения коэффициента усиления. Показано, что порог генерации в системе определяется следующими параметрами: величиной оптических потерь, чувствительностью фотоприемника и эффективностью пьезоэлектрического преобразователя АО ячейки. Также пороговый коэффициент усиления обратно пропорционален интенсивности входного оптического излучения, что является причиной нелинейного поведения системы. Нелинейность системы проявляется в том, что ее коэффициент передачи зависит от интенсивности спектральной компоненты сложным образом. Такое поведение типично для регенеративных систем. Следствием нелинейности является искажение проходящего через систему спектра оптического излучения.
  13. Исследован эффект захватывания частоты, впервые обнаруженный для АО систем. Показано, что этот эффект можно использовать для управления спектральным составом излучения. Предложен новый АО прибор – акустооптический оптический демультиплексор, принцип работы которого основан на эффекте захватывания частоты собственных колебаний. Экспериментально продемонстрирована возможность по отдельности захватывать частоты собственных колебаний, соответствующие различным компонентам спектра оптического излучения. Измеренный коэффициент подавления соседней спектральной компоненты оптического излучения превышал -42дБ. Теоретически и экспериментально исследовано быстроедействие системы. Установлено, что минимальное время установления колебаний определяется временем распространения акустической волны по всей длине АО ячейки. Определено, что время установления стационарной амплитуды колебаний тем меньше, чем больше коэффициент усиления системы.
  14. Создана теоретическая модель захватывания частоты, позволяющая оценить влияние параметров системы на ширину полосы захватывания. Результаты расчета показали, что для малых амплитуд сигнала внешнего генератора ширина полосы захватывания увеличивается с ростом амплитуды сигнала ВЧ генератора линейно и уменьшается с возрастанием коэффициента усиления цепи обратной связи. При дальнейшем увеличении амплитуды сигнала внешнего генератора, зависимость ширины полосы захватывания от амплитуды приобретает нелинейный характер, появляются дополнительные полосы захватывания, отделенные от центральной. Амплитуда ВЧ генератора, соответствующая появлению дополнительных областей, увеличивается с коэффициентом усиления цепи обратной связи. Форма областей захватывания определяется видом функции пропускания системы. Теоретически и экспериментально показано, что все особенности областей захватывания можно объяснить, анализируя трансформацию функции пропускания под влиянием изменения параметров исследуемой системы. Экспериментально подтверждено, что в полной аналогии с радиофизическими системами исследуемая оптоэлектронная система в режиме захватывания частоты ведет себя подобно перестраиваемому АО фильтру, но с более узкой полосой пропускания. Экспериментально обнаружено почти

- двукратное сужение полосы пропускания по сравнению с полосой той же АО ячейки без обратной связи, и подавление боковых максимумов аппаратной функции.
15. Изучены возможности, которые предоставляют АО устройства для генерации оптических гребенок. Впервые рассмотрено применение для этих целей двух геометрий АО взаимодействия – коллинеарной и широкоапертурной. Для обеих геометрий предложено по две оптоэлектронные системы генерации оптических гребенок. Первая схема содержит только оптическую обратную связь, в которой АО ячейка ответственна за сдвиг частоты света. Вторая - в дополнение к оптической содержит также оптоэлектронную обратную связь, система функционирует над порогом возбуждения без подключения внешнего генератора. Показано, что при коллинеарной АО дифракции в обеих системах могут применяться несколько методов генерации. Переход между методами генерации осуществляется путем взаимной переориентации плоскостей поляризации поляризаторов и поворота полуволновой пластины в цепи оптической обратной связи.
  16. Исследование системы с оптической обратной связью показало, что форма огибающей ОГ зависит от величины АО расстройки, задаваемой частотой ВЧ-генератора. Наиболее эффективным способом получения гребенок в этой системе независимо от геометрии АО дифракции является односторонняя модуляция с использованием  $+1$  или  $-1$  порядка дифракции. Спектральный интервал между компонентами гребенки задается частотой ВЧ генератора. Ширина ОГ в этой системе определяется главным образом спектральной селективностью коллинеарного АО фильтра. Ширина ОГ может быть увеличена при введении АО расстройки и сопутствующем увеличении коэффициента оптического усиления. Данные результаты были подтверждены экспериментально.
  17. Оптоэлектронная система с оптической и оптоэлектронной обратными связями работает подобно АО генератору и не требует подключения внешнего ВЧ генератора. В случае коллинеарной дифракции получить оптическую гребенку в такой системе можно несколькими способами, но предпочтительным является использование только первого порядка дифракции. В системе с двойной обратной связью спектральная селективность АО ячейки не влияет на ширину гребенки, поскольку условие фазового синхронизма выполняется для всех спектральных составляющих светового излучения - они дифрагируют в АО ячейке независимо на соответствующих им акустических частотах, а спектральный интервал между компонентами гребенки линейно возрастает, что является уникальной особенностью исследованной системы. Таким способом могут быть получены очень широкие оптические гребенки, спектральная ширина которых будет определяться спектральными характеристиками оптического усилителя, фотоприемника и других элементов, используемых в обеих цепях обратной связи. Представленные АО системы генерации оптических гребенок в схеме с последовательным смещением частоты могут применяться во всем спектральном диапазоне работы АО устройств.
  18. Исследованы все возможные варианты широкоапертурного АО взаимодействия в кристалле диоксида теллура с целью определения наиболее подходящих для применения в схеме генерации оптических гребенок с последовательным смещением частоты. Проведенный

анализ показал, что выбирая угол среза кристалла можно изменять спектральный интервал между компонентами гребенки в 17.5 раз для НЧ геометрии и в 1.7 раза для ВЧ варианта. Наибольшее количество спектральных линий в гребенке достигается в НЧ геометрии для малых углов среза. Показано, что максимальное количество спектральных линий в гребенках, генерируемых при использовании широкоугольных АО фильтров, примерно в 10 раз превосходит достигнутые на сегодняшний день параметры АО гребенок. Высокочастотная геометрия АО взаимодействия дает возможность получить чрезвычайно узкую полосу пропускания АО ячейки, которая хорошо подходит для схемы генерации оптических гребенок с использованием двух цепей обратной связи. В этом случае, как и для НЧ геометрии, следует выбирать малые углы среза кристалла. Показано, что значения АО качества в ВЧ геометрии намного ниже, чем для НЧ варианта, но значительно превосходят достигаемые при коллинеарной дифракции в кристаллах молибдата кальция и ниобата лития.

## Благодарности

Благодарю семью за поддержку и понимание, проявленные в период работы над диссертацией.

Выражаю свою чрезвычайную признательность профессору кафедры физики колебаний Балакшию В.И. за те знания и умения, которые были мне даны, во время обучения на физическом факультете, и за годы интенсивной и плодотворной совместной научной работы.

Хотелось бы выразить благодарность Волошинову В.Б. (1947-2019) за переданные знания, ценные замечания и содержательную критику.

Автор благодарит всех сотрудников и аспирантов группы акустооптики и оптической обработки информации за совместную работу и теплую атмосферу. Особую благодарность выражаю Купрейчику М.И. за совместную научную работу и интересные беседы.

Также считаю необходимым поблагодарить коллектив научно-технологического центра акустооптики НИТУ МИСиС, особенно Молчанова В.Я. и Юшкова К.Б., за предоставленную возможность воспользоваться научным оборудованием, интересные научные задачи, совместную работу и теплые отношения.

Автор благодарен профессору кафедры физики колебаний Биленко И.А. и Волошину А.С. за предоставленную возможность провести эксперименты по исследованию оптических гребенок на оборудовании лаборатории когерентной микрооптики и радиофотоники Российского Квантового Центра.

Автор выражает благодарность всем сотрудникам кафедры физики колебаний за полученные знания, ценные замечания и плодотворные дискуссии после выступлений на семинарах кафедры. Отдельно автор благодарит доцента кафедры Ю.И. Кузнецову за помощь при проведении первых экспериментов по исследованию АО систем с обратной связью.

Кроме того, автор благодарит коллектив научной лаборатории 536 ИКИ РАН за многие годы совместной работы. Особую благодарность выражаю Доброленскому Ю.С. за поддержку, советы и конструктивную критику.

## Список публикаций автора

Публикации в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении ученых степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова:

- A1. **Balakshy V.I., Mantsevich S.N.** Acoustic beams structure in crystals and its influence on acousto-optic interaction characteristics. // *Proceedings of 2012 IEEE International Ultrasonics Symposium, Dresden, Germany, 2012*, pp.2462-2465. DOI: 10.1109/ULTSYM.2012.0616. **IF = N/A.**
- A2. **Манцевич С.Н., Балакший В.И.** Акустооптическое взаимодействие в неоднородном акустическом поле. // *Оптика и спектроскопия*, 2015, т.118, № 4, с.646-652. DOI: 10.7868/S0030403415040157. **IF = 0.748.**
- A3. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I., Molchanov V.Ya., Yushkov K.B.** Influence of paratellurite anisotropy at the characteristics of acousto-optic interaction. // *Physics Procedia*, 2015, v.70, p. 725-728. DOI: 10.1016/j.phpro.2015.08.111. **IF = 0.980.**
- A4. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I., Molchanov V.Ya., Yushkov K.B.** Influence of acoustic anisotropy in paratellurite on quasicollinear acousto-optic interaction. // *Ultrasonics*, 2015, v.63, p.39-46. DOI: 10.1016/j.ultras.2015.06.010. **IF = 3.065.**
- A5. **Mantsevich S.N.** Investigation of acoustic beam reflection influence on the collinear acousto-optic interaction characteristics. // *Ultrasonics*, 2016, v.70, pp.92-97. DOI: 10.1016/j.ultras.2016.04.019. **IF = 3.065.**
- A6. **Mantsevich S.N., Molchanov V.Ya., Yushkov K.B., Khorkin V.S., Kupreychik M.I.** Acoustic field structure simulation in quasi-collinear acousto-optic cells with ultrasound beam reflection. // *Ultrasonics*, 2017, v.78, pp.175-184. DOI: 10.1016/j.ultras.2017.03.018. **IF = 3.065.**
- A7. **Voloshin A., Balakshy V., Mantsevich S.** Unpolarized light diffraction in an acoustic field created by a phased array transducer // 2016 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS), 2016, Tours, pp. 1-4. DOI: 10.1109/ULTSYM.2016.7728646. **IF = N/A.**
- A8. **Балакший В.И., Купрейчик М.И., Манцевич С.Н.** Дифракция света на ультразвуке в пространственно периодическом акустическом поле // *Оптика и спектроскопия*, 2019, Т. 127, № 4, с. 660-666. DOI: 10.21883/OS.2019.10.48373.126-19. **IF = 0.748.**
- A9. **Balakshy V.I., Kupreychik M.I., Mantsevich S.N.** Anisotropic light diffraction in spatially periodical acoustic field // *Proceedings of SPIE*, 2019, V. 11210, 112100L. DOI: 10.1117/12.2540738. **IF = 0.56.**
- A10. **Манцевич С.Н., Юхневич Т.В., Волошинов В.Б.** Исследование влияния температуры на функционирование акустооптических фильтров // *Оптика и спектроскопия*, 2017, Т. 122, № 4, с. 694-700. DOI: 10.7868/S003040341704016X. **IF = 0.748.**
- A11. **Yukhnevich T.V., Voloshinov V.B., Mantsevich S.N., Dekemper E., Vanhamel J., Van Opstal B., Fussen D.** Influence of temperature gradients on spectral transmission of acousto-optic tunable filters based on KH<sub>2</sub>PO<sub>4</sub> crystal // *Proceedings of 2016 IEEE International Ultrasonics Symposium, Tours, France, 2016*, 000415. DOI: 10.1109/ULTSYM.2016.7728518. **IF = N/A.**
- A12. **Yushkov K.B., Molchanov V.Ya., Balakshy V.I., Mantsevich S.N.** Acousto-optic transfer functions as applied to S laser beam shaping // *Proceedings of SPIE*, 2018, V. 10744, 107440Q.

DOI: 10.1117/12.2315329. **IF = 0.56.**

- A13. **Балакший В.И., Манцевич С.Н.** Влияние расходимости светового пучка на характеристики коллинеарной дифракции // *Оптика и спектроскопия*, 2007, Т. 103, № 5, с. 831-837. **IF = 0.748.**
- A14. **Balakshy V.I., Mantsevich S.N.** Collinear diffraction of divergent optical beams // *European Physical Journal: Special Topics*, 2008, V. 154, p. 7-10. DOI: 10.1140/epjst/e2008-00508-3. **IF = 1.668.**
- A15. **Balakshy V.I., Mantsevich S.N.** Collinear diffraction of divergent optical beams in acousto-optic crystals // *Applied Optics*, 2009, V. 48, № 7, pp. C135-C140. DOI: 10.1364/AO.48.00C135. **IF = 1.961.**
- A16. **Балакший В.И., Кузнецов Ю.И., Манцевич С.Н.** Влияние оптоэлектронной обратной связи на характеристики акустооптической коллинеарной фильтрации // *Квантовая электроника*, 2016, Т. 46, № 2, с. 181-184. **IF = 1.404.**
- A17. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I., Kuznetsov Yu.I.** Effect of feedback loop on the resolution of acousto-optic spectrometer // *Physics of Wave Phenomena*, 2016, V. 24, № 2, pp. 135-141. DOI: 10.3103/S1541308X16020084. **IF = 0.487.**
- A18. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I., Kuznetsov Y.I.** Acousto-optic collinear filter with optoelectronic feedback // *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 2017, V. 123, article № 101. DOI: 10.1007/s00340-017-6689-8. **IF = 1.746.**
- A19. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Examination of optoelectronic feedback effect on collinear acousto-optic filtration // *Journal of the Optical Society of America B*, 2018, V. 35, pp. 1030-1039. DOI: 10.1364/JOSAB.35.001030. **IF = 2.180.**
- A20. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** The peculiarities of collinear acousto-optic filtration in the presence of optoelectronic feedback // Proceedings of 4<sup>th</sup> International conference on frontiers of Signal Processing, 2018 Пуатье, Франция, с. 169-173. DOI: 10.1109/ICFSP.2018.8552061. **IF = N/A.**
- A21. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Collinear acousto-optic filtration with electronically adjustable transmission function // *IEEE Photonics Journal*, 2019, V. 11, № 2, article number 7800315, pp. 1-15. DOI: 10.1109/JPHOT.2019.2899827. **IF = 2.833.**
- A22. **Балакший В.И., Кузнецов Ю.И., Манцевич С.Н.** Стабилизация интенсивности лазерного пучка акустооптическим методом // *Известия РАН. Серия физическая*, 2013, Т. 77, № 12, с. 1774-1779. DOI: 10.7868/S0367676513120041. **IF = 0.7.**
- A23. **Balakshy V.I., Kuznetsov Yu I., Mantsevich S.N., Polikarpova N.V.** Dynamic processes in an acousto-optic laser beam intensity stabilization system // *Optics and Laser Technology*, 2014, V. 62, 2014, p. 89-94. DOI: 10.1016/j.optlastec.2013.12.025. **IF = 3.041.**
- A24. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I., Kuznetsov Yu.I.** Acousto-optic Spectrum Analyzer – The New Type of Optoelectronic Device // Proceedings of 5th International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology "PHOTOPTICS 2017", 2017, Porto, Portugal, p. 237-244. DOI: 10.5220/0006151402370244. **IF = N/A.**
- A25. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Applications of the frequency locking effect in acousto-optic systems for control of optical radiation composition // *Journal of the Optical Society of America B*,

