

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

---

**ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ**

УДК 535.241

*На правах рукописи*

**КУПРЕЙЧИК МАКСИМ ИГОРЕВИЧ**  
**АКУСТООПТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ**  
**В ДВУОСНЫХ КРИСТАЛЛАХ**

Специальность:

1.3.4. Радиофизика

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук, профессор

Балакший Владимир Иванович

Москва – 2026

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Перечень сокращений и условных обозначений</b> .....	4
<b>ВВЕДЕНИЕ</b> .....	5
<b>Глава 1. Алгоритмы расчета характеристик акустооптической дифракции в оптически двуосных кристаллах</b> .....	16
1.1 Основные закономерности акустооптического эффекта .....	16
1.1.1 Уравнения связанных мод в акустически анизотропной среде .....	16
1.1.2 Фотоупругий эффект .....	20
1.1.3 Геометрии акустооптической дифракции, имеющие прикладное значение ..	21
1.2 Дифракция света в двуосных кристаллах .....	25
1.2.1 Структура собственных оптических мод двуосных кристаллов .....	25
1.2.2 Методы расчета частотных зависимостей углов Брэгга .....	32
1.2.3 Алгоритмы поиска и расчета характеристик вариантов широкоапертурной и широкополосной акустооптической дифракции .....	36
Основные результаты Главы 1 .....	39
<b>Глава 2. Особенности фазового акустооптического синхронизма в двуосных кристаллах</b>	40
2.1 Дифракция в главных плоскостях, не содержащих оптических осей .....	40
2.2 Дифракция в главной плоскости, содержащей оптические оси .....	51
2.3 Дифракция в косых срезах, содержащих одну из оптических осей .....	55
Основные результаты Главы 2 .....	59
<b>Глава 3. Акустооптическая дифракция в двуосном кристалле тлюарсенида таллия</b> .....	60
3.1 Физические свойства кристалла тлюарсенида таллия .....	60
3.2 Акустические волны в кристалле .....	61
3.3 Акустооптический эффект в кристалле тлюарсенида таллия .....	65
3.3.1 Частотные зависимости углов Брэгга .....	65
3.3.2 Диапазоны акустооптического взаимодействия .....	69
3.3.3 Анизотропная дифракция неполяризованного излучения в однородном акустическом поле .....	78
3.3.4 Широкоапертурное акустооптическое взаимодействие в кристалле .....	81
3.3.5 Широкополосное акустооптическое взаимодействие в кристалле .....	87
Основные результаты Главы 3 .....	91
<b>Глава 4. Акустооптическая дифракция в двуосном кристалле йодноватой кислоты</b> .....	92
4.1 Физические свойства кристалла йодноватой кислоты .....	92
4.2 Акустические волны в кристалле .....	93

4.3	Акустооптический эффект в кристалле йодноватой кислоты	95
4.3.1	Широкоапертурное акустооптическое взаимодействие в кристалле	95
4.3.2	Двумерные передаточные функции акустооптической ячейки	101
4.3.3	Влияние дисперсии показателей преломления на характеристики широкоапертурных акустооптических фильтров	115
4.3.4	Спектральные акустооптические фильтры на кристалле йодноватой кислоты	125
4.3.5	Влияние оптической активности на характеристики дифракции	139
4.3.6	Низкоселективные режимы дифракции в косых срезах кристалла	151
	Основные результаты главы 4	167
	<b>Глава 5. Дифракция света в акустическом поле фазированного пьезопреобразователя</b>	<b>169</b>
5.1	Акустооптические ячейки с планарной ФРП	169
5.2	Теоретическое рассмотрение задачи	173
5.3	Диапазоны взаимодействия в поле ФРП в кристалле теоарсенида таллия	182
5.4	Низкоселективная дифракция в поле ФРП в кристалле йодноватой кислоты	188
5.5	Дифракция неполяризованного излучения в поле ФРП в кристалле теоарсенида таллия	193
	Основные результаты Главы 5	200
	<b>ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ</b>	<b>201</b>
	<b>Благодарности</b>	<b>203</b>
	<b>Публикации автора по теме диссертации</b>	<b>204</b>
	<b>Список литературы</b>	<b>207</b>

**Перечень сокращений и условных обозначений**

АВ – акустическая волна

АО – акустооптический

АОД – акустооптический дефлектор

АОМ – акустооптический модулятор

АОС – акустооптический сканер

АОФ – акустооптический фильтр

АОДЛЗ – акустооптическая дисперсионная линия задержки

ДН – диаграмма направленности

ДПФ – двумерная передаточная функция

ИК – инфракрасный

НС – низкоселективный

НФС – некритичный фазовый АО синхронизм

ОЧГ – оптическая частотная гребенка

ПНР – поверхность нормальной рефракции

СП – спектрально-поляризационный

УНФС – угловой некритичный фазовый АО синхронизм

ФРП – фазированная решетка пьезоэлектрических преобразователей

ФС – фазовый АО синхронизм

ЧНФС – частотный некритичный фазовый АО синхронизм

ЭФ – эквивалентный волновой фронт

## ВВЕДЕНИЕ

### Общая характеристика научного направления и его актуальность

Методы управления оптическим излучением, основанные на акустооптическом (АО) эффекте, находят широкое применение в различных областях науки и техники. Современные АО приборы, такие как модуляторы, дефлекторы и фильтры являются востребованными и конкурентоспособными устройствами оптоэлектроники. Перечисленные приборы позволяют оперативно и с высокой точностью управлять угловым и частотным спектрами оптических пучков, а также осуществлять их сканирование [1-13]. Лазерная физика, экология, пищевая промышленность, медицина, космические исследования, телекоммуникационные системы – это лишь часть списка областей, где АО устройства нашли своё применение и обеспечили выход многих приборов на качественно новый уровень.

При конструировании АО устройств в качестве среды для распространения акустической волны чаще всего используются кристаллы. При их выборе разработчики обращают внимание на различные физические и химические свойства, из которых определяющую роль (наряду с требованием высокой АО эффективности) играет степень оптической, акустической и акустооптической анизотропии кристалла. Другими важными характеристиками являются диапазон прозрачности материала, величины затухания в нем оптических и акустических мод, его лучевая стойкость, а также его технологичность. В списке лучших АО материалов особое место занимают одноосные кристаллы с ярко выраженной анизотропией физических свойств, такие как парателлурит ( $\text{TeO}_2$ ), теллур ( $\text{Te}$ ), каломель ( $\text{Hg}_2\text{Cl}_2$ ), ниобат лития ( $\text{LiNbO}_3$ ),  $\text{TAS}$  ( $\text{Tl}_3\text{AsSe}_3$ ) и другие [1,4,6,14-16]. Высокая степень оптической и акустооптической анизотропии перечисленных кристаллов позволяет гибко подстраивать геометрию взаимодействия под каждый конкретный АО прибор.

На сегодняшний день основным материалом, используемым для создания АО устройств видимого, а также ближнего и коротковолнового (SWIR) инфракрасного диапазонов, является кристалл парателлурита. Ярко выраженная акустическая анизотропия этого кристалла допускает распространение ультразвуковой моды с чрезвычайно низкой фазовой скоростью, что обеспечивает высокую АО эффективность [17]. По совокупности параметров парателлурит настолько превосходит остальные АО материалы, что во многом именно его свойствами (прозрачен на длинах волн от 0.35 до 4.5 мкм) обусловлено отсутствие конкурентных АО приборов ультрафиолетового и среднего инфракрасного (ИК) диапазонов. К сожалению, даже такой эталонный АО материал имеет ряд существенных недостатков. У парателлурита сильное затухание медленной акустической моды в срезах с высоким значением АО качества, что не позволяет применять его на высоких частотах ультразвука [18]. Высокая степень акустической

анизотропии материала приводит к сильной неоднородности акустического пучка, что также негативно сказывается на характеристиках приборов [19-22]. Принадлежность кристалла к аксиальному классу тетрагональной сингонии запрещает существование в нем коллинеарного взаимодействия, применяемого для создания АО фильтров (АОФ) с высоким спектральным разрешением [23]. Обозначенные недостатки стимулируют поиск новых материалов, в том числе и среди двуосных кристаллов, которые, несмотря на расчетные и технологические трудности, обладают потенциально бóльшим разнообразием допустимых вариантов АО взаимодействия, что позволяет рассчитывать на создание акустооптических устройств нового типа [24-29].

С конца 1960-гг. был опубликован ряд работ, посвященных измерению компонент упругого и фотоупругого тензоров ромбических и моноклинных двуосных кристаллов [30-49]. Были найдены материалы, превосходящие по своей АО эффективности кристалл парателлурита [35-43]; на основе некоторых из них были созданы рабочие макеты АО устройств [50,51]. Однако, несмотря на очевидные преимущества двуосных кристаллов, их практическое применение в современной акустооптике крайне невелико и ограничивается АО модуляторами (АОМ) [27,28,52] и затворами для мощных лазеров [53-56]. Из перечисленных устройств наиболее проработаны АО затворы для лазеров с длиной волны от 2.1 до 2.9 мкм, выполняемые на моноклинных кристаллах семейства калий-редкоземельных вольфраматов [55,56]. Широкое применение двуосных кристаллов в других АО приборах сдерживается как технологическими трудностями, так и недостаточной изученностью акустооптического эффекта в подобных материалах. Хотя первые работы, направленные на исследование структуры фазового АО синхронизма (ФС) в оптически двуосных кристаллах, датированы началом 1970-гг. [57,58], систематический анализ ее особенностей до сих пор никем не проводился. Наибольший интерес представляют особые точки данной структуры – геометрии не критичного ФС (НФС), а именно, угловой и частотный НФС. Угловой НФС (УНФС) используется в широкоапертурных АОФ, применяемых для обработки оптических изображений [59,60], а частотный НФС (ЧНФС) – в АО дефлекторах (АОД), осуществляющих быстрое угловое сканирование коллимированных световых пучков [61-63].

Взаимосвязь углов распространения оптических мод и ультразвука в условиях УНФС и ЧНФС в главных диэлектрических плоскостях двуосных кристаллов рассмотрена в работах [24,64-66]. Однако исчерпывающего анализа структуры локусов точек обозначенных геометрий в этих работах проведено не было. Варианты УНФС и ЧНФС, реализующиеся вне плоскостей симметрии двуосных кристаллов, до сих пор никем не изучались. Исключение составляет лишь специальный одновременно широкоапертурный и широкополосный режим изотропного рассеяния света на участке поверхности нормальной рефракции (ПНР) двуосного кристалла с

малой кривизной [25], экспериментальное исследование характеристик которого проведено в работе [26]. Следует также отметить работы [67,68], в которых исследована трансформация световых пучков, происходящая в процессе коллинеарной АО дифракции вдоль одной из оптических осей гиротропного двуосного кристалла. В работе [69] рассмотрена анизотропия коэффициента АО качества в двуосном кристалле  $Tl_3AsS_4$  для варианта поперечного рассеяния света на одну из оптических осей. Наконец, в работе [70] предложен новый алгоритм поиска направлений максимальной АО эффективности, основанный на численном решении задачи о пересечении смещенных полостей ПНР кристалла. Данный метод позволяет при заданной частоте ультразвука определить как пространственную структуру ФС, так и срезы кристалла, в которых достигаются наибольшие значения коэффициента АО качества.

Однако хорошо известно, что максимальная АО эффективность может соответствовать вариантам дифракции, непригодным для создания АО устройств. В этой связи возникает проблема оптимизации геометрии взаимодействия под АО прибор того или иного класса. Для корректного решения данной задачи необходимо проводить расчеты угло-частотных и спектральных диапазонов АО дифракции. Публикации по этому вопросу полностью отсутствуют, а без строгого расчета диапазонов, разумеется, нельзя создавать конкурентные приборы. Здесь следует отметить, что структура ФС для большинства геометрий АО рассеяния в двуосных кристаллах может быть рассчитана только численными методами. В результате проблема поиска оптимальных конфигураций АО взаимодействия сводится к перебору всех возможных направлений распространения световых и акустических волн в кристалле. Эта проблема приводит к необходимости предварительной селекции срезов двуосного кристалла, проводимой на основании специфических особенностей формы его ПНР.

Особая структура оптической анизотропии двуосных кристаллов приводит к сильной зависимости существующих в них режимов УНФС от длины волны падающего излучения. Строгий анализ влияния указанного эффекта на характеристики широкоапертурных АОФ на двуосном кристалле до последнего времени также не проводился. Однако ввиду широкого использования в изображающих системах гиперспектральных АОФ, работающих с излучением широкого спектра, актуальность исследования этого вопроса не вызывает сомнений.

Одной из наиболее актуальных проблем современной акустооптики является задача создания эффективных однокристалльных устройств управления неполяризованным излучением. Наиболее простой вариант решения этой проблемы заключается в поиске кристаллов с близкими коэффициентами АО качества для различных состояний поляризации падающего излучения в режиме изотропной дифракции. Двуосные кристаллы занимают особое место в списке перспективных материалов, поскольку они характеризуются бóльшим числом различных компонент фотоупругого тензора [9,71-73]. Другим возможным способом является

применение парателлуридной АО ячейки с фазированной решеткой пьезопреобразователей (ФРП), соседние секции которой излучают в противофазе [74]. Перечисленные методы позволяют решить проблему эффективной АО модуляции неполяризованного излучения, но не его сканирования. В данной диссертационной работе предлагаются два варианта решения этой проблемы, заключающиеся в использовании специальных геометрий АО взаимодействия в двуосных кристаллах, реализующихся либо в акустическом поле противофазной ФРП, либо в поле ФРП с электронным управлением фазами секций.

Таким образом, до сих пор не был проведен исчерпывающий анализ возможности реализации на основе двуосных кристаллов АО приборов нового типа, а также не был исследован вопрос перспективности применения двуосных кристаллов в существующих АО устройствах для улучшения их характеристик. Именно в рамках сформулированных проблем лежат исследования, проведенные в диссертационной работе.

### **Цели и задачи работы**

Целью диссертационной работы являлось исследование особенностей АО взаимодействия в двуосных кристаллах. Основное внимание уделено рассмотрению новых, не имеющих аналогов в одноосных кристаллах, режимов АО дифракции, обусловленных особой структурой оптической анизотропии двуосных кристаллов. Для достижения указанной цели оказалось необходимым решить следующие задачи:

1. Разработать алгоритм расчета характеристик АО дифракции в двуосных кристаллах и на его основе реализовать программный комплекс, позволяющий получить полную информацию о геометрии рассеяния света и эффективности АО взаимодействия в любом срезе произвольного двуосного кристалла.

2. Теоретически, для главных плоскостей двуосного кристалла, и численно, на примере орторомбических кристаллов йодноватой кислоты и тиоарсенида таллия, исследовать структуру фазового синхронизма для широкоапертурной и широкополосной АО дифракции.

3. Исследовать топологию двумерной передаточной функции АО фильтров на двуосном кристалле, использующих геометрию не критичного по углу падения фазового синхронизма в главных кристаллооптических плоскостях.

4. Изучить влияние дисперсии показателей преломления двуосного кристалла на функционирование широкоапертурных АО фильтров.

5. Исследовать характеристики низкоселективных режимов брэгговской АО дифракции, реализующихся при распространении взаимодействующих световых пучков вблизи одной из оптических осей двуосного кристалла.

6. Разработать методы расчета частотных зависимостей оптимальных углов падения и диапазонов дифракции света в неоднородном акустическом поле, возбуждаемом несинфазной решеткой пьезоэлектрических преобразователей.

### **Объект и предмет исследования**

Предметом рассмотрения диссертационной работы является АО взаимодействие в оптически двуосных кристаллах. Объектом исследования являются структура фазового АО синхронизма, а также угловые, частотные и спектральные характеристики АО дифракции.

### **Методология исследования**

Проведенные в диссертационной работе исследования опираются на классические работы отечественных и зарубежных авторов, посвященные изучению особенностей АО дифракции расходящихся оптических пучков в одноосных кристаллах. Они продолжают и обобщают их на случай АО взаимодействия в оптически двуосных материалах. Для расчета фазовых и групповых скоростей оптических мод применялся ковариантный подход. При исследовании угловых диапазонов АО дифракции применена методология двумерных передаточных функций. Топология двумерной передаточной функции изучалась с использованием методов дифференциальной геометрии поверхностей.

### **Научная новизна**

1. Впервые проведено исчерпывающее аналитическое исследование пространственной структуры фазового АО синхронизма в главных плоскостях двуосного кристалла. Показано, что для любого направления ультразвука в этих плоскостях реализуется хотя бы одна широкоугольная геометрия АО рассеяния. При этом в двух из трех главных плоскостей наблюдаются по три различных режима широкоапертурной дифракции – низкочастотный, среднечастотный и высокочастотный.

2. Для широкого диапазона срезов двуосного кристалла изучена структура двумерной передаточной функции режимов широкоапертурной АО дифракции и характер ее трансформации при изменении частоты ультразвука. Показано, что в двуосных кристаллах существуют две новые переходные топологии передаточной функции U- и  $\Omega$ -типа, возникающие при объединении режимов среднечастотной и низкочастотной геометрии.

3. На примере кристалла йодноватой кислоты впервые исследовано влияние дисперсии показателей преломления двуосного кристалла на характеристики АО фильтров. Показано, что для большинства вариантов широкоапертурной АО дифракции в данном кристалле угол Брэгга сильно зависит от длины волны света, причем в пределах одной оптической октавы вариация значения этого угла может превышать половину от угла разделения пучков.

4. Детально изучены характеристики низкоселективных режимов рассеяния света в двуосном кристалле, реализующихся в условиях внешней конической рефракции, когда волновой вектор ультразвука ортогонален к лучевой оси. Продемонстрированы преимущества данных режимов над другими вариантами широкополосной АО дифракции в одноосных и двуосных кристаллах.

5. Получено аналитическое выражение для эффективности дифракции света в акустическом поле, возбуждаемом фазированной решеткой преобразователей. Формула справедлива для слабой и сильной брэгговской АО дифракции в поле решетки из произвольного числа секций. Найдены условия, при которых в АО ячейках с таким излучателем достигается 100% эффективность АО дифракции.

6. Исследованы поляризационно-независимые режимы анизотропного АО взаимодействия, реализующиеся в двуосном кристалле в акустическом поле противофазного преобразователя. Показано, что среди них имеется геометрия, обеспечивающая более широкий рабочий частотный диапазон по сравнению с изотропной АО дифракцией.

### **Практическая значимость работы**

1. Разработанные и программно реализованные алгоритмы строгого анализа АО эффекта в двуосных кристаллах позволяют проводить расчеты основных характеристик АО дифракции для произвольных направлений распространения взаимодействующих ультразвукового и световых пучков, а также осуществлять оптимизацию параметров АО ячейки под конкретное АО устройство.

2. Продемонстрировано, что использование неколлинеарных АО фильтров на двуосном кристалле в АО системах пространственной фильтрации световых полей расширяет их функциональные возможности. Открываются перспективы для управления амплитудным профилем ультракоротких лазерных импульсов и формирования динамических оптических ловушек с более сложной структурой поля, не обладающей осевой симметрией.

3. Показано, что работа перестраиваемого неколлинеарного АО фильтра на двуосном кристалле в широких спектральных интервалах требует подстройки угла падения света, осуществляемой сторонними оптическими элементами.

4. На основе детально изученной в работе низкоселективной геометрии АО взаимодействия в двуосном кристалле предложен многофункциональный АО дефлектор, способный сканировать как слабо расходящиеся световые пучки, так и пучки с широким угловым спектром, в том числе бездифракционные. Продемонстрировано снижение требований к точности ориентирования образца кристалла под такой дефлектор до технологически

приемлемого уровня в  $0.25^\circ$  при возбуждении ультразвука фазированной решеткой пьезопреобразователей.

5. На основе поляризационно-независимой геометрии анизотропного АО взаимодействия в двуосном кристалле, реализующейся в акустическом поле фазированной решетки пьезопреобразователей, предложен конкурентный АО дефлектор неполяризованного излучения, заметно превосходящий по своим характеристикам все серийные однокристалльные аналоги.

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

1. В двуосном кристалле существуют новые переходные формы двумерной передаточной функции широкоапертурной АО дифракции. В частности, такие топологии наблюдаются в двух из трех главных плоскостей.

2. Дисперсия показателей преломления двуосного кристалла существенно влияет на характеристики перестраиваемого АО фильтра. Спектральная полоса пропускания устройства может сужаться или расширяться более чем в 10 раз. Изменение угла Брэгга широкоапертурной геометрии в пределах одной октавы длин волн света может превышать половину от угловой апертуры дифракции.

3. При распространении света вблизи каждой из оптических осей двуосного кристалла реализуется низкоселективный режим брэгговской АО дифракции. Данный режим обеспечивает АО дефлектору на порядок бóльшую угловую апертуру, чем классическая широкополосная геометрия в одноосном кристалле.

4. Поляризационно-независимая геометрия анизотропной АО дифракции в двуосном кристалле, используемая в комбинации с фазированной решеткой пьезопреобразователей, позволяет эффективно управлять интенсивностью и направлением распространения неполяризованных световых пучков.

### **Достоверность результатов**

Достоверность и обоснованность представленных в диссертационной работе результатов определяется корректностью постановки задач, адекватностью использованных физических моделей, математических методов и методов численного моделирования, а также согласием теоретических и численных расчетов. Теоретический анализ АО эффекта проводился методами теории волн на основе укороченных уравнений, получаемых из уравнений Максвелла для среды, возмущенной акустической волной, в комбинации с методами фурье-оптики. Численные расчеты характеристик акустооптической дифракции с использованием безразмерных переменных выполнялись в математическом пакете MATLAB.

### **Апробация работы**

Результаты, полученные в диссертационной работе, докладывались и обсуждались на 33 всероссийских и международных конференциях, в числе которых: XXI Международная конференция «Ломоносов». Москва, 2014; VII, X, XI Международные конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Суздаль, 2014, 2017, 2018; V, VI, VIII, XI Международные конференции «Фотоника и информационная оптика». Москва, 2015, 2017, 2019, 2022; International Congress on Ultrasonics. Metz, France, 2015; XV, XVI, XVII Всероссийские школы-семинары «Физика и применение микроволн». Московская область, Красновидово, 2015, 2017, 2019; XVIII, XIX, XX, XXIII, XXIV, XXV, XXVI, XXVII, XXVIII Международные научные конференции «Волновая электроника и инфокоммуникационные системы». Санкт-Петербург, 2015-2017, 2020-2025; XV, XVI, XVII Всероссийские школы-семинары «Волновые явления в неоднородных средах». Московская область, Красновидово, 2016, 2018, 2020; 14th School on Acousto-Optics and Applications. Torun, Poland, 2019; XXXII, XXXIV, XXXV Всероссийские научные конференции «Сессия Российского акустического общества». Москва, 2019, 2022, 2023; III Всероссийская акустическая конференция. Санкт-Петербург, 2020; XIV, XV Международные конференции «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Астрахань, 2021, 2022; XXXIII Всероссийская школа-семинар «Волновые явления: физика и применения». Московская область, Красновидово, 2022; SPIE/COS Photonics Asia. Beijing, China, 2022; XVII Международная научно-техническая конференция «Оптические методы исследования потоков». Москва, 2023.

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

### **Публикации по теме диссертации**

Основные результаты по теме диссертации изложены в 19 печатных изданиях, в том числе в 10 статьях в рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова, и 9 прочих публикациях. Список работ автора приведен в конце диссертации перед списком литературы.

### **Личный вклад автора**

Личный вклад автора в работу является определяющим. Все результаты, вошедшие в диссертационную работу, получены либо самим автором, либо совместно с соавторами работ, опубликованных по теме диссертации. В частности, личный вклад в опубликованных печатных работах следующий:

- разработаны аналитические модели [A4,A7,A8,A15,A19];

- написаны расчетные программы и выполнено численное моделирование [A1-A19];
- поставлен эксперимент и проведена обработка результатов [A4].

### **Структура, объем и краткое содержание диссертации**

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, библиографии и списка авторских публикаций. Общий объем диссертационной работы составляет 222 страницы, включая 87 рисунков и 2 таблицы. Библиография включает 240 наименований на 16 страницах.

Во **введении** содержится общая характеристика исследуемой проблемы дифракции света на ультразвуке в двуосных кристаллах. Обоснована актуальность направления исследования, сформулирован предмет исследования и обозначены цели исследования. Отмечена научная новизна и практическая значимость проведенных исследований, сформулированы положения, выносимые на защиту, а также приведены сведения об апробации результатов работы.

Первая часть **первой главы** является обзорной и включает в себя общие положения теории АО эффекта в анизотропных средах, необходимые для последующего изложения материала работы. Приводятся модифицированные уравнения Рамана-Ната, позволяющие в большинстве практически важных случаев проводить корректный расчет характеристик АО дифракции при наличии сноса акустической энергии. Излагаются общие сведения о фотоупругом эффекте, а также об основных геометриях АО взаимодействия, находящих практическое применение в современных АО устройствах. Во второй части главы излагаются оригинальные методы численного расчета характеристик АО дифракции в оптически двуосных кристаллах. Описан разработанный в рамках выполнения работы программный комплекс, позволяющий получить полную информацию о величине и характере АО эффекта в любом срезе произвольного двуосного кристалла. Кроме того, обсуждаются алгоритмы поиска срезов кристалла, оптимальных для создания АО дефлекторов и широкоапертурных АО фильтров.

Во **второй главе** диссертационной работы рассмотрена структура АО синхронизма для вариантов широкоапертурной и широкополосной дифракции света в двуосном кристалле. Основное внимание уделено главным диэлектрическим плоскостям. Получены аналитические выражения для расчета частотных зависимостей углов Брэгга и исследована их общая структура в различных срезах. Доказано, что в плоскости оптических осей наблюдаются три различные конфигурации углового НФС – низкочастотная (НЧ), среднечастотная (СЧ) и высокочастотная (ВЧ) геометрии. Такое же богатое разнообразие режимов широкоапертурной дифракции имеется и в одной из других главных плоскостей. В оставшейся плоскости существует только одна широкоугольная геометрия, реализующаяся в режиме близкой к коллинеарной дифракции. Изучен механизм возникновения в плоскости оптических осей двуосного кристалла особого варианта НФС, являющегося одновременно широкополосным и

широкоугольным. Такой режим дифракции и срез кристалла, в котором он реализуется, были названы низкоселективными (НС). Доказано, что аналогичная геометрия существует и в косых срезах двуосного кристалла, содержащих одну из оптических осей.

В **третьей главе** демонстрируется работоспособность разработанных алгоритмов расчета характеристик дифракции на примере двуосного кристалла тиаорсенида таллия. Для наиболее интересных срезов этого кристалла, определенных на основании результатов второй главы, выполнены расчеты частотных зависимостей углов Брэгга и угло-частотных диапазонов АО взаимодействия. Основное внимание уделено вариантам НС геометрии в плоскостях, содержащих одну из оптических осей или обе оптические оси. Предложено использовать режим НС рассеяния, реализующийся в плоскости оптических осей двуосного кристалла, в АО сканерах, а также в специальных широкоугольных АО дефлекторах, способных сканировать световые пучки, несущие изображение. Установлено, что самопересекающаяся структура сечения ПНР двуосного кристалла плоскостью оптических осей приводит к существованию в ней поляризационно-нечувствительных вариантов анизотропного АО рассеяния. Показано, что такие режимы дифракции света оптимальны для создания высокочастотных АО модуляторов интенсивности неполяризованного излучения. Изучены характеристики всех существующих в кристалле анизотропных вариантов углового и частотного НФС. Проведена оптимизация геометрии взаимодействия по величине коэффициента АО качества. Доказана перспективность применения материала в энергетически эффективных высокочастотных АО дефлекторах среднего ИК-диапазона.

**Четвертая глава** посвящена исследованию АО эффекта в двуосном кристалле йодноватой кислоты. Для этого кристалла выполнен расчет характеристик широкоугольных АО фильтров и проведена оптимизация по угловой апертуре, спектральному разрешению и потребляемой мощности. Исследована структура двумерной передаточной функции (ДПФ) АО фильтров, использующих варианты углового НФС в различных срезах главных плоскостей. Изучено влияние дисперсии компонент диэлектрического тензора кристалла на характеристики видео-фильтров. Рассчитаны характеристики АО ячеек, использующих квазилинейную и высокоразрешающую неколлинеарную геометрии в кристалле йодноватой кислоты. Доказана перспективность применения кристалла в АО фильтрах с высоким спектральным разрешением. Исследованы параметры фазового АО синхронизма всех существующих в кристалле вариантов низкоселективного АО взаимодействия. Основное внимание уделено режимам НС дифракции света на продольной акустической волне, распространяющейся вдоль нормали к плоскости оптических осей. Для таких вариантов АО рассеяния проведены расчеты угло-частотных характеристик дифракции, а также двумерных передаточных функций.

**Пятая глава** посвящена исследованию особенностей АО эффекта в двуосных кристаллах в неоднородном акустическом поле, создаваемом фазированной решеткой из идентичных преобразователей (ФРП), на секции которой подаются электрические сигналы с равной амплитудой и линейно нарастающей от секции к секции фазой. Получено строгое решение задачи АО дифракции в акустическом поле ФРП из произвольного числа секций, работающей в таком режиме. Для случая противофазной решетки преобразователей разработан метод расчета частотных зависимостей оптимальных углов падения, являющихся обобщением углов Брэгга на случай АО дифракции в акустическом поле ФРП. На примере кристаллов тимоарсенида таллия и йодноватой кислоты изучена структура таких зависимостей в срезах плоскости оптических осей, близких к низкоселективному, и характер ее эволюции при изменении периода ФРП. Показано, что подбором параметров решетки во всех таких срезах можно реализовать режим низкоселективного взаимодействия. Исследованы характеристики режимов поляризационно-нечувствительной АО дифракции, реализующихся в плоскости оптических осей кристалла тимоарсенида таллия в акустическом поле противофазной ФРП. Обнаружено, что среди них имеются геометрии с низкой частотной селективностью дифракции, оптимальные для создания однокристалльного АО дефлектора, нечувствительного к поляризации падающего излучения. Предложен также другой способ создания этого прибора, состоящий в использовании поляризационно-нечувствительной геометрии рассеяния света, выявленной в третьей главе диссертации, и расширении частотного диапазона АО дифракции за счет активной ФРП.

В **заклучении** сформулированы наиболее важные из полученных в диссертационной работе результатов.

## ГЛАВА 1. АЛГОРИТМЫ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ В ОПТИЧЕСКИ ДВУОСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

### 1.1. Основные закономерности акустооптического эффекта

#### 1.1.1. Уравнения связанных мод в анизотропной среде

Акустооптический (АО) эффект – это явление дифракции света на фазовой дифракционной решетке, сформированной акустической волной в оптически прозрачной среде. Эффект был теоретически предсказан в работе Л. Бриллюэна 1922 года [75], в которой он рассмотрел дифракцию плоской световой волны на монохроматической акустической волне в изотропной среде и установил основные закономерности эффекта. Экспериментально обнаружить эффект долгое время не удавалось, что было обусловлено отсутствием на тот момент времени подходящих источников света и звука. Впервые явление АО взаимодействия экспериментально наблюдалось в жидкости Дебаем и Сирсом в США [76] и, независимо, Люка и Бикаром [77] во Франции. Основы теоретического описания эффекта были заложены в классических работах Рамана и Ната [78-82]. Важный вклад в исследование закономерностей дифракции света на ультразвуке внес советский физик С.М. Рытов [83,84]. Первые попытки практического применения АО эффекта относятся к 1930-м гг., однако до момента появления лазеров акустооптика являлась, по существу, чисто академическим разделом науки.