- 2019, V. 36, pp. 728-735. DOI: 10.1364/JOSAB.36.000728. **IF = 2.180.**
- A26. **Mantsevich S.N., Voloshin A.S., Yushkov K.B.** Optical-frequency-comb generation with collinear acousto-optic diffraction: Theory and simulations // *Physical Review A*, 2019, V. 100, № 1, article number 013829, pp. 1-14. DOI: 10.1103/PhysRevA.100.013829. **IF = 2.777.**
- A27. **Balakshy V.I., Mantsevich S.N.** Optoelectronic generator based on collinear acousto-optic diffraction // Proceedings of International Conference "2018 Wave Electronics and its Applications in Information and Telecommunication Systems (WECONF)", Санкт-Петербург, Россия, 2019, article 8604336. DOI: 10.1109/WECONF.2018.8604336. **IF = N/A.**
- A28. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Acousto-optic time-domain optical demultiplexer // Proceedings of 7th International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology "PHOTOPTICS 2019", 2019, Prague, Czech Republic, p. 29-35. DOI: 10.5220/0007357800290035. **IF = N/A.**
- A29. **Балакший В.И., Манцевич С.Н.** Распространение акустических пучков в кристалле парателлурита // *Акустический журнал*, 2012, Т. 58, № 5, с. 600-609. **IF = 0.782.**
- A30. **Ermakov A.A., Balakshy V.I., Mantsevich S.N.** Ray spectra and structure of acoustic beams in crystals // *Physics of Wave Phenomena*, 2013, V. 21, № 4, pp. 314-319. DOI: 10.3103/S1541308X13040158. **IF = 0.745.**
- A31. **Mantsevich S.N.** Thallium bromide iodide crystal acoustic anisotropy examination // *Ultrasonics*, 2017, V. 75, pp. 91-97. DOI: 10.1016/j.ultras.2016.11.019. **IF = 3.065.**
- A32. **Belyaev D.A., Yushkov K.B., Anikin S.P., Dobrolenskiy Y.S., Laskin A., Mantsevich S.N., Molchanov V.Ya., Potanin S.A., Korablev O.I.** Compact acousto-optic imaging spectro-polarimeter for mineralogical investigations in the near infrared // *Optics Express*, 2017, V. 25, pp. 25980-25991. DOI: 10.1364/OE.25.025980. **IF = 3.669.**
- A33. **Belyaev D.A., Yushkov K.B., Anikin S.P., Evdokimova N.A., Potanin S.A., Dobrolenskiy Y.S., Korablev O.I., Molchanov V.Ya, Mantsevich S.N.** Near infrared imager for spectral and polarization analysis of planetary surfaces // *Proceedings of SPIE*, 2017, V. 10423, 104231Y, pp. 1-6. DOI: 10.1117/12.2277917. **IF = 0.56.**
- A34. **Belyaev D.A., Yushkov K.B., Anikin S.P., Dobrolenskiy Y.S., Laskin A., Molchanov V.Ya., Potanin S.A., Korablev O.I., Makarov O., Mantsevich S.N.** Acousto-optic infrared imaging spectrometer for close-up sensing of planetary surfaces // *Proceedings of SPIE*, 2018, V. 10765, 107650H. DOI: 10.1117/12.2320487. **IF = 0.56.**
- A35. **Korablev O., Ivanov A., Fedorova A., Kalinnikov Yu.K., Shapkin A., Mantsevich S., Viazovetsky N., Evdokimova N., Kiselev A.V.** Development of a mast or robotic arm-mounted infrared AOTF spectrometer for surface Moon and Mars probes // *Proceedings of SPIE*, 2015, V. 9608, 960807, pp. 1-10. DOI: 10.1117/12.2190450. **IF = 0.56.**
- A36. **Korablev O.I., Dobrolenskiy Yu., Evdokimova N., Fedorova A.A., Kuzmin R.O., Mantsevich S.N., Cloutis E.A., Carter J., Poulet F., Flahaut J., Griffiths A., Gunn M., Schmitz N., Martín-Torres J., Zorzano M.-P., Rodionov D.S., Vago J.L., Stepanov A.V., Titov A.Yu., Vyazovetsky N.A., Trokhimovskiy A.Yu., Sapgir A.G., Kalinnikov Yu.K., Ivanov Yu.S., Shapkin A.A., Ivanov A.Yu.** Infrared spectrometer for ExoMars: a mast-mounted instrument for the Rover // *Astrobiology*, 2017, V. 17, pp. 542-564. DOI: 10.1089/ast.2016.1543. **IF = 4.091.**

- A37. Dobrolenskiy Y., Mantsevich S., Evdokimova N., Korablev O., Fedorova A., Kalinnikov Y., Vyazovetskiy N., Titov A., Stepanov A.V., Sapgir A., Dzyuban I., Kuzmin R., Ivanov Y., Syniavskiy I., Petrov V., Smol'yaninova V., Dokuchaev A. Acousto-optic spectrometer ISEM for ExoMars-2020 space mission: ground measurements and calibrations // *Proceedings of SPIE*, 2019, V. 11210, 112100F. DOI: 10.1117/12.2540203. **IF = 0.56.**
- A38. Mantsevich S.N., Korablev O.I., Kalinnikov Yu K., Ivanov A.Yu, Kiselev A.V. Wide-aperture TeO<sub>2</sub> AOTF at low temperatures: Operation and survival // *Ultrasonics*, 2015, V. 59, pp. 50-58. DOI: 10.1016/j.ultras.2015.01.011. **IF = 3.065.**
- A39. Mantsevich S.N., Korablev O.I., Kalinnikov Yu K., Ivanov A.Yu, Kiselev A.V. Examination of temperature influence on wide-angle paratellurite crystal acousto-optic filters operation // *Acta Physica Polonica A*, 2015, V. 127, № 1, pp. 43-45. DOI: 10.12693/APhysPolA.127.43. **IF = 0.857.**
- A40. Mantsevich S.N., Kostyleva E.I. Examination of the temperature influence on phase matching frequency in tunable acousto-optic filters // *Ultrasonics*, 2019, V. 91, pp. 45-51. DOI: 10.1016/j.ultras.2018.07.016. **IF = 3.065.**
- A41. Mantsevich S.N., Kostyleva E.I. Shear acoustic wave attenuation influence on acousto-optic diffraction in tellurium dioxide crystal // *Applied Optics*, 2020, V. 59, № 22, pp. 6796-6802. DOI: 10.1364/AO.399409. **IF = 1.961.**
- A42. Балакший В.И., Манцевич С.Н. Влияние поляризации света на характеристики коллинеарной акустооптической дифракции // *Оптика и спектроскопия*, 2009, Т. 106, № 3, с. 499-504. **IF = 0.748.**
- A43. Балакший В.И., Манцевич С.Н. Акустооптическая коллинеарная дифракция произвольно поляризованного света // *Журнал технической физики*, 2011, Т. 81, № 11, с. 106-111. **IF = 0.603.**
- A44. Balakshy V.I., Mantsevich S.N. Polarization effects at collinear acousto-optic interaction // *Optics and Laser Technology*, 2012, V. 44, № 4, pp. 893-898. DOI: 10.1016/j.optlastec.2011.11.012. **IF = 3.041.**
- A45. Mantsevich S.N., Balakshy V.I. Experimental examination of frequency locking effect in acousto-optic system // *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 2018, V. 124, article № 54. DOI: 10.1007/s00340-018-6923-z. **IF = 1.746.**
- A46. Mantsevich S.N., Voloshin A.S., Slinkov G.D., Kostyleva E.I., Balakshy V.I. Multiple-band frequency locking in an acousto-optic system with optoelectronic feedback // *Journal of the Optical Society of America B*, 2020, V. 37, pp. 513-522. DOI: 10.1364/JOSAB.384519. **IF = 2.180.**
- A47. Mantsevich S.N. Frequency locking effect in acousto-optic systems and its practical applications // *IEEE Proceedings 2019 Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems (WECONF)*, 2019, pp. 1-6. DOI: 10.1109/WECONF.2019.8840601. **IF = N/A.**
- A48. Mantsevich S.N., Yushkov K.B., Voloshin A.S. Applications of collinear acousto-optic diffraction for optical frequency combs generation // *Proceedings of SPIE*, 2019 V. 11210, 112100G. DOI: 10.1117/12.2540191. **IF = 0.56.**
- A49. Mantsevich S.N., Yushkov K.B., Voloshin A.S. Optical frequency combs generation with

collinear acousto-optic interaction // *Proceedings of SPIE*, 2020. V. 11357, 113570S. DOI: 10.1117/12.2555723. **IF = 0.56.**

A50. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I., Kupreychik M.I.** Possibilities of wide-angle tellurium dioxide acousto-optic cell application for the optical frequency comb generation // *Optics Express*, 2020, V. 28, № 9, pp. 13243-13259. DOI: 10.1364/OE.391732. **IF = 3.669.**

A51. **Балакший В.И., Ермаков А.А., Манцевич С.Н.** Акустические лучевые спектры в кристалле парателлурита // *Физические основы приборостроения*, 2013, Т. 2, № 2, с. 70-81. DOI: 10.25210/jfop-1302-070081. **IF = 0.15.**

A52. **Балакший В.И., Манцевич С.Н., Седов П.И.** Влияние акустооптической селективности на характеристики оптического гетеродинамирования // *Вестник Московского университета. Серия 3: физика, астрономия*, 2006, Т. 47, № 5, с. 22-26. **IF = 0.538.**

#### Патенты

A53. **Манцевич С.Н., Балакший В.И., Кузнецов Ю.И.** Патент №2575500 «Акустооптический анализатор спектра».

A54. **Манцевич С.Н., Балакший В.И., Кузнецов Ю.И.** Патент №2585802 «Акустооптический перестраиваемый фильтр».

#### Статьи в сборниках и тезисы докладов

A55. **Mantsevich S., Balakshy V.** Peculiarities of collinear acousto-optic diffraction in non-homogenous acoustic field. // в сборнике Abstr. "2009 IEEE International Ultrasonics Symposium", Rome (Italy), тезисы, 2009, с. 759.

A56. **Манцевич С.Н., Балакший В.И.** Влияние структуры акустического поля на характеристики коллинеарных акустооптических фильтров. // Труды 7-й Международной конференции молодых ученых и специалистов "Оптика-2011", Санкт-Петербург, 2011, с.361-362.

A57. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Peculiarities of acoustooptic interaction in media with strong acoustic anisotropy. // Proceedings of "Acoustics 2012", Nantes, France, 2012, pp.1247-1251.

A58. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Peculiarities of acoustooptic interaction in media with strong acoustic anisotropy. // в сборнике "Acoustics 2012" Congress program and Abstracts, Nantes, France, тезисы, 2012, с.140-141.

A59. **Манцевич С.Н., Балакший В.И., Молчанов В.Я., Юшков К.Б.** Влияние акустической анизотропии среды на характеристики акустооптического взаимодействия. // сборник трудов VIII международной конференции «Фундаментальные Проблемы Оптики – 2014», Санкт-Петербург, 2014, с.253-253.

A60. **Mantsevich S., Balakshy V.I., Molchanov V.Y., Yushkov K.B.** Influence of paratellurite anisotropy at the characteristics of acousto-optic interaction. // в сборнике International Congress on Ultrasonics 2015 Abstract book, Metz, France, тезисы, 2015, с.84-85.

A61. **Манцевич С.Н.** Исследование влияния отражения ультразвукового пучка от грани акустооптической ячейки на структуру акустического поля. // Труды 9-ой Международной

- конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации», 2016, Суздаль, Россия, с.184-186.
- A62. **Mantsevich S., Balakshy V., Molchanov V., Yushkov K.** Ultrasound field structure simulation in acousto-optic cells with acoustic beam reflection. // *The J. of the Acoust. Soc. of Am.* special issue for “Acoustics’17 Boston” conference, 2017, Boston, USA, p.3810.
- A63. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I., Molchanov V., Yushkov K.** Ultrasound field simulation in crystal-based acousto-optic devices. // Сборник тезисов докладов Международного конгресса по ультразвуку ICU 2017, Гонолулу, США, 2017, с. 45.
- A64. **Манцевич С.Н., Юхневич Т.В., Волошинов В.Б.** Влияние температуры на работу акустооптических фильтров. // Труды школы-семинара «Волны-2016», Секция 8. Акустика неоднородных сред, Московская область, Красновидово, Россия, 2016, с.4-5.
- A65. **Yukhnevich T.V., Voloshinov V.B., Mantsevich S.N., Dekemper E., Vanhamel J., Van Opstal B., Fussen D.** Influence of temperature gradients on spectral transmission of acousto-optic tunable filters based on  $\text{KH}_2\text{PO}_4$  crystal. // Abstract Book of 2016 IEEE International Ultrasonics Symposium, Tours, France, 2016, p161.
- A66. **Манцевич С.Н., Балакший В.И., Кузнецов Ю.И.** Влияние цепи обратной связи на разрешение акустооптического спектрометра. // Труды школы-семинара «Волны-2015». Секция 7. Акустика и акустооптика, Московская область, Красновидово, Россия, 2015 с.31-32.
- A67. **Балакший В.И., Кузнецов Ю.И., Манцевич С.Н.** Акустооптические системы с обратной связью. // Труды школы-семинара «Волны-2016», Секция 7. Акустоэлектроника и акустооптика, Московская область, Красновидово, Россия, 2016, с.3-4.
- A68. **Манцевич С.Н.** Экспериментальное наблюдение и исследование эффекта захватывания в акустооптической системе с обратной связью. // Труды 10-ой Международной конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации», Суздаль, Россия, 2017, с.286-288.
- A69. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I., Kuznetsov Yu.I.** Collinear acousto-optic filter characteristics control by the introduction of an electric feedback circuit. // Book of abstracts, 13th School on Acousto-Optics and Applications, 2017, Moscow, Russia, p.25.
- A70. **Манцевич С.Н.** Исследование особенностей коллинеарной акустооптической фильтрации света при наличии цепи обратной связи. // Труды 11-ой Международной конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации», Суздаль, Россия, 2018, с.155-157.
- A71. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** The peculiarities of collinear acousto-optic filtration in the presence of optoelectronic feedback. // Сборник тезисов докладов 3rd International Conference on Opto-Electronic Information Processing (ICOIP-2018), Пуатье, Франция, с.14
- A72. **Balakshy V.I., Mantsevich S.N.** Acousto-optic systems with hybrid optoelectronic feedback. // Proceedings of Meetings on Acoustics (POMA), 2019, ICU 2019, v.38, 055001.
- A73. **Balakshy V., Mantsevich S.** Acousto-optic systems with hybrid optoelectronic feedback. // Book of Abstracts of International Congress on Ultrasonics 2019 (ICU 2019), Brugge, Belgium, 2019, p.290.

- A74. **Манцевич С.Н., Балакший В.И., Кузнецов Ю.И.** Стабилизация интенсивности лазерного пучка на основе акустооптического эффекта. // Труды школы-семинара «Волны-2013». Секция 9. Акустоэлектроника и акустооптика, Московская область, Красновидово, Россия, 2013, с.45-48.
- A75. **Балакший В.И., Манцевич С.Н.** Оптоэлектронный генератор на основе коллинеарной акустооптической дифракции. // Труды 21-й Международной молодежной конференции "Волновая электроника и ее применения в информационных и телекоммуникационных системах", Санкт-Петербург, Россия, 2018 с. 34-39.
- A76. **Ермаков А.А., Балакший В.И., Манцевич С.Н.** Лучевые спектры и структура акустических пучков в кристалле парателлурита. // Труды школы-семинара «Волны-2013». Секция 9. Акустоэлектроника и акустооптика, Московская область, Красновидово, Россия, 2013, с.19-22.
- A77. **Balakshy V.I., Mantsevich S.N.** Acoustic beams structure in crystals and its influence on acousto-optic interaction characteristics. // в сборнике *Abstr. 2012 IEEE International Ultrasonics Symposium, Dresden (Germany)*, тезисы, 2012, с. 547.
- A78. **Манцевич С.Н., Балакший В.И.** Распространение ультразвуковых пучков в акустооптических кристаллах. // Труды школы-семинара «Волны-2017», секция "Акустика и акустооптика", Московская область, Красновидово, Россия, 2017, с.26-28.
- A79. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Collinear acousto-optic diffraction of bounded wave beams. // в сборнике *Abstr. 15 Int. Conf. for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in the Information and Telecommunication Systems"*, Санкт-Петербург, тезисы, 2012, с. 21.
- A80. **Манцевич С.Н., Балакший В.И.** Спектральные характеристики коллинеарных акустооптических фильтров с учетом структуры падающего светового излучения. // Труды 12-й Межд. молодежной научной школы "Когерентная оптика и оптическая спектроскопия", Казань, 2008, с.270-273.
- A81. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Quasicollinear diffraction of light in uniaxial crystals. // в сборнике *Abstr. 9 Int. Conf. for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in Information and Telecommunication Systems, Non-destructive Testing, Security and Medicine"*, Санкт-Петербург, тезисы, 2006, с.18.
- A82. **Манцевич С.Н., Балакший В.И.** Коллинеарная фильтрация расходящихся световых пучков. // в сборнике *Тезисы 15-й Международной научной конф. "Ломоносов"*, Москва, тезисы, 2008, с.23.
- A83. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Collinear diffraction of divergent optical beams in acousto-optic crystals. // в сборнике *Abstr. "10 School on Acousto-Optics and Applications"*, Gdansk-Sopot (Poland), тезисы, 2008, с. 28.
- A84. **Mantsevich S., Balakshy V.** Low-frequency and high-frequency collinear diffraction of light by phase gratings in anisotropic media. // в сборнике *Abstr. Int. Conf. "3rd Integrated Optics – Sensors, Sensing Structures and Methods"*, Korbielow (Poland), тезисы, 2009, с.19.
- A85. **Манцевич С.Н., Костылева Е.И.** Изучение влияния температуры на функционирование акустооптического фильтра в широком диапазоне длин волн оптического излучения. // Труды школы-семинара «Волны-2018», секция "Акустика и акустооптика", Московская область,

Красновидово, Россия, 2018, с.24-26.

- A86. **Mantsevich S.N., Kostyleva E.I., Balakshy V.I.** The crystal temperature influence examination on phase matching frequency in tunable acousto-optic filters. // *Proceedings of Meetings on Acoustics (POMA)*, 2019, ICU 2019, v.38, 055006.
- A87. **Dobrolenskiy Y.S., Korablev O.I., Trokhimovskiy A.Y., Belyaev D.A., Kalinnikov Y.K., Fedorova A.A., Kiselev A.V., Vinogradov I.I., Titov A.Y., Stepanov A.V., Grigoriev A.V., Mantsevich S.N., Ivanov A.Y., Bertaux J.-L.** Acousto-optic devices in space experiments. // в сборнике *Abstr. 15 Int. Conf. for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in the Information and Telecommunication Systems"*, Санкт-Петербург, тезисы, 2012.
- A88. **Dobrolenskiy Y., Korablev O., Trokhimovskiy A., Belyaev D., Kalinnikov Y., Fedorova A., Kiselev A., Vinogradov I., Titov A., Stepanov A.V., Grigoriev A., Mantsevich S., Ivanov A.** Acousto-optic devices in space experiments: from 1980s up to date. // в сборнике *Abstract and programme book of 12th school on acousto-optics and applications*, Lithuania, тезисы, 2014, с. 41-42.
- A89. **Korablev O., Ivanov A., Mantsevich S., Kiselev A., Vyazovetskiy N., Fedorova A., Evdokimova N., Stepanov A.V., Titov A., Kalinnikov Y.** Lunar Infrared Spectrometer (LIS) for Luna-Resurs and Luna-Glob missions. // в сборнике *European Planetary Science Congress 2012*, Madrid, Spain, тезисы, 2012.
- A90. **Ivanov A., Korablev O., Mantsevich S., Vyazovetskiy N., Fedorova A., Evdokimova N., Stepanov A., Titov A., Kalinnikov Y., Kuzmin R., Kiselev A., Bazilevsky A., Bondarenko A., Dokuchaev I., Moiseev P., Victorov A., Berezhnoy A., Skorov Y., Bisikalo D., Velikodsky Y.** AOTF near-IR spectrometers for study of Lunar and Martian surface composition. // в сборнике *European Planetary Science Congress 2014*, September 7-12, Cascais, Portugal, тезисы, 2014.
- A91. **Dobrolenskiy Y.S., Korablev O.I., Fedorova A.A., Mantsevich S.N., Kalinnikov Y.K., N.A. Vyazovetskiy, Titov A.Y., Stepanov A.V., Sapgir A.G., Alexandrov K.V., Evdokimova N.A., Kuzmin R.O** Spectrometer ISEM for ExoMars-2020 space mission. // *Abstracts European Planetary Science Congress 2017*, Riga, Latvia, 2017, v.11, EPSC2017-255.
- A92. **Mantsevich S., Kalinnikov Y., Kiselev A., Ivanov A., Korablev O.** Examination of temperature influence on wide-angle paratellurite crystal acousto-optic filters operation. // в сборнике *Abstract and program book of 12th school on acousto-optics and applications*, Lithuania, тезисы, 2014, с. 35-36.
- A93. **Костылева Е.И., Манцевич С.Н.** Исследование влияния температуры на характеристики акустооптических фильтров. // *Тезисы международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2019»*, Секция Физика, 2019, Москва, Россия, с.566-567.
- A94. **Mantsevich S., Kostyleva E., Balakshy V.** The crystal temperature influence examination on phase matching frequency in tunable acousto-optic filters. // *Book of Abstracts of International Congress on Ultrasonics 2019 (ICU 2019)*, Brugge, Belgium, 2019, p.289.
- A95. **Zarubin V., Bychkov A., Mantsevich S., Chizhikov S., Yushkov K., Karabutov A., Cherepetskaya E.** Numerical simulation of 3D laser ultrasonic tomography of temperature field in paratellurite acousto-optic cells. // *Book of Abstracts of International Congress on Ultrasonics 2019*

- (*ICU 2019*), Brugge, Belgium, 2019, p.24.
- A96. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Acousto-optic collinear diffraction of arbitrary polarized light. // *Acta Acustica united with Acustica*, 2008, v.94, № Suppl. 1, p.S177.
- A97. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Acousto-optic collinear diffraction of arbitrary polarized light. // *Proceedings International Congress "Acoustics'08 Paris"*, Paris, France, 2008, p.833-838.
- A98. **Манцевич С.Н., Балакший В.И.** Модуляция света при коллинеарном акустооптическом взаимодействии. // *Труды Молодежного форума "Фундаментальные и прикладные аспекты инновационных проектов Физического факультета МГУ"*, Москва, 2009, с.159-165.
- A99. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Light intensity modulation at collinear acousto-optic interaction. // *Proceedings 13 Int. Conf. for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in the Information and Telecommunication Systems"*, St.-Petersburg, 2010, p.51-57.
- A100. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Influence of light polarization on acousto-optic collinear diffraction characteristics. // в сборнике *Abstr. 10 Int. Conf. for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in the Information and Telecommunication Systems"*, Санкт-Петербург, тезисы, 2007, с.21.
- A101. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Acousto-optic collinear diffraction of arbitrary polarized light. // *JASA special issue*, 2008, v.123, p.3145.
- A102. **Манцевич С.Н., Балакший В.И.** Модуляция света при коллинеарном акустооптическом взаимодействии. // в сборнике *Тезисы Научно-практической конф. "Фундаментальные и прикладные аспекты инновационных проектов физического факультета МГУ"*, Москва, тезисы, 2009, с. 123.
- A103. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Experimental investigation of acousto-optic collinear diffraction of arbitrary polarized light. // в сборнике *Abstr. 12 Int. Conf. for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in the Information and Telecommunication Systems"*, Санкт-Петербург, тезисы, 2009, с.19.
- A104. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Light modulation at collinear acousto-optic interaction. // в сборнике *Abstr. Int. Conf. "ICPS 2010 Graz"*, Graz, Austria, тезисы, 2010, с.63.
- A105. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Light intensity modulation at collinear acousto-optic interaction. // в сборнике *Abstr. 13 Int. Conf. for Young Researchers "Wave Electronics and Its Applications in the Information and Telecommunication Systems"*, Санкт-Петербург, тезисы, 2010, с. 17.
- A106. **Манцевич С.Н.** Эффект захватывания частоты в акустооптических системах и его практическое применение. // *Сборник статей XXII Международной научной конференции "Волновая электроника и инфокоммуникационные системы"*, 2019, Санкт-Петербург, т.1, с.39-43.
- A107. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I., Kuznetsov Yu.I.** Acousto-optic Spectrum Analyzer - The New Type of Optoelectronic Device. // *Book of Abstracts 5th International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology "PHOTOPTICS 2017"*, 2017, Porto, Portugal, p. 37.
- A108. **Mantsevich S.N., Balakshy V.I.** Acousto-optic time-domain optical demultiplexer. // *Book of abstracts of 7th International Conference on Photonics, Optics and Laser Technology "PHOTOPTICS 2019"*, 2019, Prague, Czech Republic, p. 27.

- A109. **Mantsevich S.N., Yushkov K.B., Voloshin A.S.** Applications of collinear acousto-optic diffraction for optical frequency combs generation. // *Book of abstracts of 14th School on Acousto-Optics and Applications*, 2019, Torun, Poland, p.51.
- A110. **Манцевич С.Н., Купрейчик М.И., Балакший В.И.** Анализ характеристик широкоугольных акустооптических фильтров на основе кристалла парателлурита. // *Сборник статей XXIII Международной научной конференции "Волновая электроника и инфокоммуникационные системы"*, 2020, Санкт-Петербург, т.1, с.58-64.

## Список цитируемой литературы

1. Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. *Методы модуляции и сканирования света*. – М.: Наука, 1970.
2. Berry M.V. *The diffraction of light by ultrasound*. - London: Academic Press, 1966.
3. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. *Акустооптические устройства и их применение*. – М.: Сов. радио, 1978.
4. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. *Физические основы акустооптики*. – М.: Радио и связь, 1985.
5. Xu J., Stroud R. *Acousto-optic devices*. – N.Y.: Wiley, 1992.
6. Корпел А. *Акустооптика*. – М.: Мир, 1993.
7. Задорин А.С. *Динамика акустооптического взаимодействия*. – Томск, Изд-во ТГУ, 2004.
8. Goudzoulis A., Pape D. *Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices*. – N.Y.: Marsel Dekker, 1994.
9. Котов В.М. *Акустооптика. Брэгговская дифракция многоцветного излучения*. – М.: Янус-К, 2016.
10. Грачев С.В. и др. *Акустооптические процессоры спектрального типа*. - – М.: Радиотехника, 2012.
11. Молчанов В.Я. и др. *Теория и практика современной акустооптики*. - Москва, Изд. дом МИСиС, 2015.
12. Brillouin L. Diffusion de la lumière et des rayons X par un corps transparent homogène. // *Ann. Phys.*, 1921, v.17, pp.88-122.
13. Мандельштам Л.И. К вопросу о рассеянии света неоднородной средой. // *Журнал Русского Физико-Химического Общества*, 1926, т.58, №2, с.381-386.
14. Debye P., Sears F.W. On the scattering of light by supersonic waves. // *Proc. Nat. Acad. Sci.*, 1932, v.18, №6, pp.409-414.
15. Lucas R., Biquard P. Propriétés optiques des milieux solides et liquides soumis aux vibrations élastiques ultrasonores. // *J. Phys. Rad.*, ser.7, 1932, v.3, №10, pp.464-477.
16. Raman C.V., Nath N.S.N. The diffraction of light by high frequency sound waves. // *Proc. Ind. Acad. Sci.*, 1935, v. 2A, pt. I, pp. 406-412; 1935, v. 2A, pt. II, pp. 413-420; 1936, v. 3A, pt. III, pp. 75-84; 1936, v.3A, pt. IV, pp. 119-125; 1936, v. 3A, pt. V, pp. 459-469.
17. Рытов С.М. Дифракция света на ультразвуках. // *ДАН СССР*, 1936, т.2, №6, с.223-226.
18. Willard G.W. Criteria for normal and abnormal ultrasonic light diffraction effects. // *J. Acoust. Soc. Am.*, 1949, v.21, №3, pp.101-108.
19. Mertens R. On the diffraction of light by supersonic waves. // *Simon Stevin*, 1949, v.27, pp.212-230; 1950, v.28, pp.1-12.
20. Aggarwal R.R. Diffraction of light by ultrasonic waves. // *Proc. Indian Acad. Sci.*, 1950, v.A31, №6, pp.417-426.
21. Nomoto O. Geometrical optical theory of the diffraction of light by ultrasonic waves. // *Bull.*

*Kobayashy Inst. Phys. Res.*, 1951, v.1, pp.42-71.

**22. Bhatia A.B., Noble W.J.** Diffraction of light by ultrasonic waves. // *Proc. Roy. Soc.*, 1953, v.A220, pp.356-385.

**23. Phariseau P.** On the diffraction of light by progressive supersonic waves. Oblique incidence: Intensities in the neighbourhood of the Bragg angle. // *Proc. Indian Acad. Sci.*, 1956, v.A44, №2, pp.165-170.

**24. Баранский К.Н.** Возбуждение в кварце колебаний гиперзвуковых частот. // *ДАН СССР*, 1957, т.114, №3, с.517-519.

**25. Miller R.B., Hiedemann E.A.** Study of the intensity distribution of the light diffracted by ultrasonic waves. // *J. Acoust. Soc. Am.*, 1958, v.30, №11, pp.1042-1046.

**26. Quate C.F., Wilkinson C.D.W., Winslow D.K.** Interaction of light and microwave sound. // *Proc. IEEE*, 1965, v.53, №10, pp.1604-1623.

**27. Klein W.R., Cook B.D.** Unified approach to ultrasonic light diffraction. // *IEEE Trans. Son. Ultrason.*, 1967, v.SU-14, №3, pp.123-134.

**28. Dixon R.W.** Acoustic diffraction of light in anisotropic media. // *IEEE J. Quant. El.*, 1967, v.QE-3, №2, pp.85-93.

**29. Nelson D.F., Lax M.** Theory of the photoelastic interaction. // *Phys. Rev.*, 1971, v.3B, №8, pp.2778-2794.

**30. Plancke-Schuyten G., Mertens R.** The diffraction of light by progressive supersonic waves. Oblique incidence of light. // *Physica*, 1972, v.61, №2, pp.299-306; 1972, v.62, №4, pp.600-613; 1973, v.66, №3, pp.484-496.

**31. Леманов В.В., Шакин О.В.** Рассеяние света на упругих волнах в одноосных кристаллах. // *ФТТ*, 1972, т.14, №1, с.229-236.

**32. Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.** Взаимодействие электромагнитных волн с распределенной фазовой решеткой. Изотропные среды. // *Радиотехн. и электрон.*, 1973, т.18, №4, с.703-712.

**33. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я.** Дифракция расходящегося пучка на интенсивных акустических волнах. // *Опт. и спектр.*, 1977, т.42, №3, с.533-539.

**34. Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.** Взаимодействие электромагнитных волн с распределенной фазовой решеткой. Анизотропные среды. // *Радиотехн. и электрон.*, 1974, т.19, №6, с.1178-1186.

**35. Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.** Дифракция света на ультразвуке в анизотропной среде. // *Квант. электрон.*, 1975, т.2, №2, с.318-326.

**36. Волошинов В.Б., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е.** Некоторые особенности анизотропной дифракции Брэгга. // *Вестн. Моск. ун-та*, сер. 3, 1976, т.17, №3, с.305-312.

**37. Волошинов В.Б., Парыгин В.Н.** Раман-натовская дифракция света на ультразвуке в оптически анизотропных средах. // *Письма в ЖТФ*, 1981, т.7, №3, с.145-148.

**38. Проклов В.В., Пешин С.В., Антонов С.Н.** Особенности дифракции света на медленных акустических волнах в  $\text{TeO}_2$  при произвольных плоскостях падения света. // *Письма в ЖТФ*, 1979, т.5, №7, с.436-438.