Ситуация кардинально изменилась с появлением лазеров и эффективных пьезоэлектрических возбуждателей ультразвука. Изобретение лазеров в 1960-м г. потребовало поиска эффективных методов управления лазерным излучением. Оказалось, что на основе АО взаимодействия можно создавать компактные, надежные и быстродействующие устройства для управления световыми пучками. Именно с этого момента начинается активное развитие акустооптики как раздела науки, имеющего прикладное значение. Открытие в 1967 г. нового режима рассеяния света в оптически анизотропных материалах – режима анизотропной АО дифракции, сопровождающегося изменением типа световой моды [61], позволило реализовать принципиально новые геометрии АО взаимодействия, нашедшие применение в АО приборах нового типа [23,60,85-88]. Появление кристалла парателлурита, обладающего высокой АО эффективностью именно в режиме анизотропной дифракции света [89], а также других кристаллических материалов с уникальными оптическими, акустическими и АО свойствами вывело характеристики АО устройств на качественно новый уровень. Дальнейший прогресс был связан с использованием вместо традиционных гармонических (квазигармонических) управляющих сигналов радиоимпульсов сложной формы. Появились новые АО приборы – фильтры с синтезируемой (в том числе многооконной) функцией пропускания [90,91], формирователи профиля лазерного пучка [92,93] и АО сканеры [94,95]. Другим перспективным

направлением исследований современной акустооптики являются АО системы с гибридной обратной связью [96]. Функциональные возможности таких приборов определяются как селективными свойствами АО дифракции, так и параметрами цепи обратной связи [96,97]. В частности, в работе [97] продемонстрирована возможность управления уровнем боковых лепестков и шириной функции пропускания АО фильтра с обратной связью за счет изменения ее глубины. Подобные АОФ могут найти применение в устройствах уплотнения каналов оптоволоконных систем связи, а также в изображающих оптических системах [98].

В основе АО дифракции лежит эффект фотоупругости, состоящий в изменении показателя преломления среды под действием упругих напряжений [71,99]. Благодаря этому эффекту звуковая волна, распространяющаяся в оптически прозрачной среде, вызывает периодические в пространстве и во времени изменения показателя преломления. Световой пучок, проходя через сформированную акустической волной фазовую дифракционную решетку, рассеивается на неоднородностях показателя преломления и дает в дальней зоне дифракционную картину.

Характер наблюдаемого дифракционного спектра зависит от длины волны света и ультразвука, а также ширины акустического пучка в направлении распространения света. Различают два предельных режима АО взаимодействия – режим дифракции Рамана-Ната и режим дифракции Брэгга [1,7]. Первый вариант реализуется на низких частотах ультразвука и при малой длине АО взаимодействия. Характерной особенностью данного режима является низкая угловая и частотная селективность дифракции. Дифракционный спектр может содержать множество максимумов с симметричным (относительно нулевого порядка) распределением интенсивности света. Недостатки этого режима являются следствием параметров ультразвуковой волны, а также структуры фазовой дифракционной решетки. Так, невысокие частоты ультразвука определяют низкое быстродействие АО устройств, а особенности обмена энергией между дифракционными порядками не позволяют достичь высокой эффективности дифракции в рабочем (обычно первом) порядке. Отмеченные недостатки послужили причиной тому, что подавляющее большинство современных АО устройств функционируют либо в брэгговском, либо в промежуточном режиме дифракции.

Режим дифракции Брэгга, напротив, наблюдается на высоких частотах ультразвука и при большой длине взаимодействия. В этом случае фазовая дифракционная решетка является принципиально объемной, поэтому при расчете дифракционного спектра необходимо принимать во внимание фазовые соотношения между волнами, рождающимися на разной глубине акустического столба [100]. Интерференция между вторичными волнами приводит к тому, что дифракционный спектр в этом случае состоит обычно из двух порядков – нулевого и либо +1-го, либо –1-го. При этом, как правило, сильная АО дифракция наблюдается лишь в небольшом диапазоне углов падения света, близких к углу Брэгга.

Наиболее общий подход к решению задачи взаимодействия ограниченных световых и акустического пучков состоит в получении из уравнений Максвелла волнового уравнения, описывающего перекачку световой энергии между дифракционными порядками. Строгая теория АО эффекта должна учитывать изменение амплитудного профиля взаимодействующих световых пучков, возникающее из-за различия направлений их групповых скоростей [101]. В случае, когда это различие велико, характеристики АО дифракции должны определяться из трехмерных или двумерных уравнений связанных мод, которые в отличие от привычных одномерных уравнений описывают дифракцию световых пучков, а не плоских волн [68,101-104]. В то же время в ситуации, когда направления лучевых векторов взаимодействующих световых волн близки друг к другу, для упрощения проводимых расчетов правомерно пользоваться одномерным подходом. Анализ показывает, что именно такой случай реализуется в большинстве серийно выпускаемых АО приборов [104,105]. Модифицированные одномерные уравнения Рамана-Ната, позволяющие выполнять расчеты характеристик АО дифракции при наличии сноса акустической энергии, впервые представлены в работе [106]. Поскольку именно указанные уравнения послужили основой для проведения расчетов в настоящей работе, остановимся на их рассмотрении более подробно.

Постановку задачи иллюстрирует рис. 1.1. Предполагается, что монохроматическое звуковое поле заполняет область пространства между плоскостями  $x=0$  и  $x=l_c$ . Ультразвуковой пучок распространяется вдоль оси  $z$ ; угол сноса акустической энергии в плоскости взаимодействия равен  $\alpha$ . Плоская световая волна с длиной волны  $\lambda$  падает на акустический волновой фронт под углом  $\theta_0$ . При этом угол падения на звуковой столб равен  $\varphi_0 = \theta_0 + \alpha$ .

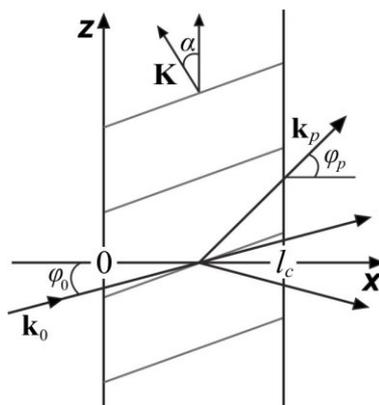


Рис. 1.1 Постановка задачи АО дифракции.

Теория опирается на скалярное волновое уравнение в оптически прозрачной среде с периодической модуляцией показателя преломления, вызванной акустической волной [107]:

$$\nabla^2 E = \partial_t^2 [n(x, z, t)^2 E] / c^2 . \quad (1.1)$$

Здесь и далее по тексту используется сокращенная запись операторов дифференцирования:  $d(\cdot)/dy \equiv d_y(\cdot)$  и  $\partial(\cdot)/\partial y \equiv \partial_y(\cdot)$ , где  $y$  – переменная, по которой берутся полная "d" и частная "∂"

производные. Вследствие эффекта фотоупругости изменяется показатель преломления среды  $n$ :

$$n(x, z, t) = n + \Delta n \sin(\Omega t - K_x x - K_z z + \Phi), \quad (1.2)$$

где  $n$  – статический показатель преломления невозмущенной среды,  $\Delta n$  – амплитуда его изменения под действием ультразвука,  $\mathbf{K}$  – волновой вектор ультразвука,  $\Omega = 2\pi f = KV$  – частота ультразвука,  $V$  – фазовая скорость акустической волны,  $\Phi$  – начальная фаза.

Решение уравнения (1.1) ищется в виде разложения по собственным модам невозмущенной среды. При этом ввиду однородности задачи в направлении оси  $z$  комплексные амплитуды  $C_p$  дифрагированных световых пучков зависят только от координаты  $x$ :

$$E(x, z, t) = E_0 \sum_{p=-\infty}^{p=\infty} C_p(x) \exp[j(\omega_p t - k_{px} x - k_{pz} z)]. \quad (1.3)$$

Здесь  $E_0$  – амплитуда падающей световой волны;  $C_p$  – относительная комплексная амплитуда волны  $p$ -го порядка;  $\omega_p$  – ее частота, смещенная за счет эффекта Доплера относительно частоты  $\omega$  падающей волны на величину, кратную частоте ультразвука:  $\omega_p = \omega + p\Omega$ ;  $k_{pz}$  и  $k_{px}$  – проекции волнового вектора  $\mathbf{k}_p$  на направления соответственно вдоль и поперек акустического столба:

$$k_p = n(\omega_p/c); \quad k_{pz} = k_p \sin \varphi_p; \quad k_{px} = k_p \cos \varphi_p. \quad (1.4)$$

Подставляя (1.3), (1.2) в скалярное волновое уравнение (1.1) и используя условие медленности изменения комплексных амплитуд  $C_p$  в направлении оси  $x$ , приходим к линейному дифференциальному уравнению:

$$\begin{aligned} & -2 \sum_{p=-\infty}^{p=\infty} k_{px} \exp[j(\omega_p t - k_{px} x - k_{pz} z)] d_x C_p = \\ & = n\Delta n/c^2 \sum_{p=-\infty}^{p=\infty} C_p (\omega_p + \Omega)^2 \exp\{j[(\omega_p + \Omega)t - (k_{px} + K_x)x - (k_{pz} + K_z)z + \Phi]\} - \\ & - n\Delta n/c^2 \sum_{p=-\infty}^{p=\infty} C_p (\omega_p - \Omega)^2 \exp\{j[(\omega_p - \Omega)t - (k_{px} - K_x)x - (k_{pz} - K_z)z - \Phi]\}. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Учет ортогональности гармонических функций в (1.5) приводит к следующей системе связанных уравнений [106]:

$$d_x C_p = q_p \{C_{p+1} \exp[-j(\eta_p x + \Phi)] - C_{p-1} \exp[j(\eta_{p-1} x + \Phi)]\} / 2. \quad (1.6)$$

Система уравнений (1.6) описывает обмен энергии каждого дифракционного максимума только с двумя соседними порядками. В случае дифракции в оптически анизотропной среде число членов в правой части уравнения (1.6) возрастает до четырех, два из которых отвечают за изотропную дифракцию, происходящую без изменения типа оптической моды, в то время как оставшиеся описывают анизотропное взаимодействие с изменением оптической моды. Коэффициенты АО связи  $q_p$ , параметры АО расстройки  $\eta_p$  и направления на дифракционные максимумы  $\varphi_p$  определяются следующими соотношениями:

$$q_p = (2\pi/\lambda)\Delta n/\cos\varphi_p; \quad \eta_p = k_{p+1}\cos\varphi_{p+1} + K\sin\alpha - k_p\cos\varphi_p; \quad (1.7)$$

$$k_{p+1}\sin\varphi_{p+1} = k_p\sin\varphi_p + K\cos\alpha.$$

Как уже ранее отмечалось, по мере возрастания частоты ультразвука и увеличения длины АО взаимодействия происходит переход от раман-натовского к брэгговскому режиму, в котором наблюдается лишь один боковой максимум. В качестве критерия перехода к режиму Брэгга рассматривается условие  $Q \gg 1$ , где  $Q$  – параметр Кляйна-Кука [108]:

$$Q = 2\pi\lambda f^2(l_c/\cos\alpha)/(nV^2). \quad (1.8)$$

Для режима дифракции Брэгга, в случае, когда наблюдается, например, только +1-й порядок, система (1.6) принимает следующий вид:

$$\begin{cases} d_x C_0 = (\Gamma_0/2)C_1 \exp[-j(R_0X + \Phi)] \\ d_x C_1 = -(\Gamma_1/2)C_0 \exp[j(R_0X + \Phi)] \end{cases}. \quad (1.9)$$

Здесь введены удобные для проведения численных расчетов безразмерные координата  $X = x/l_c$ , параметры Рамана-Ната  $\Gamma_{0,1}$  и АО расстройка  $R_0$ :

$$\Gamma_{0,1} = 2\pi\Delta n l_c / (\lambda \cos\varphi_{0,1}); \quad R_0 = (2\pi l_c / \lambda) [n_1 \cos\varphi_1 + (\lambda f / V) \sin\alpha - n_0 \cos\varphi_0], \quad (1.10)$$

$n_0$  и  $n_1$  – показатели преломления падающей и дифрагированной световых волн в оптически анизотропной среде. Условие фазового синхронизма  $\eta_0 = 0$  определяет угол Брэгга  $\theta_B$  для процесса АО рассеяния в +1-й порядок:

$$\sin\theta_B = -\left[1 + (n_0^2 - n_1^2)/(\lambda f / V)^2\right] \lambda f / (2n_0 V). \quad (1.11)$$

Решение системы (1.9) приводит к следующему выражению для эффективности АО дифракции:

$$\zeta = \left[ \Gamma_0 \Gamma_1 \sin^2 \left( \sqrt{\Gamma_0 \Gamma_1 + R_0^2} / 2 \right) \right] / (\Gamma_0 \Gamma_1 + R_0^2). \quad (1.12)$$

Выражение (1.12) позволяет рассчитать диапазоны взаимодействия, которые обычно определяются из условия  $|R_0| \leq 0.8\pi$ .

### 1.1.2. Фотоупругий эффект

В основе функционирования всех устройств объемной акустооптики лежит эффект фотоупругости, т.е. изменение показателя преломления среды вследствие наведенных объемной акустической волной (АВ) упругих деформаций. Феноменологически связь между этими двумя величинами в анизотропной среде устанавливается посредством следующего тензорного соотношения [71,99]:

$$\Delta B_{ij} = p_{ijkl} a_{kl}. \quad i, j, k, l = 1, 2, 3 \quad (1.13)$$

Здесь  $\hat{\Delta B}$  – возмущение тензора диэлектрической непроницаемости,  $\hat{a}$  – тензор деформаций и  $\hat{p}$  – тензор фотоупругости. Используя (1.13) и связь тензора  $\hat{\Delta B}$  и тензора диэлектрической проницаемости  $\hat{\Delta \epsilon}$ , можно записать аналогичное соотношение для возмущения тензора  $\hat{\Delta \epsilon}$ :

$$\Delta\varepsilon_{ij} = -\varepsilon_{ip} \varepsilon_{qj} P_{pqkl} a_{kl}. \quad (1.14)$$

Симметрия тензора фотоупругости относительно попарной перестановки индексов позволяет записать соотношение (1.13) в матричном виде:

$$\Delta B_m = p_{mn} a_n, \quad (1.15)$$

где индексы  $m$  и  $n$  пробегает значения от 1 до 6. Амплитуда упругой деформации связана с мощностью акустического пучка  $P_a$  [109]:

$$\alpha = \sqrt{2P_a / (\rho V^3 S_{pt})} = \sqrt{2P_a / (\rho V^3 l_{pt} b_{pt})}. \quad (1.16)$$

Здесь  $\rho$  – плотность АО материала,  $l_{pt}$  и  $b_{pt}$  – ширина и высота пьезоэлектрического преобразователя,  $S_{pt} = l_{pt} b_{pt}$  – его площадь. Используя соотношения (1.10), (1.14)-(1.16), можно получить следующее выражение для параметра Рамана-Ната при дифракции света в оптически анизотропной среде:

$$\Gamma = (\pi/\lambda) \cos \alpha \sqrt{2M_2 P_a l_{pt} / b_{pt}} / \cos(\theta + \alpha), \quad (1.17)$$

где  $M_2$  – коэффициент АО качества среды, являющийся одной из основных характеристик материала, определяющих перспективность его применения в АО устройствах. Как следует из соотношений (1.12)-(1.17), чем выше коэффициент  $M_2$  для выбранной геометрии АО рассеяния, тем меньшая акустическая мощность необходима для достижения требуемой эффективности дифракции. Соотношение для величины  $M_2$  в анизотропной среде определяется сверткой тензоров до четвертого ранга включительно и имеет следующий вид [110]:

$$M_2 = [e_i^{(d)} \Delta\varepsilon_{ij} e_j^{(i)}]^2 / (n_i n_d \rho V^3). \quad (1.18)$$

Здесь  $n_i$ ,  $n_d$ ,  $\mathbf{e}^{(i)}$ ,  $\mathbf{e}^{(d)}$  – показатель преломления и нормированный вектор электрической напряженности падающей и дифрагированной световой волны соответственно. Для проведения количественных расчетов удобно преобразовать (1.18) к следующему виду:

$$M_2 = (d_i^{(d)} \Delta B_{ij} d_j^{(i)})^2 n_i^3 n_d^3 / (\rho V^3), \quad (1.19)$$

где  $\mathbf{d}^{(i)}$ ,  $\mathbf{d}^{(d)}$  – нормированные вектора электрической индукции световых мод. Свертка  $\mathbf{d}^{(i)} \hat{\Delta B} \mathbf{d}^{(d)}$  определяет эффективную фотоупругую константу АО взаимодействия  $p_{ef}$ . В результате для величины  $M_2$  окончательно получаем:

$$M_2 = p_{ef}^2 n_i^3 n_d^3 / (\rho V^3). \quad (1.20)$$

### 1.1.3. Геометрии акустооптической дифракции, имеющие прикладное значение

Известно, что оптическая анизотропия материала проявляется, в том числе, в зависимости показателя преломления собственных мод от направления их распространения. Указанный факт приводит к сложному виду частотных зависимостей угла Брэгга  $\theta_B(f)$  (1.11), форма которых существенно зависит от среза кристалла [1]. При рассмотрении процесса АО дифракции с

позиции квантовой механики оказывается, что условие ФС эквивалентно точному выполнению законов сохранения энергии и импульса в процессе рассеяния фотонов на фононах [111]:

$$\omega_d = \omega_i \pm \Omega; \quad \mathbf{k}_d = \mathbf{k}_i \pm \mathbf{K}. \quad (1.21)$$

Здесь  $\omega_i$ ,  $\omega_d$  и  $\mathbf{k}_i$ ,  $\mathbf{k}_d$  – циклические частоты и волновые векторы световых волн, а  $\Omega$  и  $\mathbf{K}$  – циклическая частота и волновой вектор АВ. Приведённые соотношения определяют связь между волновыми векторами взаимодействующих волн в условиях ФС. Наиболее наглядно эта связь выражается в методе векторных диаграмм, широко используемым при качественном анализе процесса АО дифракции и позволяющим сделать ряд количественных выводов для конкретных АО устройств [1,25,58,60]. При этом углом Брэгга является тот угол падения света, для которого реализуется векторная диаграмма.

При акустооптической дифракции в изотропной среде или в случае изотропного АО взаимодействия в оптически одноосном кристалле (процессы  $o \rightarrow o$  и  $e \rightarrow e$ ) соотношению (1.21) соответствует равнобедренный треугольник. Строго говоря, для процесса  $e \rightarrow e$  он таковым не является, поскольку показатель преломления необыкновенной световой моды зависит от направления распространения. Однако, как показывают расчеты, в случае поперечного изотропного АО рассеяния на небольшой угол этой зависимостью правомерно пренебречь. Из этого треугольника следует выражение для угла Брэгга:

$$\sin(\theta_B - \theta_{ex}) = \mp \lambda f / (2n_i V), \quad (1.22)$$

что, в свою очередь, определяет практически линейный вид брэгговских кривых в рабочем диапазоне частот ультразвука. Фигурирующий в (1.22) угол  $\theta_{ex}$  задает такое направление  $e$ -волны, при котором величина проекции  $\mathbf{k}_i$  на акустический волновой фронт имеет максимальное значение (при изотропной дифракции  $o$ -волны  $\theta_{ex} \equiv 0$ ).

В случае анизотропной дифракции ( $o \rightarrow e$  или  $e \rightarrow o$ ) геометрия взаимодействия становится совершенно иной. Векторный треугольник уже принципиально не является равнобедренным, а для углов падения и дифракции вместо (1.22) получаются следующие выражения [61]:

$$\sin \theta_B = \mp \left[ 1 + (n_i^2 - n_d^2) / (\lambda f / V)^2 \right] \lambda f / (2n_i V); \quad \sin \theta_d = \pm \left[ 1 - (n_i^2 - n_d^2) / (\lambda f / V)^2 \right] \lambda f / (2n_d V). \quad (1.23)$$

Сложный вид частотных зависимостей углов Брэгга, присущий анизотропной дифракции, позволяет подобрать угло-частотный диапазон АО взаимодействия, оптимальный для каждого конкретного АО устройства.

Перед тем, как перейти к детальному анализу АО эффекта в двуосных кристаллах, кратко рассмотрим основные геометрии взаимодействия в одноосных кристаллах, на основе которых функционируют современные АО устройства. Рассмотрение начнем с АО фильтров, широко применяющихся в изображающих системах, а также в устройствах спектральной фильтрации лазерных пучков. Существует три основных вида АОФ: неколлинеарные, коллинеарные и

квазиколлинеарные. Неколлинеарные АОФ используются в видео-спектрометрах, где от АО прибора требуется высокое пространственное разрешение и широкое угловое поле зрения [112]. Среди таких устройств выделяют широкоугольные АОФ (видео-фильтры) и спектрально-поляризметрические АОФ. В видео-фильтрах широкая угловая апертура обеспечивается специальной геометрией дифракции – геометрией углового НФС [59,60,64]. Присущая данной геометрии низкая угловая селективность обусловлена равным наклоном касательных к полостям ПНР взаимодействующих мод, что определяет коллинеарность их групповых скоростей. В такой геометрии фазовая АО расстройка, возникающая при отклонении от угла Брэгга, определяется членами второго и более высоких порядков по величине этого отклонения.

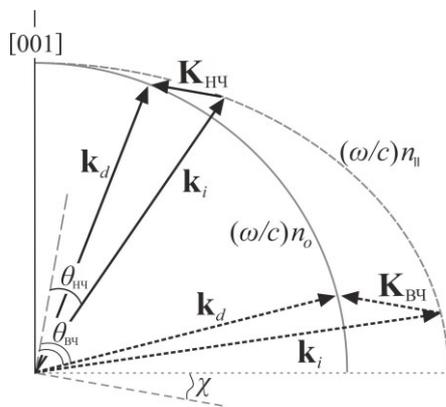
Спектрально-поляризметрические АОФ интересны тем, что они позволяют проводить комбинированный спектрально-поляризационный анализ оптического излучения [88]. Такие АОФ, в сравнении с широкоапертурными аналогами, пригодны для решения куда более широкого круга задач, что объясняет их все более широкое распространение. Как правило, данные устройства выполняются по однокристалльной схеме с использованием спектрально-поляризационной (СП) геометрии, при которой оптические моды кристалла испытывают эффективное анизотропное АО рассеяние в противоположные дифракционные порядки [113]. Такая геометрия отличается значительно бóльшей угловой селективностью, чем геометрия УНФС, что негативно сказывается на характеристиках обсуждаемых АО приборов [114]. Этому недостатка лишены двухкристалльные спектрально-поляризметрические АОФ, в которых каждая из оптических мод дифрагирует в условиях УНФС в своей АО ячейке [115]. В одноосных кристаллах как УНФС, так и СП геометрия реализуются в двух вариантах – низкочастотном (НЧ) и высокочастотном (ВЧ) [116,117]. Однако по ряду причин применение в серийных АО устройствах нашли только НЧ конфигурации этих геометрий.

Вторым типом АОФ являются коллинеарные фильтры, использующие вариант взаимодействия, при котором направления как фазовых, так и групповых скоростей взаимодействующих световых и ультразвукового пучков коллинеарны друг другу [85,118]. Такая геометрия предъявляет специальные требования к структуре фотоупругого тензора АО материала и существует даже не во всех оптически двуосных кристаллах [23,65]. В режиме коллинеарной дифракции реализуется большая длина АО взаимодействия, что определяет высокое спектральное разрешение подобных устройств.

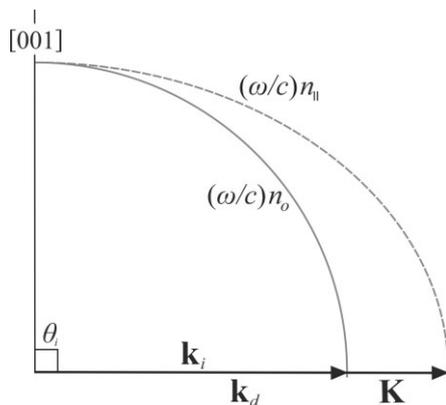
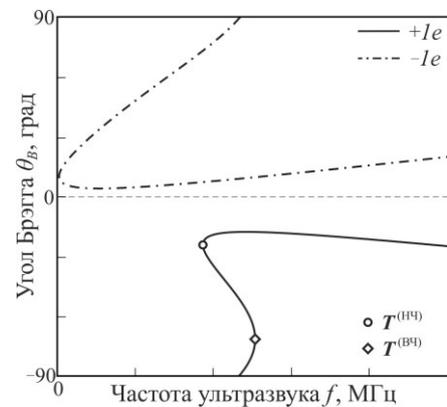
Квазиколлинеарные АОФ используют режим дифракции, при котором групповая скорость падающего светового пучка параллельна таковой для ультразвукового пучка [21,87,119]. Квазиколлинеарная геометрия позволяет решить проблему нулевой фотоупругой константы при коллинеарной АО дифракции в тетрагональных кристаллах, однако такая геометрия не является широкоапертурной. Исключение составляет ее особый режим – геометрия Кастерса,

реализующаяся в низкосимметричных кристаллах [23]. Квазиколлинеарные АОФ обладают высоким спектральным разрешением и применяются в устройствах спектрального анализа и в телекоммуникационных системах [120,121]. Квазиколлинеарная дифракция используется также в АО дисперсионных линиях задержки (АОДЛЗ), находящих широкое применение в системах генерации ультракоротких импульсов [122-124].

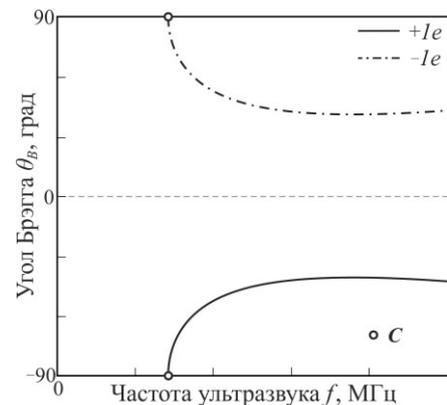
Для работы АО дефлекторов и анализаторов спектра радиосигналов необходим широкий частотный диапазон АО дифракции [6,12,13]. Поэтому в этом случае оптимальным является вариант взаимодействия, при котором волновой вектор ультразвука направлен по касательной к полости ПНР дифрагированной световой моды, что на зависимостях  $\theta_B(f)$  соответствует участкам, где  $d_f \theta_B \rightarrow 0$  [1,6]. В АО модуляторах, как правило, используется режим изотропного рассеяния на АВ, распространяющейся вдоль одной из осей симметрии кристалла [2,4,125,126]. Такая же геометрия используется и в АО лазерных затворах [53-56]. Обсуждаемый режим АО взаимодействия примечателен тем, что при надлежащей взаимной ориентации оптической и звуковой граней АО ячейки условие фазового синхронизма в нем выполняется одновременно для обеих световых мод кристалла. Это позволяет использовать его в АОМ неполяризованного излучения [56]. Векторные диаграммы режимов дифракции, используемых в рассмотренных АО приборах, приведены на рис. 1.2. На нем же показано местоположение рабочих точек этих геометрий на частотных зависимостях углов Брэгга.

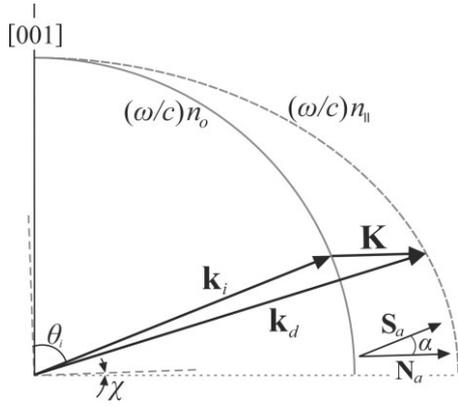


(a)

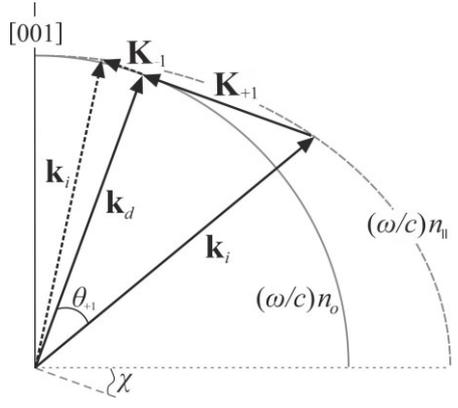
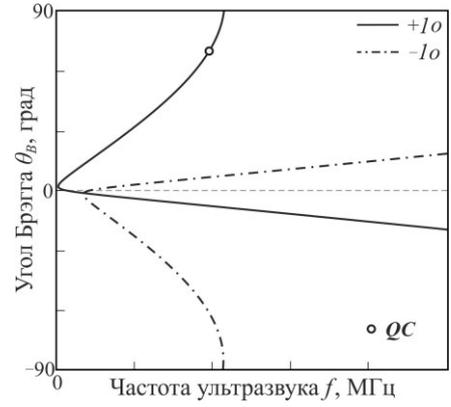


(б)

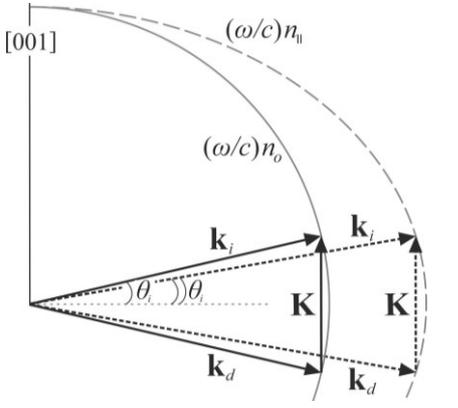
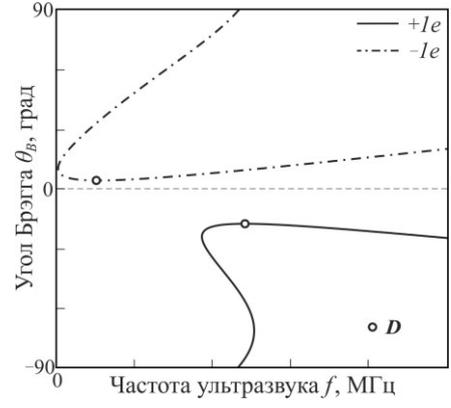




(в)



(г)



(д)

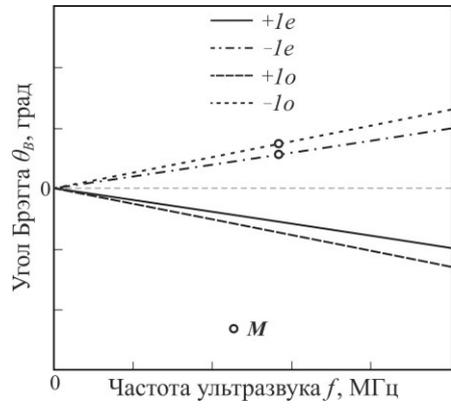


Рис. 1.2. Векторные диаграммы и частотные зависимости углов Брэгга для различных режимов анизотропной и изотропной АО дифракции в одноосных кристаллах: геометрия, используемая в широкоапертурном (а), коллинеарном (б), квазиколлинеарном (в) АОФ, в АОД (г) и в АОМ (д).

## 1.2. Дифракция света в двуосных кристаллах

### 1.2.1. Структура собственных оптических мод двуосных кристаллов

Многообразие наблюдаемых в оптически двуосных средах геометрий взаимодействия обусловлено сложным характером зависимости показателей преломления собственных мод от направления распространения в кристалле. Эта зависимость имеет вид двуполостной

самопересекающейся поверхности, точками самопересечения которой являются две оптические оси [99,127,128]. Для расчета показателей преломления, векторов поляризации, а также лучевых векторов собственных мод в диссертации использован ковариантный метод, подробно описанный в монографии [129].