39. Задорин А.С. Брэгговское акустооптическое взаимодействие в кристаллических средах. // *Изв. ВУЗов - Радиофизика*, 1982, т.25, №12, с.1494-1498.
40. Петрунькин В.Ю., Водоватов И.А., Липовский А.А. Дифракция света на ультразвуке в анизотропных средах. // *Изв. ВУЗов - Радиофизика*, 1983, т.26, №8, с.1021-1029.
41. Никанорова Е.А., Парыгин В.Н. Акустооптическое взаимодействие в анизотропной среде. // *Радиотехн. и электрон.*, 1983, т.28, №10, с.1907-1913.
42. Задорин А.С., Шарангович С.Н. Исследование акустооптического взаимодействия в условиях фазовой расстройки. // *Опт. и спектр.*, 1985, т.59, №3, с.592 – 596.
43. Балакший В.И., Парыгин В.Н. Акустооптические системы непрерывного сканирования света. // *Радиотехн. и электрон.*, 1974, т.19, №10, с.2163-2169.
44. Магдич Л.Н. Аппаратная функция акустооптического фильтра при перестройке частоты. // *Опт. и спектр.*, 1980, т.49, №2, с.387–390.
45. Пожар В.Э., Пустовойт В.И. Последовательная коллинеарная дифракция света в нескольких акустооптических ячейках. // *Квант. эл.*, 1985, т.12, №10, с.218-2182.
46. Епихин В.М., Визен Ф.Л., Пальцев Л.Л. Акустооптическая фильтрация излучения с произвольной поляризацией. // *ЖТФ*, 1987, т.57, с.1910-1917.
47. Пожар В.Э., Пустовойт В.И. О сжатии ультракоротких импульсов света. // *Квант. эл.*, 1987, т.14, №4, с.811-813.
48. Hargrove L.E., Richard L.F., Pollack M.A. Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation. // *Appl. Phys. Lett.*, 1964, v.5, p.4–5.
49. Siegman A.E., Kuizenga D.D. Active mode-coupling phenomena in pulsed and continuous lasers. // *Opto-electronics*, 1974, v.6, p.43–66.
50. Chrostowski J., Delisle C. Bistable optical switching based on Bragg diffraction. // *Opt. Commun.*, 1982, v.41, p.71–74.
51. Кулаков С.В. *Акустооптические устройства спектрального и корреляционного анализа сигналов.* - Л.: Наука, 1978.
52. Клюдзин В.В. *Акустооптические устройства обработки сигналов.* – СПб.: Изд-во СПбГТУ, 1997.
53. Парыгин В.Н., Балакший В.И. *Оптическая обработка информации.* – М.: Изд. Моск. ун-та, 1987.
54. Гусев О.Б., Кулаков С.В., Разживин Б.П., Тигин Д.В. *Оптическая обработка радиосигналов в реальном времени.* - М.: Радио и связь, 1989.
55. *Акустооптические методы обработки информации.* – Сб. статей / под ред. Карбукова Г.Е. и Кулакова С.В. – Л.: Наука, 1978.
56. *Acousto-optic signal processing.* // Special issue of *Proc. IEEE*, 1981, v.69, №1.
57. *Обработка радиосигналов акустоэлектронными и акустооптическими устройствами.* / Под ред. С.В.Кулакова. - Л.: Наука, 1983.
58. *Акустооптические устройства радиоэлектронных систем.* / Под ред. С.В.Кулакова. -

Л.: Наука, 1988.

59. **Friedman N., Kaplan A., Davidson N.** Acousto-optic scanning system with very fast nonlinear scans. // *Opt. Lett.*, 2000, v.25, №24, p.1762-1764.
60. **Reddy G.D., Cotton R.J., Toliás A.S., Saggau P.** *Random Access Multiphoton Microscopy for Fast Three-Dimensional Imaging* (Springer International Publishing, 2015), p.455–472.
61. **Gliko O., Brownell W.E., Saggau P.** Fast two-dimensional standing-wave total-internal-reflection fluorescence microscopy using acousto-optic deflectors. // *Opt. Lett.*, 2009, v.34, p.836–838.
62. **Fermann M.E., da Silva V., Smith D.A., Silberberg Y., Weiner A.M.**, Shaping of ultrashort optical pulses by using an integrated acousto-optic tunable filter. // *Opt. Lett.*, 1993, v.18, p.1505–1507.
63. **Tournois P.** Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems. // *Opt. Commun.*, 1997, v.140, p.245–249.
64. **Verluisse F., Laude V., Cheng Z., Spielmann Ch., Tournois P.** Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: pulse compression and shaping. // *Opt. Lett.*, 2000, v.25, p.575–577.
65. **Molchanov V.Ya., Yushkov K.B.** Advanced spectral processing of broadband light using acousto-optic devices with arbitrary transmission functions. // *Opt. Expr.*, 2014, v.22, №13, p.15668-15678.
66. **Coppin P., Hodgkinson T.G.** Novel optical frequency comb synthesis using optical feedback. // *Electron. Lett.*, 1990, v.26, №1, p.28–30.
67. **Atutov S., Bonazzi F., Calabrese R., Guidi V., Lenisa P., Petruio S., Mariotti E., Moi L.** Generation of a frequency comb with a sharp edge of adjustable intensity and frequency. // *Opt. Commun.*, 1996, v.132, №3-4, p.269–274.
68. **Guillet de Chatellus H., Jacquín O., Hugon O., Glastre W., Lacot E., Marklof J.** Generation of ultrahigh and tunable repetition rates in cw injection-seeded frequency-shifted feedback lasers. // *Opt. Expr.*, 2013, v.21, №13, p.15065–15074.
69. **Zhang J., Yu J., Dong Z., Shao Y., Chi N.** Generation of full c-band coherent and frequency-lock multi-carriers by using recirculating frequency shifter loops based on phase modulator with external injection. // *Opt. Expr.*, 2011, v.19, №27, p.26370–26381.
70. **Pustovoit V.I., Pozhar V.E.** Acousto-optic spectrometers for Earth remote sensing. // *Proc. SPIE*, 1999, v.3750, p.243–249.
71. **Korablev O.I., Belyaev D.A., Dobrolenskiy Y.S., Trokhimovskiy A.Y., Kalinnikov Yu.K.**, Acousto-optic tunable filter spectrometers in space missions [Invited]. // *Appl. Opt.*, 2018, v.57, p.C103-C119
72. **Dixon R.W.** Photoelastic properties of selected materials and their relevance for applications to acoustic light modulators and scanners. // *J. Appl. Phys.*, 1967, v.38, №13, pp.5149-5153.
73. **Uchida N., Niizeki N.** Acoustooptic deflection materials and techniques. // *Proc. IEEE*, 1973, v.61, №8, pp.1073-1092.
74. **Акустические кристаллы.** Справочник. / Под ред. М.П.Шаскольской. - М.: Наука, 1982.

- 75. Kludzin V.V., Kulakov S.V., Molotok V.V.**, Acousto-optic materials and acousto-optic cell applications. // *Proc. SPIE*, 1996, v.2849, p.12-23.
- 76. Gupta N.** Materials for imaging acousto-optic tunable filters. // *Proc. SPIE*, 2014, v.9100, 91000.
- 77. Kharusi M.S., Farnell G.W.** Shear-wave acoustooptic diffraction in nonsymmetry planes of biaxial crystals. // *Proc. IEEE*, 1970, v.58, №2, pp.275-276.
- 78. Балакший В.И., Зотов Е.И., Парыгин В.Н.** Анизотропная дифракция света в среде с искусственной анизотропией. // *Квант. электрон.*, 1976, т.3, №10, с.2197-2204.
- 79. Демидов А.Я., Задорин А.С., Шандаров С.М.** Расчет параметров коллинеарного акустооптического взаимодействия в кристаллах ниобата лития. // *Автометрия*, 1982, №6, с.89-91.
- 80. Пожар В.Э.** Исследование коллинеарной дифракции света на модулированных акустических волнах в кристаллах. // *Кандидатская диссертация*. Менделеево, ВНИИФТРИ, 1986.
- 81. Пожар В.Э., Пустовойт В.И.** Коллинеарная дифракция: Возможности и перспективы. - В кн.: *"Акустооптические устройства радиоэлектронных систем"*. / Под ред. С.В.Кулакова. - Л.: Наука, 1988, с.36-47.
- 82. Voloshinov V.B.** Close to collinear acousto-optical interaction in paratellurite. // *Opt. Eng.*, 1992, v. 31, № 10, pp. 2089-2094.
- 83. Волошинов В.Б., Мишин Д.Д.** Квазиколлинеарная дифракция света на звуке в кристалле парателлурита. // *Радиотехн. и электр.*, 1992, т. 37, № 10, с. 1847-1853.
- 84. Волошинов В.Б., Мишин Д.Д., Молчанов В.Я. и др.** Анизотропная дифракция в парателлурите при большой длине взаимодействия. // *Письма в ЖТФ*, 1992, т.18, №2, с.33-37.
- 85. Parygin V.N., Zhmakin I.N.** Collinear interaction of Gaussian acoustic and light beams. // *Ultrasonics*, 1993, v.31, №5, pp.339-343.
- 86. Вершубский А.В., Парыгин В.Н.** Взаимодействие квазиколлинеарных акустических и световых пучков в анизотропной среде. // *Акуст. журнал*, 1997, т.43, №2, с.170-175.
- 87. Кораблев Е.М., Проклов В.В.** Эффекты при коллинеарном акустооптическом взаимодействии в планарных волноводах. - В кн.: *"Акустооптические устройства радиоэлектронных систем"*. / Под ред. С.В.Кулакова. - Л.: Наука, 1988, с.28-36.
- 88. Парыгин В.Н., Вершубский А.В.** Сильное акустооптическое взаимодействие коллинеарных гауссовских пучков. // *Опт. и спектр.*, 1997, т.82, №1, с.138-144.
- 89. Парыгин В.Н., Вершубский А.В.** Акустооптическое взаимодействие слабо расходящихся гауссовых пучков в сильно анизотропных средах. // *Акуст. журнал*, 1998, т.44, №1, с.32-38.
- 90. Parygin V.N., Vershoubский A.V., Resvov Y.G.** Collinear and quasi-collinear diffraction of bounded beams in crystals: Acousto-optic interaction for the example of paratellurite. // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2001, v. 3, pp. 32-39.
- 91. Sapriel J., Charissoux D., Voloshinov V.B., Molchanov, V.Ya.** Tunable acousto-optic filters and equalizers for WDM applications. // *J. Lightwave Technol.*, 2002, v.20, p.892-899.
- 92. Molchanov V.Ya., Chizhikov S.I., Yushkov K.B.** Two-cascade acoustooptical dispersive delay

line for ultrafast laser pulses, // *Quant. Electron.*, 2011, v.41, p.675–676.

**93. Chizhikov S.I., Garanin S.G., Goryachev L.V., Molchanov V.Ya., Romanov V.V., Rukavishnikov N.N., Sokolovskii S.V., Voronich I.N., Yushkov K.B.** Acousto-optical adaptive correction of chirped laser pulse spectral profile in Nd-phosphate glass regenerative amplifier. // *Laser Phys. Lett.*, 2013, v.10, 015301.

**94. Didenko N.V., Konyashchenko A.V., Kostryukov P.V., Losev L.L., Pazyuk V.S., Tenyakov S.Yu., Molchanov V.Ya., Chizhikov S.I., Yushkov K.B.** 40-fs hydrogen Raman laser. // *Quant. Electron.*, 2015, v.45, p.1101–1104.

**95. Ovchinnikov A.V., Chefonov O.V., Molchanov V.Ya., Yushkov K.B., Vicario C., Hauri C.** Generation of frequency-tunable pulsed terahertz radiation from a Cr:forsterite laser with an acousto-optic control of the temporal pulse profile. // *Quant. Electron.*, 2016 v.46 p.1149–1153.

**96. Molchanov V.Ya., Lyuty V.M., Esipov V.F., et al.** An acousto-optical imaging spectrophotometer for astrophysical observations. // *Astron. Lett.*, 2002, v.28, p.713–720.

**97. Аникин С.П., Есипов В.Ф., Молчанов В.Я., Татарников А.М., Юшков К.Б.,** Акустооптический спектрометр изображений для астрофизических измерений // *Опт. и Спектр.*, 2016, т.121, №1, с.124-132.

**98. Морозов А.И., Проклов В.В., Станковский Б.А.** *Пьезоэлектрические преобразователи для радиоэлектронных устройств.* - М.: Радио и связь, 1981.

**99. Lean E.G.H., Quate C.F., Shaw H.J.** Continuous deflection of laser beams. // *Appl. Phys. Letts*, 1967, v.10, №2, pp.48-51.

**100. Uchida N., Ohmachi Y.** Acoustooptical light deflector using  $\text{TeO}_2$  single crystal. // *Japan. J. Appl. Phys.*, 1970, v.9, №1, pp.155-156.

**101. Балакший В.И., Манешин Н.К., Мустель Е.Р., Парыгин В.Н.** Оптико-акустический дефлектор с большой разрешающей способностью. // *Радиотехн. и электрон.*, 1970, т.15, №11, с.2353-2360.

**102. Балакший В.И., Волошинов В.Б., Парыгин В.Н.** Акустическое сканирование света в анизотропной среде. // *Радиотехн. и электрон.*, 1971, т.16, №11, с.2226-2229.

**103. Балакший В.И.** Ультразвуковые методы сканирования света. // *Кандидатская диссертация.* М., МГУ, 1971.

**104. Warner A.W., White D.L., Bonner W.A.** Acousto-optic deflectors using activity in paratellurite. // *J. Appl. Phys.*, 1972, v.43, №11, pp.4489-4495.

**105. Yano T., Kawabuichi M., Fukumoto A., Watanabe A.**  $\text{TeO}_2$  anisotropic Bragg light deflector without midband degeneracy. // *Appl. Phys. Letts*, 1975, v.26, №12, pp.689-691.

**106. Балакший В.И., Галанова И.Ю., Парыгин В.Н.** Сканирование изображений. // *Квант. электрон.*, 1979, т.6, №5, с.965-971.

**107. Korpel A., Adler R., Desmares P., Watson W.** A television display using acoustic deflection and modulation of coherent light. // *Proc. IEEE*, 1966, v.54, №10, p.1429-1437.

**108. Maydan D.** Acousto-optical pulse modulators. // *IEEE J. Quant. El.*, 1970, v.QE-6, №1, p.15-24.

- 109. Магдич Л.Н., Молчанов В.Я.** Невзаимные явления в акустооптических модуляторах. // *ЖТФ*, 1977, т.47, №5, с.1068-1069.
- 110. Меш М.Я., Проклов В.В., Гуляев Ю.В.** Акустическая модуляция света в волоконных оптических световодах. // *Письма в ЖТФ*, 1979, т.5, №8, с.496-500.
- 111. Балакший В.И., Парыгин В.Н.** Модуляция света акустическими волнами в анизотропной среде. // *Радиотехн. и электрон.*, 1980, т.25, №9, с.1957-1965.
- 112. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Упасена Х.А.** О возможности регистрации фазовой структуры светового поля акустооптическим методом. // *Квант. электрон.*, 1981, т.8, №4, с.865-872.
- 113. Балакший В.И., Москалев В.М., Торговкин М.Ю., Упасена Х.А.** Акустооптический преобразователь свет-сигнал на кристалле  $\text{TeO}_2$ . // *Изв. ВУЗов - Радиоэлектроника*, 1983, т.26, №7, с.72-73.
- 114. Балакший В.И., Григоров С.Д., Парыгин В.Н.** Акустооптическая ячейка как амплитудно-фазовый транспарант. // *Вестн. Моск. ун-та*, сер.3, 1987, т.28, №1, с.41-46.
- 115. Балакший В.И., Куляшов К.Ю., Парыгин В.Н., Румянцев А.А.** Акустооптические системы анализа, коррекции и обращения волнового фронта световой волны. // *Опт. и спектр.*, 1991, т.70, №5, с.1131-1135.
- 116. Balakshy V.I., Kazaryan A.V., Molchanov V.Ya., Ming Hai.** Bistable acoustooptic devices for optical information processing systems. // *Proc. SPIE*, 1992, v.1731, pp.303-312.
- 117. Balakshy V.I., Kazaryan A.V.** Laser beam direction stabilization by means of Bragg diffraction. // *Opt. Eng.*, 1999, v.38, №7, pp.1154-1159.
- 118. Balakshy V.I.** Application of acoustooptic interaction for holographic conversion of light fields. // *Optics & Laser Techn.*, 1996, v.28, №2, pp.109-117.
- 119. Balakshy V.I., Voloshinov V.B., Kostyuk D.E.** Optical image processing by means of acoustooptical spatial filtration. // *J. Modern Opt.*, 2005, v. 52, № 1, pp. 1-20.
- 120. Balakshy V.I., Kostyuk D.E.** Acousto-optic image processing. // *Appl. Opt.*, 2009, v.48, №7, pp.C24-C32.
- 121. Harris S.E., Wallace R.W.** Acoustooptic tunable filter. // *J. Opt. Soc. Am.*, 1969, v.59, №6, pp.744-747.
- 122. Harris S.E., Nieh S.T.K., Winslow D.K.** Electronically tunable acoustooptic filter. // *Appl. Phys. Letts*, 1969, v.15, №10, pp.325-326.
- 123. Harris S.E., Nieh S.T.K., Feigelson R.S.**  $\text{CaMoO}_4$  electronically tunable optical filter. // *Appl. Phys. Letts*, 1970, v.17, №5, pp.223-225.
- 124. Taylor D.J., Harris S.E., Nieh S.T.K.** Electric tuning of a dye laser using the acousto-optic filter // *Appl. Phys. Letts.*, 1971, v. 19, № 8, pp. 269-271.
- 125. Kusters J.A., Wilson D.A., Hammond D.L.** Optimum crystal orientation for acoustically tuned optic filters. // *J. Opt. Soc. Am.*, 1974, v.64, №4, pp.434-440.
- 126. Волошинов В.Б.** Управление световыми пучками с использованием дифракции Брэгга в оптически анизотропной среде. // *Кандидатская диссертация*. М., МГУ, 1977.

- 127. Визен Ф. Л., Захаров В. М., Калинин Ю. К. и др.** Коллинеарный акустооптический фильтр. // Труды ВНИИФТРИ, вып. 38. – М., 1978, с. 31-34.
- 128. Магдич Л.Н.** Акустооптические перестраиваемые фильтры. // *Изв. АН СССР*, сер. физ., 1980, т.44, №8, с.1683-1690.
- 129. Волошинов В.Б., Парыгин В.Н.** Предельное разрешение при коллинеарной акустооптической фильтрации. // *Вестн. Моск. ун-та*, сер. 3, 1980, т. 21, № 1, с. 90-93.
- 130. Волошинов В.Б., Николаев И.В., Парыгин В.Н.** Коллинеарная акустооптическая фильтрация в кварце. // *Вестн. Моск. ун-та*, сер. 3, 1980, т.21, №2, с.42-46.
- 131. Ананьев Е.Г.** Сравнительные характеристики коллинеарных акустооптических фильтров. // *В сб.: Методы и средства прецизионной спектроскопии.* – М.: Изд-во ВНИИФТРИ, 1987, стр. 80-82.
- 132. Пожар В.Э.** Аппаратная функция коллинеарного фильтра в режиме модуляции ультразвука. // *В сб.: Методы и средства прецизионной спектроскопии.* – М.: Изд-во ВНИИФТРИ, 1987, стр. 90-92.
- 133. Chang I.C.** Collinear beam acousto-optic tunable filters. // *Electron. Lett.*, 1992, v. 28, pp. 1255-1256.
- 134. Волошинов В.Б., Скрипкин Д.Б., Гупта Н.** Электрическое управление частотой брэгговского синхронизма акустооптического фильтра на парателлурите. // *Опт. и спектр.*, 1998, т.85, №5, с.833-838.
- 135. Пожар В.Э., Пустовойт В.И.** Управление характеристиками коллинеарного акустооптического фильтра путем модуляции ультразвука. // *Радиотехн. и электр.*, 1998, т. 43, № 1, с. 121-127.
- 136. Voloshinov V.B., Gupta N.** Ultraviolet-visible imaging acousto-optic tunable filters in KDP. // *Appl. Opt.*, 2004, v.43, №19, pp.3901-3909.
- 137. Волошинов В.Б., Магдич Л.Н., Князев Г.А.** Акустооптический заграждающий фильтр на основе кристалла парателлурита. // *Вестн. Моск. ун-та*, сер. 3, Физ., астр., 2005, № 4, стр. 36 – 39.
- 138. Волошинов В.Б., Богомолов Д.В., Трохимовский А.Ю.** Оптимизация перестраиваемого акустооптического фильтра на кристалле KDP. // *ЖТФ*, 2006, т.76, №1, с.66-71.
- 139. Voloshinov V.B., Gupta N.** Ultraviolet-visible imaging acousto-optic tunable filters in KDP. // *Appl. Opt.*, 2004, v.43, №19, pp.3901-3909.
- 140. Волошинов В.Б., Магдич Л.Н., Князев Г.А.** Акустооптический заграждающий фильтр на основе кристалла парателлурита. // *Вестн. Моск. ун-та*, сер. 3, Физ., астр., 2005, № 4, стр. 36 – 39.
- 141. Волошинов В.Б., Богомолов Д.В., Трохимовский А.Ю.** Оптимизация перестраиваемого акустооптического фильтра на кристалле KDP. // *ЖТФ*, 2006, т.76, №1, с.66-71.
- 142. Gordon E.I.** A review of acoustooptical deflection and modulation devices. // *Appl. Opt.*, 1966, v.5, №10, pp.1629-1639.
- 143. Chang I.C.** Tunable acoustooptic filtering. An overview. // *Proc. SPIE*, 1976, v.90, pp.12-22.

144. **Chang I.C.** Acoustooptic devices and applications. // *IEEE Trans. Son. Ultrason.*, 1976, v.SU-23, №1, pp.2-22.
145. **Гуляев Ю.В., Проклов В.В., Шкердин Г.Н.** Дифракция света на звуке в твердых телах. // *УФН*, 1978, т.124, №1, с.61-111.
146. **Ахмед М., Уэйд Г.** Брэгговская акустоскопия. // *ТИИЭР*, 1979, т.67, №4, с.170-190.
147. **Гуляев Ю.В., Проклов В.В., Соколовский С.В., Сотников В.Н.** Акустооптические устройства обработки аналоговой и цифровой информации. // *Радиотехн. и электрон.*, 1987, т.32, №1, с.169-181.
148. **Гуляев Ю.В., Проклов В.В., Шкердин Г.Н.** Успехи физической акустооптики: Новые эффекты и применения. - В кн.: "Акустооптические устройства радиоэлектронных систем". / Под ред. С.В.Кулакова. - Л.: Наука, 1988, с.3-28.
149. **Pozhar V.E., Pustovoit V.I.** Collinear diffraction of light by sound waves in crystals: Devices, applications, new ideas. // *Photon. Optoelectron.*, 1994, v. 2, № 2, pp.53-69.
150. **Магдич Л.Н., Молчанов В.Я., Пономарева И.П.** Аппаратная функция неколлинеарного фильтра. // *Опт. и спектр.*, 1984, т.56, №4, с.736-740.
151. **Voloshinov V.B., Mishin, D.D.** Spectral resolution control of acousto-optic cells operating with collimated and divergent beams. // *Proc. SPIE*, 1993, v. 2051, pp. 378-385.
152. **Магдич Л.Н., Юшков К.Б., Волошинов В.Б.** Широкоапертурная дифракция неполяризованного излучения в системе из двух акустооптических фильтров. // *Квант. электрон.*, 2009, т.39, №4, с.347-352.
153. **Yushkov K.B., Kastelik J.-C., Dupont D., Voloshinov V.B.** Polarization-independent imaging with an acousto-optic tandem system. // *Optics Letts*, 2010, v.35, №9, pp.1416-1418.
154. **Шарангович С.Н.** Дифракция света на ультразвуковом поле с неоднородным амплитудно-фазовым распределением в анизотропной среде. // *ЖТФ*, 1991, т.61, №1, с.104-110.
155. **Антонов С.Н., Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г.** Новый акустооптический эффект - брэгговская дифракция без перемодуляции. // *ЖТФ*, 2009, т.79., № 6, с.119-123.
156. **Антонов С.Н., Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г.** Брэгговская акустооптическая дифракция без перемодуляции при фазированном преобразователе. // *ЖТФ*, 2010, т.8, №9, с.104-109.
157. **Задорин А.С., Шарангович С.Н.** Сильное акустооптическое взаимодействие в поле фокусированной звуковой волны. // *Изв. ВУЗов - Радиофизика*, 1986, т.29, №7, с.798-808.
158. **Балакший В.И.** Акустооптический эффект и его применение в системах оптической обработки информации. // *Докторская диссертация*. М., МГУ, 2000.
159. **Balakshy V.I., Linde B.B., Vostrikova A.N.** Light diffraction in an inhomogeneous acoustic field. // *Molec. & Quant. Acoustics*, 2006, v.27, pp.7-16.
160. **Balakshy V.I., Linde B.B., Vostrikova A.N.** Acousto-optic interaction in a non-homogeneous acoustic field excited by a wedge-shaped transducer. // *Ultrasonics*, 2008. v.48, №5, pp.351-356.
161. **Dekemper E., Vanhamel J., Van Opstal B., Fussen D., Voloshinov V.B.** Influence of driving power on the performance of UV KDP-based acousto-optical tunable filters. // *J. Opt.*, 2015, v.17,

075404.

- 162. Pieper R., Korpel A., Hereman W.** Extension of the acousto-optic Bragg regime through hamming apodization of the sound field. // *J. Opt. Soc. Am. A*, 1986, v.3, pp. 1608–1619.
- 163. Parygin V., Vershoubsky A., Filatova E.** Improvement of the acousto-optic cell function by piezotransducer sectioning. // *Journal of Modern Optics*, 2000, v. 47, №47, pp.1501-1511.
- 164. Богомолов Д.В., Мильков М.Г., Парыгин В.Н.** Управление аппаратной функцией акустооптических ячеек с неколлинеарной геометрией взаимодействия. // *Радиотех. и электрон.*, 2006, т.51, №1, с.100-106.
- 165. Chrostowski J.** Noisy bifurcations in acousto-optic bistability. // *Phys. Rev. A*, 1982, v.26, p.3023–3025.
- 166. Chrostowski J., Vallee R., Delisle C.** Self-pulsing and chaos in acoustooptic bistability. // *Can. J. Phys.*, 1983, v.61, p.1143–1148.
- 167. Chrostowski J., Delisle C., Tremblay R.** Oscillations in an acoustooptic bistable device. // *Can. J. Phys.*, 1983, v.61, p.188–191.
- 168. Chatterjee M.R., Huang J.-J.** Demonstration of acousto-optic bistability and chaos by direct nonlinear circuit modelling. // *Appl. Opt.*, 1992, v.31, p.2506–2517.
- 169. Cont A., Poon T.-C.** Simulations of bistable acousto-optic devices using MATLAB. // in *Proceedings of the 35th Southeastern Symposium on System Theory*, 2003, pp. 296–298.
- 170. Chatterjee M. R., Sonmez E.** Overview of acousto-optic bistability, chaos, and logical applications. // *Proc. SPIE*, 2001, v.4514, p.41–60.
- 171. Balakshy V.I., Kazaryan A.V., Molchanov V.Ya.** Deflectors with a feedback: new possibilities for image processing. // *Proc. SPIE*, 1993, v.2051, p.672–677.
- 172. Poon T.-C., Cheung S.K.** Performance of a hybrid bistable device using an acoustooptic modulator. // *Appl. Opt.*, 1989, v.28, p.4787–4791.
- 173. Balakshy V.I., Nagaeva I.A.** Optoelectronic generator based on acousto-optical interaction. // *Quant. Electron.*, 1996, v.26, p.254–257.
- 174. Балакший В.И., Синев И.М.** Конкуренция мод в акустооптическом генераторе с оптическим гетеродинамированием. // *Квант. электрон.*, 2004, т.34, №3, с.277-283.
- 175. Balakshy V.I., Sinev I.M.** Mode competition in an acousto-optic generator. // *J. Opt. A Pure Appl. Opt.*, 2004, v.6, p.469–474.
- 176. Balakshy V.I., Bychkov A.I., Kuznetsov Yu.I., Shabunin S.A.** Dynamic processes in acoustooptic system with amplitude feedback. // *J. Commun. Technol. Electron.* 2005, v.50, p.1169–1176.
- 177. Balakshii V.I., Kazar'yan A.V., Lee A.A.,** Multistability in an acousto-optical system with a frequency feedback. // *Quant. Electron.*, 1995, v.25, p.940–944.
- 178. Най Дж.** *Физические свойства кристаллов.* - М.: Мир, 1967.
- 179. Balakshy V.I., Kulish T.G.** High orders of light diffraction by ultrasound in the intermediate regime of acoustooptic interaction. I. Theoretical consideration. // *Acustica - Acta Acustica*, 1998, v.84, №5, pp.830-836.

- 180. Balakshy V.I., Krylov I.V., Kulish T.G., Molchanov V.Y.** High orders of light diffraction by ultrasound in the intermediate regime of acoustooptic interaction. II. Experimental results. // *Acustica - Acta Acustica*, 1998, v.84, №5, pp.837-842.
- 181. Борн М., Вольф Э.** *Основы оптики*. - М.: Наука, 1970.
- 182. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П.** *Теория волн*. - М.: Наука, 1979.
- 183. Ярив А., Юх П.** *Оптические волны в кристаллах*. - М.: Мир, 1987.
- 184. Yariv A.** Quantum theory for parametric interaction of light and hypersound. // *IEEE J. Quant. El.*, 1965, v.QE-1, №1, pp.28-33.
- 185. Фриман Р.** *Волоконно-оптические системы связи*. [Перевод с английского Н. Н. Слепов]. — М.: Техносфера, 2003.
- 186. Слепов Н.Н.** *Сети*. 1999, №4, С.24.
- 187. Пустовойт В.И., Табачкова К.И., Пожар В.Э.** Об эффективности коллинеарной дифракции на линейно частотно-модулированной акустической волне. // *Вестник МГТУ им. Баумана, сер. Приборостроение*, Спец. вып. “Современные проблемы оплотехники”, 2011, с.324-328.
- 188. Pustovoit V.I., Timoshenko V.V.** An acoustooptical filter with a controlled transmission band. // *J. Commun. Technol. Electron.*, 1998, v.43, p.422–429.
- 189. Пожар В.Э., Пустовойт В.И.** Акустооптические спектральные технологии. // *Изв. РАН, Серия физическая*, 2015, т.79, №10, с.1375-1380.
- 190. Вершубский А.В., Парыгин В.Н.** Использование последовательных акустических цугов для спектрального анализа оптического излучения в коллинеарном фильтре. // *Ак. Жур.*, 1998, т.44, №5, с.615-620.
- 191. Парыгин В.Н., Вершубский А.В., Холостов К.А.** Управление характеристиками коллинеарного акустооптического фильтра на молибдате кальция. // *ЖТФ*, 1999, т.69, №12, с.76-81.
- 192. Парыгин В.Н., Вершубский А.В., Холостов К.А.** Акустооптическая фильтрация с помощью звуковых цугов малой длительности. // *ЖТФ*, 2000, т.70, №8, с.91-96.
- 193. Антонов С.Н., Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г.** Особенности формирования многолучевой диаграммы направленности брэгговской дифракции света на периодически фазовомодулированном акустическом сигнале. // *Радиотех. и электрон.*, 2008. т.53. № 4. с.478-485.
- 194. Мазур М.М., Мазур Л.И., Судденко Ю.А., Шорин В.Н.** Повышение выходного оптического сигнала акустооптического монохроматора при частотной модуляции управляющего сигнала. // *Опт. и спектр.*, 2018, т.125, №4, с.572-576.
- 195. Мазур М.М., Судденко Ю.А., Пожар В.Э.** Многооконые акустооптические фильтры для корреляционной спектроскопии. // *Опт. и спектр.*, 2020, т.128, №2, с.284-289.
- 196. Chang I.C.** Acousto-optic tunable filters. // *Opt. Eng.*, 1981, v. 20, pp. 206824–206829.
- 197. Smith D.A., Johnson J.J.** Sidelobe suppression in an acousto-optic filter with a raised-cosine strength. // *Appl. Phys. Lett.*, 1992, v.61, pp.1025–1027.