В основе метода лежит возможность представления симметричного тензора диэлектрической непроницаемости оптически неактивного кристалла в аксиальном виде [130]:

$$\hat{V} = \varepsilon_2^{-1} [1 + r(\mathbf{c}\mathbf{c}' + \mathbf{c}'\mathbf{c})]; \quad r = \varepsilon_2(\varepsilon_3^{-1} - \varepsilon_1^{-1})/2, \quad (1.24)$$

где  $\mathbf{c}$ ,  $\mathbf{c}'$  – единичные векторы вдоль оптических осей двуосного кристалла,  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$ ,  $\varepsilon_3$  – главные значения тензора диэлектрической проницаемости кристалла, причем  $\varepsilon_3 < \varepsilon_2 < \varepsilon_1$ ,  $\mathbf{c}\mathbf{c}'$  – диада:

$$\mathbf{c}\mathbf{c}' = \begin{pmatrix} c_1 c'_1 & c_2 c'_1 & c_3 c'_1 \\ c_1 c'_2 & c_2 c'_2 & c_3 c'_2 \\ c_1 c'_3 & c_2 c'_3 & c_3 c'_3 \end{pmatrix}. \quad (1.25)$$

В отсутствие поглощения тензор диэлектрической проницаемости является действительным, а единичные векторы  $\mathbf{c}$ ,  $\mathbf{c}'$  – линейными. Для плоских гармонических волн уравнения Максвелла в прозрачных немагнитных кристаллах в ковариантной форме имеют следующий вид:

$$\mathbf{E} = -\hat{V}\mathbf{m}^\times \mathbf{H}; \quad \mathbf{H} = \mathbf{m}^\times \mathbf{E}; \quad \mathbf{m}(\hat{\varepsilon}\mathbf{E}) = 0; \quad \mathbf{m}\mathbf{H} = 0. \quad (1.26)$$

Здесь  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  – напряженности электрического и магнитного поля соответственно,  $\mathbf{m} = n\mathbf{N}$  – вектор нормальной рефракции,  $\mathbf{N}$  – единичный вектор волновой нормали,  $n$  – показатель преломления оптической моды, распространяющейся в кристалле вдоль направления  $\mathbf{N}$ ,  $\mathbf{m}^\times$  – антисимметричный тензор, дуальный вектору  $\mathbf{m}$ :

$$\mathbf{m}^\times = \begin{pmatrix} 0 & -m_3 & m_2 \\ m_3 & 0 & -m_1 \\ -m_2 & m_1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.27)$$

Исключая из (1.26) вектор  $\mathbf{E}$ , получаем уравнение Френеля для вектора  $\mathbf{H}$  [99,127]:

$$(1 - \mathbf{m}^\times \hat{V} \mathbf{m}^\times) \mathbf{H} = 0. \quad (1.28)$$

Из условия наличия нетривиального решения системы (1.28) получается биквадратное уравнение относительно показателя преломления, решая которое, можно определить векторы рефракции собственных мод. Подстановка векторов рефракции в (1.28) позволяет определить векторы поляризации собственных мод. Однако более удобным является подход, заключающийся в подстановке представления тензора диэлектрической непроницаемости в форме (1.24) в уравнение (1.28). Такой подход позволяет получить явные выражения для показателей преломления и поляризаций собственных мод, что заметно упрощает задачу исследования АО эффекта в двуосных кристаллах. Подставляя (1.24) в (1.28), приходим к следующему уравнению [130]:

$$\hat{\mathbf{A}}\mathbf{H}=[a+b\{\mathbf{C}\cdot\mathbf{C}'+\mathbf{C}'\cdot\mathbf{C}\}]\mathbf{H}=0, \quad (1.29)$$

где коэффициенты  $a$ ,  $b$  и векторы  $\mathbf{C}$ ,  $\mathbf{C}'$  имеют следующий вид:

$$a=n^2/\varepsilon_2-1; \quad b=r(n^2/\varepsilon_2)\sqrt{[\mathbf{N}\times\mathbf{c}]^2[\mathbf{N}\times\mathbf{c}']^2}; \quad \mathbf{C}=[\mathbf{N}\times\mathbf{c}]/\sqrt{[\mathbf{N}\times\mathbf{c}]^2}; \quad \mathbf{C}'=[\mathbf{N}\times\mathbf{c}']/\sqrt{[\mathbf{N}\times\mathbf{c}']^2}. \quad (1.30)$$

Из (1.29) следует, что вектор  $\mathbf{H}$  является собственным вектором тензора  $\hat{\mathbf{A}}$ , отвечающим нулевым собственным значениям. У тензора  $\hat{\mathbf{A}}$  три таких собственных вектора:  $[\mathbf{C}\times\mathbf{C}']$ ,  $\mathbf{C}\pm\mathbf{C}'$ . При этом вектор  $[\mathbf{C}\times\mathbf{C}']\parallel\mathbf{N}$  и не может соответствовать трансверсальному вектору  $\mathbf{H}$ . В результате получаем следующие явные выражения для векторов магнитной напряженности собственных мод:

$$\mathbf{H}_{\pm}=\mathbf{C}\pm\mathbf{C}'=[\mathbf{N}\times\mathbf{c}]/\sqrt{[\mathbf{N}\times\mathbf{c}]^2}\pm[\mathbf{N}\times\mathbf{c}']/\sqrt{[\mathbf{N}\times\mathbf{c}']^2}. \quad (1.31)$$

Необходимо отметить, что определенные таким образом векторы  $\mathbf{H}$  не являются единичными, поэтому при проведении расчетов необходимо осуществлять их нормировку. Следующим шагом является подстановка выражений (1.31) в уравнение (1.29), в результате чего для показателей преломления мод получаются следующие соотношения:

$$n_{\pm}=\sqrt{\varepsilon_2}/\sqrt{1+r\left([\mathbf{N}\times\mathbf{c}]\cdot[\mathbf{N}\times\mathbf{c}']\pm\sqrt{[\mathbf{N}\times\mathbf{c}]^2[\mathbf{N}\times\mathbf{c}']^2}\right)}. \quad (1.32)$$

Из формулы (1.32) следует, что показатель преломления одной из мод всегда, кроме случая распространения по оптическим осям, оказывается меньшим главного значения  $n_2\equiv\sqrt{\varepsilon_2}$ , в то время как для другой моды справедливо обратное утверждение. Далее медленную световую моду (моду с бóльшим показателем преломления) будем называть  $s$ -модой (ее параметрам соответствует выбор знака "-" в формулах (1.31) и (1.32)), а быструю световую моду будем называть  $f$ -модой (ее параметрам соответствует выбор знака "+" в формулах (1.31) и (1.32)). Соотношения (1.32) корректно определяют показатели преломления мод для произвольного направления их распространения в двуосном кристалле, однако выражения (1.31) в некоторых случаях дают неверный результат. Указанная ситуация имеет место для направлений, лежащих в плоскости оптических осей. В этом случае корректное выражение получается только для вектора  $\mathbf{H}$ , нормального к указанной плоскости, а второй вектор, лежащий в этой плоскости, определить таким способом не удастся. Причина подобной особенности заключается в том, что в рассматриваемой ситуации все три вектора  $\mathbf{N}$ ,  $\mathbf{c}$ ,  $\mathbf{c}'$  лежат в одной плоскости и, как следствие, не образуют полный базис. Поэтому при расчетах характеристик АО дифракции в плоскости оптических осей необходимо пользоваться соотношениями, полученными напрямую из (1.29). Далее из уравнений (1.26) следует определить векторы электрической индукции световых мод:

$$\mathbf{D}_{s,f}=-\mathbf{m}_{s,f}^{\times}\mathbf{H}_{s,f}\propto[\mathbf{N}\times[\mathbf{N}\times\mathbf{c}]]/\sqrt{[\mathbf{N}\times\mathbf{c}]^2}\mp[\mathbf{N}\times[\mathbf{N}\times\mathbf{c}']]/\sqrt{[\mathbf{N}\times\mathbf{c}']^2}, \quad (1.33)$$

причем, как и в случае с векторами  $\mathbf{H}$ , эти выражения требуют последующей нормировки. Для направлений, лежащих в плоскости оптических осей, соотношения (1.33) позволяют определить

поляризацию только той оптической моды, вектор электрической индукции которой лежит в указанной плоскости. Чтобы получить направление потока энергии (вектор Умова-Пойнтинга или лучевой вектор  $\mathbf{s}$ ), следует снова воспользоваться системой (1.26):

$$\begin{aligned} \mathbf{s}_{s,f} &\propto [\mathbf{E}_{s,f} \times \mathbf{H}_{s,f}] \propto [\mathbf{h}_{s,f} \times (\hat{\mathbf{B}}[\mathbf{N} \times \mathbf{h}_{s,f}])] \propto \mathbf{N} + r[\mathbf{h}_{s,f} \times \{(\mathbf{c} \cdot \mathbf{c}' + \mathbf{c}' \cdot \mathbf{c})[\mathbf{N} \times \mathbf{h}_{s,f}]\}] = \\ &= \mathbf{N} + r\{(\mathbf{N} \cdot [\mathbf{h}_{s,f} \times \mathbf{c}'])[\mathbf{h}_{s,f} \times \mathbf{c}] + (\mathbf{N} \cdot [\mathbf{h}_{s,f} \times \mathbf{c}])[\mathbf{h}_{s,f} \times \mathbf{c}']\}, \end{aligned} \quad (1.34)$$

где  $\mathbf{h}$  – нормированные векторы напряженности магнитного поля собственных мод.

Поскольку основное внимание в настоящей работе уделено рассмотрению приосевых геометрий АО дифракции, рассмотрим структуру ПНР и состояния поляризаций мод вблизи одной из оптических осей двуосного кристалла более подробно. Анализ проведем для направлений вблизи оси  $\mathbf{c}$ ; очевидно, что поведение световых мод вблизи оси  $\mathbf{c}'$  будет таким же. Вектор волновой нормали запишем в следующем виде:

$$\mathbf{N} = \mathbf{c} \cdot \cos \Delta \cos \delta + \mathbf{e}_\perp \sin \Delta \cos \delta + \mathbf{e}_2 \sin \delta. \quad (1.35)$$

Здесь  $\mathbf{e}_\perp$  – единичный вектор, ортогональный к  $\mathbf{c}$  и лежащий в плоскости оптических осей, а  $\mathbf{e}_2$  – единичный вектор нормали к этой плоскости. Малые углы  $\Delta$ ,  $\delta$  отражают величину и направление отхода от рассматриваемой оптической оси, даваемое отношением  $\delta/\Delta$ . Например, при  $\delta=0$  отход происходит в плоскости оптических осей, а в случае  $\Delta=0$  – в ортогональном к ней направлении. Для проведения аналитических преобразований удобно записать выражения (1.32) и (1.33) в несколько ином виде:

$$c_N = \mathbf{N} \cdot \mathbf{c}; \quad c'_N = \mathbf{N} \cdot \mathbf{c}'; \quad n_{s,f} = n_2 / \sqrt{1+r(\cos 2\psi - c_N c'_N \mp \sqrt{(1-c_N^2)(1-c'^2_N)})}; \quad (1.36)$$

$$\mathbf{d}_{s,f} = \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{(\mathbf{c} - c_N \mathbf{N}) / \sqrt{1-c_N^2} \mp (\mathbf{c}' - c'_N \mathbf{N}) / \sqrt{1-c'^2_N}}{\sqrt{1 \mp (\cos 2\psi - c_N c'_N) / \sqrt{(1-c_N^2)(1-c'^2_N)}}}. \quad (1.37)$$

Здесь проведена нормировка векторов электрической индукции световых мод и введен угол между оптическими осями кристалла  $2\psi$  [128]:

$$\tan \psi = \sqrt{\varepsilon_3 / \varepsilon_1} \sqrt{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) / (\varepsilon_2 - \varepsilon_3)}. \quad (1.38)$$

Подставляя (1.35) в (1.36) и (1.37), для показателей преломления и векторов поляризации мод в первом порядке малости по углам  $\Delta$ ,  $\delta$  получаем следующие выражения:

$$n_{s,f} = n_2 \left[ 1 + (\tan \Delta \gamma_{in}) (\Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + \delta^2}) / 2 \right]; \quad \tan \Delta \gamma_{in} = \sqrt{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(\varepsilon_2 - \varepsilon_3)} / \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_3}; \quad (1.39)$$

$$\mathbf{d}_{s,f} = \left[ \delta \mathbf{e}_2 + (\Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + \delta^2}) \mathbf{e}_\perp \right] / \sqrt{2(\Delta^2 + \delta^2 \pm \Delta \sqrt{\Delta^2 + \delta^2})}. \quad (1.40)$$

Из приведенных выражений следует, что в оптически неактивном двуосном кристалле при переходе через оптическую ось в любом направлении происходит скачкообразное изменение поляризаций каждой из мод, а также изменяется направление лучевого вектора. В этой связи при анализе параметров фазового АО синхронизма в плоскостях, содержащих оптическую ось

(оси) двуосного кристалла, часто бывает удобно рассматривать в качестве мод не быструю и медленную волну, а моды с непрерывно меняющейся поляризацией и направлением потока энергии. Например, в главной диэлектрической плоскости, содержащей обе оптические оси, удобно выделить сагиттально поляризованную квазиобыкновенную ( $qo$ ) волну, показатель преломления которой не зависит от направления распространения, и квазиобыкновенную ( $qe$ ) моду, поляризованную параллельно этой плоскости.

Оптические оси являются особыми направлениями, при распространении по которым световой пучок сохраняет заданную на входе в кристалл поляризацию. При этом каждому направлению вектора электрической индукции соответствует свое направление лучевого вектора, в результате чего наблюдается расслоение пучка по поляризации, известное как явление внутренней конической рефракции [131,132]. Для определения характера этого расслоения удобно разложить нормированные векторы электрической индукции и напряженности магнитного поля по введенным ранее векторам  $\mathbf{e}_\perp$ ,  $\mathbf{e}_2$ :

$$\mathbf{d} = \mathbf{e}_\perp \cos \tau + \mathbf{e}_2 \sin \tau; \quad \mathbf{h} = \mathbf{e}_\perp \sin \tau - \mathbf{e}_2 \cos \tau. \quad (1.41)$$

Здесь посредством угла  $\tau$  выделяется один из лучей, образующих конус рефракции. Далее следует подставить это разложение в (1.34), в результате чего получаем следующее выражение для лучевого вектора:

$$\mathbf{s} \propto \mathbf{c} - r(\mathbf{c}'\mathbf{d})\mathbf{d} = \left\{ \mathbf{c} + \cos \tau (\cos \tau \mathbf{e}_\perp + \sin \tau \mathbf{e}_2) \tan \Delta \gamma_{in} \right\} / \sqrt{1 + \cos^2 \tau \tan^2 \Delta \gamma_{in}} \quad (1.42)$$

Таким образом, каждой плоской волне с заданной поляризацией, распространяющейся вдоль оптической оси, соответствует свое направление в пределах конуса внутренней рефракции. Из (1.42) видно, что угол его раствора в точности равен введенному в (1.39) углу  $\Delta \gamma_{in}$  [131]. Соотношения (1.39)-(1.42) позволяют сделать предварительные выводы о геометрии приосевого АО рассеяния в различных срезах двуосного кристалла, а также рассчитать соответствующие значения эффективной фотоупругой константы. В результате уже на предварительном этапе удастся оценить перспективность исследуемого материала для реализации в нем того или иного уникального варианта АО взаимодействия.

Наряду с поверхностью нормальной рефракции в кристаллооптике важную роль играет лучевая поверхность, представляющая собой геометрическое место концов векторов лучевых скоростей для всевозможных направлений в кристалле [133]. Лучевая скорость или скорость течения энергии  $\mathbf{u}$  определяется следующим образом [127]:

$$\mathbf{u} = c[\mathbf{E} \times \mathbf{H}] / \mathbf{H}^2 = (c/n_s) \mathbf{s}; \quad n_s = \mathbf{m} \mathbf{s}, \quad (1.43)$$

где  $\mathbf{s}$  – единичный вектор луча (лучевой вектор) вдоль направления потока энергии,  $n_s$  – лучевой показатель преломления. По определению, волновой фронт является совокупностью точек пространства, до которых к данному моменту дошла энергия волнового возмущения.

Таким образом, лучевая поверхность лишь масштабом отличается от поверхности реального фронта световой волны от точечного источника, распространяющейся в кристалле.

Помимо вектора нормальной рефракции  $\mathbf{m}$  оказывается удобным ввести вектор лучевой рефракции  $\mathbf{p}$ , определяемый из следующего соотношения:  $\mathbf{p} = \mathbf{s}/n_s$  [130]. Используя вектор  $\mathbf{p}$ , система уравнений Максвелла для плоских гармонических волн в прозрачных немагнитных кристаллах может быть записана в следующем виде:

$$\mathbf{E} = -\mathbf{p} \times \mathbf{H}; \quad \mathbf{H} = \mathbf{p} \times (\hat{\epsilon} \mathbf{E}); \quad \mathbf{pE} = \mathbf{pH} = 0; \quad \mathbf{pm} = 1. \quad (1.44)$$

Опираясь на принцип дуализма в оптике прозрачных немагнитных кристаллов [127], для лучевых показателей преломления оптических мод нетрудно получить следующие выражения:

$$n_s = \sqrt{\varepsilon_2 + (\varepsilon_3 - \varepsilon_1) \left( \cos 2\gamma - (\mathbf{s} \cdot \mathbf{c}_\gamma)(\mathbf{s} \cdot \mathbf{c}'_\gamma) \mp \sqrt{[\mathbf{s} \times \mathbf{c}_\gamma]^2 [\mathbf{s} \times \mathbf{c}'_\gamma]^2} \right) / 2}, \quad (1.45)$$

где  $\mathbf{c}_\gamma, \mathbf{c}'_\gamma$  – единичные векторы вдоль лучевых осей (бирадиалей) двуосного кристалла, угол между которыми равен  $2\gamma$  [128]:

$$\tan \gamma = \sqrt{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) / (\varepsilon_2 - \varepsilon_3)}. \quad (1.46)$$

Как следует из (1.45), один из лучевых показателей преломления всегда, кроме случая распространения луча вдоль бирадиалей, оказывается бóльшим, а другой – меньшим значения  $n_2$ . Дифференцируя уравнение ПНР, можно получить следующее выражение для нахождения вектора лучевой рефракции  $\mathbf{p}$  по заданному вектору нормальной рефракции  $\mathbf{m}$  [129]:

$$\mathbf{p} = \left[ (\mathbf{m} \hat{\epsilon} \mathbf{m}) \mathbf{m} + \mathbf{m}^2 \hat{\epsilon} \mathbf{m} - (\hat{\epsilon}_t - \bar{\hat{\epsilon}}) \mathbf{m} \right] / \left[ \mathbf{m}^2 (\mathbf{m} \hat{\epsilon} \mathbf{m}) - |\hat{\epsilon}| \right]. \quad (1.47)$$

Здесь  $|\hat{\epsilon}|$  и  $\hat{\epsilon}_t$  – определитель и след тензора проницаемости;  $\bar{\hat{\epsilon}} = |\hat{\epsilon}| \hat{\epsilon}^{-1}$  – взаимный к нему тензор.

Используя принцип дуализма, для вектора  $\mathbf{m}$  можно записать:

$$\mathbf{m} = \left[ (\mathbf{p} \bar{\hat{\epsilon}} \mathbf{p}) \mathbf{p} + \mathbf{p}^2 \bar{\hat{\epsilon}} \mathbf{p} - (\hat{\epsilon}_t - \hat{\epsilon}) \mathbf{p} \right] / \left[ \mathbf{p}^2 (\mathbf{p} \bar{\hat{\epsilon}} \mathbf{p}) - 1 \right]. \quad (1.48)$$

Соотношения (1.45) и (1.48) однозначно определяют векторы нормальной рефракции оптических мод для любого направления луча  $\mathbf{s}$ , за исключением направлений вдоль лучевых осей кристалла. Лучу, распространяющемуся по бирадиали, соответствует конус волновых векторов внешней конической рефракции [131,134]. Для волновых нормалей компонент, образующих этот конус, нетрудно получить:

$$\mathbf{N} = \left\{ \mathbf{c}_\gamma + \cos \tau (\sin \tau \mathbf{e}_2 - \cos \tau \mathbf{e}'_\perp) \tan \Delta\gamma \right\} / \sqrt{1 + \cos^2 \tau \tan^2 \Delta\gamma}; \quad \tan \Delta\gamma = \sqrt{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(\varepsilon_2 - \varepsilon_3)} / \varepsilon_2. \quad (1.49)$$

Здесь  $\mathbf{e}'_\perp$  – единичный вектор, ортогональный к  $\mathbf{c}_\gamma$  и лежащий в плоскости лучевых осей. Посредством угла  $\tau$  в (1.49) выделяется одна из компонент конуса внешней рефракции, для которой  $\mathbf{h} = \mathbf{e}'_\perp \sin \tau + \mathbf{e}_2 \cos \tau$ . Согласно (1.49) угол раствора данного конуса равен  $\Delta\gamma$ .

Для гиротропных двуосных кристаллов изложенный метод расчета параметров оптических мод, основанный на аксиальном представлении тензора непроницаемости, неприменим. В таком случае параметры мод должны определяться из видоизмененного

уравнения Френеля, учитывающего оптическую активность материала. Наиболее строгим является подход Федорова, основанный на уравнениях связи следующего вида [133]:

$$\mathbf{D} = \hat{\varepsilon}' \mathbf{E} + j \hat{\alpha} \mathbf{H}; \quad \mathbf{B} = \hat{\mu}' \mathbf{H} - j \hat{\alpha} \mathbf{E}; \quad \hat{\varepsilon}' = \hat{\varepsilon} + j \mathbf{a}^\times; \quad \hat{\mu}' = \hat{\mu} + j \mathbf{b}^\times. \quad (1.50)$$

Данные материальные уравнения позволяют корректно описать как естественную, так и собственную формы гиротропии [129]. В них  $\hat{\alpha}$  – тензор гирации, описывающий естественно гиротропные среды, тогда как действительные векторы  $\mathbf{a}$ ,  $\mathbf{b}$  описывают собственную форму оптической активности;  $\hat{\alpha}$  – транспонированный тензор гирации. Предположим, что среда является немагнитной ( $\mu = 1$ ) и обладает только естественной формой гиротропии. Тогда вместо уравнений (1.50) имеем:

$$\mathbf{D} = \hat{\varepsilon} \mathbf{E} + j \hat{\alpha} \mathbf{H}; \quad \mathbf{B} = \mathbf{H} - j \hat{\alpha} \mathbf{E}. \quad (1.51)$$

Подставляя (1.51) в уравнения Максвелла, приходим к следующему уравнению:

$$\left\{ \hat{\varepsilon} - \hat{\alpha} \hat{\alpha} + \mathbf{m}^\times \mathbf{m}^\times + j \left( \hat{\alpha} \mathbf{m}^\times + \mathbf{m}^\times \hat{\alpha} \right) \right\} \mathbf{E} = 0. \quad (1.52)$$

Полученное уравнение можно упростить, введя эффективный тензор гирации  $\hat{\beta} = \hat{\alpha}_t - \hat{\alpha}$  и вектор гирации  $\boldsymbol{\gamma} = \hat{\beta} \mathbf{N}$ , где  $\hat{\alpha}_t$  – след тензора гирации. Пренебрегая членом  $\hat{\alpha} \hat{\alpha}$  второго порядка малости по величине гиротропии, вместо (1.53) окончательно получаем:

$$\left\{ \hat{\varepsilon} + \mathbf{m}^\times \mathbf{m}^\times + j n \boldsymbol{\gamma}^\times \right\} \mathbf{E} = 0. \quad (1.53)$$

Система уравнений (1.53) позволяет определить показатели преломления и нормированные векторы напряженности электрического поля собственных мод. Для расчета эллиптичностей мод необходимо найти один из трансверсальных векторов ( $\mathbf{B}$  или  $\mathbf{D}$ ). Поскольку из уравнений Максвелла более просто определяется вектор  $\mathbf{B}$  ( $\mathbf{B} = \mathbf{m}^\times \mathbf{E}$ ), то обычно именно по нему и определяется эллиптичность собственных мод.

Рассмотренный подход дает корректные результаты для произвольного направления распространения волн в кристалле, принадлежащем к любой группе симметрии. В то же время применительно к задачам акустооптики двусосных кристаллов эта корректность результатов нужна лишь для направлений вблизи оптической оси. Это объясняется тем, что в подавляющем большинстве таких материалов влияние активности как на параметры АО синхронизма, так и на эффективную фотоупругую константу внеосевых вариантов АО дифракции пренебрежимо мало, и им можно пренебречь. Данное обстоятельство позволяет использовать в расчетах более удобный, за счет своей простоты и наглядности, метод учета активности, основанный на приближенных уравнениях связи в форме Борна-Ландау [99,128]:

$$\mathbf{D} = \hat{\varepsilon} \mathbf{E} + j \boldsymbol{\zeta}^\times \mathbf{E}; \quad \mathbf{B} = \mathbf{H}, \quad (1.54)$$

где  $\boldsymbol{\zeta} = \hat{\mathbf{g}} \mathbf{N}$  – вектор гирации;  $\hat{\mathbf{g}}$  – тензор гирации, компоненты которого связаны с компонентами введенного ранее тензора гирации  $\hat{\beta}$  соотношениями [133]:  $g_{p,q} = \beta_{p,q} \bar{n}$ ;  $\bar{n}$  – средний показатель преломления собственных мод вдоль соответствующей диэлектрической оси без учета

оптической активности. Подставляя (1.54) в уравнения Максвелла и представляя вектор электрической индукции в виде разложения по векторам поляризации мод, взятым без учета оптической активности, для векторов Джонса и показателей преломления собственных мод получаем следующие выражения [99]:

$$n_{s,f}^{-2} = (n_s'^{-2} + n_f'^{-2})/2 \mp \sqrt{(n_s'^{-2} - n_f'^{-2})^2/4 + (G n_s'^{-2} n_f'^{-2})^2}; \quad (1.55)$$

$$\mathbf{J}_{s,f} = \left\{ \begin{array}{l} (n_s'^{-2} - n_f'^{-2})/2 \pm \sqrt{(n_s'^{-2} - n_f'^{-2})^2/4 + (G n_s'^{-2} n_f'^{-2})^2} \\ j G n_s'^{-2} n_f'^{-2} \end{array} \right\}. \quad (1.56)$$

Здесь  $n_{f,s}'$  – показатели преломления собственных мод без учета активности;  $G = g_{p,q} N_p N_q$  – скалярный параметр гирации. Используя (1.32) и полагая в (1.55) и (1.56)  $G/(n_s' n_f')^2 \approx G/\varepsilon_2^2$ , можно преобразовать данные выражения к более удобному для анализа виду:

$$G_1 = G/(\varepsilon_2 r), \quad n_{s,f} = n_2 / \sqrt{1+r \left( [\mathbf{N} \times \mathbf{c}] \cdot [\mathbf{N} \times \mathbf{c}'] \mp \sqrt{[\mathbf{N} \times \mathbf{c}]^2 [\mathbf{N} \times \mathbf{c}']^2 + G_1^2} \right)}; \quad (1.57)$$

$$\mathbf{J}_{s,f} = \left\{ \begin{array}{l} [\mathbf{N} \times \mathbf{c}] \cdot [\mathbf{N} \times \mathbf{c}'] \pm \sqrt{[\mathbf{N} \times \mathbf{c}]^2 [\mathbf{N} \times \mathbf{c}']^2 + G_1^2} \\ j G_1 \end{array} \right\}. \quad (1.58)$$

Интересуясь поведением собственных мод вблизи оптической оси, можно положить параметр гирации  $G$  равным  $G_c$ , где  $G_c = g_{p,q} c_p c_q$  – значение этого параметра для направлений вдоль оптических осей. Подставляя в (1.57) и (1.58) вектор волновой нормали в виде (1.35), для показателей преломления и эллиптичностей собственных мод гиротропного двуосного кристалла вблизи оптической оси имеем:

$$G_{ef} = G_c / (\varepsilon_2 \tan \Delta \gamma_{in}), \quad n_{s,f} \approx n_2 \left[ 1 + (\tan \Delta \gamma_{in}) \left( \Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + \delta^2 + G_{ef}^2} \right) / 2 \right]; \quad (1.59)$$

$$e_{s,f} = \pm G_{ef} / \left( \Delta + \sqrt{\Delta^2 + \delta^2 + G_{ef}^2} \right). \quad (1.60)$$

Из (1.59) и (1.57) следует, что вблизи оптических осей гиротропного двуосного кристалла полости ПНР отстоят друг от друга на величину  $G_c/n_2$ ; при этом, в сравнении с неактивным кристаллом, существенно изменяется их кривизна. При переходе через оптические оси направления векторов электрической индукции и лучевых векторов оптических мод изменяются непрерывным образом. Используя (1.60), угловой диапазон направлений вблизи оптической оси, где эллиптичность мод достаточно высока, можно оценить как  $2G_{ef}$ .

### 1.2.2. Методы расчета частотных зависимостей углов Брэгга

Как уже отмечалось, частотная зависимость углов Брэгга  $\theta_B(f)$  является одной из основных характеристик АО эффекта, используемых при выборе геометрии дифракции под конкретное АО устройство. В одноосных кристаллах нетривиальный вид данной зависимости наблюдается только в режиме анизотропной дифракции. При изотропном рассеянии света в

таких материалах структура ФС имеет единственную особую точку – геометрию обратной коллинеарной дифракции. Данная геометрия реализуется на чрезвычайно высоких частотах ультразвука, что затрудняет ее практическое использование [135]. При изотропной дифракции света в двуосных кристаллах наблюдается куда большее разнообразие конфигураций НФС. Среди них особый интерес представляют варианты поперечного рассеяния оптической  $s$ -моды, обязанные своим существованием конической структуре ПНР двуосного кристалла вблизи оптических осей. Под термином "изотропная дифракция" здесь и далее понимается дифракция, происходящая без смены типа оптической моды. Примечательно, что в процессе изотропного АО рассеяния в двуосных кристаллах плоскость поляризации светового пучка может поворачиваться на угол до  $90^\circ$ . Следует отметить, что изменение поляризации светового пучка при АО дифракции может наблюдаться и в оптически изотропной среде, если возбуждаемая в ней акустическая волна изменяет симметрию ее тензора непроницаемости.

Под анизотропной дифракцией здесь и далее будем понимать дифракцию, в ходе которой происходит смена типа оптической моды. Сингулярность поля поляризации вблизи оптических осей двуосных кристаллов [132] приводит к существованию в них вариантов анизотропной дифракции света, не меняющих состояние его поляризации. В этом заключается один из тонких моментов терминологии, связанный с особым типом оптической анизотропии двуосных кристаллов. Оказывается, что классификация некоторых режимов взаимодействия в таких материалах является неоднозначной и зависит от способа выделения собственных мод. Примером служит плоскость оптических осей неактивного двуосного кристалла, в которой вместо  $s$ - и  $f$ -волны удобно ввести  $qo$ - и  $qe$ -моду, физические параметры которых изменяются непрерывно при переходе через оптическую ось. При таком выборе собственных мод анизотропным взаимодействием следует считать процессы  $qo \rightarrow qe$  и  $qe \rightarrow qo$ , изменяющие состояние поляризации света на ортогональное, тогда как не меняющие поляризацию света процессы  $qo \rightarrow qo$  и  $qe \rightarrow qe$  следует считать изотропной дифракцией. Аналогичный произвол в классификации вариантов АО рассеяния возникает в косых срезах неактивного двуосного кристалла, содержащих одну из оптических осей. Характерный вид сечений ПНР в подобных плоскостях показан на рис. 1.3а.

В срезах двуосного кристалла, не содержащих оптических осей, полости ПНР не имеют общих точек. Поэтому существующие в них режимы АО взаимодействия безальтернативно подразделяются на варианты анизотропного (процессы  $s \rightarrow f$  и  $f \rightarrow s$ ) и изотропного (процессы  $f \rightarrow f$  и  $s \rightarrow s$ ) рассеяния света. Особый интерес для исследования представляют плоскости, в которых сечение ПНР  $s$ -волны имеет вогнутый участок (рис. 1.3б). Такие срезы выделяются богатым разнообразием существующих в них геометрий изотропной  $s \rightarrow s$  дифракции, среди которых имеются и варианты углового и частотного НФС. Во всех остальных срезах двуосного

кристалла ПНР имеет всюду выпуклую форму (рис. 1.3в) и зависимости  $\theta_B(f)$  для обоих процессов ( $f \rightarrow f$  и  $s \rightarrow s$ ) изотропной дифракции принимают привычный квазилинейный вид.