- 198. Проклов В.В., Резвов Ю.Г., Подольский В.А.** Теория акустооптической фильтрации излучения в многочастотном акустическом поле в ближней зоне плоского пьезоэлектрического преобразователя. // *Акуст. журн.*, 2018, т.64, №6, с.669-675.
- 199. Волошинов В.Б., Магдич Л.Н., Князев Г.А.** Перестраиваемые акустооптические фильтры с многократным взаимодействием света и звука. // *Квант. эл.*, 2005, т.35, №11, с.1057–1063.
- 200. Мазур М.М., Пожар В.Э., Пустовойт В.И., Шорин В.Н.** Двойные акустооптические монохроматоры. // *Успехи совр. радиоэлектр.*, 2006, №10, с.19-30.
- 201. Denes L., Kaminsky B., Gottlieb M.** Image processing using AOTF. // *Proc. SPIE*, 1997, v.2962, p.111-121.
- 202. Pozhar V.E., Pustovoit V.I.** Long-path optical spectral AOTF-based gas analyzer. // *Proc. SPIE*, 2001, v.4574, p.174-178.
- 203. Pustovoit V.I., Pozhar V.E., Mazur M.M., Shorin V.N., Kutuza I.B., Perchik A.V.** Double-AOTF spectral imaging system. // *Proc. SPIE*, 2000, v.5953, p.200-203.
- 204. Chunguang Zhang, Zhonghua Zhang, Hao Wang, Yu Yang** Spectral resolution enhancement of acousto-optic tunable filter by double-filtering. // *Opt. Express*, 2008, v.16, p.10234-10239.
- 205. Мазур М.М., Мазур Л.И., Пустовойт В.И., Судденюк Ю.А., Шорин В.Н.** Светосильный двухкристальный акустооптический монохроматор. // *ЖТФ*, 2017, т.87, №9, с.1399-1402.
- 206. Machihin A., Pozhar V., Batshev V.** Compact AOTF-based spectral imaging system for medical endoscopic analysis. // *Photonics & Lasers in Medicine*, 2013, v.2, №2, p.153-157.
- 207. Machihin A., Pozhar V.** Double-AOTF-based aberration-free spectral imaging endoscopic system for biomedical applications. // *J. of Innovative Optical Health Sci.*, 2015, v.8, №3, article number 1541009.
- 208. Pozhar V., Machihin A.** Image aberrations caused by light diffraction via ultrasonic waves in uniaxial crystals. // *Appl. Opt.*, 2012, v.51, №19, pp.4513-4519.
- 209. Мачихин А.С., Пожар В.Э.** Пространственно-спектральные искажения изображения при дифракции обыкновенно поляризованного светового пучка на ультразвуковой волне. // *Квант. эл.*, 2015, т.45, №2, с.161-165.
- 210. Machihin A.S., Pozhar V.E.** A Spectral distortion correction method for an imaging spectrometer. // *Instr. and Experim. Tech.*, 2009, v.52, №6, p.847-853.
- 211. Котов В.М.** Брэгговское поляризационное расщепление. // *ЖТФ*, 1991, т.17, №9, с.12-15.
- 212. Епихин В.М., Визен Ф.Л., Магомедов З.А., Пальцев Л.Л.** Беспolarизационные акустооптические монохроматоры. // *ЖТФ*, 2018, т.88, №7, с.1071-1074.
- 213. Котов В.М., Аверин С.В., Кузнецов П.И.** Анализатор поляризации оптического излучения на основе дифракции света на звуке. // *ПТЭ*, 2014, №5, с.103-107.
- 214. Антонов С.Н.** Акустооптические устройства управления неполяризованным светом и модуляторы поляризации на основе кристалла парателлуриата. // *ЖТФ*, 2004, т.74, №10, с.84-89.
- 215. Kastelik J.-C., Benaissa H., Dupont S., Pommeray M.** Acousto-optic tunable filter using double interaction for sidelobe reduction. // *Appl. Opt.*, 2009, v.48, p.C4–C10.

- 216. Champagne J., Kastelik J.-C., Dupont S., Gazalet J.** Study of the spectral bandwidth of a double-pass acousto-optic system. // *Appl. Opt.*, 2018, v.57, №10, p.C49-C54.
- 217. Zhang X. et al** Study on the performance of double filtering based on an acousto-optic tunable filter. // *Physica Scripta*, 2019, v.94 115507.
- 218. Волошинов В.Б., Парыгин В.Н., Траоре Б.** Экспериментальное исследование двукратного акустооптического брэгговского рассеяния света. // *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.*, 1989, т.4 с.454.
- 219. Balakshii V.I., Tolpin K.A., Sliwinski A.** Light diffraction in a multifrequency acoustic field under conditions of strong acoustooptic interaction. // *Opt. and Spectr.*, 1999. v.87. № 6. p.922-928.
- 220. Balakshii V.I., Nagaeva I.A.** Diffraction of light by two collinear acoustic waves of different frequencies: the mode competition. // *J. of Comm. Tech. and Electron.*, 2000, v.45, № 5, p.543-547.
- 221. Проклов В.В., Резвов Ю.Г.** Особенности формирования многополосной функции пропускания на базе многочастотной акустооптической дифракции. // *Опт. и спектр.*, 2018, т.124. № 1. с.122-128.
- 222. Coquin G.A., Griffin J.P., Anderson L.K.** Wide-band acoustooptic deflectors using acoustic beam steering. // *IEEE Trans. on Son. and Ultrason.*, 1970, v.17, №1, pp. 34-40.
- 223. Voshol C.P.L., Spiekerman A.J.G.** Acoustooptic laser beam deflector with modified phased-array transducer. // *IEEE Trans. on Son. and Ultrason.*, 1975, v.22, №2, pp.143-143.
- 224. Alphonse G.A.** Broadband Acoustooptic Deflectors: New Results. // *Appl. Opt.*, 1975, v.14, p.201-207.
- 225. Palmieri L., Socino G., Verona E.** Interdigital transducer method of acoustic beam steering for bulk wave acousto-optic Bragg cells. // *Appl. Phys. Lett.*, 1985, v.47, pp.463-465.
- 226. Aboujeib J., Perennou A., Quintard V., Le Bihan J.** Planar phased-array transducers associated with specific electronic command for acousto-optic deflectors. // *J. of Optics A: Pure and Appl. Opt.*, 2007, v.9, №5, pp.463-469.
- 227. Антонов С.Н., Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г.** Расширение углового диапазона сканирования акустооптического дефлектора с двухэлементным фазированным пьезопреобразователем. // *ЖТФ*, 2013, т.83, №9, с.108-113.
- 228. Voloshinov V.B., Muromets A.V., Trushin A.S.** Electric phase delays in tunable acousto-optic filters applying extended transducers. // 2012 IEEE International Ultrasonics Symposium, Dresden, pp.1-4, 2012
- 229. Muromets A.V., Voloshinov V.B., Kononin I.A.** Transmission characteristics of acousto-optic filter using sectioned transducer. // *Appl. acoust.*, 2016, v.112, p.221-225.
- 230. Maak P., Lenk S., Jakab L., Barocsi A., Richter P.** Optimization of transducer configuration for bulk acousto-optic tunable filters. // *Opt. Comm.*, 2004, v.241, p.87-98.
- 231. Kim S., Gao L., Wagner K., Weverka R., McLeod R.** Acousto-optic tunable filter using phased-array transducer with linearized RF to optical frequency mapping. // *Proc. SPIE*, 2005, v.5953, 59530M.
- 232. Пожар В.Э., Пустовойт В.И.** Дифракция света на акустической кусочно-однородной

волне со скачкообразным изменением фазы. // Усп. совр. радиоэлектрон., 2006, №9, с.61.

**233. Гудмен Дж.** Введение в фурье-оптику. - М.: Мир, 1970.

**234. Балакший В.И., Упасена Х.А.** Акустооптическое взаимодействие ограниченных волновых пучков. // Вестн. Моск. ун-та, сер.3, 1982, т.23, №5, с.71-76.

**235. Балакший В.И.** Акустооптическая ячейка как фильтр пространственных частот. // Радиотехн. и электрон., 1984, т.29, №8, с.1610-1616.

**236. Korpel A., Lin H.H., Mehrl D.J.** Use of angular plane-wave spectra in the analysis of three-dimensional weak acousto-optic interaction. // J. Opt. Soc. Am., 1987, v.A4, №12, pp.2260-2265.

**237. Никанорова Е.А., Парыгин В.Н.** Акустооптическое брэгговское взаимодействие волн со сложным пространственно-временным спектром в анизотропной среде. // Изв. ВУЗов - Радиофизика, 1988, т.31, №5, с.600-606; 1989, т.32, №2, с.229-234.

**238. Chatterjee M.R., Poon T.-C., Sitter D.N.** Transfer function formalism for strong acoustooptic Bragg diffraction of light beams with arbitrary profiles. // Acustica, 1990, v.71, pp.81-92.

**239. Banerjee P.P., Tarn C.-W.** A Fourier transform approach to acoustooptic interactions in the presence of propagational diffraction. // Acustica, 1991, v.74, pp.181-191.

**240. Korpel A., Banerjee P.P., Tarn C.-W.** A unified treatment of spectral formalisms of light propagation and their application to acoustooptics. // Opt. Commun., 1993, v.97, №4, pp.250-258.

**241. McNeill M.D., Poon T.-C.** Gaussian beam profile shaping by acoustooptic Bragg diffraction. // Appl. Opt., 1994, v.33, pp.4508-4515.

**242. Tarn C.W.** Spatial Fourier transform approach to the study of polarization changing and beam profile deformation of light during Bragg acousto-optic interaction with longitudinal and shear waves in isotropic media. // J. Opt. Soc. Am., 1997, v.A14, №12, pp.2231-2242.

**243. Balakshy V.I., Asratyan K.R., Molchanov V.Y.** Acousto-optic collinear diffraction of a strongly divergent optical beam. // Pure & Appl. Opt., 2001, v.3, №4, pp.S87-S92.

**244. Балакший В.И., Костюк Д.Е.** Пространственная структура акустооптического фазового синхронизма в одноосных кристаллах. // Опт. и спектр., 2006, т.101, №2, с.298-304.

**245. Антонов С.Н., Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г.** Влияние пространственной структуры звукового поля на брэгговскую акустооптическую дифракцию в условиях сильной акустической анизотропии. // ЖТФ, 2010, т.80, №3, с.97-106.

**246. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Филиппов Б.П.** Угловое смещение акустического пучка, возбуждаемого клиновидным пьезопреобразователем. // Акуст. ж., 1976, т.22, №4, с.596-598.

**247. Антонов С.Н., Вайнер А.В., Проклов В.В., Резвов Ю.Г.** Модификация параболического приближения теории дифракции ультразвукового пучка в сильно анизотропном кристалле. // ЖТФ, 2013, т.83, №12, с.11-16.

**248. Papadakis E.P.** Diffraction of ultrasound radiating into an elastically anisotropic medium. // J. Acoust. Soc. Amer., 1964, v. 36, № 3, pp. 414-422.

**249. Cohen M.C.** Optical study of ultrasonic diffraction and focusing in anisotropic media. // J. Appl. Phys., 1967, v. 38, № 10, pp. 3821-3828.

- 250. Kharusi M.S., Farnell G.W.** Plane ultrasonic transducer diffraction fields in highly anisotropic crystals. // *J. Acoust. Soc. Am.*, 1970, v.48, pp.665-670.
- 251. Kharusi M.S., Farnell G.W.** On diffraction and focusing in anisotropic crystals. // *Proc. IEEE*, 1972, v. 60, № 8, pp. 945-956.
- 252. Szabo T.L.** Generalized Fourier transform theory for parabolically anisotropic media. // *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1978, v. 63, № 1, pp. 28-34.
- 253. Хаткевич А.Г.** Дифракция и распространение пучка ультразвукового излучения в монокристаллах. // *Акуст. ж.*, 1978, т. 24, № 1, с. 108-114.
- 254. Демидов В.П., Якименко В.А.** Параболическая аппроксимация анизотропии звукопроводов. // *Акуст. ж.*, 1981, т. 27, № 5, с. 787-790.
- 255. Every A.G., McCurdy A.K.** Phonon focusing in piezoelectric crystals. // *Phys. Rev. B*, 1987, v.36, pp.1432-1447.
- 256. Newberry B.P., Thomson R.B.** A paraxial theory for the propagation of ultrasonic beams in anisotropic solids. // *J. Acoust. Soc. Amer.*, 1989, v. 85, № 6, pp. 2290-2300.
- 257. Воронова М.А., Парыгин В.Н.** Распространение звукового пучка в акустооптических кристаллах парателлурита и каломели. // *Вестн. Моск. ун-та*, сер. 3, 1987, т. 28, № 4, с. 31-36.
- 258. Kastelik J.S., Gzalet M.J., Bruneel C., Bridoux E.** Acoustic shear wave propagation in paratellurite with reduced spreading. // *J. Appl. Phys.*, 1993, v. 74, № 4, pp. 2813-2817.
- 259. Белый В.Н., Казак Н.С., Павленко В.К., Катранжи Е.Г., Курилкина С.Н.** Особенности распространения пучков квазипоперечных упругих волн в кристалле парателлурита. // *Акуст. ж.*, 1997, т. 43, № 2, с. 156-161.
- 260. Belyi V.N., Kazak N.S., Pavlenko V.K., Katranji E.G., Kurilkina S.N.** Propagation of ultrasonic beams in paratellurite crystal. // *Ultrasonics*, 1999, v.37, pp.377-383.
- 261. Voloshinov V.B., Balakshy V.I., Kulakova L.A., Gupta N.** Acousto-optic properties of tellurium that are useful in anisotropic diffraction. // *J. Opt. A: Pure & Appl. Opt.*, 2008, v.10, №9, p.095002(9pp).
- 262. Федоров Ф.И.** *Теория упругих волн в кристаллах.* - М.: Наука, 1965.
- 263. Дьелесан Э., Руайе Д.** *Упругие волны в твердых телах.* - М.: Наука, 1982.
- 264. Schweppe H.** Elastic and piezoelectric properties of paratellurite (TeO<sub>2</sub>). // *Ultrason.*, 1970, v.8, p.84-87.
- 265. Ohmachi Y., Uchida N.** Temperature dependence of elastic, dielectric, and piezoelectric constants in TeO<sub>2</sub> single crystals. // *J. Appl. Phys.*, 1970, v.41, p.2307-2311.
- 266. Yano T., Watanabe A.** Acoustooptic figure of merit of TeO<sub>2</sub> for circularly polarized light. // *J. Appl. Phys.*, 1974, v. 45, №3, pp. 1243-1245.
- 267. Muromets A.V., Trushin A.S.** New method to calculate spatial distribution of acousto-optic figure of merit in crystals. // *Acta Physica polonica A*, 2015, v.127, p.93-95.
- 268. Ohmachi Y., Uchida N., Niizeki N.** Acoustic wave propagation in TeO<sub>2</sub> single crystal. // *J. Acoust. Soc. Am.*, 1972, v.51, p.164-168.

- 269. Антонов С.Н., Кузнецова Е.В., Миргородский В.И., Проклов В.В.** Акустооптические исследования распространения медленной акустической волны в  $\text{TeO}_2$ . // *Акуст. ж.*, 1982, т.28, № 4, с.433-437.
- 270. Волошинов В.Б., Поликарпова Н.В., Можаяев В.Г.** Близкое к обратному отражение объёмных акустических волн при скользящем падении в кристалле парателлурита. // *Акуст. ж.*, 2006, т.52, №3, с.1-9.
- 271. Voloshinov V.B., Polikarpova N.V.** Acousto-optic investigation of propagation and reflection of acoustic waves in paratellurite crystal. // *Appl. Opt.*, 2009, v.48, №7, pp.C55-C66.
- 272. Polikarpova N.V., Malneva P.V.** Polarization characteristics of bulk ultrasonic waves in acousto-optic paratellurite crystal. // *Acta Acoustica Acoustica*, 2014, v.100, p.427-433.
- 273. Авакянц Л.П., Антипов В.В., Киселев Д.Ф., Сорокин Н.Г., Закутайлов К.В.** // *ФТТ*, 1982, т.24, №10, с.3171-3172.
- 274. Pluta M., Every A.G., Grill W.** Inversion of acoustic diffraction fields in anisotropic solids. // *Ultrason.*, 2004, v.42, p.243-248.
- 275. Every A.G., Amulele G.M.** Angular spectrum method and ray algorithm for the acoustic field of a focusing transducer in an anisotropic solid. // *IEEE Trans. on Ultrason., Ferroelectr. and Freq. Control*, 2002, v.49, p.307-318.
- 276. Newberry B.P., Thomson R.B.** Model for the propagation of Gaussian beams in anisotropic media. // *J. Acoust. Soc. Am.*, 1989, v.85, p.2290.
- 277. Maloney W.T., Meltz G., Gravel R.L.** Optical probing of the Fresnel and Fraunhofer regions of a rectangular acoustic transducers. // *IEEE Trans. Son. Ultrason.*, 1968, SU-15, p.167-172.
- 278. Tropf A.Z., Thomas M.E., Tropf W.J.** Optical properties of KRS-5. // *Proc. SPIE*, 1997, v.3060, p.344-355.
- 279. Lisitskii I.S., Tolstorozhev M.N., Kanevskii I.N., Ozeretskii S.N., Belousov A.P., Ivanychev V.V.** Mechanical properties of KRS-5 and KRS-6 single crystals. // *Sov. J. Opt. Technol.*, 1976, v.43, p.237-240 .
- 280. Mastikhin V.M., Bogdanov S.V., Darvoid T.I., Lisitskii I.S., Sapozhnikov V.K., Sheloput D.V.** Acousto-optical characteristics of KRS-5 single crystals. // *Sov. J. Opt. Technol.*, 1977, v.44, p. 480-481.
- 281. Kulakov S.V., Kludzin V.V., Molotok V.V.** Experimental characteristics of elastic nonlinearity In KRS-5 and  $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$  crystals. // *Proceedings of the 1994 IEEE Ultras. Symp.*, 1994, v.2, Cannes, France p. 851-854.
- 282. Voloshinov V.B., Porokhovnichenko D.L., Dyakonov E.A.** Optimization of acousto-optic interaction geometry in KRS-5 crystal for far-infrared applications. // *Opt. Eng.*, 2017, v.56, №8, 087102.
- 283. Shcherbakov A.S., Maximov J., Bliznetsov A.M., Sanchez Perez K.J.** Potentials of acousto-optical spectrum analysis on a basis of a novel algorithm of the collinear wave heterodyning in a large-aperture KRS-5 crystalline cell. // *Opt. Eng.*, 2011, v.50, 034002.
- 284. Gupta N., Voloshinov V.B., Knyazev G.A., Kulakova L.A.** Tunable wide-angle acousto-optic filter in single-crystal tellurium. // *J. of Opt.*, 2012, v.14, 035502.

- 285. Gupta N., Voloshinov V.B., Knyazev G.A., Kulakova L.A.** Optical transmission of single crystal tellurium for application in acousto-optic cells. // *J. of Opt.*, 2011, v.13, 055702.
- 286. Tropf W.J., Thomas M.E., Klocek P.** Infrared optical materials. // *Proc. SPIE*, 1996, CR64, p.137-169
- 287. Хоркин В.С., Волошинов В.Б., Кузнецов М.С., Субботин К.А.** Анизотропное акустооптическое взаимодействие в кристалле KRS-5. // *Сборник трудов конференции: Волновая электроника и ее применения в информационных и телекоммуникационных системах. XXI международная молодежная конференция*. 2018. Санкт-Петербург, с.65-68.
- 288. Voloshinov V.B., Porokhovnichenko D.L., Dyakonov E.A.** Design of far-infrared acousto-optic tunable filter based on backward collinear interaction. // *Ultrason.*, 2018, v.88, p.207-212,
- 289. Dyakonov, E.A., Porokhovnichenko, D.L.** Backward collinear acousto-optic interaction in KRS-5 crystal and its nonreciprocal effect. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*, 2018, v.82, p.1406–1410..
- 290. Pushkareva M., Parygin V.** Quasi-collinear AOTF with improved resolution. // *Proc. SPIE*, 2001, v.4514, p.147-152.
- 291. Zaitsev A.K., Kludzin V.V.** Subcollinear acousto-optic tunable filter based on the medium with a strong acoustic anisotropy. // *Opt. Commun.*, 2003, v.219, p.277–283.
- 292. Molchanov V., Makarov O.** Quasicollinear acoustooptic filters using strong anisotropy in tellurium dioxide crystal. // *J. Phys. Conf. Ser.*, 2007, v.92, 012070.
- 293. Molchanov V.Ya., Voloshinov V.B., Makarov O.Yu.** Quasi-collinear tunable acousto-optic paratellurite crystal filters for wavelength division multiplexing and optical channel selection. // *Quant. El.*, 2009, v.39, p.353-360.
- 294. Molchanov V.Ya., Chizhikov S.I., Makarov O.Yu., Solodovnikov N.P., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Lozhkarev V.V., Yakovlev I.V.** Adaptive acousto-optic technique for femtosecond laser pulse shaping. // *Appl. Opt.*, 2009, v.48, C118-C124.
- 295. Issa H., Quintard V., Pérennou A., Sakkour A.** Double pass in acousto-optic tunable filter for telecommunication network. // *Opt. Eng.*, 2014, v.53, 075103.
- 296. Declercq N.F., Polikarpova N.V., Voloshinov V.B., Leroy O., Degrieck J.** Enhanced anisotropy in paratellurite for inhomogeneous waves and its possible importance in the future development of acousto-optic devices. // *Ultrason.*, 2006, v.44, e833–e837.
- 297. Дьяконов Е.А., Волошинов В.Б., Поликарпова Н.В.** Акустооптическое исследование необычных случаев отражения объемных упругих волн в кристалле парателлуриата. // *Acoust. Phys.*, 2012, т.58, №1, с.121–131.
- 298. Voloshinov V.B., Polikarpova N.V., Reznikov A.M.** Development of acoustooptic devices based on transformation of acoustic waves. // *Phys. Wave Phen.*, 2015, v.23, p.52–57.
- 299. Kupreychik M.I., Balakshy V.I.** The spatial structure of acousto-optic phase matching in biaxial crystal of alpha-iodic acid. // *Opt. & Spectr.*, 2017, v.123, p.63–470.
- 300. Kupreychik M.I., Balakshy V.I.** Investigation of close to collinear anisotropic acousto-optic interaction in a biaxial crystal of alpha-iodic acid. // *Proc. SPIE*, 2019, v.11210, 112100O.

- 301. Voloshinov V.B., Molchanov V.Y., Babkina T.M.** Two-dimensional selection of optical spatial frequencies by acousto-optic methods. // *Opt. Eng.*, 2002, v.41, p.1273-1280.
- 302. Беликов И.Б., Волошинов В.Б., Никанорова Е.А., Парыгин В.Н.** Угловая апертура перестраиваемого акустооптического фильтра. // *Автометрия*, 1987, №2. с.52-57.
- 303. Юхневич Т.В.** Широкоапертурное взаимодействие в акустооптических фильтрах. // Кандидатская диссертация. М., МГУ, 2017.
- 304. Voloshinov V.B., Yukhnevich T.V.** Two regimes of wide-angle acousto-optic interaction in tellurium dioxide single crystal. // *Appl. Opt.*, 2013, v.52, №24, p.5912-5919.
- 305. Voloshinov V.B., Yushkov K.B.** Acousto-optic filters on potassium dihydrogen phosphate with optimal angle aperture and maximum beam deflection. // *Opt. Eng.*, 2008, v. 47, 073201(1-7).
- 306. Волошинов В.Б., Москера Х.С.** Широкоапертурное акустооптическое взаимодействие в двулучепреломляющих кристаллах. // *Опт. и спек.*, 2006, т.101, №4, с.675-682.
- 307. Voloshinov V.B., Molchanov V.Ya., Mosquera J.S.** Spectral and polarizational analysis imagine by means of acousto-optic. // *Opt. and las. tec.*, 1996, v.28, №2, p.119-127.
- 308. Bond W.L.** Measurement of the refractive indices of several crystals. // *J. Appl. Phys.*, 1965, v.36, p.1674-1677.
- 309. Ермилин К.К., Решетников Н.Ф.** Коллинеарное взаимодействие упругой и световой волн в монокристалле ниобата лития. // *ФТТ*, 1972, т. 14, № 7, с. 2163-2165.
- 310. Uchida W.L.** Optical properties of single crystal paratellurite. // *Phys. Rev., ser. B*, 1971, v. 4, №10, pp. 3736-3744.
- 311. Парыгин В.Н., Вершубский А.В., Резвов Ю.Г.** Акустооптическое взаимодействие пучков вблизи запрещённых направлений. // *Опт. и спектр.*, 2001, т.90, №1, с.144 – 151.
- 312. Parygin V.N., Vershoubskiy A.V.** Acousto-optic interaction in directions forbidden by crystal symmetry. // *Proc. SPIE*, 2001, v.4514, p.147-152.
- 313. Доброленский Ю.С., Волошинов В.Б., Парыгин В.Н.** Коллинеарная дифракция расходящегося светового пучка на ультразвуке в кристалле парателлурита. // *Опт. и спектр.*, 2005, т.98, №4, с.673-678.
- 314. Vainer A.V., Proklov V.V., Rezvov Y.G. et al.** Theory of acoustooptical filtration of light beams in the inhomogeneous acoustic field. // *J. Commun. Technol. Electron.*, 2017, v.62, p.1152–1164.
- 315. Zarubin V.P., Yushkov K.B., Chizhikov A.I., Makarov O.Yu., Molchanov V.Ya., Tretiakov S.A., Kolesnikov A.I., Cherepetskaya E.B., Karabutov A.A.** Laser-ultrasonic temperature mapping of an acousto-optic dispersive delay line. // *NDT & E International*, 2018, v.98, p.171-176.
- 316. Yushkov K.B., Molchanov V.Ya.** Acousto-optic filters with arbitrary spectral transmission. // *Opt. Comm.*, 2015, v.355, p.177-180.
- 317. Cohen M.G., Gordon E.I.** Acoustic beam probing using optical techniques. // *Bell Syst. Tech. J.*, 1965, v.44, №4, p.693-721.

- 318. Korpel A., Laub L.J., Sievering H.C.** Measurements of acoustic surface wave propagation characteristics by reflected light. // *Appl. Phys. Letts*, 1967, v.10, №10, p.295-297.
- 319. Voloshinov V.B., Lemyaskina E.A.** Acousto-optic measurements of ultrasound attenuation in tellurium dioxide crystal. // *Acta Phys. Slovaca*, 1996, v.46, p.733–738.
- 320. Dekemper E., et al.** Tunable acousto-optic spectral imager for atmospheric composition measurements in the visible spectral domain. // *Appl. Opt.*, 2012, v.51, p.6259–6267.
- 321. Olberg M., et al.** The Odin satellite. // *Astron. Astrophys.*, 2003, v.402, L35–L38.
- 322. Korablev O.I., et al.** SPICAM IR acousto-optic spectrometer experiment on Mars Express. // *J. Geophys. Res.*, 2006, v.E111, E09S03.
- 323. Leroi V., Bibring J.-P., Berthe M.** MicrOmega/IR: design and status of a nearinfrared spectral microscope for in situ analysis of Mars samples. // *Planet. Space Sci.*, 2009, v.57, p.1068–1075.
- 324. Pilorget C., Bibring J.-P.** NIR reflectance hyperspectral microscopy for planetary science: application to the MicrOmega instrument. // *Planet. Space Sci.*, 2013, v.76, p.42–52.
- 325. Korablev O.I., et al.** The RUSALKA device for measuring the carbon dioxide and methane concentration in the atmosphere from on board the International Space Station. // *J. Opt. Technol.*, 2011, v.78, p.317–327.
- 326. Bertaux J.-L., et al.** SPICAV/SOIR on Venus express: three spectrometers to study the global structure and composition of the Venus atmosphere. // *Planet. Space Sci.*, 2007, v.55 p.1653–1672.
- 327. Korablev O.I., et al.** AOTF near-IR spectrometers for study of Lunar and Martian surface composition. // *EPSC Abstracts*, 2013, v.8, EPSC2013-50-1.
- 328. Runhua J., et al.** Spatial and temporal thermal analysis of acousto-optic deflectors using finite element analysis model. // *Ultrason.*, 2012, v.52, p.643–649.
- 329. Maak P., et al.** Thermal behaviour of acousto-optic devices: effects of ultrasound absorption and transducer losses. // *Ultrason.*, 2011, v.51, p.441–451.
- 330. Arlt G., Schweppe H.** Paratellurite, a new piezoelectric material. // *Solid State Commun.*, 1968, v.6, p.783-784.
- 331. Ohmachi Y., Uchida N.** Elastic and photoelastic properties of TeO<sub>2</sub> single crystal. // *J. Appl. Phys.*, 1969, v.40, p.4692.
- 332. Uchida N.** Elastic and photoelastic properties of tellurium dioxide single crystals. // *Phys. Rev. Ser. B*, 1971, v.4B, p.3736–3739.
- 333. Silvestrova I.M., Pisarevskii Yu.V., Földvári I., Peter A., Voszka R., Janszky J.** Refinement of some optical and acoustic parameters of paratellurite. // *Phys. Stat. Sol.*, 1981, v.66, p. K55-K58.
- 334. Silvestrova I.M., et al.** Temperature dependence of elastic properties of paratellurite. // *Phys. Stat. Sol.*, 1987, v.101, p.437–444.
- 335. Ledbetter H., et al.** Low-temperature elastic and piezoelectric constants of paratellurite. // *J. Appl. Phys.*, 2004, v.96, p.6201–6206.
- 336. Balakshy V.I., Voloshinov V.B., Karasev V.A., Molchanov V.Ya., Semenov V.** Compensation of thermal effects in acousto-optic deflector. // *Proc. SPIE*, 1996, v.2713, p.164–171.

- 337. Voloshinov V.B.** Anisotropic light diffraction on ultrasound in a tellurium dioxide single crystal. // *Ultrason.*, 1993, v.31, p.333–338.
- 338. Georgiev G., Glenar D.A., Hillman J.J.** Spectral characterization of acousto-optic filters used in imaging spectroscopy. // *Appl. Opt.*, 2002, v.41, p.209.
- 339. Епихин В.М., Визен Ф.М., V.I. Пустовойт В.И.** Акустооптический фильтр, *Авторское свидетельство №1247816*, 1984, Москва.
- 340. Волошинов В.Б., Молчанов В.Я., Бабкина Т.М.** Акустооптический фильтр неполяризованного электромагнитного излучения. // *ЖТФ*, 2000, т.70, №9, с.93-98.
- 341. Mo Fuigin** Dispersion of tellurium dioxide refractive indexes. // *Acta Optica Sinica*, 1986, v.6, p.446–450.
- 342. Yushkov K.B., Molchanov V.Ya.** Acousto-optic replication of ultrashort laser pulses. // *Phys. Rev. A*, 2017, v.96, 043866.
- 343. Yasutake K., Sugiura K., Inoue H., Takeuchi A., Uemura M., Yoshii K., Kawabe H.** Dislocations and ultrasonic attenuation in paratellurite. // *Phys. Stat. Sol.*, 1991, v.125, p.489-502.
- 344. Troedson S.C., Lindsay A.C., Fuss I.G.** Nonlinear acoustic phenomena in TeO<sub>2</sub>. // *J. Acoust. Soc. Am.*, 1993, v.93, p.148-153.
- 345. Протопопов В.В., Устинов Н.Д.** *Лазерное гетеродинирование*. М., Наука, 1985.
- 346. Dixon R.W., Gordon E.I.** Acoustic light modulators using optical heterodyne mixing. // *Bell Syst. Techn. J.*, 1967, v.46, №2, p.367-372.
- 347. Клюдзин В.В.** Особенности оптического гетеродинирования в акустооптических устройствах. // *Опт. и спектр.*, 1984, т.57, №2, с.344-349.
- 348. Зильберман Г.Е., Купченко Л.Ф., Жуков С.С.** Экспериментальное исследование фазы основной гармоники световой волны, прошедшей через ультразвуковое поле. // *Радиотехн. и электрон.*, 1980, т.25, №9, с.1991-1994.
- 349. Антонов С.Н., Проклов В.В.** Особенности прохождения света через ультразвуковой пучок при сильном акустооптическом взаимодействии. // *ЖТФ*, 1983, т.53, №2, с.306-310.
- 350. Балакший В.И., Пентегов С.Ю.** Фазовые характеристики акустооптического взаимодействия в брэгговском режиме дифракции. // *Вестн. Моск. ун-та*, сер.3, 1985, т.26, №6, с.59-64.
- 351. Balakshy V.I.** Additional phase shift effect in acoustooptic interaction and its applications. // *Proc. SPIE*, 1992, v.1844, p.178-186.
- 352. Alippi A.** Half-wave plate behaviour of ultrasonic waves light modulators. // *Opt. Comm.*, 1973, v.8, p.397–400.
- 353. Eklund H., Roos A., Eng S.T.** Rotation of laser beam polarization in acousto-optic devices. // *Opt. and Quant. Electron.*, 1975, v.7, p.73–79.
- 354. Kwiek P., Reibold R.** Additional phase shifts in ultrasound light diffraction. // *Acustica*, 1994, v.80, p.294–2999.
- 355. Balakshy V.I., Hassan J.A.** Polarization effects in acoustooptic interaction. // *Opt. Eng.*, 1993, v.32, p.746–51.