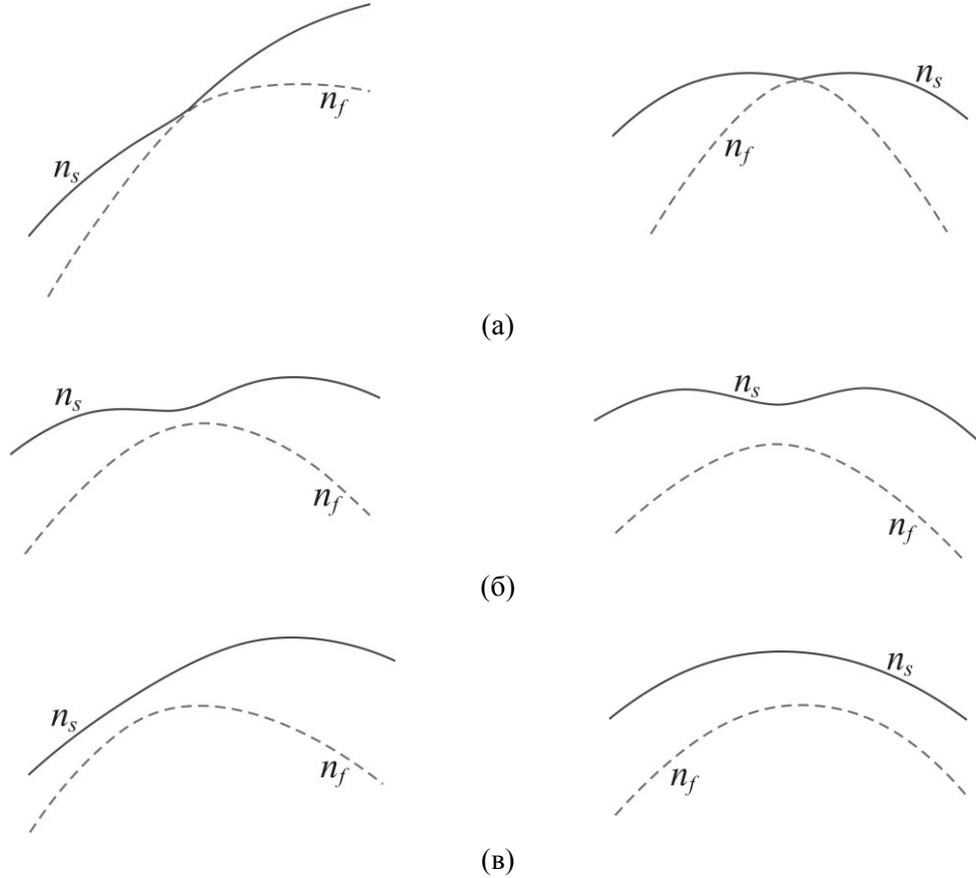


Рис. 1.3. Сечения поверхности нормальной рефракции в различных срезах двуосного кристалла.

Структура частотных зависимостей углов Брэгга в различных срезах двуосного кристалла будет подробно исследована в следующих главах. В настоящем же разделе остановимся на методах расчета зависимостей  $\theta_B(f)$  для различных режимов АО дифракции. На первый взгляд алгоритм решения данной задачи достаточно очевиден. Вначале следует выбрать плоскость взаимодействия, что можно сделать, например, зафиксировав направление ультразвука и какое-то неколлинеарное к нему направление. Далее необходимо определить функциональные зависимости показателей преломления мод от угла падения. Для этого в выбранной плоскости следует ввести ортогональный базис из акустической нормали и ортогонального к ней вектора. Угол между текущим направлением световой нормали  $\mathbf{N}$  и этим вектором и есть угол падения. Подставляя текущее направление  $\mathbf{N}$  в (1.32) или в его аналог для гиротропных кристаллов, получаем показатели преломления мод, как функции угла падения. Взаимосвязь углов падения и дифракции дается уравнениями, представляющими собой проекции условия фазового АО синхронизма (1.21) на оси выбранного ортогонального базиса, нормированные на волновое число в вакууме  $k_0 = 2\pi/\lambda$ :

$$m_i^\perp \equiv n_i \cos \theta_i = n_d \cos \theta_d \equiv m_d^\perp; \quad n_d \sin \theta_d = n_i \sin \theta_i + p\lambda(f/V). \quad (1.61)$$

Здесь  $m_{i,d}^\perp$  – величины проекций векторов рефракции световых волн на акустический волновой фронт;  $p = \pm 1$  – порядок дифракции. Анализ системы (1.61) в двуосных кристаллах усложняется тем, что в них показатели преломления обеих мод зависят от направления распространения.

Вначале следует численно решить первое уравнение системы (1.61), т.е., предварительно выбрав тип дифракции, для каждого угла падения определить соответствующий ему угол дифракции в +1-ый (–1-ый) порядок. Однако напрямую это сделать не всегда удастся. Так, при наличии в сечении ПНР  $s$ -моды выбранной плоскостью вогнутого участка, решение данного уравнения может стать неоднозначным. В этой связи возникает задача определения диапазонов углов падения и дифракции, в которых следует искать решение рассматриваемого уравнения. Дальнейшее решение задачи зависит от режима дифракции ( $s \rightarrow s$ ,  $f \rightarrow f$ ,  $f \rightarrow s$  или  $s \rightarrow f$ ). Наиболее просто решить систему (1.61) в случае изотропного  $f \rightarrow f$  рассеяния. Для этого необходимо определить угол падения  $\theta_{ex}$ , максимизирующий величину  $m_f^\perp$ . Важно отметить, что из-за всюду выпуклой формы ПНР  $f$ -моды, функция  $m_f^\perp(\theta)$  в любом срезе двуосного кристалла будет иметь единственный максимум. Искомые углы падения и дифракции будут располагаться по разные стороны от найденного угла  $\theta_{ex}$ . При этом каждому углу падения будет соответствовать единственный угол дифракции, а брэгговские кривые будут иметь типичный для изотропной дифракции квазилинейный вид. Поэтому при расчетах зависимостей  $\theta_B(f)$  для  $f \rightarrow f$  дифракции правомерно пользоваться приближенным выражением (1.22) для угла Брэгга.

Также относительно просто решить систему (1.61) в случае анизотропного  $f \rightarrow s$  рассеяния. В таком случае каждому направлению  $f$ -моды соответствуют только два направления  $s$ -волны, отвечающие синхронной АО дифракции в различные порядки. Подобная ситуация возникает благодаря тому, что даже максимальной величины  $m_f^\perp$  недостаточно, чтобы попасть в область многозначности (если, конечно, в выбранном срезе такая область имеется) функции  $m_s^\perp(\theta)$ . Эта особенность позволяет для каждого угла падения  $f$ -волны относительно просто определить углы дифракции  $s$ -волны в  $\pm 1$ -ый порядки и, рассчитав отвечающие им векторы  $\mathbf{m}_d$  и подставив их во второе уравнение системы (1.61), найти частоты фазового АО синхронизма.

Наиболее сложными оказываются расчеты зависимостей  $\theta_B(f)$  для вариантов изотропного  $s \rightarrow s$  рассеяния в плоскостях, где сечение ПНР имеет вогнутый участок. Следует отметить, что в срезах кристалла, где у функции  $m_s^\perp(\theta)$  имеется единственный максимум, алгоритм решения системы (1.61) ничем не отличается от рассмотренного ранее подхода для  $f \rightarrow f$  дифракции. При наличии же двух максимумов функции  $m_s^\perp(\theta)$  ситуация изменяется кардинальным образом. Необходимо, во-первых, определить направления, соответствующие уже трем экстремумам функции  $m_s^\perp(\theta)$ . Эта задача представляет собой достаточно серьезную проблему, особенно в случае, когда кривизна сечения ПНР вблизи одного из таких экстремумов близка к нулю. Далее необходимо сравнить значения  $m_s^\perp$  в двух максимумах и, выбрав из них наибольший,

определить вблизи него направления, для которых значения  $m_s^\perp$  совпадают с таковым для второго (меньшего) максимума. Затем вблизи обоих максимумов следует найти направления, для которых значения  $m_s^\perp$  совпадают с таковым в третьем экстремуме  $m_s^\perp(\theta)$  – ее локальном минимуме. Последовательно решая первое уравнение системы (1.61) на полученных интервалах и определяя из второго уравнения (1.61) частоты фазового АО синхронизма, получаем зависимости  $\theta_B(f)$ , состоящие из нескольких несвязных областей [А6,А15,А19]. Следует отметить, что в гиротропных двуосных кристаллах подобная структура зависимостей  $\theta_B(f)$  наблюдается также и в плоскостях, содержащих оптическую ось [А15].

### 1.2.3. Алгоритмы поиска и расчета характеристик вариантов широкоапертурной и широкополосной акустооптической дифракции

Среди многообразия вариантов взаимодействия света и ультразвука, наблюдающихся в оптически анизотропных средах, можно выделить те, которые обязаны своим существованием более всего оптической, акустической, либо АО анизотропии кристалла. Несомненно, для любого режима анизотропной дифракции необходима оптическая анизотропия материала. Однако существуют конфигурации АО взаимодействия, для которых важен лишь сам факт существования двух собственных мод с отличными друг от друга показателями преломления, а структура ПНР кристалла практически не имеет значения. Например, квазиколлинеарные АО фильтры концептуально могут функционировать на основе квазиколлинеарной геометрии в плоскости  $XU$  одноосного кристалла, в которой сечение волновой поверхности имеет наиболее простую форму из двух концентрических окружностей. Для подобных устройств важную роль играет степень акустической анизотропии материала, определяющая потребный дизайн АОФ и его энергетическую эффективность [21,120,121,136]. Высокое спектральное разрешение АО фильтров данного класса обеспечивается, среди прочего, применением кристаллов с высоким двулучепреломлением. При этом хорошо известно, что величина двулучепреломления является отражением силы оптической анизотропии материала, а не ее типа. Сказанное по большей части применимо и к коллинеарным АО фильтрам. Для них помимо сильной оптической анизотропии кристалла важна структура его акустооптической анизотропии, определяющая эффективную фотоупругую константу взаимодействия в режиме коллинеарного АО рассеяния.

Совершенно иная ситуация наблюдается в случае с геометриями углового и частотного НФС. Известно, что такие важнейшие характеристики видео-фильтра, как форма и размер его углового поля зрения, определяются компонентами тензора кривизны поверхности нормальной рефракции для взаимодействующих световых волн [137]. Характеристики АО дефлекторов также существенным образом зависят от структуры ПНР используемого материала, поскольку именно кривизной данной поверхности определяется угловой диапазон сканирования подобных

устройств. Это определяет перспективность изучения срезов двуосных кристаллов, в сечении ПНР которыми имеется плоский участок. АОД, использующие такую геометрию изотропного рассеяния, должны по совокупности характеристик существенно превосходить существующие аналоги [26].

Изложение алгоритмов поиска наиболее оптимальных вариантов широкоапертурной и широкополосной акустооптической дифракции начнем с широкополосной геометрии. Здесь следует подчеркнуть, что предлагаемый далее подход применим только к вариантам анизотропного АО рассеяния. Отказ от рассмотрения вариантов ЧНФС, реализующихся в режиме изотропного взаимодействия, обусловлен их высокой требовательностью к сходимости методов поиска корней системы (1.61). Наиболее интересные конфигурации изотропной широкополосной дифракции света будут отдельно рассмотрены в четвертой главе. В режиме анизотропного АО рассеяния геометрия частотного НФС реализуется на оптической  $s$ -моды, превращающейся в процессе дифракции в  $f$ -волну. При этом волновой вектор  $\mathbf{K}$  ультразвука должен быть направлен по касательной к ПНР  $f$ -моды. Этим условием определяются возможные направления ее лучевого вектора, лежащие в плоскости, ортогональной к вектору  $\mathbf{K}$ . Далее суть подхода заключается в следующем. Для каждого направления распространения ультразвука в кристалле строится ортогональная к нему плоскость. Лучевые векторы  $f$ -волн всех возможных вариантов  $s \rightarrow f$  широкополосного рассеяния, реализующихся на выбранной акустической моде, должны принадлежать данной плоскости. Каждому направлению лучевого вектора в этой плоскости соответствует единственное направление волновой нормали  $f$ -волны, которое может быть определено из (1.48) или его аналога для оптически активных двуосных кристаллов. В результате для каждого направления ультразвука в кристалле получаем множество срезов, в которых может быть реализована геометрия частотного НФС. Решая систему уравнений (1.61) в соответствующих плоскостях взаимодействия, определяем углы падения  $s$ -моды и частоты синхронизма. Далее на основании определенного критерия следует выбрать из найденного множества срезов какой-либо один. Таким критерием может быть, например, максимизация коэффициента АО качества. В этом случае для полученных направлений взаимодействующих волн необходимо провести расчеты коэффициента АО качества (1.19) и выделить срез кристалла, в котором этот коэффициент максимален. Повторяя данную процедуру для всего диапазона направлений ультразвука в кристалле, получаем информацию обо всех конфигурациях анизотропного широкополосного рассеяния света. Далее для наиболее интересных с позиции выбранного критерия срезов кристалла можно провести расчеты угло-частотных характеристик дифракции и подобрать наиболее подходящий вариант взаимодействия для конкретного АО прибора.

Поиск оптимальных вариантов широкоапертурной АО дифракции в двуосных кристаллах проще проводить, отталкиваясь не от направления ультразвука, а от волновой нормали падающего светового пучка. В качестве падающей волны удобно выбрать моду с бóльшим показателем преломления. Такой подход позволяет рассмотреть все существующие в кристалле варианты углового НФС (как в процессе  $s \rightarrow f$ , так и в процессе  $s \rightarrow s$  дифракции). Вначале для каждого направления  $s$ -волны в кристалле следует найти ее лучевой вектор, воспользовавшись соотношением (1.47) или его аналогом для гиротропных кристаллов. Для определения волновой нормали дифрагированного пучка необходимо решить систему уравнений, представляющую собой условие коллинеарности лучевых векторов взаимодействующих световых волн. Именно это условие ограничивает диапазон срезов одноосных кристаллов, в которых реализуются неколлинеарные варианты УНФС, плоскостями взаимодействия, содержащими оптическую ось.

В случае оптически неактивных двуосных кристаллов рассматриваемая система имеет единственное решение, которое может быть найдено стандартными численными методами. Однако удобнее воспользоваться принципом дуализма и определить вектор нормальной рефракции  $\mathbf{m}$  дифрагированного светового пучка напрямую из (1.48) по известному вектору лучевой рефракции  $\mathbf{p}$  падающей  $s$ -волны, что значительно ускоряет проводимые расчеты. Следует отметить, что соотношение (1.48) можно обобщить и на случай гиротропных двуосных кристаллов [129]. Более разнообразие наблюдаемых в таких материалах вариантов УНФС обусловлено еще более сложной формой их лучевой поверхности. Для направлений вблизи лучевых осей она содержит в своем составе дополнительные полости, возникающие из-за сглаживания "изломов" ПНР в точках оптических осей [134]. Влияние оптической активности на параметры ФС широкоапертурной АО дифракции будет рассмотрено в четвертой главе.

Подставив рассчитанные волновые векторы взаимодействующих световых мод в условие фазового синхронизма (1.22), находим волновой вектор ультразвука, замыкающий векторную диаграмму. Далее по известному волновому вектору определяется частота и все остальные необходимые параметры акустической волны. Следующим шагом является расчет величины АО качества, проводимый с использованием (1.19). Затем для наиболее АО эффективных конфигураций углового НФС можно дополнительно рассчитать спектральные характеристики дифракции и двумерные передаточные функции АО ячейки. Полученные данные позволяют оптимизировать геометрию широкоапертурной АО дифракции и размеры пьезоэлектрического преобразователя под каждую конкретную решаемую задачу.

## Основные результаты Главы 1

1. Разработаны алгоритмы численного исследования АО эффекта, применимые ко всем группам симметрии двуосных кристаллов. Созданный на основе разработанного алгоритма оригинальный программный комплекс позволяет проводить расчеты всех необходимых характеристик АО взаимодействия в произвольном срезе двуосного кристалла, как для варианта изотропного АО рассеяния, так и для режима анизотропной дифракции.

2. Разработаны методы расчета частотных зависимостей углов Брэгга для различных режимов изотропного и анизотропного акустооптического рассеяния. На основании формы волновой поверхности двуосного кристалла сделано заключение, что изотропные варианты некритичного фазового АО синхронизма могут быть реализованы только в срезах, в которых данная поверхность имеет вогнутый участок. Показано, что для изотропной дифракции в остальных срезах двуосного кристалла характерен квазилинейный вид брэгговских кривых, повторяющий форму таковых в оптически изотропной среде.

3. Для вариантов широкополосного и широкоапертурного АО рассеяния предложены алгоритмы поиска срезов двуосного кристалла, пригодных для создания АО дефлекторов и видео-фильтров. Предложенный подход позволяет рассмотреть все существующие в кристалле варианты дифракции света, отвечающие выбранной геометрии взаимодействия, и выделить из них наиболее подходящий под конкретный АО прибор.

## ГЛАВА 2. ОСОБЕННОСТИ ФАЗОВОГО АКУСТООПТИЧЕСКОГО СИНХРОНИЗМА В ДВУОСНЫХ КРИСТАЛЛАХ

### 2.1. Дифракция в главных плоскостях, не содержащих оптических осей

Одним из проявлений сложной оптической анизотропии двуосных кристаллов является тот факт, что в них она затрагивает обе собственные моды. Это приводит к широкому разнообразию существующих в таких материалах форм структуры фазового АО синхронизма, которые, к сожалению, могут быть исследованы только численными методами [58,70,А2,А9]. Систематическому анализу поддаются только фрагменты этих структур, отвечающие вариантам АО рассеяния в главных кристаллооптических плоскостях двуосного кристалла [65,А7,А9], в которых сечение ПНР имеет наиболее простую форму из эллипса и окружности. Более того, в этих плоскостях не происходит сноса энергии оптических мод в сагиттальном направлении, что соответствует ситуации в одноосных кристаллах в плоскостях, содержащих оптическую ось.

Низкая симметрия кристаллической решетки двуосных кристаллов приводит к тому, что в них диэлектрические и кристаллографические оси в общем случае не совпадают друг с другом. Такое совпадение характерно только для кристаллов наиболее симметричной ромбической сингонии. У кристаллографической и диэлектрической систем моноклинных кристаллов имеется одна общая ось, параллельная оси симметрии второго порядка. Направления двух других диэлектрических осей подвержены спектральному дрейфу, выраженному наиболее ярко вблизи коротковолновой границы поглощения. В кристаллах триклинной сингонии эти системы не имеют общих осей, а их взаимная ориентация задается тремя углами, каждый из которых зависит от длины волны.

Излагаемый далее аналитический подход к исследованию фазового АО синхронизма применим, без ограничения общности, ко всем группам симметрии двуосных кристаллов, поскольку рассматривает только оптическую часть задачи АО дифракции. Необходимо только учитывать, что для моноклинных и триклинных кристаллов получаемые результаты относятся к главным плоскостям диэлектрического тензора.

Особый интерес для исследования представляет плоскость оптических осей. Далее будет показано, что самопересекающаяся форма сечения ПНР этой плоскостью позволяет реализовать в ней большинство уникальных режимов АО дифракции, наблюдаемых только в двуосных кристаллах. С другой стороны, за счет возможности выделения в ней  $qo$ - и  $qe$ -волны, задача расчета структуры ФС в этой плоскости допускает аналитическое решение. Кроме того, в кристаллах ромбической сингонии эта плоскость совпадает с одной из кристаллографических плоскостей, что значительно упрощает процесс изготовления АО ячейки.

Однако для лучшего уяснения основных деталей разработанного подхода рассмотрение структуры ФС целесообразно начать с двух других главных плоскостей. В этих плоскостях форма ПНР двуосного кристалла в точности повторяет таковую в косых (не содержащих оптическую ось) срезах одноосных кристаллов. Схожей должна оказаться и структура АО синхронизма. В соответствии с установленным выше правилом нумерации компонент тензора диэлектрической проницаемости следует положить  $\varepsilon_3 < \varepsilon_2 < \varepsilon_1$ . Выберем кристаллооптические оси так, чтобы ось  $X$  соответствовала значению  $\varepsilon_1$ , ось  $Y$  – значению  $\varepsilon_2$ , а ось  $Z$  – значению  $\varepsilon_3$ . В таком случае оптические и лучевые оси кристалла будут лежать в плоскости  $XZ$ , образуя углы  $\pm\psi$  (1.38) и  $\pm\gamma$  (1.46) с осью  $Z$ . Структура ПНР двуосного кристалла и ее сечения главными плоскостями представлены на рис. 2.1. Стрелками и точками на рис. 2.1б-г показаны направления векторов электрической индукции  $qe$ - и  $qo$ -волны в главных плоскостях.

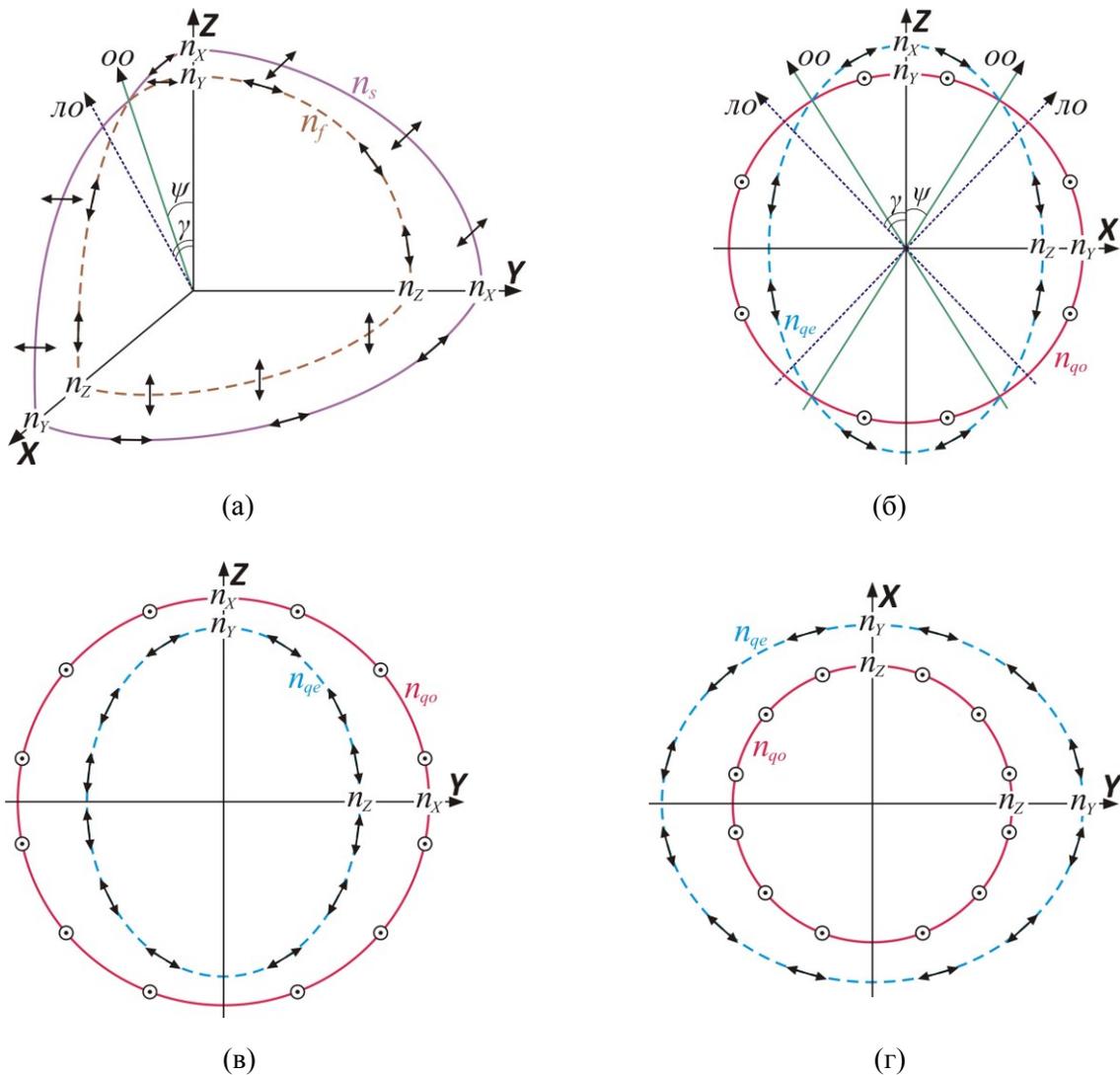


Рис. 2.1. Поверхность рефракции двуосного кристалла (а) и ее сечения главными плоскостями (б-г).

"oo", "ло" – оптические и лучевые оси кристалла; стрелками и точками показаны направления электрического вектора собственных мод в главных диэлектрических плоскостях.

В настоящей главе будем рассматривать только варианты анизотропной дифракции ( $qo \rightarrow qe$ ) или ( $qe \rightarrow qo$ ). Структуры ФС для процессов  $qo \rightarrow qo$  и  $qe \rightarrow qe$  в главных плоскостях двуосного кристалла в точности повторяют таковые для процессов  $o \rightarrow o$  и  $e \rightarrow e$  в одноосных кристаллах и здесь не обсуждаются. Расчет зависимостей  $\theta_B(f)$  для анизотропного рассеяния света в плоскости  $YZ$  не представляет трудностей. Действительно, в этой плоскости сечение поверхности рефракции двуосного кристалла таково, что окружность  $qo$ -волны расположена снаружи эллипса  $qe$ -волны (аналогия с отрицательным одноосным кристаллом). Поэтому, выбирая в качестве падающей волны  $qe$ -моду, из первого уравнения (1.61) сразу определяем углы дифракции  $qo$ -волны в  $\pm 1$ -ый порядки. Далее из второго уравнения (1.61) находим волновое число акустической волны, откуда, предварительно рассчитав ее фазовую скорость, получаем частоту АО синхронизма. Исследование структуры ФС в плоскости  $XU$  двуосного кристалла представляет собой куда более сложную в математическом плане задачу. Причиной этому является внутреннее расположение окружности  $qo$ -моды по отношению к эллипсу  $qe$ -волны (ситуация положительного одноосного кристалла). Это приводит к существованию в плоскости  $XU$  диапазона направлений  $qe$ -волны, в котором первое уравнение (1.61) не имеет действительных корней. Нетрудно показать, что границы этого диапазона отвечают участкам брэгговских кривых, где  $d_f \theta_B = 0$ , т.е. рабочим точкам вариантов геометрии частотного НФС в выбранном срезе кристалла. Для расчета зависимостей  $\theta_B(f)$  можно, определив параметры ФС этих конфигураций широкополосной  $qe \rightarrow qo$  дифракции, решить первое уравнение (1.61) для всех допустимых направлений  $qe$ -волны. Каждому из этих направлений будут отвечать два направления  $qo$ -волны, отклоненной в разные дифракционные порядки. Далее для всех выявленных процессов синхронного  $qe \rightarrow qo$  рассеяния можно определить частоты ФС.

Однако можно пойти и по другому пути. А именно, выбрав в качестве падающей волны  $qo$ -моду, рассчитать для каждого направления ее распространения углы дифракции  $qe$ -волны в  $\pm 1$ -ый порядки. Обычно в акустооптике подобная задача решается численно, однако далее будет показано, что она имеет и аналитическое решение. Поскольку для исследования структуры ФС в плоскости оптических осей ( $XZ$ ) принципиальна возможность аналитического решения указанной задачи, остановимся на способе ее решения более подробно.

Направление ультразвука в главных плоскостях двуосного кристалла будем задавать посредством угла  $\chi$ , отсчитывая его от оси  $X$  ( $Y$ ) в сторону противоположную оси  $Z$  в плоскости  $XZ$  ( $YZ$ ) и от оси  $X$  в сторону оси  $\bar{Y}$  в плоскости  $XU$ . По аналогии с одноосными кристаллами, угол  $\chi$  будем называть углом среза кристалла. В таком случае для показателя преломления  $qe$ -моды в плоскости  $YZ$ , взятого как функция угла падения  $\theta$  на фронт АВ, имеем:

$$n_{qe}(\theta, \chi) = n_Y / \sqrt{\cos^2(\theta + \chi) + a^{-1} \sin^2(\theta + \chi)}; \quad a = n_Z^2 / n_Y^2. \quad (2.1)$$

Здесь  $a$  – удобный для дальнейшего рассмотрения задачи параметр, численно равный отношению квадратов малой и большой полуоси эллипса  $qe$ -волны (параметр, отражающий оптическую анизотропию  $qe$ -волны в главных кристаллооптических плоскостях двуосного кристалла). Чтобы полностью охарактеризовать сечения ПНР в главных плоскостях (рис. 2.1,б-г), необходим еще один параметр  $b$ , задающий взаимное расположение эллипса и окружности. Определим его как отношение радиуса окружности  $qo$ -волны к большой полуоси эллипса  $qe$ -волны [A7]. В обсуждаемой плоскости  $b = n_X/n_Y$ . Подставляя (2.1) в (1.61), приходим к уравнению на угол дифракции  $qe$ -волны  $\theta_d$ :

$$\cos \theta_d / \sqrt{\cos^2(\theta_d + \chi) + a^{-1} \sin^2(\theta_d + \chi)} = b \cos \theta, \quad (2.2)$$

которое можно привести к следующему виду:

$$1 / \sqrt{\cos^2 \chi + a^{-1} \sin^2 \chi - (1 - a^{-1}) \sin 2\chi \tan \theta_d + (a^{-1} \cos^2 \chi + \sin^2 \chi) \tan^2 \theta_d} = b \cos \theta. \quad (2.3)$$

Возводя (2.3) в квадрат, получаем квадратное уравнение относительно тангенса угла  $\theta_d$ :

$$(a^{-1} \cos^2 \chi + \sin^2 \chi) \tan^2 \theta_d - (1 - a^{-1}) \sin 2\chi \tan \theta_d + \cos^2 \chi + a^{-1} \sin^2 \chi - b^2 / \cos^2 \theta = 0, \quad (2.4)$$

результатом решения которого и являются углы дифракции в  $\pm 1$ -й порядки:

$$\theta_d = \arctan \left\{ \left[ (1 - a^{-1}) \sin 2\chi / 2 + p \sqrt{b^{-2} (a^{-1} \cos^2 \chi + \sin^2 \chi) / \cos^2 \theta - a^{-1}} \right] / (a^{-1} \cos^2 \chi + \sin^2 \chi) \right\}. \quad (2.5)$$

Здесь, как и прежде,  $p = \pm 1$  – порядок дифракции. Необходимо отметить появление в формуле (2.5) подкоренного выражения, которое в некоторых случаях может стать меньшим нуля. Анализируя вид этого выражения, можно заключить, что подобная ситуация может наблюдаться в двух случаях. Иллюстрацией первого из двух возможных вариантов является дифракция в плоскости  $YZ$ . Взаимное расположение эллипса и окружности в этой плоскости таково, что для определенного диапазона направлений  $qo$ -волны условие АО синхронизма (1.61) не может быть выполнено ни при каком направлении дифрагированной  $qe$ -волны. Второй из возможных вариантов наблюдается тогда, когда окружность  $qo$ -волны и эллипс  $qe$ -волны пересекаются, что имеет место в плоскости  $XZ$ . В таком случае знакопеременный характер подкоренного выражения (2.5) указывает на то, что в выбранном срезе кристалла варианты геометрии частотного НФС реализуются на  $qo$ -волне.

Полученные выражения для углов дифракции (2.5) решают поставленную задачу расчета зависимостей  $\theta_B(f)$  в плоскости  $XU$  двуосного кристалла. Аналогом формулы (2.5) на случай АО дифракции в плоскости  $YZ$  является следующее соотношение:

$$\theta_d = p \cdot \arccos \left[ b^{-1} \cos \theta / \sqrt{\cos^2(\theta + \chi) + a^{-1} \sin^2(\theta + \chi)} \right], \quad (2.6)$$

в котором следует положить  $a = n_Y^2/n_X^2$ ,  $b = n_Z/n_X$ . Перед тем, как рассмотреть характерный вид зависимостей  $\theta_B(f)$  в различных срезах плоскостей  $XU$  и  $YZ$ , остановимся на вопросе расчета параметров ФС для особых точек этих зависимостей – геометрий углового и частотного НФС.