- 356. Balakshy V.I., Gondek G., Katkowski T., Krylov I.V., Kwiek P., Sliwinski A.** Polarization effects at acoustooptic interaction in anisotropic medium. // *Proc. SPIE*, 1995, v.2643, p.98–107.
- 357. Chatterjee M.R., Al-Saedi M.** Examination of chaotic signal encryption and recovery for secure communication using hybrid acousto-optic feedback. // *Opt. Eng.*, 2011, v.50, 055002.
- 358. Saboia K.D.A., Ferreira A.C., Sobrinho C.S., Fraga W.B., Menezes J.W.M., Lyra M.L., Sombra A.S.B.** Optical cryptography under PPM-PAM modulation based in short optical pulses in an acoustic-optic tunable filter (AOTF). // *Opt. Quant. Electron.*, 2009, v.41, p.963–980.
- 359. Balakshy V.I., Kazaryan A.V., Molchanov V.Ya., Hai M.** Bistable acousto-optic devices for optical information processing systems. // *Proc. SPIE*, 1992, v.1731, p.303–312.
- 360. Vallée R., Delisle C., Chrostowski J.** Noise versus chaos in acousto-optic bistability. // *Phys. Rev. A*, 1984, v.30, p.336–342.
- 361. Wehner M.F., Chrostowski J., Mielniczuk W.J.** Acousto-optic bistability with fluctuations. // *Phys. Rev. A*, 1984, v.29, p.3218–3223.
- 362. Rao Yarlagadda R.K.** *Analog and Digital Signals and Systems* - Springer, 2010.
- 363. Мигулин В.В., Медведев В.И., Мустель Е.Р., Парыгин В.Н.** *Основы теории колебаний*. – М. Мир. 1983.
- 364. Пиковский А., Розенблюм М., Куртс Ю.** *Синхронизация. Фундаментальное нелинейное явление*. – М. Техносфера, 2003.
- 365. Salzenstein P., Trushin A.S., Voloshinov V.B.** Laser stabilized by acousto-optic cells for optoelectronic oscillators. // *Proc. SPIE*, 2012, v.8428, 84281D.
- 366. Lu Gao, Herriot S.I., Wagner K.H.** Novel approach to RF photonic signal processing using an ultrafast laser comb modulated by traveling-wave tunable filters. // *IEEE J. of Selected Topics in Quant. Electr.*, 2006, v.12, №2, p.315–329.
- 367. Foltynowicz A, Junyang Wang, Ehlers P., Axner O.** Distributed-feedback-laser-based NICE-OHMS in the pressure-broadened regime. // *Opt. Express*, 2010, v.18, p.18580–18591.
- 368. Ashtiani F., Aflatouni F.** Integrated electro-optical phase-locked loop for high resolution optical synthesis. // *Opt. Express*, 2017, v.25, p.16171–16181.
- 369. Tsai C.S., Yao K.S.** Bragg diffraction by standing ultrasonic waves with application to optical demultiplexing. // *J. Appl. Phys.*, 1972, v.43, p.5081–5084.
- 370. Kinoshita T., Sano K., Yoneda E.** Tunable 8-channel wavelength demultiplexer using an acousto-optic light deflector. // *Electronics Lett.*, 1986, v.22, p.669–670.
- 371. Abushagur M.A.G., Helaly A.** Acousto-electro-optic demultiplexers in high data rate optical communication systems. // *Opt. Laser Technol.*, 1996, v.28, p.457–461.
- 372. Росс М.** *Лазерные приемники*. М., Мир, 1969.
- 373. Cundiff S.T., Ye J.** Colloquium: Femtosecond optical frequency combs. // *Rev. Mod. Phys.* 2003, v.75, №1, p.325–342.
- 374. Newbury N.R.** Searching for applications with a fine-tooth comb. // *Nat. Photonics*, 2011, v.5, №4, p.186–188.

- 375. Ideguchi T., Holzner S., Bernhardt B., Guelachvili G., Picqué N., Hänsch T.W.** Coherent raman spectro-imaging with laser frequency combs. // *Nature*, 2013, v.502, №7471, p.355–358.
- 376. Coddington I., Newbury N., Swann W.** Dual-comb spectroscopy. // *Optica*, 2016, v.3, №4, p.414–426.
- 377. Marin-Palomo P., Kemal J.N., Karpov M., Kordts A., Pfeifle J., Pfeiffer M.H.P., Trocha P., Wolf S., Brasch V., Anderson M.H., Rosenberger R., Vijayan K., Freude W., Kippenberg T.J., Koos C.** Microresonator-based solitons for massively parallel coherent optical communications. // *Nature*, 2017, v.546, №7657, p.274–279.
- 378. Coddington I., Swann W.C., Nenadovic L., Newbury N.R.** Rapid and precise absolute distance measurements at long range. // *Nat. Photonics*, 2009, v.3, №6, p.351–356.
- 379. Diddams S.A., Udem T., Bergquist J.C., Curtis E.A., Drullinger R.E., Hollberg L., Itano W.M., Lee W.D., Oates C.W., Vogel K.R., Wineland D.J.** An optical clock based on a single trapped  $^{199}\text{Hg}^+$  ion. // *Science*, 2001, v.293, №5531, p.825–828.
- 380. Hinkley N., Sherman J.A., Phillips N.B., Schioppo M., Lemke N.D., Beloy K., Pizzocaro M., Oates C.W., Ludlow A.D.** An atomic clock with 10–18 instability. // *Science*, 2013, v.341, №6151, p.1215–1218.
- 381. McCracken R.A., Charsley J.M., Reid D.T.** A decade of astrocombs: recent advances in frequency combs for astronomy. // *Opt. Express*, 2017, v.25, №13, p.15058–15078.
- 382. Mizrahi J., Neyenhuis B., Johnson K.G., Campbell W.C., Senko C., Hayes D., Monroe C.** Quantum control of qubits and atomic motion using ultrafast laser pulses. // *Appl. Phys. B*, 2014, v.114, №1-2, p.45–61.
- 383. Schliesser A., Picqué N., Hänsch T.W.** Mid-infrared frequency combs. // *Nat. Photonics*, 2012, v.6, №7, p.440–449.
- 384. Papp S.B., Beha K., Del’Haye P., Quinlan F., Lee H., Vahala K.J., Diddams S.A.** Microresonator frequency comb optical clock. // *Optica*, 2014, v.1, №1, p.10–14.
- 385. Porat G., Heyl C.M., Schoun S.B., Benko C., Dörre N., Corwin K.L., Ye J.** Phase-matched extreme-ultraviolet frequency-comb generation. // *Nat. Photonics*, 2018, v.12, №7, p.387–391.
- 386. Ohara T., Takara H., Yamamoto T., Masuda H., Morioka T., Abe M., Takahashi H.** Over-1000-channel ultradense wdm transmission with supercontinuum multicarrier source. // *J. Lightwave Technol.*, 2006, v.24, №6, p.2311–2317.
- 387. Del’Haye P., Schliesser A., Arcizet O., Wilken T., Holzwarth R., Kippenberg T.J.** Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator. // *Nature*, 2007, v.450, №7173, p.1214–1217.
- 388. Herr T., Brasch V., Jost J.D., Wang C.Y., Kondratiev N.M., Gorodetsky M.L., Kippenberg T.J.** Temporal solitons in optical microresonators. // *Nat. Photonics*, 2014, v.8, №2, p.145–152.
- 389. Cherenkov A.V., Lobanov V.E., Gorodetsky M.L.** Dissipative kerr solitons and cherenkov radiation in optical microresonators with third-order dispersion. // *Phys. Rev. A*, 2017 v.95, №3, 033810.
- 390. Pavlov N.G., Koptyaev S., Lihachev G.V., Voloshin A.S., Gorodnitskiy A.S., Ryabko M.V., Polonsky S.V., Gorodetsky M.L.** Narrow-linewidth lasing and soliton kerr microcombs with ordinary

laser diodes. // *Nat. Photonics*, 2018, v.12, №11, p.694–698.

**391. Raja A.S., Voloshin A.S., Guo H., Agafonova S.E., Liu J., Gorodnitskiy A.S., Karpov M., Pavlov N.G., Lucas E., Galiev R.R., et al.** Electrically pumped photonic integrated soliton microcomb. // *Nature Commun.*, 2019, v.10, 680.

**392. Suh M.-G., Vahala K.** Gigahertz-repetition-rate soliton microcombs. // *Optica*, 2018, v.5, p.65-66.

**393. Kippenberg T.J., Gaeta A.L., Lipson M., Gorodetsky M.L.** Dissipative Kerr solitons in optical microresonators. // *Science*, 2018, v.361, eaan8083.

**394. Egorov O.A., Skryabin D.V.** Frequency comb generation in a resonantly pumped exciton-polariton microring resonator. // *Opt. Express*, 2018, v.26, p.24003-24009.

**395. Villois A., Skryabin D.V.** Soliton and quasi-soliton frequency combs due to second harmonic generation in microresonators. // *Opt. Express*, 2019, v.27, p.7098-7107.

**396. Dong M., Cundiff S.T., Winful H.G.** Physics of frequency-modulated comb generation in quantum-well diode lasers. // *Phys. Rev. A*, 2018, v.97, 053822.

**397. Bagheri M., Frez C., Sterczewski L.A., Gruidin I., Fradet M., Vurgafman I., Canedy C.L., Bewley W.W., Merritt C.D., Kim C.S., et al.** Passively mode-locked interband cascade optical frequency combs. // *Sci. Rep.*, 2018, v.8, 3322.

**398. Li J., Shen S., Qu Y., Zhang D., Wu Y.** Generating orthogonally polarized dual frequency combs with slow megahertz repetition rates by a low-nanowatt-level pump. // *Phys. Rev. A*, 2018 v.98, 023848.

**399. Li J., Qu Y., Yu R., Wu Y.** Generation and control of optical frequency combs using cavity electromagnetically induced transparency. // *Phys. Rev. A*, 2018, v.97, 023826.

**400. Stefszky M., Ulvila V., Abdallah Z., Silberhorn C., Vainio M.** Towards optical-frequency-comb generation in continuous-wave-pumped titanium-indiffused lithium-niobate waveguide resonators. // *Phys. Rev. A*, 2018, v.98, 053850.

**401. Jerez B., Martín-Mateos P., Prior E., de Dios C., Acedo P.** Gain-switching injection-locked dual optical frequency combs: characterization and optimization. // *Opt. Lett.*, 2016, v.41, p.4293-4296.

**402. Jerez B., Martín-Mateos P., Prior E., de Dios C., Acedo P.** Dual optical frequency comb architecture with capabilities from visible to mid-infrared. // *Opt. Express*, 2016, v.24, p.14986-14994.

**403. Torres-Company V., Weiner A.M.** Optical frequency comb technology for ultra-broadband radio-frequency photonics. // *Laser Photonics Rev.*, 2014 v.8, №3, p.368–393.

**404. Guillet de Chatellus H., Lacot E., Glastre W., Jacquin O., Hugon O.** Theory of talbot lasers. // *Phys. Rev. A*, 2013, v.88, №3, 033828.

**405. Guillet de Chatellus H., Cortés L.R., Azana J.** Optical real-time fourier transformation with kilohertz resolutions. // *Optica*, 2016, v.3, №1, p.1–8.

**406. Schnébelin C., Guillet de Chatellus H.** Agile photonic fractional fourier transformation of optical and rf signals. // *Optica*, 2017, v.4, №8, p.907–910.

**407. Lamperski J., Stepczak P.** Application of UDWDM technology in FTTH networks. // *Proc.*

*SPIE*, 2015, v.9816, 981611.

**408. Herr S.J., Brasch V., Szabados J., Obrzud E., Jia Y., Lecomte S., Buse K., Breunig I., Herr T.** Frequency comb up- and down-conversion in synchronously driven  $\chi^{(2)}$  optical microresonators. // *Opt. Lett.*, 2018, v.43, p.5745-5748.

**409. Ferdous F., Leaird D.E., Huang C.-B., Weiner A.M.** Dual-comb electric-field cross-correlation technique for optical arbitrary waveform characterization. // *Opt. Lett.*, 2009, v.34, p.3875-3877.

**410. Long D.A., Fleisher A.J., Douglass K.O., Maxwell S.E., Bielska K., Hodges J.T., Plusquellic D.F.** Multiheterodyne spectroscopy with optical frequency combs generated from a continuous-wave laser. // *Opt. Lett.*, 2014, v.39, p.2688-2690.

**411. Martín-Mateos P., Jerez B., Acedo P.** Dual electro-optic optical frequency combs for multiheterodyne molecular dispersion spectroscopy. // *Opt. Express*, 2015 v.23, p.21149-21158.

**412. Millot G., Pitois S., Yan M., Hovhannisyan T., Bendahmane A., Hänsch T.W., Picqué N.** Frequency-agile dual-comb spectroscopy. // *Nature Photon.*, 2015 v.10, p.27-30.

**413. Durán V., Tainta S., Torres-Company V.** Ultrafast electrooptic dual-comb interferometry. // *Opt. Express*, 2015 v.23, p.30557-30569.

**414. Tu H., Xi L., Zhang X., Zhang X., Lin J., Meng W.** Analysis of the performance of optical frequency comb based on recirculating frequency shifter influenced by an er-doped fiber amplifier. // *Photonics Res.*, 2013 v.1, №2, p.88–91.

**415. Durán V., Schnébelin C., Guillet de Chatellus H.** Coherent multi-heterodyne spectroscopy using acousto-optic frequency combs. // *Opt. Express*, 2018, v.26, №11, p.13800–13809.

**416. Guillet de Chatellus H., Cortés L.R., Schnébelin C., Bwebsitea M., Azana J.** Reconfigurable photonic generation of broadband chirped waveforms using a single CW laser and low-frequency electronics. // *Nat. Commun.*, 2018, v.9, №1, 2438.

**417. Kanagaraj N., Djevarhidjian L., Duran V., Schnebelin C., Gullet de Chatellus H.** Optimization of acousto-optic optical frequency combs. // *Opt. Express*, 2019, v.27, №10, p.14842–14852.

**418. Udem T., Ozawa A.** Mode locking based on the temporal Talbot effect. // *Appl. Phys. B*, 2017, v.123, 100.

**419. Gnewuch H., Pannell C.N.** Monolithic bulk shear-wave acousto-optic tunable filter. // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, 2002, v.49, №12, p.1635-1640.

**420. Зюрюкин Ю.А., Заварин С.В., Юлаев А.Н.** Особенности широкополосной анизотропной дифракции света в кристалле ниобата лития на продольной акустической волне. // *Онм. и спектр.*, 2009, т.107, №1, с.161-165.

**421. Molchanov V.Ya., Makarov O.Yu.** Phenomenological method for broadband electrical matching of acousto-optical device piezotransducers. // *Opt. Eng.*, 1999, v.38, №7, p.1127-1135.

**422. Chang I.C.** Noncollinear acousto-optic filter with large angular aperture. // *Appl. Phys. Lett.*, 1974, v.25, №7, p.370–372.

**423. Chang I.C.** Tunable acousto-optic filter utilizing acoustic beam walk-off in crystal quartz. //

*Appl. Phys. Lett.*, 1974, v.25, №6, p.323–324.

**424. Voloshinov V.B.** Close to collinear acousto-optic interaction in paratellurite. // *Opt. Eng.*, 1992, v.31, №10, p.2089–2094.

**425. Zakharov A.V., Voloshinov V.B., Blomme E.** Intermediate and Bragg acousto-optic interaction in elastically anisotropic medium. // *Ultrason.*, 2011, v.51, №6, p.745–751.

**426. Balakshy V.I., Voloshin A.S., Molchanov V.Ya.** Influence of acoustic energy walk-off on acousto-optic diffraction characteristics. // *Ultrason.*, 2015, v.59, p.102–108.

**427. Chang I.C.** Analysis of the noncollinear acousto-optic filters. // *Electron. Lett.*, 1975, v.11, №25-26, p.617–618.

**428. Yano T., Watanabe A.** Acoustooptic TeO<sub>2</sub> tunable filter using far-off-axis anisotropic Bragg diffraction. // *Appl. Opt.*, 1976, v.15, №9, p.2250–2258.

**429. Gupta N., Voloshinov V.B.** Development and characterization of two-transducer imaging acousto-optic tunable filters with extended tuning range. // *Appl. Opt.*, 2007, v.46, №7, p.1081–1088.