Наиболее просто рассчитать структуру фазового АО синхронизма для геометрии ЧНФС. Рассмотрение задачи начнем с плоскости  $XU$ . В выбранной плоскости режим широкополосного рассеяния света реализуется на  $qe$ -моды, превращающейся в процессе дифракции в  $qo$ -волну. Поэтому в рабочей точке ЧНФС волновой вектор ультразвука должен быть ортогонален к лучевому вектору  $qo$ -моды. Этим условием определяется угол дифракции  $\theta_d$  последней, равный нулю для любого направления ультразвука в рассматриваемой плоскости. Углы падения  $\theta_0$ , отвечающие вариантам широкополосной дифракции света в выбранном срезе кристалла, определяются подстановкой найденного угла  $\theta_d$  в (2.5) и сменой знака перед подкоренным выражением. В итоге получаем:

$$\theta_0 = \arctan \left\{ \left[ (1-a^{-1}) \sin 2\chi / 2 - p \sqrt{b^{-2}(a^{-1} \cos^2 \chi + \sin^2 \chi) - a^{-1}} \right] / (a^{-1} \cos^2 \chi + \sin^2 \chi) \right\}. \quad (2.7)$$

Как следует из (2.7), углы падения  $\theta_0$ , оптимальные для реализации вариантов ЧНФС в срезах плоскости  $XU$ , располагаются по обе стороны от направления  $\theta_0^c$ , определяемого выражением:

$$\theta_0^c = \arctan \left\{ \left[ (1-a^{-1}) \sin 2\chi / 2 \right] / (a^{-1} \cos^2 \chi + \sin^2 \chi) \right\}. \quad (2.8)$$

Из (2.8) видно, что угол  $\theta_0^c$  имеет при прочих равных тем бóльшее абсолютное значение, чем ярче у используемого кристалла выражена анизотропия  $qe$ -моды в плоскости  $XU$ . Нетрудно показать, что чем бóльшее значение в выбранном срезе имеет угол  $|\theta_0^c|$ , тем сильнее отличаются частоты ФС  $f_0$  реализующихся в нем вариантов широкополосной геометрии. При этом в срезах  $\chi = 0^\circ$  и  $\chi = 90^\circ$ , где угол  $\theta_0^c$  равен нулю, эти частоты в точности равны друг другу.

Пример рассчитанной структуры фазового АО синхронизма в условиях широкополосного рассеяния света с  $\lambda = 1.06$  мкм в плоскости  $XU$  ромбического кристалла  $Tl_3AsS_4$ , детальное исследование акустооптического эффекта в котором проведено в третьей главе диссертации, приведен на рис. 2.2. Для выбранной длины волны главные показатели преломления кристалла  $Tl_3AsS_4$  равны:  $n_x = 2.646$ ,  $n_y = 2.642$ ,  $n_z = 2.598$ . Здесь и далее по тексту при расчетах параметров ФС для различных вариантов АО взаимодействия в главных плоскостях кристалла  $Tl_3AsS_4$  предполагается, что дифракция происходит на чистой сдвиговой акустической моде, имеющей сагиттальную поляризацию. В легенде к каждому из графиков указывается, к какому процессу анизотропного АО рассеяния ( $qe \rightarrow qo$  или  $qo \rightarrow qe$ ) относится тот или иной отображаемый на графике параметр, и в какой порядок происходит дифракция. Например, аббревиатура  $+1qe$  означает, что рассматривается процесс  $qe \rightarrow qo$  рассеяния в +1-ый порядок. Возвращаясь к графикам на рис. 2.2,а, необходимо подчеркнуть, что полученная на них слабая зависимость угла падения  $\theta_0$  от угла среза  $\chi$  обусловлена близостью главных показателей преломления  $n_x$  и  $n_y$  кристалла  $Tl_3AsS_4$  и не является характерной особенностью широкополосной АО дифракции в плоскости  $XU$  двусных кристаллов. Этим же объясняются близкие значения частот фазового синхронизма  $f_0$  для вариантов широкополосного АО рассеяния в разные порядки на рис. 2.2,б.

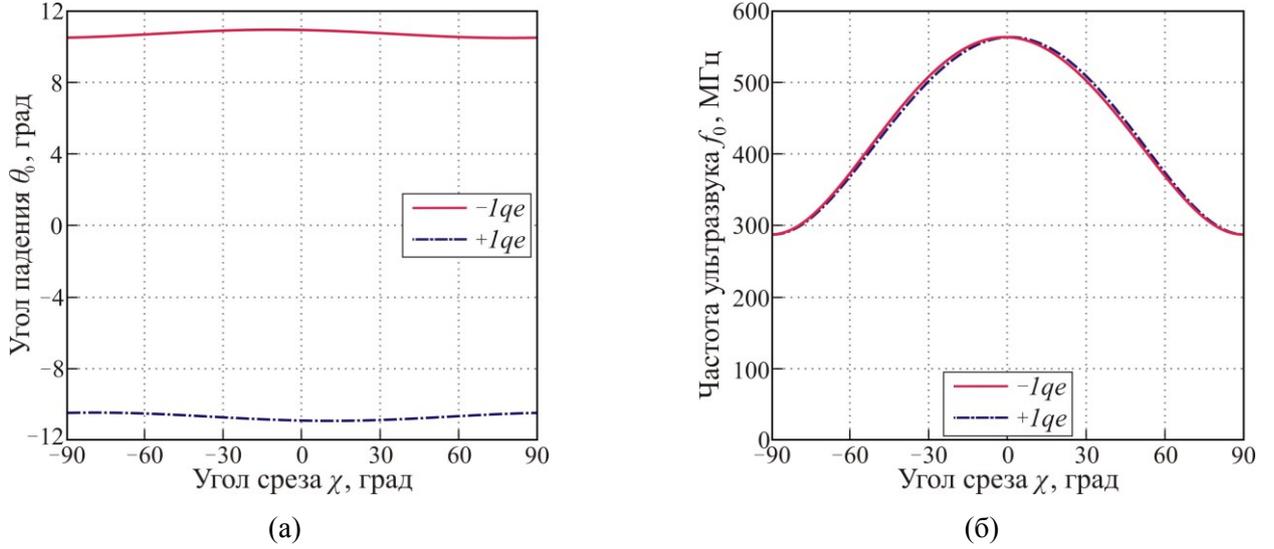


Рис. 2.2. Параметры ФС вариантов широкополосной АО дифракции в плоскости  $XY$  кристалла  $Tl_3AsS_4$ : угол падения  $\theta_0$  (а) и частота АО синхронизма  $f_0$  (б), как функции угла среза  $\chi$ .

В плоскости  $YZ$  режим широкополосного рассеяния света наблюдается на  $qo$ -моду, поэтому в рабочей точке ЧНФС волновой вектор ультразвука должен быть ортогонален к лучевому вектору дифрагированной  $qe$ -моды. Отсюда, принимая во внимание имеющийся у  $qe$ -волны снос энергии, для величины ее потребного угла дифракции  $\theta_d$  получаем:

$$\theta_d = \arctan(a \tan \chi) - \chi. \quad (2.9)$$

Для нахождения углов падения  $\theta_0$ , отвечающих вариантам широкополосного АО рассеяния в различные порядки, необходимо подставить (2.9) в (2.6) и изменить знак перед арккосинусом:

$$\theta_0 = -p \cdot \arccos \left[ b^{-1} \cos \theta_d / \sqrt{\cos^2(\theta_d + \chi) + a^{-1} \sin^2(\theta_d + \chi)} \right]. \quad (2.10)$$

После несложных преобразований формула (2.10) принимает следующий вид:

$$\theta_0 = -p \cdot \arccos \left[ b^{-1} \sqrt{\cos^2 \chi + a \sin^2 \chi} \right]. \quad (2.11)$$

Отсюда следует, что при дифракции в плоскости  $YZ$  абсолютные значения углов падения  $\theta_0$  для вариантов частотного НФС в разных порядках в точности равны друг другу, а наблюдаемое различие их частот ФС обусловлено ненулевым значением угла дифракции (2.9). Характерный вид структуры АО синхронизма для широкополосной геометрии в плоскости  $YZ$  двуосного кристалла показан на примере кристалла  $Tl_3AsS_4$  на рис. 2.3.

Анализ широкоугольной дифракции в главных плоскостях двуосного кристалла удобнее проводить, отталкиваясь не от направления ультразвука  $\vartheta_a$ , а от направления  $\vartheta$  падающей световой волны [64], в качестве которой выберем  $qo$ -моду. Примем, что углы  $\vartheta$  и  $\vartheta_a$ , задающие направления волн, отсчитываются от оси  $Z$  в плоскости  $XZ$  ( $YZ$ ) и от оси  $Y$  в плоскости  $XY$ . Направление  $\vartheta_d$  дифрагированной  $qe$ -моды, реализующее геометрию УНФС, определяется из условия коллинеарности лучевых векторов световых волн, из которого для угла  $\vartheta_d$  имеем:

$$\vartheta_d(\vartheta) = \arctan(a \tan \vartheta). \quad (2.12)$$

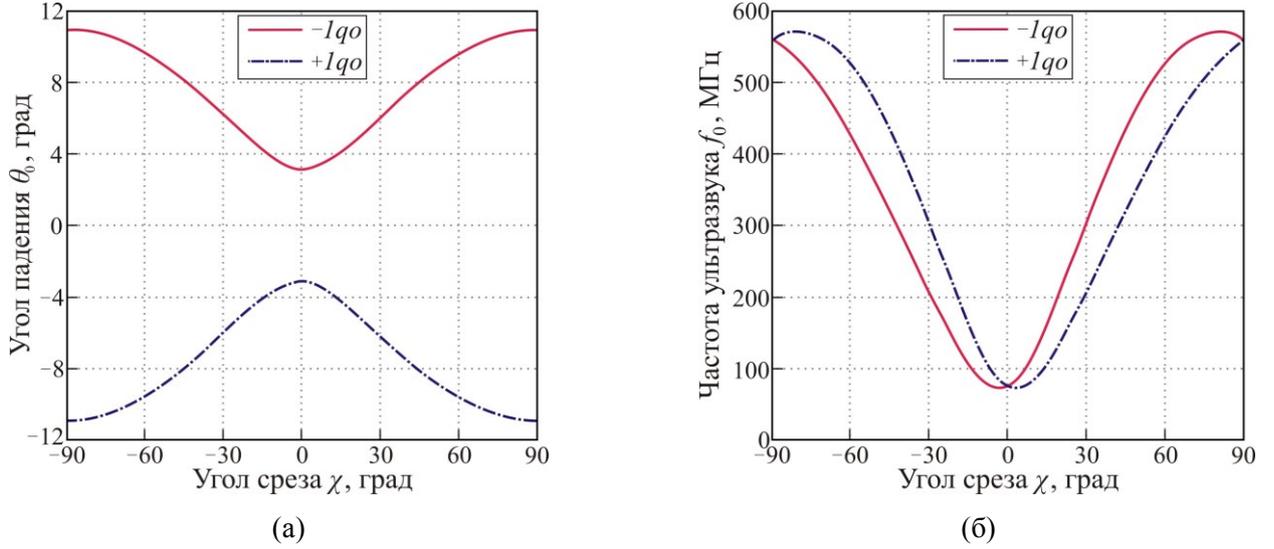


Рис. 2.3. Параметры ФС вариантов широкополосной АО дифракции в плоскости  $YZ$  кристалла  $Tl_3AsS_4$ : угол падения  $\theta_0$  (а) и частота АО синхронизма  $f_0$  (б), как функции угла среза  $\chi$ .

Подстановка (2.12) в условие АО синхронизма (1.61) приводит к системе уравнений [A7]:

$$\begin{cases} \cos \vartheta \left( b^{-1} / \sqrt{\cos^2 \vartheta + a \sin^2 \vartheta} - 1 \right) = p (\lambda f / V) \cos \vartheta_a \\ \sin \vartheta \left( a b^{-1} / \sqrt{\cos^2 \vartheta + a \sin^2 \vartheta} - 1 \right) = p (\lambda f / V) \sin \vartheta_a \end{cases}, \quad (2.13)$$

из которой определяются необходимые для реализации широкоугольной геометрии направление распространения  $\vartheta_a$  и частота  $f_0$  акустической волны:

$$\begin{aligned} \vartheta_a &= \arctan \left\{ \tan \vartheta \left( b \sqrt{1 + a \tan^2 \vartheta} - a \sqrt{1 + \tan^2 \vartheta} \right) / \left( b \sqrt{1 + a \tan^2 \vartheta} - \sqrt{1 + \tan^2 \vartheta} \right) \right\}; \\ f(\vartheta) &= p n_{qo} V \left( b^{-1} / \sqrt{1 + a \tan^2 \vartheta} - 1 / \sqrt{1 + \tan^2 \vartheta} \right) / (\lambda \cos \vartheta_a). \end{aligned} \quad (2.14)$$

Здесь  $n_{qo}$  – показатель преломления  $qo$ -волны в той или иной главной кристаллооптической плоскости двуосного кристалла. Записанные в таком виде формулы (2.12) и (2.14) применимы к любой из главных плоскостей. Посредством этих формул каждому направлению  $qo$ -волны ставятся в соответствие единственное (в пределах одного квадранта) направление  $qe$ -волны и волновой вектор ультразвука, замыкающий векторную диаграмму углового НФС, что и является решением поставленной задачи. Характерный вид зависимостей  $\vartheta_a(\vartheta)$  в главных плоскостях двуосного кристалла показан на примере кристалла  $Tl_3AsS_4$  на рис. 2.4.

В АО устройствах направление ультразвука фиксировано срезом кристалла, поэтому целесообразно обратить первое соотношение (2.14). Результатом такого обращения, после пересчета к углам падения  $\theta_0$ , отсчитываемым от волнового фронта АВ, будет неоднозначная зависимость  $\theta_0 = \theta_0(\vartheta_a)$ , определяющая рабочие точки различных вариантов УНФС в выбранном срезе кристалла. В общем случае расчет обратной функции в (2.14) приходится проводить численными методами, однако в некоторых ситуациях возможен и аналитический подход. Из графиков на рис. 2.4 следует, что в каждом срезе главных плоскостей двуосного кристалла реализуется, по меньшей мере, один вариант широкоапертурной АО дифракции [65].

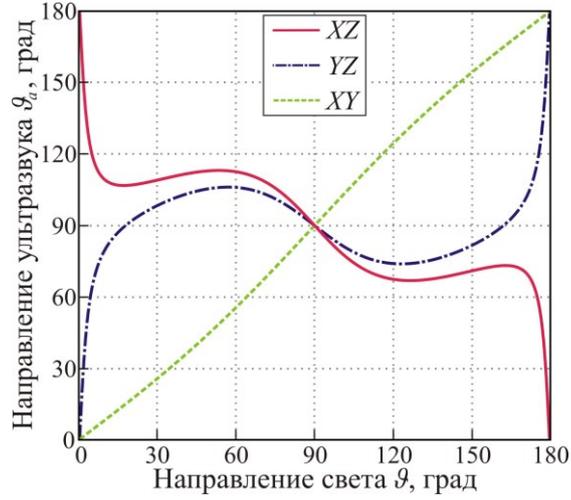


Рис. 2.4. Конфигурации широкоугольной АО дифракции в главных плоскостях кристалла  $\text{Ti}_3\text{AsS}_4$ .

Более того, в двух из трех главных плоскостей существуют такие диапазоны направлений ультразвука, что каждому значению  $\vartheta_a$  из этих диапазонов соответствуют сразу три различных угла  $\theta_0$ . Границы этих диапазонов отвечают экстремумам зависимостей (2.14), которые могут быть найдены аналитически [A7]. Условие экстремума  $\vartheta_a(\vartheta)$  эквивалентно уравнению:

$$d_{\vartheta} \left\{ \tan \vartheta (b\sqrt{1+a \tan^2 \vartheta} - a\sqrt{1+\tan^2 \vartheta}) / (b\sqrt{1+a \tan^2 \vartheta} - \sqrt{1+\tan^2 \vartheta}) \right\} = 0. \quad (2.15)$$

В уравнении (2.15) удобно перейти к новой переменной  $x = \sqrt{1+a \tan^2 \vartheta} / \sqrt{1+\tan^2 \vartheta}$ . После проведения указанной замены (2.15) принимает следующий вид:

$$d_x \left\{ (bx-a)\sqrt{x^2-1} / [(bx-1)\sqrt{a-x^2}] \right\} = 0. \quad (2.16)$$

Путем несложных преобразований (2.16) приводится к неполному уравнению четвертой степени, которое можно разложить на множители:

$$x^4 - bx^3 - ab^{-1}x + a = (x-b)(x^3 - a/b) = 0, \quad (2.17)$$

откуда определяются корни  $x_1 = b$ ,  $x_2 = \sqrt[3]{a/b}$ . Обращая функцию  $x(\vartheta)$  и подставляя найденные значения  $\vartheta$  в (2.14), определяем направления  $qo$ -волны и ультразвука:

$$\vartheta^{(1)} = \arctan(\sqrt{1-b^2}/\sqrt{b^2-a}), \quad \vartheta_a^{(1)} = \pi/2 + \arctan(\sqrt{1-b^2}/\sqrt{b^2-a}); \quad (2.18)$$

$$\vartheta^{(2)} = \arctan[a^{-2/3}(b^{2/3}-a^{2/3})/(1-a^{1/3}b^{2/3})]^{1/2}, \quad \vartheta_a^{(2)} = \pi - \arctan[(b^{2/3}-a^{2/3})/(1-a^{1/3}b^{2/3})]^{3/2}. \quad (2.19)$$

Направления распространения  $qe$ -волны, отвечающие этим особым вариантам углового НФС, находятся из (2.18) и (2.19) с использованием (2.12). Соотношения (2.18) и (2.19) получены для направлений взаимодействующих световых волн в первом квадранте, но без труда могут быть обобщены на остальные диапазоны углов  $\vartheta$  и  $\vartheta_d$ .

Проведем анализ полученных выражений применительно к главным диэлектрическим плоскостям  $XU$  и  $YZ$  двуосного кристалла, в которых эллипс  $qe$ -моды и окружность  $qo$ -моды не пересекаются. Особенности ФС при широкоугольном взаимодействии в плоскости  $XZ$  будут исследованы в следующем разделе настоящей главы. Плоскости  $YZ$  отвечают значения  $b > 1$ . В

таким случае, как нетрудно видеть из (2.18), пропадает первый из корней (напомним, что параметр  $a$  был определен так, что  $a < 1$ ). Ситуация  $b = 1$ ,  $a \neq 1$  отвечает срезам одноосного кристалла, содержащим оптическую ось. Используя вторую формулу (2.19), для величины оптимального (предельного) угла среза  $\chi_{opt}$  одноосного кристалла, в котором НЧ и ВЧ варианты углового НФС сливаются в один особый режим широкоугольной дифракции, имеем [138]:

$$\chi_{opt} \equiv \vartheta_a^{(2)} - \pi/2 = \pi/2 - \arctan \left\{ (n_e/n_o)^{2/3} + 1 \right\}^{3/2}. \quad (2.20)$$

Существование этого особого режима широкоугольной дифракции в плоскости  $YZ$  двуосного кристалла зависит от соотношения в ней его параметров  $a$  и  $b$ . В случае  $ab^2 > 1$  отвечающий ему угол среза  $\chi_{opt} \equiv \vartheta_a^{(2)} - \pi/2$  лишен физического смысла. Вместе с комплексностью величины  $\vartheta_a^{(1)}$  это означает, что в срезах плоскости  $YZ$  такого двуосного кристалла существует только близкая к коллинеарной широкоапертурная геометрия. Данная геометрия интересна тем, что в некоторых ромбических двуосных кристаллах один из ее вариантов реализуется в режиме квазиколлинеарной дифракции и может быть использован в светосильных АО фильтрах с высоким спектральным разрешением [A10]. Отметим, что ситуация  $a = 1$ ,  $b \neq 1$  иллюстрирует дифракцию в плоскости  $XU$  одноосного кристалла, где обсуждаемая широкоапертурная геометрия является коллинеарной. При выполнении неравенства  $ab^2 < 1$  ситуация меняется кардинальным образом. Вторая формула (2.19) определяет оптимальный угол среза  $\chi_{opt}$ , величина которого тем больше, чем с большим запасом выполняется указанное неравенство. В диапазоне срезов  $0 < \chi < \chi_{opt}$  плоскости  $YZ$  двуосного кристалла наблюдаются уже три различные конфигурации углового НФС – ВЧ, СЧ и НЧ геометрии [A7, A9, A14]. Обсуждаемый здесь специальный режим широкоугольного АО рассеяния в оптимальном срезе является результатом объединения СЧ и ВЧ геометрий. В четвертой главе будет показано, что в данной плоскости имеется еще один особый режим широкоапертурной дифракции, возникающий при взаимопревращении СЧ и НЧ геометрий в срезе  $\chi = 0$  [A7, A16]. В остальных срезах данной плоскости существует только НЧ геометрия.

Похожая ситуация наблюдается и в главной диэлектрической плоскости  $XU$  двуосного кристалла, которой соответствуют значения  $b < 1$ . Чтобы исключить пересечения эллипса и окружности, на параметр  $a$  необходимо наложить дополнительное условие  $a > b^2$ , которое вновь приводит к исчезновению первого корня. Далее возможны два варианта:  $b^2 < a < b$  и  $a > b$ . В первом случае исчезает и второй корень (2.17) и во всем диапазоне срезов плоскости  $XU$  такого двуосного кристалла геометрия УНФС реализуется только в режиме близкой к коллинеарной дифракции. В противном случае второй формулой (2.19) вновь определяется оптимальный угол среза, и в каждом срезе плоскости  $XU$  из диапазона  $0 < \chi < \chi_{opt}$  наблюдаются три различных варианта широкоапертурной АО дифракции [A17].

Опираясь на результаты проведенного анализа, можно заключить, что распределение вариантов геометрии углового НФС между диэлектрическими плоскостями  $XU$  и  $YZ$  двуосного кристалла определяется знаком параметра  $B = 1 - n_X n_Z / n_Y^2$  [А7]. Если  $B > 0$  (случай кристалла  $Tl_3AsS_4$ ), то выявленное богатое разнообразие конфигураций широкоапертурной геометрии наблюдается в плоскости  $YZ$ , а в плоскости  $XU$  существует только один вариант углового НФС. В случае  $B < 0$  наблюдается обратная ситуация. Отдельного внимания заслуживает вырождение вариантов УНФС, наблюдающееся при  $B = 0$ . В таком случае в плоскостях  $XU$  и  $YZ$  существуют две конфигурации углового НФС (по одной в каждой плоскости), переходящие друг в друга в условиях коллинеарного сверхширокоугольного АО взаимодействия вдоль оси  $Y$  [А9].

Характерный вид структуры АО синхронизма для широкоугольной геометрии в плоскостях  $XU$  и  $YZ$  двуосного кристалла с  $B > 0$  показан на примере кристалла  $Tl_3AsS_4$  на рис. 2.5. Точками "1" и "2" на рис. 2.5в,г отмечены особые режимы углового НФС в плоскости  $YZ$ .

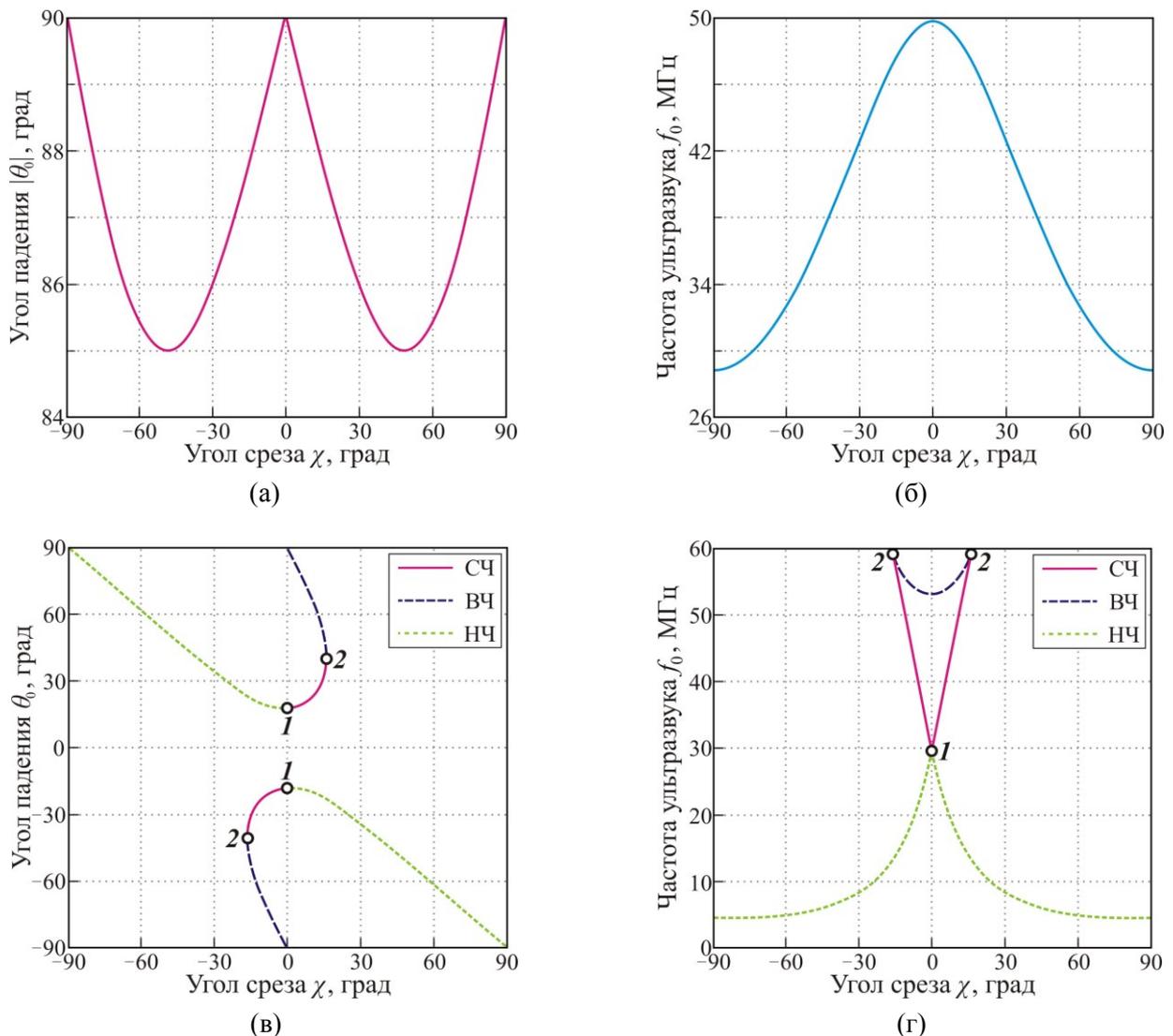


Рис. 2.5. Параметры ФС вариантов широкоугольной АО дифракции в плоскостях  $XU$  (а,б) и  $YZ$  (в,г) кристалла  $Tl_3AsS_4$ : угол падения  $\theta_0$  (а,в) и частота АО синхронизма  $f_0$  (б,г), как функции угла среза  $\chi$ . "1" и "2" – особые режимы УНФС, реализующиеся в нулевом и оптимальном срезах плоскости  $YZ$ .

Следует отметить, что структура частотных зависимостей углов Брэгга в том или ином срезе оптически двуосного кристалла определяется, среди прочего, количеством существующих в нем вариантов широкоугольной и широкополосной дифракции света и взаимным расположением их рабочих точек на плоскости  $(\theta_B; f)$ . Сказанное особенно актуально для главных кристаллооптических плоскостей, в которых у зависимостей  $\theta_B(f)$  нет других особых точек, кроме рабочих точек режимов НФС. Поэтому расчеты на рис. 2.2-2.5 предоставляют информацию не только о параметрах ФС обсуждаемых здесь геометрий АО рассеяния, но и об общей структуре зависимостей  $\theta_B(f)$  в различных срезах кристалла.

Характерный вид частотных зависимостей углов Брэгга в различных срезах плоскостей  $XU$  и  $YZ$  кристалла  $Tl_3AsS_4$  показан на рис. 2.6. Здесь и далее в настоящей главе на подобных графиках представлены ветви зависимостей  $\theta_B(f)$  для той из оптических мод, на которой в текущем срезе кристалла реализуется геометрия частотного НФС.

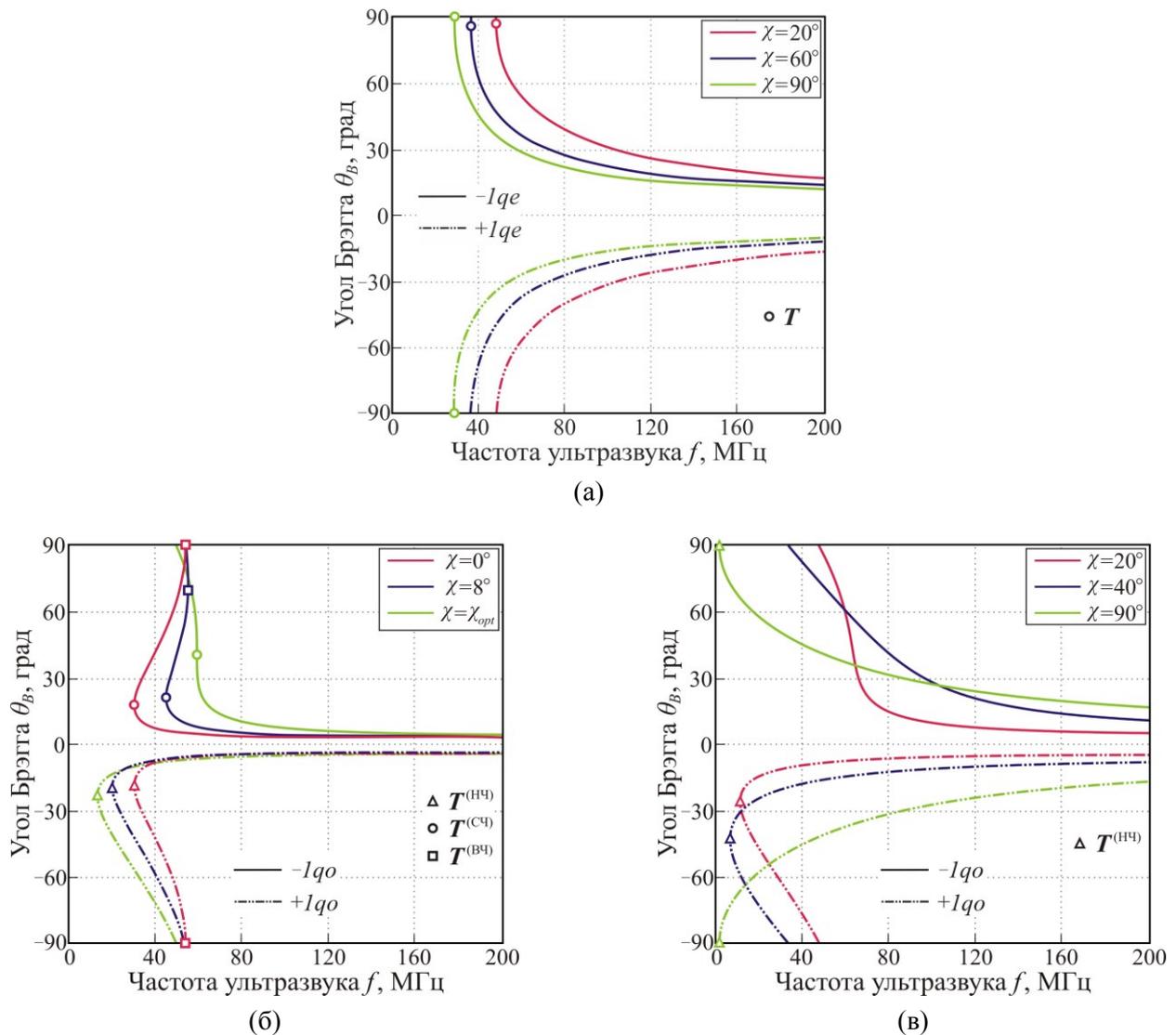


Рис. 2.6. Частотные зависимости углов Брэгга в главных плоскостях  $XU$  (а) и  $YZ$  (б,в) кристалла  $Tl_3AsS_4$ ; срезы плоскости  $YZ$  с углом  $\chi$ , меньшим (б) и бóльшим (в) оптимального значения  $\chi_{opt} \approx 16.2^\circ$ .

" $T$ " – рабочие точки вариантов широкоапертурной АО дифракции.

## 2.2. Дифракция в главной плоскости, содержащей оптические оси

Полученные в предыдущем разделе соотношения для расчета структуры фазового АО синхронизма в двуосном кристалле справедливы и для плоскости  $XZ$ , содержащей оптические оси. Однако за счет самопересекающейся структуры сечения ПНР характер анизотропной АО дифракции здесь существенно отличается от рассмотренных выше главных плоскостей  $XU$  и  $YZ$ . В частности, в этой плоскости имеются варианты не критичного ФС, реализующиеся в режиме изотропного  $s \rightarrow s$  рассеяния, и варианты поперечного АО рассеяния на оптическую ось [А7].

Анализ снова начнем с широкополосной АО дифракции. Очевидно, что выбрать какую-то одну из собственных мод для реализации на ней указанного варианта взаимодействия во всем диапазоне срезов плоскости  $XZ$  двуосного кристалла не представляется возможным. Решение вопроса, какую поляризацию должен иметь падающий световой пучок, состоит в исследовании структуры выражений для углов падения, которые соответствуют выбору  $qo$ - или  $qe$ -моды в качестве падающей волны. Подставляя в формулы (2.11) и (2.7) значения параметров  $a = n_z^2/n_x^2$  и  $b = n_y/n_x$ , отвечающие данной плоскости, для испытываемых углов падения  $\theta_0^{(qo)}$  и  $\theta_0^{(qe)}$  имеем:

$$\mu(\chi) = n_x^2 \cos^2 \chi + n_z^2 \sin^2 \chi; \quad \theta_0^{(qo)} = -p \cdot \arccos(\sqrt{\mu(\chi)}/n_y); \quad (2.21)$$

$$\theta_0^{(qe)} = \arctan \left\{ \left[ (n_z^2 - n_x^2) \sin 2\chi / 2 - p \cdot n_x n_z \sqrt{\mu(\chi)}/n_y^2 - 1 \right] / \mu(\chi) \right\}. \quad (2.22)$$

Здесь верхние индексы " $qo$ " и " $qe$ " указывают на то, к какому типу относится падающая мода. Сопоставляя приведенные выражения, можно сделать следующее заключение. Когда аргумент арккосинуса в (2.21) становится больше единицы и углы  $\theta_0^{(qo)}$  оказываются неопределенными, подкоренное выражение в формуле (2.22) становится положительным, и она дает нужное решение. Напротив, когда подкоренное выражение в (2.22) отрицательно, аргумент арккосинуса в (2.21) оказывается меньше единицы, и геометрия частотного НФС реализуется на  $qo$ -моду. Таким образом, угол среза кристалла, при котором необходимо изменить тип падающей моды, определяется равенством единице аргумента арккосинуса во второй формуле (2.21), что эквивалентно следующему уравнению:

$$(n_x^2 - n_y^2) \cos^2 \chi = (n_y^2 - n_z^2) \sin^2 \chi, \quad (2.23)$$

решая которое, определяем соответствующее значение угла среза кристалла:

$$\chi_{ts} = \arctan \sqrt{(n_x^2 - n_y^2)/(n_y^2 - n_z^2)} = \gamma. \quad (2.24)$$

Нетрудно показать, что в этом случае соотношения (2.21) и (2.22) относятся к одной и той же геометрии. Так, в геометрии (2.21) угол падения  $qo$ -волны  $\theta_0^{(qo)}$  равен нулю, но в точности таким же должен быть ее угол дифракции  $\theta_d^{(qe)}$  в геометрии (2.22). Используя (2.9) и (2.24), для угла дифракции  $qe$ -волны  $\theta_d^{(qo)}$  в геометрии (2.21) имеем:

$$\theta_d^{(qo)} = \arctan \left[ (n_z^2/n_x^2) \tan \gamma \right] - \gamma = -\Delta\gamma. \quad (2.25)$$

После несложных преобразований формула (2.22) в рассматриваемом срезе приводится к виду:

$$\theta_0^{(qe)} = \arctan\left\{\left[\left(n_z^2 - n_x^2\right) \sin 2\gamma / 2\right] / \left(n_x^2 \cos^2 \gamma + n_z^2 \cos^2 \gamma\right)\right\} = -\Delta\gamma. \quad (2.26)$$

Здесь, как и прежде,  $\Delta\gamma$  – угол раствора конуса внешней рефракции. Сравнивая (2.25) и (2.26) и принимая во внимание доказанное выше равенство углов  $\theta_0^{(qo)}$  и  $\theta_d^{(qe)}$ , заключаем, что все эти углы относятся к одной геометрии НФС, обладающей очень необычным свойством [25] – в ее условиях широкополосная АО дифракция может быть реализована как на  $qo$ -волне (при  $\theta_i = 0$ ), так и на  $qe$ -моды (при  $\theta_i = -\Delta\gamma$ ). Эта особенность указывает на то, что обсуждаемый вариант АО взаимодействия является одновременно и широкополосным и широкоугольным [24]. Из (2.24) и (2.25) ясно, что такая геометрия реализуется в условиях внешней конической рефракции, когда лучевые векторы взаимодействующих световых  $qo$ - и  $qe$ -волны направлены вдоль лучевой оси двуосного кристалла, а волновой вектор ультразвука ортогонален к этой оси [25, А7]. Далее будем называть такой режим дифракции света и срез двуосного кристалла  $\chi_{ls} = \gamma$ , в котором он наблюдается, низкоселективными (НС).

Дальнейшее решение поставленной задачи расчета структуры фазового АО синхронизма для геометрии частотного НФС в плоскости  $XZ$  двуосного кристалла не представляет труда. Так, выражение (2.21) определяет рабочие точки широкополосной АО дифракции для углов среза кристалла, бóльших низкоселективного. В них обсуждаемая геометрия реализуется на  $qo$ -моды. В остальных срезах кристалла геометрия частотного НФС реализуется на  $qe$ -волне, и для проведения расчетов необходимо воспользоваться соотношением (2.22).

Помимо существования НС среза у широкополосной дифракции света в плоскости  $XZ$  двуосного кристалла есть еще одна интересная особенность [66, А12]. Исследуем знак углов падения  $\theta_0$ , определяемых формулой (2.22), в диапазоне срезов  $\chi_1 < \chi < \chi_{ls}$ , где  $\chi_1 = \psi$ . Нетрудно убедиться, что при  $\chi = \chi_1$  бóльший из углов падения обращается в ноль, тогда как в остальных срезах из этого диапазона он имеет отрицательное значение. При этом, поскольку дифрагированной волной здесь является  $qo$ -волна, то потребный угол дифракции равен нулю. Таким образом, во всем обозначенном диапазоне срезов двуосного кристалла оба варианта геометрии частотного НФС реализуются в одном, +1-ом порядке дифракции, а в срезе  $\chi = \chi_1$  частота ФС одного из них равна нулю. В срезах с углом  $\chi$ , бóльшим НС, дифрагированной волной в геометрии частотного НФС является  $qe$ -мода, потребный угол дифракции которой находится из (2.9). Сравнивая эту величину с меньшим из углов падения  $\theta_0$  (2.21), приходим к выводу, что в диапазоне срезов двуосного кристалла от низкоселективного  $\chi_{ls}$  до угла:

$$\chi_2 = \arctan\left[\left(n_x^2 / n_z^2\right) \tan \psi\right] \quad (2.28)$$

оба варианта широкополосной АО дифракции наблюдаются в одном, теперь уже –1-ом порядке. Таким образом, в диапазоне срезов  $\chi_1 < \chi < \chi_2$  плоскости  $XZ$  двуосного кристалла оба варианта

геометрии частотного НФС реализуются в одном порядке дифракции. При переходе углом  $\chi$  значения  $\chi_{ls}$  изменяется как тип падающей моды, так и порядок дифракции. Отметим, что в срезах  $\chi = \chi_1$  ( $\chi = \chi_2$ ) волновой вектора ультразвука ортогонален к лучевому вектору  $qo$ -волны ( $qe$ -волны), распространяющейся строго вдоль оптической оси двуосного кристалла. Отсюда ясно, что во всем диапазоне срезов  $\chi_1 < \chi < \chi_2$  широкополосная геометрия реализуется в режиме изотропного АО рассеяния медленной оптической моды.

Расчет параметров фазового АО синхронизма для широкоапертурной дифракции света в плоскости  $XZ$  двуосного кристалла следует проводить по формулам (2.14). Используя (2.18) и (2.19), для направлений  $qo$ -волны ( $\vartheta$ ) и ультразвука ( $\vartheta_a$ ), отвечающим особым режимам УНФС в рассматриваемой плоскости, имеем:

$$\vartheta^{(1)} = \arctan\left(\sqrt{n_X^2 - n_Y^2} / \sqrt{n_Y^2 - n_Z^2}\right), \quad \vartheta_a^{(1)} = \pi/2 + \arctan\left(\sqrt{n_X^2 - n_Y^2} / \sqrt{n_Y^2 - n_Z^2}\right); \quad (2.29)$$

$$\vartheta^{(2)} = \arctan\sqrt{n_X^{4/3} n_Z^{-4/3} (n_X^{2/3} n_Y^{2/3} - n_Z^{4/3}) / (n_X^{4/3} - n_Z^{2/3} n_Y^{2/3})}, \quad (2.30)$$

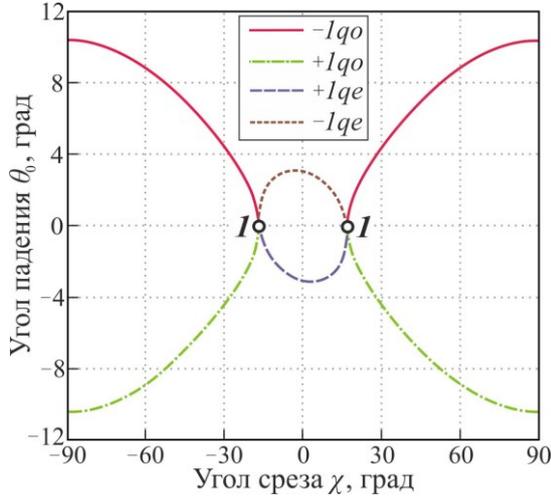
$$\vartheta_a^{(2)} = \pi/2 + \arctan\left[\left(n_X^{4/3} - n_Z^{2/3} n_Y^{2/3}\right) / \left(n_X^{2/3} n_Y^{2/3} - n_Z^{4/3}\right)\right]^{3/2}$$

Согласно (2.29) и (2.30) эти особые режимы АО дифракции реализуются в следующих срезах:

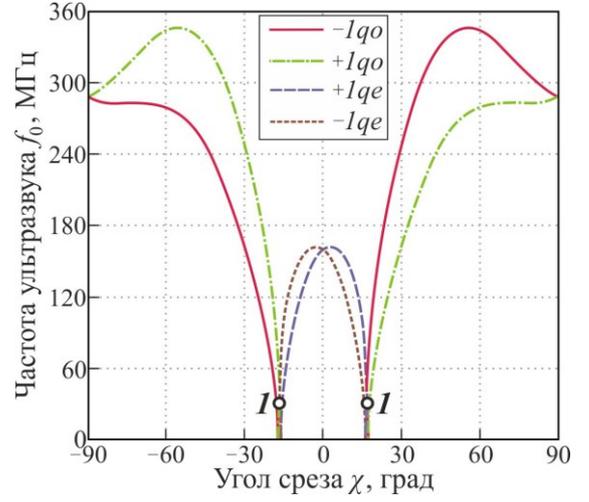
$$\chi_{ls} = \arctan\left(\sqrt{n_X^2 - n_Y^2} / \sqrt{n_Y^2 - n_Z^2}\right), \quad \chi_{opt} = \arctan\left[\left(n_X^{4/3} - n_Z^{2/3} n_Y^{2/3}\right) / \left(n_X^{2/3} n_Y^{2/3} - n_Z^{4/3}\right)\right]^{3/2} \quad (2.31)$$

Нетрудно видеть, что оба значения (2.31) действительные при любом соотношении главных показателей преломления двуосного кристалла. Первый из особых режимов, реализующийся в срезе  $\chi = \chi_{ls}$ , представляет собой ничто иное, как вышеупомянутый режим низкоселективного АО рассеяния. В его условиях происходит объединение НЧ и СЧ конфигураций углового НФС. Второй особый режим наблюдается в оптимальном срезе ( $\chi = \chi_{opt}$ ) и возникает при слиянии СЧ и ВЧ вариантов широкоапертурной АО дифракции. Таким образом, в плоскости оптических осей любого двуосного кристалла существуют три различные конфигурации углового НФС – НЧ, СЧ и ВЧ геометрии. Распределение перечисленных вариантов широкоугольной геометрии по срезам плоскости  $XZ$  зависит от знака введенного ранее параметра  $B$  в используемом кристалле. Если  $B > 0$  и, как следствие,  $\chi_{opt} > \chi_{ls}$ , то ВЧ геометрия наблюдается в срезах  $0^\circ \leq \chi < \chi_{opt}$ , СЧ геометрия – в срезах  $\chi_{ls} < \chi < \chi_{opt}$ , а НЧ геометрия – в срезах  $\chi_{ls} < \chi \leq 90^\circ$ . Если же  $B < 0$  и, как следствие,  $\chi_{opt} < \chi_{ls}$ , то распределение вариантов УНФС по срезам рассматриваемой плоскости становится следующим: ВЧ геометрия – срезы  $\chi_{opt} < \chi \leq 90^\circ$ , СЧ геометрия – срезы  $\chi_{opt} < \chi < \chi_{ls}$  и НЧ геометрия – срезы  $0^\circ \leq \chi < \chi_{ls}$ . В вырожденном случае ( $B = 0$ ) СЧ геометрия не реализуется, а особые режимы в оптимальном и НС срезах объединяются в один уникальный вариант АО рассеяния, являющийся одновременно и широкополосным и сверхширокоугольным.

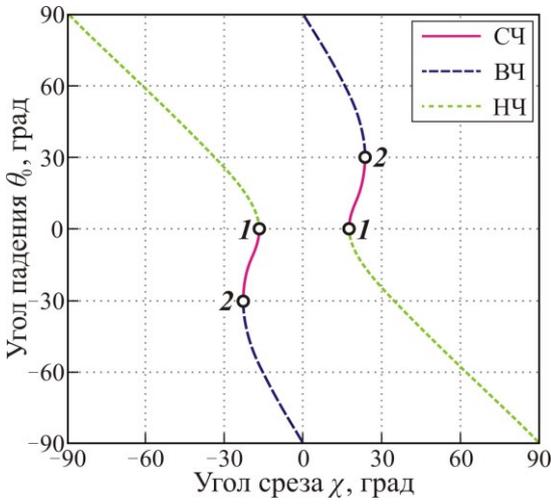
Характерный вид структуры АО синхронизма для геометрий частотного и углового НФС в плоскости  $XZ$  двуосного кристалла с  $B > 0$  показан на примере кристалла  $Tl_3AsS_4$  на рис. 2.7. Точками "1" и "2" на графиках отмечены особые режимы НФС в плоскости  $XZ$ .



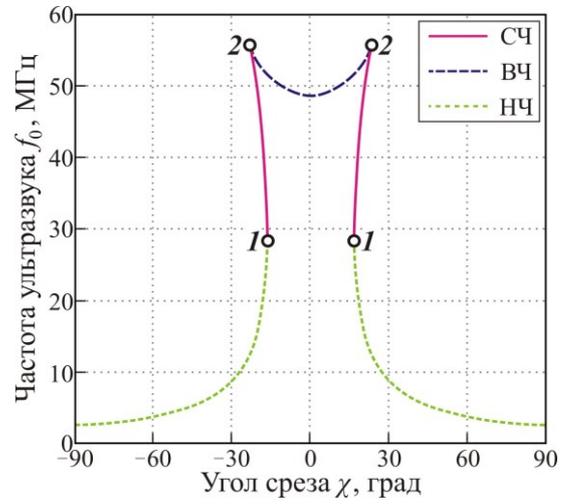
(а)



(б)



(в)



(г)

Рис. 2.7. Параметры ФС вариантов широкополосной (а,б) и широкоугольной (в,г) АО дифракции в плоскости  $XZ$  кристалла  $Tl_3AsS_4$ : угол падения  $\theta_0$  (а,в) и частота АО синхронизма  $f_0$  (б,г), как функции угла среза  $\chi$ . "1" и "2" – особые режимы НФС, реализуемые в НС и оптимальных срезах плоскости  $XZ$ .

Расчеты частотных зависимостей углов Брэгга в рассматриваемой плоскости следует проводить на основе аналогов формул (2.5) и (2.6), которые имеют следующий вид:

$$\theta_d = \arctan \left\{ \left[ (n_z^2 - n_x^2) \sin 2\chi / 2 + p \cdot n_x n_z \sqrt{\mu(\chi) / (n_y^2 \cos^2 \theta) - 1} \right] / \mu(\chi) \right\}; \quad (2.32)$$

$$\theta_d = p \cdot \arccos \left[ n_x n_z n_y^{-1} \cos \theta / \sqrt{n_z^2 \cos^2(\theta + \chi) + n_x^2 \sin^2(\theta + \chi)} \right]. \quad (2.33)$$

Здесь, как и прежде,  $\mu(\chi) = n_x^2 \cos^2 \chi + n_z^2 \sin^2 \chi$ . Эти соотношения позволяют сформулировать правило выбора типа падающей волны. Продемонстрируем сказанное на примере подхода к построению ветвей  $\theta_B(f)$ , расположенных преимущественно в верхней полуплоскости ( $\theta_B; f$ ). Следует выделить два случая, первый из которых соответствует срезам с углом  $\chi$ , меньшим  $\chi_{ls}$ , а второй – обратной ситуации. В первом случае в качестве падающей волны следует выбирать  $qo$ -моду и выполнять расчеты углов дифракции с использованием (2.32), а во втором –  $qe$ -моду и определять углы дифракции из (2.33). Если диапазон углов падения  $\theta_d^{(w)} < \theta_B < 90^\circ$ , где  $\theta_d^{(w)}$  –

угол дифракции для варианта широкополосного рассеяния света в  $-1$ -ый порядок, содержит оптическую ось (оси), то при каждом переходе через направления оптических осей порядок дифракции будет меняться на противоположный. Расчеты ветвей  $\theta_B(f)$ , расположенных преимущественно в нижней полуплоскости ( $\theta_B; f$ ), проводятся аналогичным образом.

Характерный вид частотных зависимостей углов Брэгга в различных срезах плоскости  $XZ$  кристалла  $\text{Ti}_3\text{AsS}_4$  показан на рис. 2.8. Нетрудно видеть, что форма зависимостей  $\theta_B(f)$  в этой плоскости очень чувствительна к малым изменениям угла среза вблизи НС, поэтому именно эта область представляет наибольший интерес для исследования.

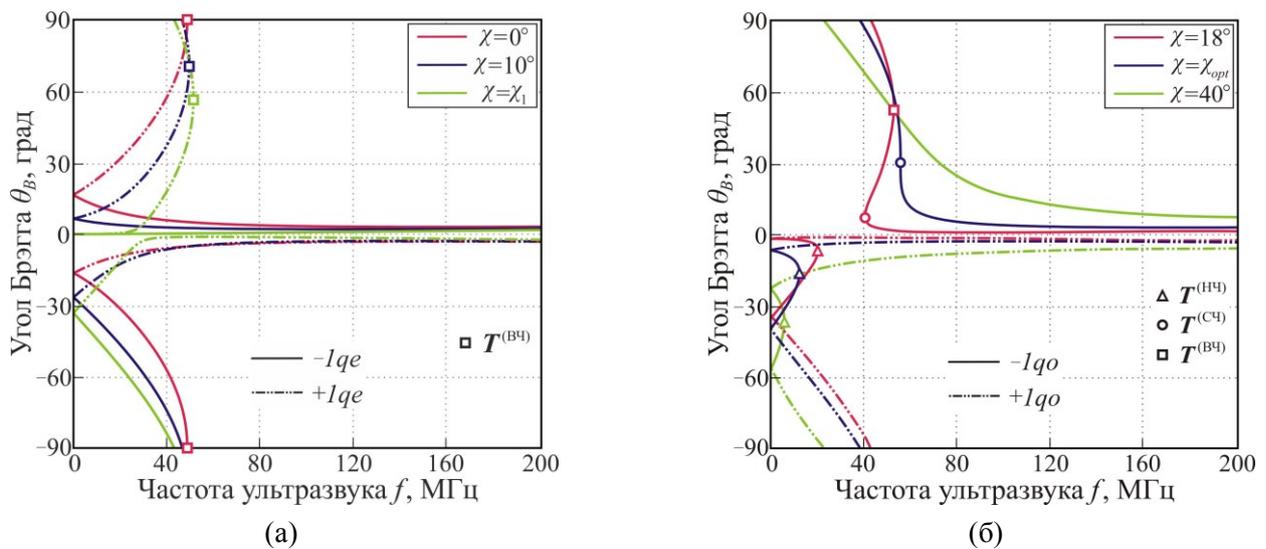


Рис. 2.8. Частотные зависимости углов Брэгга в главной плоскости  $XZ$  кристалла  $\text{Ti}_3\text{AsS}_4$ : срезы кристалла с углом  $\chi$ , меньшим (а) и бóльшим (б) значения  $\chi_1 \approx 16.6^\circ$ . Точки с  $f=0$  – свет вдоль оптических осей.  $\chi_{opt} \approx 23.2^\circ$  – оптимальный угол среза. "Т" – рабочие точки вариантов широкоапертурной АО дифракции.

### 2.3. Дифракция в косых срезах, содержащих одну из оптических осей

В предыдущем разделе было показано, что появление новых режимов некритичного ФС в плоскости оптических осей двуосного кристалла связано с существованием в ней точек разрыва поля лучевого вектора оптической  $s$ -волны. Аналогичные разрывы имеются и в косых срезах двуосного кристалла, содержащих одну из оптических осей. Однако за счет иной формы сечения поверхности рефракции структура ФС для анизотропной АО дифракции в таких срезах имеет свои отличительные особенности.

Плоскости двуосного кристалла, проходящие через одну из его оптических осей, удобно вводить посредством угла  $\sigma$ , определяющего коэффициенты разложения вектора нормали  $\mathbf{l}$  к задаваемой плоскости по некоторому ортогональному базису. В качестве одного из векторов такого базиса следует выбрать направление вдоль диэлектрической оси  $Y$ , тогда как второй вектор базиса должен лежать в плоскости  $XZ$  и быть ортогональным к направлению выбранной

оптической оси. Для определенности, будем считать, что эта оптическая ось имеет направление  $\mathbf{c} = \{\sin\psi; 0; \cos\psi\}$ . В таком случае вектор нормали к определяемой плоскости примет вид:

$$\mathbf{l}(\sigma) = \mathbf{e}_Y \cos\sigma - \mathbf{e}_\perp \sin\sigma, \quad (2.34)$$

где  $\mathbf{e}_\perp = \{\cos\psi; 0; -\sin\psi\}$  – единичный вектор, ортогональный к оси  $\mathbf{c}$  и лежащий в плоскости  $XZ$ ;  $\mathbf{e}_Y$  – единичный вектор вдоль диэлектрической оси  $Y$ . Значению  $\sigma = 0^\circ$  отвечает плоскость  $XZ$ , а значению  $\sigma = 90^\circ$  – плоскость, содержащая ось  $Y$ . Единичный вектор, лежащий в выбранной плоскости и ортогональный к оптической оси, будет иметь следующий вид:

$$\mathbf{e}_\perp^c(\sigma) = \mathbf{e}_Y \sin\sigma + \mathbf{e}_\perp \cos\sigma. \quad (2.35)$$

Волновую нормаль  $\mathbf{N}$  световой волны представим в виде разложения по векторам  $\mathbf{e}_\perp^c$  и  $\mathbf{c}$ :

$$\mathbf{N}(\sigma, \phi) = \mathbf{e}_\perp^c(\sigma) \sin\phi + \mathbf{c} \cos\phi. \quad (2.36)$$

Подставляя (2.36) в соотношения (1.36), для показателей преломления  $s$ - и  $f$ -моды получаем:

$$n_{s,f}(\phi, \sigma) = n_Y / \sqrt{1 + r [x(\phi, \sigma) \sin\phi \mp y(\phi, \sigma) |\sin\phi|]}, \quad (2.37)$$

где вспомогательные функции  $x(\phi, \sigma)$  и  $y(\phi, \sigma)$  имеют следующий вид:

$$x(\phi, \sigma) = \cos 2\psi \sin\phi - \sin 2\psi \cos\phi \cos\sigma; \quad y(\phi, \sigma) = \sqrt{1 - (\cos 2\psi \cos\phi + \sin 2\psi \sin\phi \cos\sigma)^2}. \quad (2.38)$$

При анализе структуры фазового АО синхронизма в таких плоскостях в качестве собственных мод кристалла удобнее рассматривать не  $s$ - и  $f$ -моду, а  $\alpha$ - и  $\beta$ -волну с непрерывно меняющимися поляризацией и направлением потока энергии. Для их показателей преломления получаем:

$$n_{\alpha,\beta}(\phi, \sigma) = n_Y / \sqrt{1 + r \sin\phi [x(\phi, \sigma) \mp y(\phi, \sigma)]}, \quad (2.39)$$

Направление ультразвука в рассматриваемых плоскостях двуосного кристалла будем задавать посредством угла  $\chi$ , отсчитывая его от направления  $\mathbf{e}_\perp^c$  в сторону противоположную оси  $\mathbf{c}$ . В таком случае функциональные зависимости показателей преломления  $\alpha$ - и  $\beta$ -волны от угла падения  $\theta$  даются формулами (2.39), в которых следует положить  $\phi = \theta + \chi$ . Подстановка полученных зависимостей в условие фазового АО синхронизма (1.61) приводит к системе неявных уравнений, которую не удастся решить аналитически. Поэтому расчеты частотных зависимостей углов Брэгга в исследуемых плоскостях приходится проводить численно. Не поддается анализу также и структура АО синхронизма для геометрии углового НФС, которая, как показывают расчеты, реализуется лишь в выделенных срезах этих плоскостей. Одним из существующих во всех таких плоскостях вариантов широкоапертурной АО дифракции является режим НС рассеяния света. Как и в плоскости  $XZ$ , здесь этот режим реализуется в условиях внешней конической рефракции, когда лучевые векторы взаимодействующих световых мод направлены вдоль одной из лучевых осей двуосного кристалла, а волновой вектор ультразвука ортогонален к этой оси. Используя отмеченную особенность, для значений НС угла среза в этих плоскостях получается следующее выражение:

$$\chi_{ls}^c(\sigma) = \arctan[\tan(\gamma - \psi)\cos\sigma]. \quad (2.40)$$

Как следует из (2.34), по мере роста угла  $\sigma$  угол  $\chi_{ls}^c$  монотонно уменьшается, обращаясь в ноль при  $\sigma = 90^\circ$ , т.е. в плоскости, содержащей ось  $Y$ .

Рассчитать аналитическими методами структуру фазового АО синхронизма для геометрии частотного НФС в исследуемых плоскостях также не удастся. Однако определить ее наиболее характерные особенности можно и без проведения численных расчетов. Так, в срезах  $\chi > \chi_{ls}^c$  этих плоскостей данная геометрия наблюдается на  $\alpha$ -моды, а в срезах  $\chi < \chi_{ls}^c$  – на  $\beta$ -волне. Как и в плоскости  $XZ$ , в них существует диапазон срезов  $\chi_1^c < \chi < \chi_2^c$ , в которых обсуждаемая геометрия реализуется в режиме изотропного  $s \rightarrow s$  рассеяния. Направления волнового вектора ультразвука на границах этого диапазона должны быть ортогональны к лучевым векторам  $\alpha$ - и  $\beta$ -моды при их распространении вдоль оптической оси, откуда для углов среза  $\chi_1^c$  и  $\chi_2^c$  получаем:

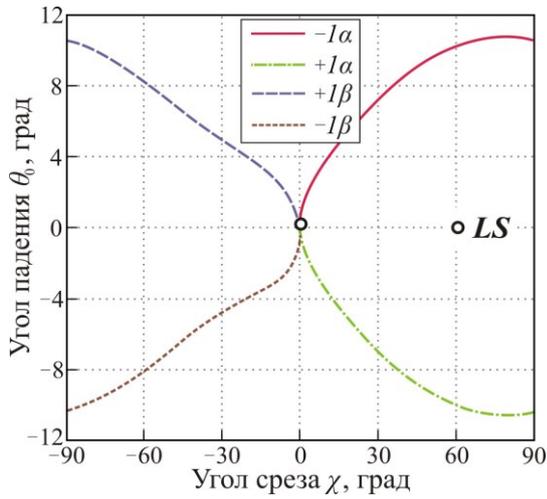
$$\chi_1^c(\sigma) = -\arctan[(1 - \cos\sigma)\tan\Delta\gamma_{in}/2]; \quad \chi_2^c(\sigma) = \arctan[(1 + \cos\sigma)\tan\Delta\gamma_{in}/2]. \quad (2.41)$$

Из вышесказанного ясно, что в срезах  $\chi_1^c < \chi < \chi_2^c$  этих плоскостей варианты геометрии частотного НФС будут наблюдаться в одном порядке дифракции, причем при достижении углом  $\chi$  значения  $\chi_{ls}^c$  будет изменяться как потребный тип падающей моды, так и порядок дифракции.

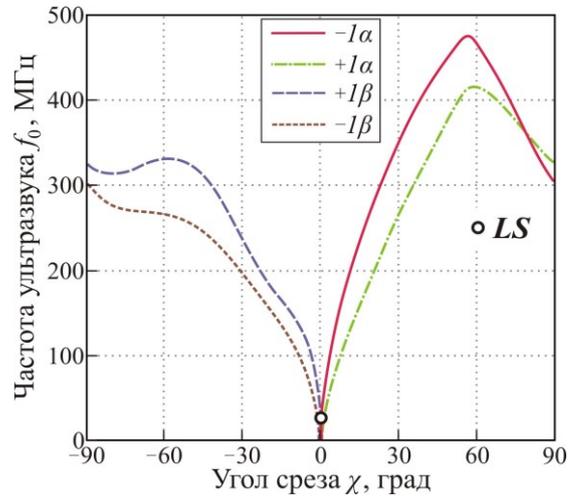
Характерный вид структуры фазового АО синхронизма для геометрии частотного НФС в плоскостях двуосного кристалла, содержащих одну из оптических осей, показан на примере кристалла  $Tl_3AsS_4$  на рис. 2.9. Расчеты проведены для двух различных значений угла  $\sigma$ :  $\sigma = 45^\circ$  и  $\sigma = 90^\circ$  в предположении, что АО дифракция происходит на медленной квазисдвиговой АВ. Точками "LS" на графиках отмечен режим НС рассеяния света.

Можно видеть, что в рассматриваемых плоскостях исследуемые структуры не обладают симметрией относительно изменения знака угла среза. Исключением является плоскость, содержащая ось  $Y$ . Симметрия ПНР двуосного кристалла приводит к тому, что здесь при замене  $\chi \leftrightarrow -\chi$  оптическая  $\alpha$ -мода переходит в  $\beta$ -волну и наоборот. По этой причине НС геометрия в указанной плоскости наблюдается при нулевом угле среза. Более того, ввиду указанной симметрии единственным изменением зависимостей  $\theta_B(f)$  в этой плоскости при замене  $\chi \leftrightarrow -\chi$  будет изменение знака всех углов падения на противоположный. То есть зависимости  $\theta_B(f)$  при отрицательных углах среза являются здесь зеркальными отображениями (относительно оси абсцисс) таковых при положительных углах среза и наоборот.

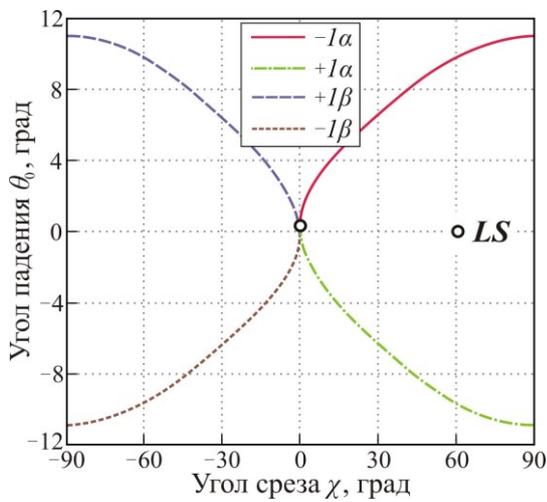
Характерный вид частотных зависимостей углов Брэгга в различных срезах плоскостей с  $\sigma = 45^\circ$  и  $\sigma = 90^\circ$  кристалла  $Tl_3AsS_4$  показан на рис. 2.10. Из приведенных графиков следует, что как форма этих зависимостей, так и характер их эволюции при изменении угла среза во всех рассматриваемых плоскостях качественно совпадают друг с другом.



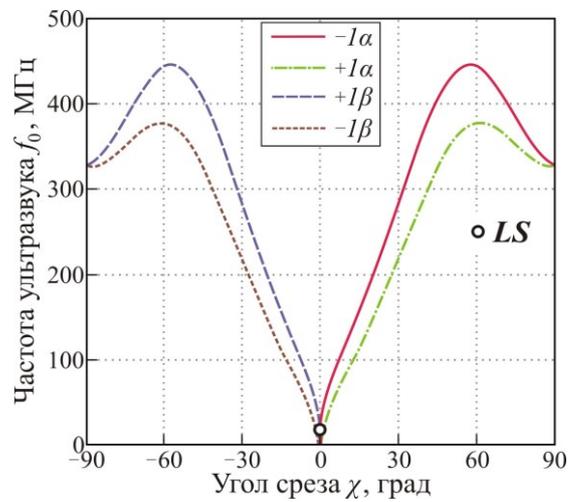
(a)



(б)

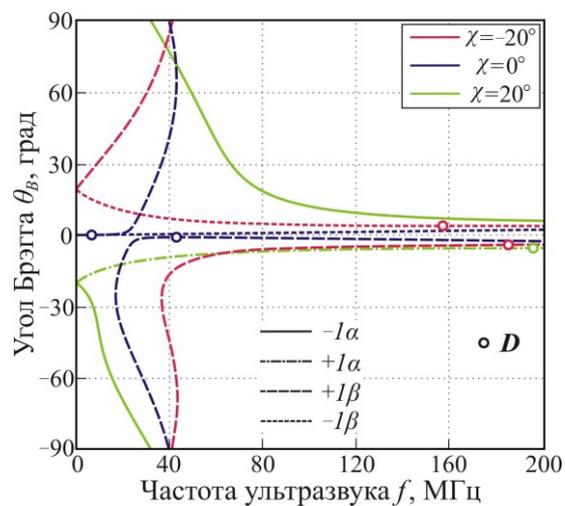


(в)

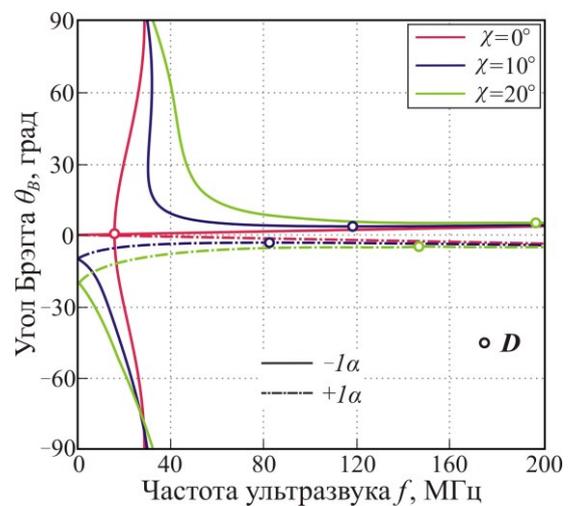


(г)

Рис. 2.9. Параметры ФС вариантов широкополосной АО дифракции в косых срезах кристалла  $\text{Ti}_3\text{AsS}_4$ , содержащих одну из оптических осей;  $\sigma=45^\circ$  (а,б) и  $\sigma=90^\circ$  (в,г): угол падения  $\theta_0$  (а,в) и частота АО синхронизма  $f_0$  (б,г), как функции угла среза  $\chi$ . "LS" – режим НС рассеяния света.



(a)



(б)

Рис. 2.10. Частотные зависимости углов Брэгга в косых срезах кристалла  $\text{Ti}_3\text{AsS}_4$ , содержащих оптическую ось:  $\sigma=45^\circ$  (а) и  $\sigma=90^\circ$  (б). "D" – рабочие точки вариантов широкополосной АО дифракции.

## Основные результаты Главы 2

В данной главе используются материалы, опубликованные в статьях [А7,А9,А12].

1. Аналитически исследована пространственная структура АО синхронизма в главных плоскостях двуосных кристаллов. Установлено, что в каждом срезе этих плоскостей реализуется хотя бы один вариант широкоугольного рассеяния света. Доказано, что в плоскости оптических осей любого двуосного кристалла существуют три различные конфигурации углового НФС – ВЧ, СЧ и НЧ геометрии. Такое же богатое разнообразие вариантов широкоапертурной геометрии наблюдается в одной из двух других главных плоскостей. В оставшейся главной плоскости существует только близкая к коллинеарной широкоугольная геометрия. Показано, что распределение вариантов углового НФС по этим плоскостям зависит от соотношения показателей преломления используемого материала. Установлено, что в плоскости оптических осей двуосного кристалла существует диапазон срезов, в которых оба варианта широкополосной геометрии наблюдаются в одном порядке дифракции. В одном из таких срезов эти варианты ЧНФС сливаются в один специальный режим НФС, являющийся одновременно и широкополосным и широкоапертурным, что открывает возможности для создания АО приборов нового типа. Такой режим АО рассеяния был назван низкоселективным.

2. Исследована пространственная структура АО синхронизма в плоскостях двуосного кристалла, содержащих одну из оптических осей. Установлено, что в них также существует диапазон срезов, в которых оба варианта широкополосного АО рассеяния наблюдаются в одном порядке дифракции. Показано, что ширина этого диапазона определяется углом раствора конуса внутренней рефракции используемого кристалла. Доказано, что в подобных плоскостях наблюдается также и низкоселективный режим АО дифракции, реализующийся в условиях внешней конической рефракции, когда направление ультразвука ортогонально к лучевой оси.

### ГЛАВА 3. АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ В ДВУОСНОМ КРИСТАЛЛЕ ТИОАРСЕНИДА ТАЛЛИЯ

Во введении отмечалось, что задача поиска эффективных АО материалов, прозрачных в ИК-диапазоне на длинах волн от 5 до 20 мкм, является одной из наиболее актуальных проблем современной акустооптики. На сегодняшний день основным материалом для АО приборов этого спектрального диапазона является кубический кристалл германия (Ge). В качестве альтернативы ему рассматриваются аморфные соединения (стекла) системы Ge-Se-Te [139,140] и кубический кристалл KRS-5 [141]. Все эти материалы являются оптически изотропными, что не позволяет использовать их в светосильных широкоугольных АО фильтрах. Более того, как показывает анализ, их АО эффективность недостаточна для создания конкурентных АО приборов на длинах волн более 5 мкм [142]. Поскольку эффективность АО дифракции обратно пропорциональна квадрату длины волны падающего излучения, для работы в обозначенном диапазоне от материала требуется не только высокая степень прозрачности, но и сверхвысокие значения коэффициента  $M_2$ . Среди известных АО материалов второму требованию в полной мере удовлетворяет только кристалл теллура [142,143]. К сожалению, теллур обладает низкой оптической прозрачностью (особенно для излучения с необыкновенной поляризацией), что сдерживает его применение в АО приборах, использующих варианты анизотропной дифракции [144]. Этому недостатка лишены кристаллы семейства галогенидов ртути [14,145] и кристалл TAs [146,147], но их оценочная АО эффективность примерно на два порядка ниже, чем таковая в кристалле теллура. В списке перспективных материалов имеются и двуосные кристаллы [37,43], из которых наиболее изучен кристалл тиоарсенида таллия ( $Tl_3AsS_4$ ). Данный кристалл прозрачен в диапазоне длин волн от 0.6 до 12 мкм [148], что позволяет использовать его для управления излучением  $CO_2$  лазера, имеющим широкое применение в науке и технике.

#### 3.1. Физические свойства кристалла тиоарсенида таллия

Кристалл тиоарсенида таллия – синтетический монокристалл планаксиального класса ( $mmm$ ) ромбической сингонии. Кристалл выращивается методом Бриджмена–Стокбаргера, имеет плотность  $\rho = 6.2 \text{ г/см}^3$  и температуру плавления  $420^\circ\text{C}$ . Ввиду принадлежности к центральному классу симметрии, в кристалле  $Tl_3AsS_4$  отсутствуют пьезоэффект и оптическая активность. Отличительной особенностью кристалла являются низкие скорости АВ, что вместе с высокими значениями фотоупругих модулей определяет его высокую АО эффективность [37]. Согласно литературным данным [39,69], максимальные значения коэффициента АО качества кристалла  $Tl_3AsS_4$  для света с  $\lambda = 633 \text{ нм}$  составляют  $M_2 \approx 2200 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$  при изотропной и  $M_2 \approx 2000 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$  при анизотропной дифракции. Из этих данных следует, что по величине  $M_2$  он почти в 2 раза превосходит кристалл парателлурита. Важным достоинством кристалла

$\text{Tl}_3\text{AsS}_4$  являются малые (в сравнении с парателлуридом) акустические потери в срезах с высоким АО качеством, что позволяет использовать его на высоких частотах ультразвука [37]. Элементарная кристаллографическая ячейка имеет вид прямоугольного параллелепипеда с ребрами размером:  $a = 8.98 \text{ \AA}$ ,  $b = 10.8 \text{ \AA}$ ,  $c = 8.96 \text{ \AA}$  [148]. Установившегося правила выбора направлений кристаллографических осей в кристаллах ромбической сингонии не существует. В настоящей работе при выборе осей использовался следующий принцип [30]: ось  $X$  – по ребру  $a$ , ось  $Y$  – по ребру  $b$  и ось  $Z$  – по ребру  $c$ . Все последующие расчеты характеристик дифракции в настоящей главе проведены для длины волны излучения  $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$ . В таком случае главные показатели преломления кристалла  $\text{Tl}_3\text{AsS}_4$  равны:  $n_X = 2.646$ ,  $n_Y = 2.642$  и  $n_Z = 2.598$ . [148]. Оптические и лучевые оси лежат в плоскости  $XZ$ , образуя углы  $\pm\psi$  и  $\pm\gamma$  с осью  $Z$ , причем  $2\psi \approx 33.1^\circ$ ,  $2\gamma \approx 33.7^\circ$ .

Несмотря на относительно давнюю известность и перспективность данного материала, его АО свойства в косых срезах до недавнего времени не исследовались. Поэтому задачей настоящей главы явилось всестороннее изучение кристалла и поиск оптимальных срезов для изготовления АО приборов. Необходимые для проведения расчетов значения упругих модулей  $c_{ij}$  и фотоупругих коэффициентов  $p_{ij}$  были взяты из литературных источников [38,39]:

$$c_{ij} = \begin{pmatrix} 31.9 & 15.0 & 16.2 & 0 & 0 & 0 \\ 15.0 & 34.8 & 18.2 & 0 & 0 & 0 \\ 16.2 & 18.2 & 28.4 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2.5 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 8.9 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 8.6 \end{pmatrix} \times 10^9 \text{ Н/м}^2; \quad p_{ij} = \begin{pmatrix} 0.44 & 0.31 & 0.32 & 0 & 0 & 0 \\ 0.28 & 0.43 & 0.28 & 0 & 0 & 0 \\ 0.45 & 0.36 & 0.54 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.08 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.00 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.04 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Заметим, что близкие значения фотоупругих коэффициентов  $p_{11}$  и  $p_{31}$  вместе с умеренным двулучепреломлением кристалла  $\text{Tl}_3\text{AsS}_4$  позволяют создать на его основе эффективный АО модулятор интенсивности неполяризованного излучения. В таком АОМ используется вариант поперечной изотропной АО дифракции в главной плоскости  $XY$  на продольной АВ, распространяющейся вдоль оси  $X$ . В этом случае значения коэффициентов АО качества для процессов  $f \rightarrow f$  и  $s \rightarrow s$  рассеяния света с  $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$  отличаются всего на 10%, а величина меньшего из них составляет  $M_2 \approx 860 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$ . Для сравнения, в коммерчески доступных парателлуритных АОМ бóльший из этих коэффициентов равен  $30 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$ , а меньший –  $22 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$ . Это означает, что по энергетической эффективности подобный АОМ на кристалле  $\text{Tl}_3\text{AsS}_4$  будет на порядок превосходить такой же прибор на кристалле парателлурита.

### 3.2. Акустические волны в кристалле тлоарсенида галлия

Распространение плоских однородных объемных акустических волн в кристаллах, не обладающих пьезоэлектрическим эффектом, описывается уравнением Кристоффеля [109,149]:

$$\rho V^2 u_i = \Gamma_{ik} u_k, \quad (3.2)$$

где  $\mathbf{u}$  – вектор смещений в АВ,  $\Gamma_{ik}$  – компоненты тензора Кристоффеля, представляющего собой свертку тензора упругости с направляющими косинусами волновой нормали  $\mathbf{N}$ :

$$\Gamma_{ik} = c_{ijkl} N_j N_l. \quad (3.3)$$

Система из трех линейных уравнений (3.3) приводит к бикубическому характеристическому уравнению, из которого определяются фазовые скорости акустических мод. Поляризации мод находятся как собственные векторы тензора Кристоффеля. Каждому направлению волновой нормали в кристалле соответствуют, как правило, три акустические моды, отличающиеся скоростью распространения и поляризацией, причём все три вектора  $\mathbf{u}$  взаимно ортогональны. Та из мод, для которой угол между векторами  $\mathbf{u}$  и  $\mathbf{N}$  имеет наименьшее значение, называется квазипродольной (*QL*), а две остальные – квазисдвиговыми, медленной (*QSS*) и быстрой (*QSF*). В акустике кристаллов важную роль играет поверхность обратных скоростей  $1/V$ , или поверхность медленностей [150]. Из нее могут быть найдены как углы сноса акустической энергии мод, так и лучевой спектр акустического пучка [151,152], который, в свою очередь, определяет дифракционную расходимость пучка в акустически анизотропной среде [152].

Для определения параметров АВ необходимо решать бикубическое уравнение, что, как правило, приходится делать с привлечением численных методов. Однако благодаря наличию у кристаллов элементов симметрии в некоторых случаях для скоростей мод удается получить аналитические выражения. Для кристаллов ромбической сингонии элементами симметрии являются либо оси второго порядка, совпадающие с кристаллографическими осями, либо плоскости симметрии, ортогональные к этим осям. Наличие указанных элементов симметрии приводит к тому, что по кристаллографическим осям распространяются чистые акустические моды. Кроме того, в главных плоскостях ромбического кристалла одна из акустических мод имеет сагиттальную (чистая сдвиговая мода), а две остальные – параллельную поляризацию. В результате характеристическое уравнение распадается на несвязанные друг с другом уравнения более низкого порядка, из которых могут быть определены все необходимые параметры АВ. Рассмотрим, в качестве примера, плоскость *XZ*, в которой лежат оптические оси. Направление распространения АВ в этой плоскости будем задавать углом  $\vartheta$ , отсчитывая его от оси *Z*. В таком случае тензор Кристоффеля запишется в виде:

$$\hat{\Gamma} = \begin{pmatrix} c_{11} \sin^2 \vartheta + c_{55} \cos^2 \vartheta & 0 & (c_{13} + c_{55}) \sin \vartheta \cos \vartheta \\ 0 & c_{66} \sin^2 \vartheta + c_{44} \cos^2 \vartheta & 0 \\ (c_{13} + c_{55}) \sin \vartheta \cos \vartheta & 0 & c_{55} \sin^2 \vartheta + c_{33} \cos^2 \vartheta \end{pmatrix}. \quad (3.4)$$

Таким образом, параметры акустических мод определяются шестью различными упругими коэффициентами. Наиболее просто получить выражение для скорости чистой сдвиговой *S*-моды, поляризованной по оси *Y*. Подставляя (3.4) в (3.2), для скорости этой моды получаем:

$$V_S = \sqrt{c_{44} \cos^2 \vartheta + c_{66} \sin^2 \vartheta} / \sqrt{\rho}. \quad (3.5)$$

Параметры квазипродольной ( $QL$ ) и квазисдвиговой ( $QS$ ) мод определяются из двух оставшихся уравнений системы (3.2). Соответствующие выражения для скоростей указанных акустических мод в плоскости  $XZ$  имеют следующий вид:

$$V_{QL, QS} = \sqrt{(c_{33} + c_{55}) \cos^2 \vartheta + (c_{11} + c_{55}) \sin^2 \vartheta \pm \sqrt{D}} / \sqrt{2\rho}, \quad (3.6)$$

$$D = [(c_{33} - c_{55}) \cos^2 \vartheta - (c_{11} - c_{55}) \sin^2 \vartheta]^2 + (c_{13} + c_{55})^2 \sin^2 2\vartheta.$$

Параметры АВ в других главных плоскостях определяются аналогичным образом.

Следует отметить, что в главных плоскостях ромбических кристаллов анизотропная дифракция света (процессы  $qo \rightarrow qe$  и  $qe \rightarrow qo$ ) может наблюдаться только на сдвиговой АВ, имеющей сагиттальную поляризацию. Действительно, в этих плоскостях  $qe$ -волна ( $qo$ -волна) имеет параллельную (сагиттальную) поляризацию. Исходя из структуры тензора фотоупругости ромбических кристаллов и вида эффективной фотоупругой константы, заключаем, что она тождественно равна нулю для акустических мод, имеющих параллельную поляризацию. И только для чистой сдвиговой  $S$ -моды эта константа отлична от нуля.

Согласно литературным данным, минимальное значение фазовой скорости АВ в кристалле  $Tl_3AsS_4$  составляет  $V = 630$  м/с и наблюдается для медленной сдвиговой моды, распространяющейся вдоль осей  $Y$  и  $Z$  [38]. Медленные моды представляют особый интерес, поскольку коэффициент АО качества (1.20) обратно пропорционален кубу скорости. На рис. 3.1 представлены сечения поверхности медленностей кристалла  $Tl_3AsS_4$  главными плоскостями. Направления АВ в этих плоскостях задаются углом  $\vartheta$ , который отсчитывается от оси  $Z$  в плоскостях  $XZ$  и  $YZ$  и от оси  $X$  в плоскости  $XY$ . Значения акустической медленности отложены по радиусу в единицах  $10^{-5}$  с/см. На графиках сплошная кривая отвечает чистой сдвиговой  $S$ -моды; медленности  $QS$ - и  $QL$ -моды показаны соответственно пунктирной и штрихпунктирной кривой. Можно видеть, что в плоскости  $XY$  кристалла  $Tl_3AsS_4$  существуют направления (обозначены как "ао"), при которых кривые, отвечающие  $S$ - и  $QS$ -моды, пересекаются. Данные направления являются акустическими осями кристалла, при распространении вдоль которых акустическая волна, поляризованная в плоскости, ортогональной к вектору смещений  $QL$ -моды, сохраняет свою поляризацию неизменной. Из приведенных графиков также следует, что для направлений в плоскости  $YZ$  чистая сдвиговая  $S$ -мода является практически изотропной, тогда как в других плоскостях у нее наблюдается заметная анизотропия.

Как уже отмечалось, из поверхности медленностей могут быть определены углы сноса акустических мод. Для этого в точке поверхности, отвечающей заданной акустической волновой нормали, необходимо построить касательную плоскость и восстановить к ней перпендикуляр. Перпендикуляр определяет направление потока акустической энергии, а угол

между перпендикуляром и направлением волновой нормали дает угол сноса  $\alpha$  [109]. Тензор кривизны поверхности медленностей определяет расходимость акустического пучка в анизотропной среде [153-155]. Вогнутые участки отвечают безлинзовой фокусировке пучка, а плоские участки определяют направления автоколлимации.

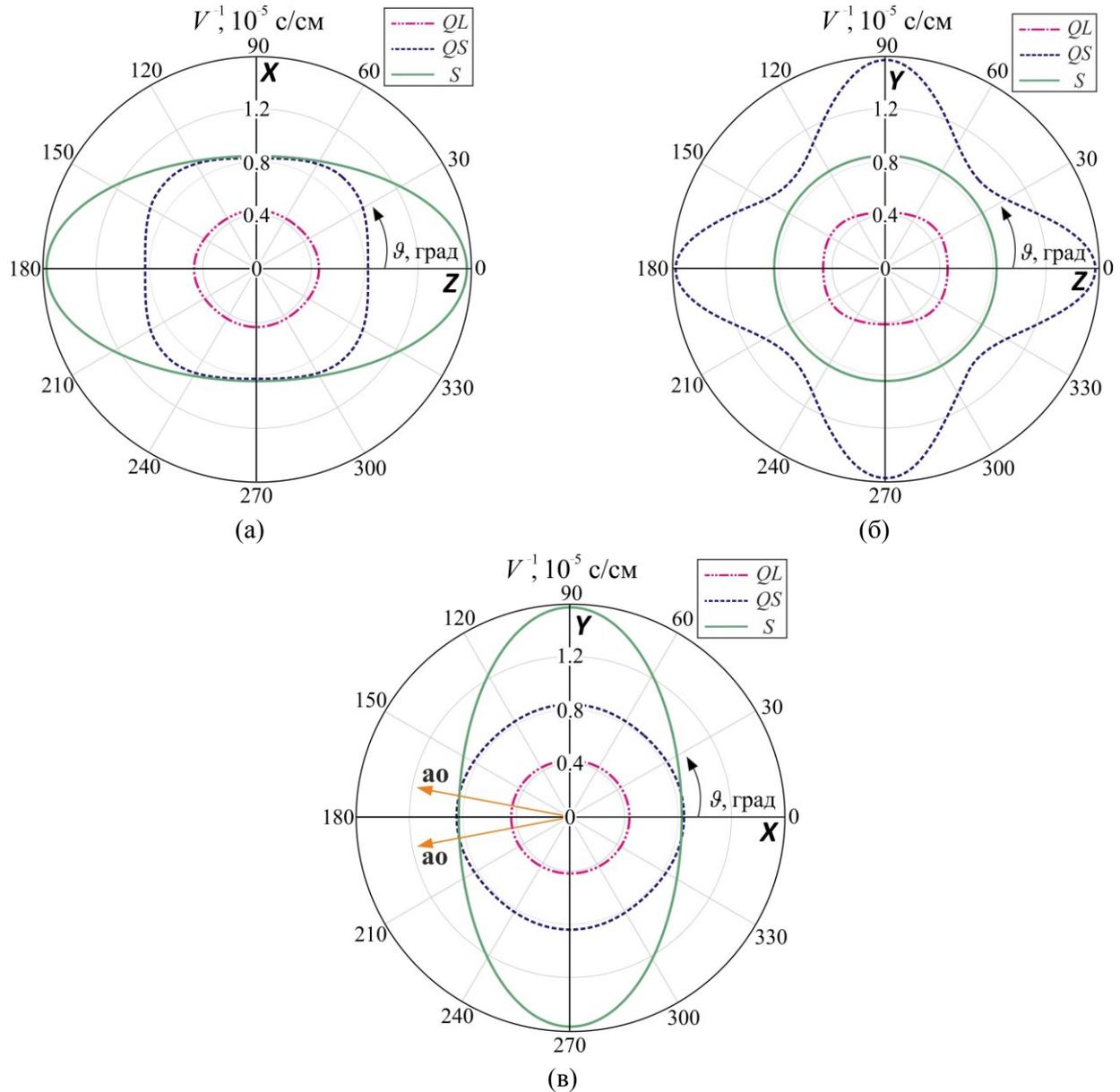


Рис. 3.1. Сечения поверхности медленностей кристалла  $\text{Tl}_3\text{AsS}_4$  главными плоскостями: плоскостью  $XZ$  (а),  $YZ$  (б) и  $XY$  (в). "ао" – акустические оси кристалла.

Зависимости угла сноса  $\alpha$  акустических мод от направления распространения в главных плоскостях кристалла  $\text{Tl}_3\text{AsS}_4$  показаны на рис. 3.2. Из графиков видно, что сильный снос здесь испытывают только  $S$ -волна (плоскости  $XY$  и  $XZ$ ) и  $QS$ -волна (плоскость  $YZ$ ). В то же время угол сноса  $QL$ -моды невелик и для большинства направлений не превышает  $10^\circ$ . Максимальным акустическим сносом  $\alpha \approx 46^\circ$  обладает  $QS$ -мода при распространении под углом  $\vartheta = 16.6^\circ$  к оси  $Z$  в плоскости  $YZ$ , однако, как уже отмечалось, прикладного значения эта мода не имеет.

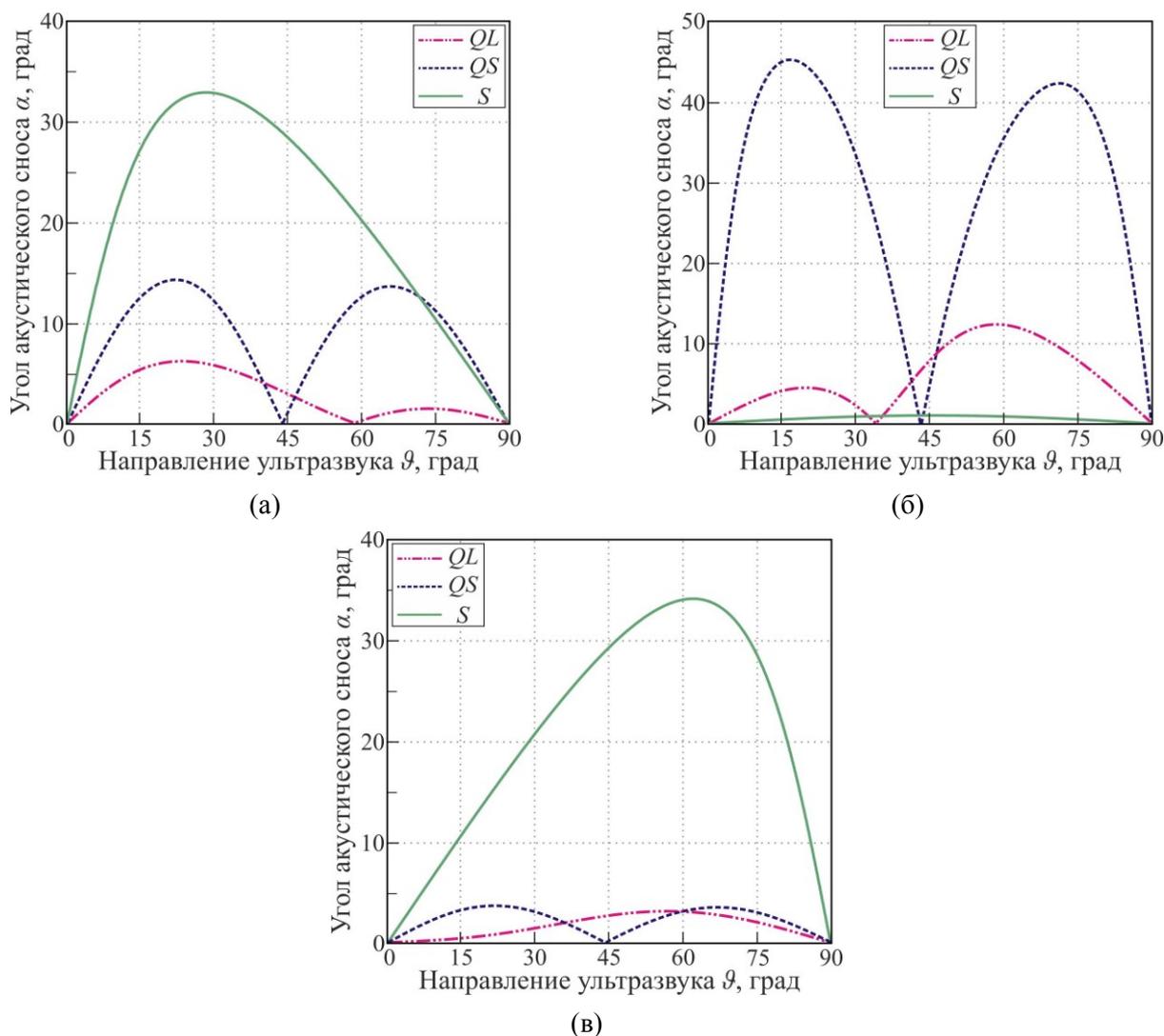


Рис. 3.2. Зависимости угла сноса акустических мод от направления распространения в главных плоскостях кристалла  $Tl_3AsS_4$ :  $XZ$  (а),  $YZ$  (б),  $XY$  (в).

### 3.3. Акустооптический эффект в кристалле тлюарсенида таллия

#### 3.3.1. Частотные зависимости углов Брэгга

Во второй главе было установлено, что при АО дифракции в плоскостях, содержащих оптическую ось (оси) двуосного кристалла, наиболее интересные для исследования варианты анизотропного АО рассеяния наблюдаются в срезах, близких к низкоселективному. Проследим за эволюцией частотных зависимостей углов Брэгга при уменьшении угла среза  $\chi$  в плоскости оптических осей ( $XZ$ ) от оптимального значения  $\chi_{opt}$  до значения  $\chi_1 = \psi$ . В остальных срезах плоскости  $XZ$ , как было доказано в разделе 2.2, зависимости  $\theta_B(f)$  не имеют особенностей. Для оптического излучения с  $\lambda = 1.06$  мкм характерные углы  $\chi$  в плоскости  $XZ$  кристалла  $Tl_3AsS_4$  имеют следующие значения: НС угол среза равен  $\chi_{ls} = 16.85^\circ$ ; оптимальный угол среза равен  $\chi_{opt} = 23.2^\circ$ ; угол  $\chi$  для срезов, в которых частота ФС одного из вариантов широкополосной дифракции обращается в ноль, равен  $\chi_1 \approx 16.6^\circ$  и  $\chi_2 \approx 17.2^\circ$ . Отметим ширину диапазона срезов

$\Delta\chi \approx 6.4^\circ$ , в которых наблюдаются по три различных режима углового НФС. Для сравнения, в двуосном кристалле йодноватой кислоты, исследованию акустооптического эффекта в котором посвящена следующая глава, для света с  $\lambda = 633$  нм диапазон  $\Delta\chi$  составляет менее  $3^\circ$ .

Рис. 3.3 иллюстрирует трансформацию частотных зависимостей углов Брэгга в плоскости  $XZ$  кристалла  $\text{Ti}_3\text{AsS}_4$  при уменьшении угла среза от  $\chi = \chi_{opt}$  до  $\chi = \chi_2$ . Здесь зависимости  $\theta_B(f)$  отдаленно напоминают таковые в одноосных кристаллах, поэтому представлены в привычном диапазоне углов падения (от  $-90^\circ$  до  $90^\circ$ ) и с большим шагом по величине угла  $\chi$ . В расчетах предполагалось, что дифракция происходит на АВ, имеющей сагиттальную поляризацию. Для лучшего восприятия на графиках представлены ветви  $\theta_B(f)$  только для  $qo$ -моды, на которой в этих срезах реализуется геометрия ЧНФС. Общая тенденция изменения зависимостей  $\theta_B(f)$  при движении от  $\chi = \chi_{opt}$  к  $\chi = \chi_2$  заключается в смещении рабочих точек "D" обоих вариантов ЧНФС в область меньших частот ультразвука. То же касается и рабочей точки "T" среднечастотного варианта УНФС. Низкочастотная широкоугольная геометрия ведет себя противоположным образом; по мере уменьшения угла среза ее частота АО синхронизма увеличивается и все ближе приближается к таковой для СЧ геометрии. Когда угол среза принимает значение  $\chi_2$ , частота ФС в геометрии широкополосного АО рассеяния в +1-ый порядок обращается в ноль.

При дальнейшем уменьшении угла среза оба варианта частотного НФС наблюдаются в одном,  $-1$ -ом порядке дифракции, до тех пор, пока значение угла среза не станет равным низкоселективному. Частотные зависимости углов Брэгга, отвечающие диапазону срезов  $\chi_{ls} \leq \chi < \chi_2$ , представлены в сильно увеличенном масштабе на рис. 3.4а-в. По мере приближения величины угла среза к  $\chi_{ls}$  рабочие точки вариантов частотного НФС, а также СЧ и НЧ конфигураций широкоугольной геометрии все сильнее сближаются друг с другом. Наконец, в НС срезе кристалла все перечисленные варианты НФС сливаются в один особый режим АО рассеяния – НС геометрию (точки "LS" на рис. 3.4в), обеспечивая ей одновременно низкую угловую и частотную селективность [A12,A18]. При последующем уменьшении угла  $\chi$  от  $\chi = \chi_{ls}$  до  $\chi = \chi_1$  ситуация развивается в обратном порядке. Различные варианты широкополосной геометрии, наблюдающиеся уже теперь в +1-ом порядке, расходятся в разные стороны по частоте (рис. 3.4г), и при  $\chi = \chi_1$  частота ФС одного из этих вариантов обращается в ноль.

Из графиков на рис. 3.4 следует, что при переходе углом  $\chi$  значения  $\chi_{ls}$  происходит качественное изменение формы зависимостей  $\theta_B(f)$ , которое сопровождается исчезновением СЧ и НЧ вариантов геометрии углового НФС. Помимо этого, такая эволюция структуры ФС приводит к появлению в срезах  $\chi < \chi_{ls}$  плоскости  $XZ$  двуосного кристалла с  $n_Y^2 > n_X n_Z$  вариантов анизотропной АО дифракции, нечувствительных к поляризации падающего излучения [A12]. В кристаллах с  $n_Y^2 < n_X n_Z$  такая геометрия реализуется в срезах с углом  $\chi > \chi_{ls}$ . Более подробно этот вопрос будет рассмотрен в разделе 3.3.3 настоящей главы.

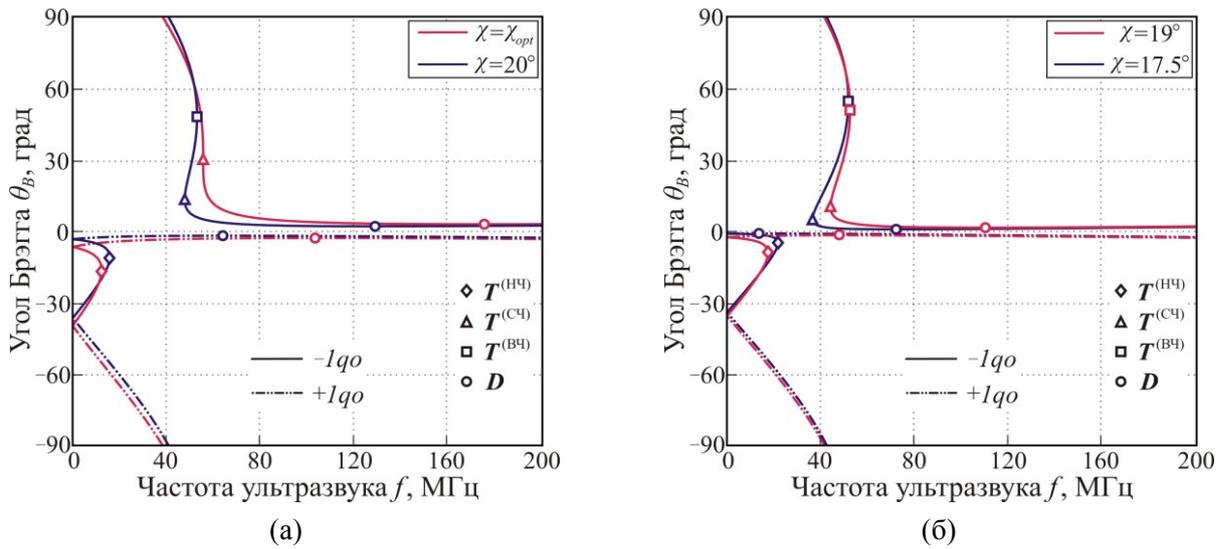


Рис. 3.3. Частотные зависимости углов Брэгга в плоскости  $XZ$  кристалла  $Tl_3AsS_4$  при углах среза, бóльших низкоселективного. "Т" и "D" – рабочие точки вариантов углового и частотного НФС.

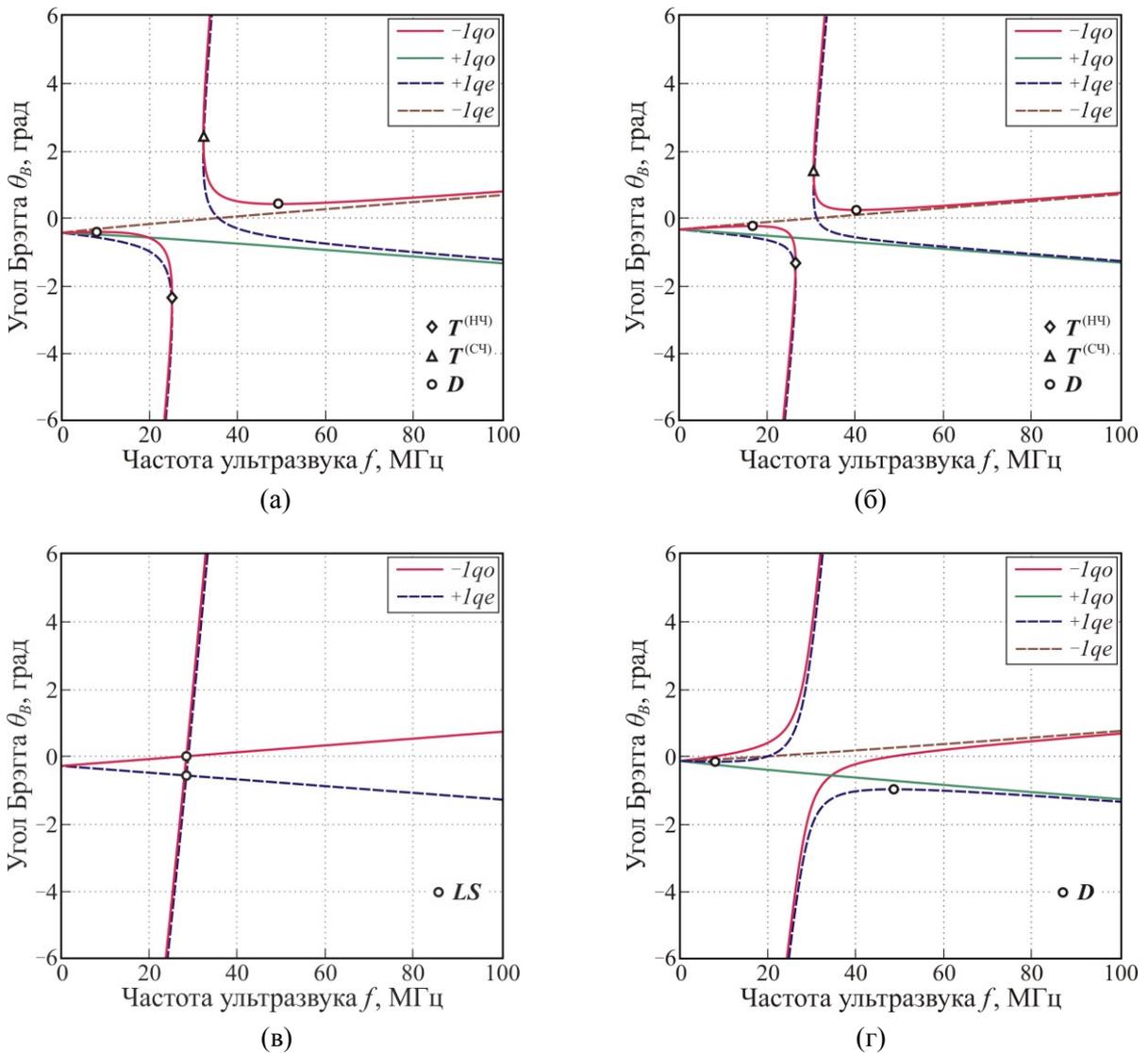


Рис. 3.4. Частотные зависимости углов Брэгга в плоскости  $XZ$  кристалла  $Tl_3AsS_4$  при углах среза, близких к низкоселективному:  $\chi = 17^\circ$  (а),  $\chi = 16.9^\circ$  (б),  $\chi = \chi_{ls}$  (в),  $\chi = 16.7^\circ$  (г). "LS" – рабочая точка НС геометрии.

Аналогичным образом происходит изменение частотных зависимостей углов Брэгга и в косых срезах кристалла, содержащих оптическую ось. Однако для них, разумеется, характерные значения углов среза будут отличаться от таковых в плоскости  $XZ$ . Эволюцию зависимостей  $\theta_B(f)$  в одной из таких плоскостей, проходящей через ось  $Y$ , при изменении в ней угла среза от  $\chi = \chi_2$  до  $\chi = \chi_{ls}$  иллюстрирует рис. 3.5. Для оптического излучения с  $\lambda = 1.06$  мкм угол среза  $\chi_2$  в этой плоскости кристалла  $Tl_3AsS_4$  равен  $0.29^\circ$ , тогда как угол среза  $\chi_{ls}$  в ней тождественно равен нулю. Особенностью дифракции в вышеуказанных срезах ромбического кристалла является низкая АО эффективность приосевых режимов анизотропного  $\alpha \rightarrow \beta$  и  $\beta \rightarrow \alpha$  рассеяния света на квазисдвиговых АВ. Поэтому здесь при проведении расчетов предполагалось, что дифракция происходит на квазипродольной АВ. Отметим, что благодаря симметрии ПНР двуосного кристалла зависимости  $\theta_B(f)$  в диапазоне срезов  $\chi_1 \leq \chi < \chi_{ls}$  выбранной плоскости, где  $\chi_1 = -0.29^\circ$ , представляют собой зеркальные отражения (относительно оси абсцисс) зависимостей  $\theta_B(f)$  на рис. 3.5, причем ветви  $+1\alpha$  ( $-1\alpha$ ) переходят в ветви  $-1\beta$  ( $+1\beta$ ) и наоборот.

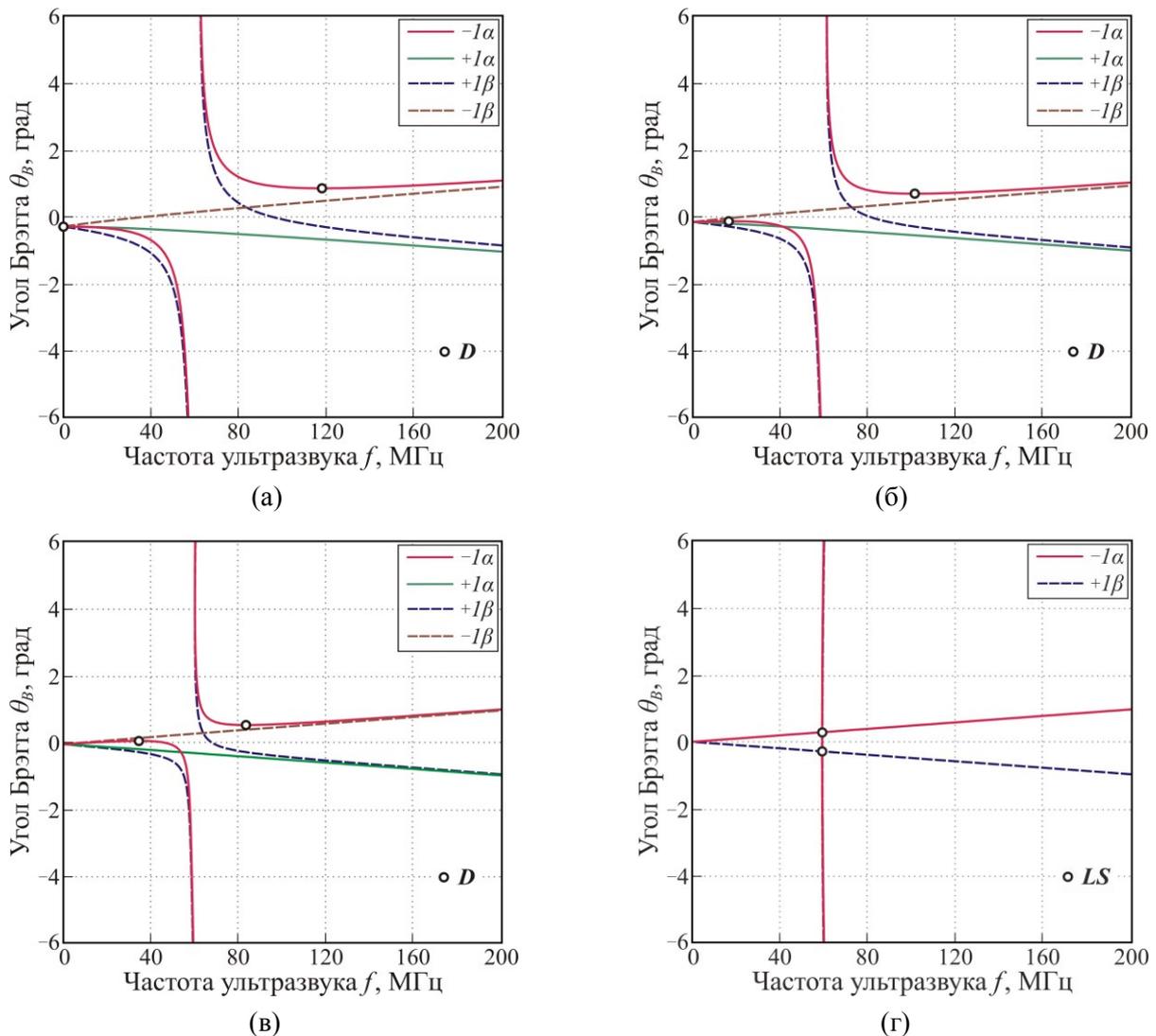


Рис. 3.5. Частотные зависимости углов Брэгга в плоскости, содержащей ось  $Y$ , при углах среза, близких к низкоселективному:  $\chi = \chi_2$  (а),  $\chi = 0.15^\circ$  (б),  $\chi = 0.05^\circ$  (в),  $\chi = 0^\circ$  (г). "LS" – рабочая точка НС геометрии.

### 3.3.2. Диапазоны акустооптического взаимодействия

При падении света на АО ячейку под углом Брэгга выполняется условие фазового АО синхронизма, и взаимодействие света и ультразвука происходит наиболее эффективно. Однако на практике это условие удается выполнить только в отдельных точках рабочего угло-частотного диапазона того или иного АО устройства. Во всей же остальной части рабочего диапазона присутствует фазовая АО расстройка, что приводит к снижению эффективности дифракции в соответствии с формулой (1.12). Как уже отмечалось во введении, диапазоны АО взаимодействия обычно определяются по спаду эффективности дифракции в два раза, что эквивалентно условию на АО расстройку:  $|R| \leq 0.8\pi$ .

С точки зрения расчетной сложности задача расчета угло-частотных характеристик АО дифракции в двуосных кристаллах обычно оказывается проще, чем проблема расчета частотных зависимостей углов Брэгга. Действительно, при расчетах характеристик дифракции волновой вектор ультразвука и все параметры падающего светового пучка являются заданными, а направление дифрагированного светового пучка определяется из второго уравнения (1.7), имеющего следующий вид:

$$n_d \sin(\theta_d + \alpha) = n_i \sin(\theta_i + \alpha) + p\lambda(f/V) \cos \alpha. \quad (3.7)$$

Здесь, как и прежде,  $\alpha$  – угол акустического сноса в плоскости взаимодействия,  $p$  – порядок дифракции. Наибольший интерес для исследования представляют варианты поперечного АО рассеяния, реализующиеся вблизи оптических осей двуосного кристалла. Для таких режимов взаимодействия величина проекции  $n_d \sin(\theta_d + \alpha)$  вектора рефракции  $\mathbf{m}_d$  на направление вдоль акустического столба, стоящая в левой части уравнения (3.7), является однозначной функцией угла дифракции. Поэтому расчет угло-частотных характеристик дифракции в двуосных кристаллах может быть без труда проведен простейшими численными схемами даже в случае изотропного  $s \rightarrow s$  рассеяния на вогнутый участок ПНР с малой кривизной.

В настоящем разделе представлены результаты расчетов угло-частотных характеристик анизотропной дифракции света в плоскостях кристалла  $\text{Тl}_3\text{AsS}_4$ , содержащих оптическую ось (оси). Как было показано в предыдущем разделе, особый интерес для исследования здесь представляет диапазон срезов  $\chi_1 < \chi < \chi_2$ . Проследим за эволюцией формы диапазонов АО взаимодействия при уменьшении угла среза в плоскости  $XZ$  от  $\chi = \chi_2$  до  $\chi = \chi_1$ , при этом, для наглядности, выберем те же значения угла  $\chi$ , что и на рис. 3.4.

Угло-частотные характеристики АО дифракции  $\zeta(\theta_i, f)$  в обозначенных срезах плоскости  $XZ$  кристалла  $\text{Тl}_3\text{AsS}_4$ , отвечающие ветви  $-1q0$  брэгговских кривых, приведены на рис. 3.6. Эффективность дифракции  $\zeta$  показана градациями цвета – от нуля (темно-синий) до единицы (темно-красный). Расчеты выполнены для пьезопреобразователя шириной  $l_{pt} = 1$  см и значения параметра Рамана-Ната  $\Gamma = \pi$ . В таком случае при падении света на АО ячейку под углом Брэгга

расчетная эффективность дифракции составляет 100%. Далее по тексту картины, аналогичные представленным на рис. 3.6, будем называть "угло-частотными областями АО взаимодействия" или сокращенно "областями АО взаимодействия".

При  $\chi = 17^\circ$  область взаимодействия состоит из двух несвязных диапазонов дифракции, расположенных в области низких и высоких частот (рис. 3.6а). По мере уменьшения угла  $\chi$  эти диапазоны все сильнее сближаются друг с другом (рис. 3.6б). Наконец, при  $\chi = \chi_{ls}$  левый и правый диапазоны АО взаимодействия сливаются, формируя единый угло-частотный диапазон сложной X-образной формы (рис. 3.6в). При дальнейшем уменьшении угла среза единая область вновь распадается на два несвязных диапазона дифракции (рис. 3.6г).

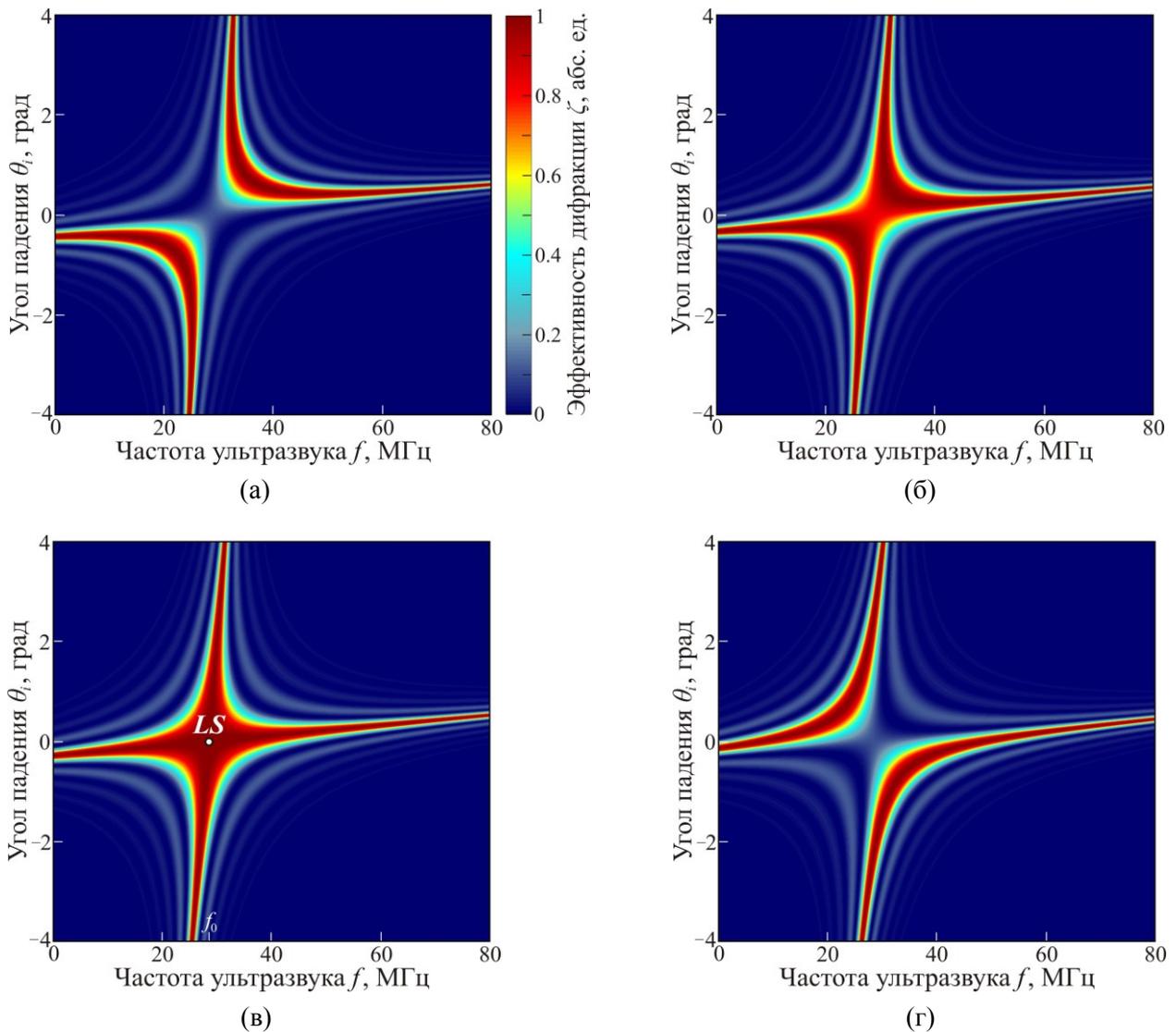


Рис. 3.6. Угло-частотные характеристики АО дифракции в плоскости  $XZ$  кристалла  $Tl_3AsS_4$  при углах среза, близких к низкоселективному; процесс  $qo \rightarrow qe$  в  $-1$ -ый порядок:  $\chi = 17^\circ$  (а),  $\chi = 16.9^\circ$  (б),  $\chi = \chi_{ls}$  (в),  $\chi = 16.7^\circ$  (г). "LS" – рабочая точка НС геометрии, реализующейся при  $\theta_i = 0^\circ$  и  $f = f_0 \approx 28.5$  МГц.

В косых срезах кристалла, содержащих оптическую ось, эволюция формы областей АО взаимодействия при изменении угла среза вблизи низкоселективного происходит аналогичным

образом. Эту особенность хорошо иллюстрирует рис. 3.7, на котором представлены области взаимодействия в плоскости, проходящей через ось  $Y$ , рассчитанные для тех же срезов и той же акустической моды ( $QL$ -моды), что и брэгговские кривые на рис. 3.5.

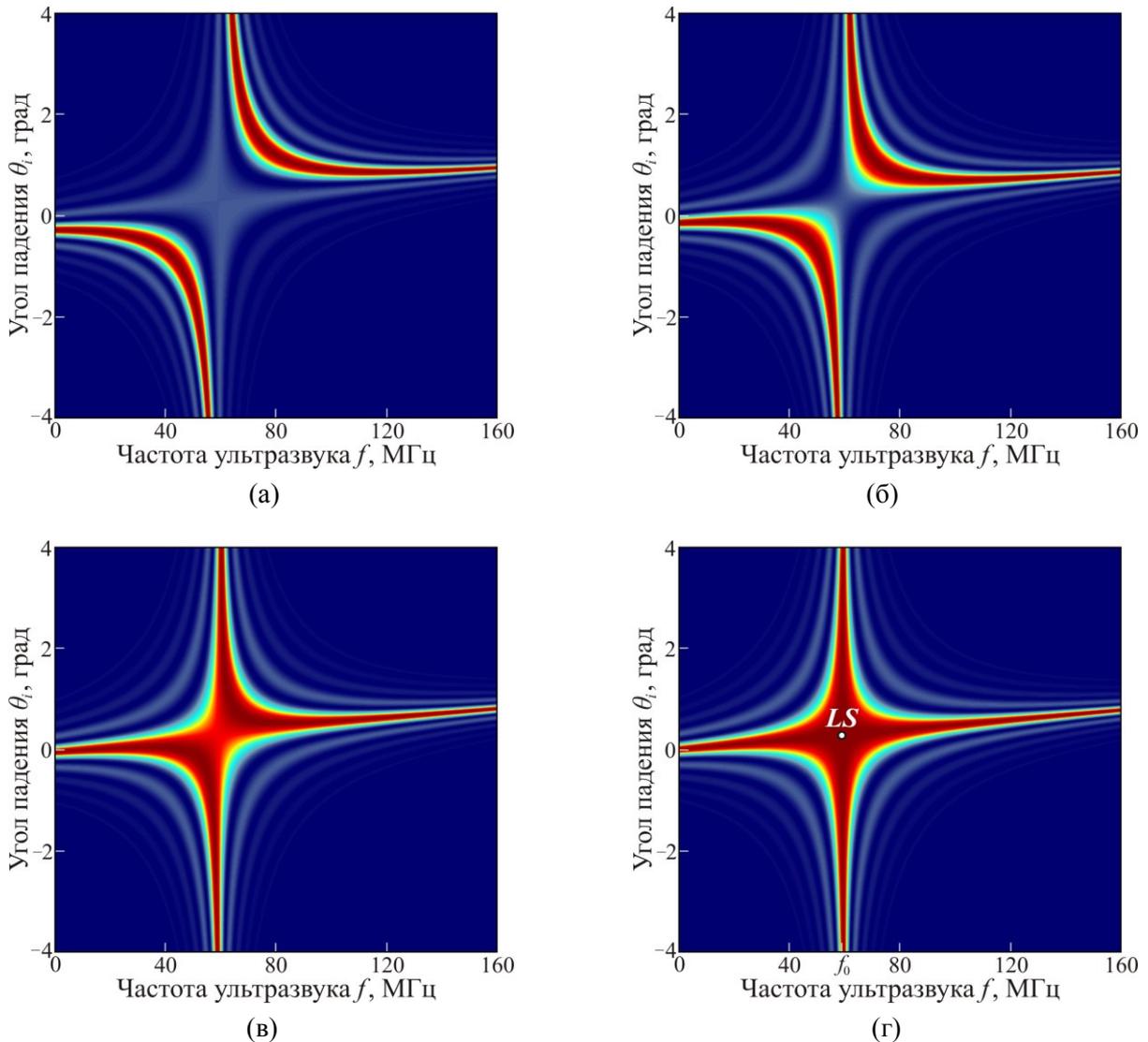


Рис. 3.7. Угло-частотные характеристики АО дифракции в плоскости кристалла  $Tl_3AsS_4$ , содержащей ось  $Y$ , при углах среза, близких к низкоселективному; процесс  $\alpha \rightarrow \beta$  в  $-1$ -ый порядок:  $\chi = \chi_2$  (а),  $\chi = 0.15^\circ$  (б),  $\chi = 0.05^\circ$  (в),  $\chi = 0^\circ$  (г). "LS" – рабочая точка НС геометрии, реализующейся при  $\theta_i \approx 0.29^\circ$  и  $f = f_0 \approx 59.1$  МГц.

Картины на рис. 3.6в и рис. 3.7г представляют особый практический интерес. Широкий угло-частотный диапазон эффективной АО дифракции вблизи рабочей точки НС геометрии (точки "LS" на рис. 3.6в, 3.7г) оптимален для создания специальных широкоугольных АОД, способных сканировать оптические пучки с широким угловым спектром. Это могут быть как лазерные пучки со сложным амплитудным профилем, так и пучки, несущие изображение. Не менее перспективным видится использование геометрии НС рассеяния в АО сканерах (АОС), осуществляющих быструю произвольно адресуемую фокусировку лазерного пучка в массив 3D-точек [94,95]. Благодаря высокому быстродействию ( $\sim 10$  мкс) АОС нашли применение в

приборах многофотонной микроскопии, предназначенных для визуализации быстрых физико-химических и физиологических процессов, протекающих в тканях живых организмов [156]. Как правило, АОС имеют в своем составе четыре идентичных АОД, объединенных в пары так, что каждая из пар осуществляет сканирование оптического фокуса в одной из двух взаимно ортогональных плоскостей. Фокусировка лазерного пучка достигается за счет применения управляющих радиоимпульсов с линейно-частотной модуляцией [94]. В таком случае на любой из дефлекторов (кроме первого) падает сфокусированный световой пучок, возникающий при дифракции исходного коллимированного лазерного пучка в предыдущих АО ячейках. Эта особенность вместе с узкой угловой апертурой парателлуритных АОД определяет низкую светосилу и невысокое пространственное разрешение существующих АОС. Картины на рис. 3.6в,3.7г дают основания полагать, что применение такой геометрии дифракции выведет характеристики АО сканеров на качественно новый уровень.

В ходе расчетов было установлено, что для оценки рабочих диапазонов упомянутого широкоугольного АО дефлектора достаточно сохранить в разложении фазовой АО расстройки в ряд по величинам отстройки угла падения  $\delta\theta = \theta_i - \theta_i^{(0)}$  и частоты ультразвука  $\delta f = f - f_0$  от значений этих параметров  $\theta_i = \theta_i^{(0)}$ ,  $f = f_0$  в рабочей точке НС геометрии только линейные и квадратичные члены. Для дальнейшего анализа удобно векторизовать вторую формулу (1.10), придав ей следующий вид:

$$\mathbf{R} = (2\pi l_c / \lambda) [p(\mathbf{m}_d - \mathbf{m}_i) - (\lambda f / V) \mathbf{N}_a]. \quad (3.8)$$

Здесь  $l_c = l_{pt} \cos \alpha$  – ширина звукового столба,  $\mathbf{N}_a$  – акустическая волновая нормаль. Используя (3.8), для вектора АО расстройки при НС дифракции в оговоренном приближении получаем:

$$\mathbf{R} = p(2\pi l_c / \lambda) \left\{ \sqrt{G_d} \boldsymbol{\tau}_d \delta\theta_d - \sqrt{G_i} \boldsymbol{\tau}_i \delta\theta - p(\lambda \delta f / V) \mathbf{N}_a + [(\partial_{\theta}^2 \mathbf{m}_d) \delta\theta_d^2 - (\partial_{\theta}^2 \mathbf{m}_i) \delta\theta^2] / 2 \right\}, \quad (3.9)$$

где  $\boldsymbol{\tau} = \partial_{\theta} \mathbf{m} / G^{1/2}$  – единичный вектор вдоль касательной к сечению ПНР,  $G$  – коэффициент 1-ой квадратичной формы. Чтобы определить функциональную связь между неизвестной величиной  $\delta\theta_d$  и переменными  $\delta\theta$  и  $\delta f$ , спроецируем (3.9) на направление вдоль звукового столба, отбросив квадратичные члены. Учитывая, что при неколлинеарном АО взаимодействии вектор фазовой АО расстройки  $\mathbf{R}$  направлен поперек звукового столба, для искомой связи  $\delta\theta_d(\delta\theta, \delta f)$  имеем:

$$\delta\theta_d = [\sqrt{G_i} \delta\theta + p(\lambda \delta f / V)] / \sqrt{G_d}. \quad (3.10)$$

При получении (3.10) было учтено, что при НС дифракции векторы  $\boldsymbol{\tau}_d$  и  $\boldsymbol{\tau}_i$  параллельны друг другу и вектору  $\mathbf{N}_a$ . Для расчета диапазонов взаимодействия спроецируем (3.9) на направление лучевого вектора  $\mathbf{s}_d$  дифрагированной волны в рабочей точке НС геометрии. Принимая во внимание, что в рассматриваемом случае  $\mathbf{s}_i \parallel \mathbf{s}_d$  и  $\mathbf{s}_d \cdot \mathbf{N}_a = 0$ , для величины  $R$  получаем:

$$R = p(\pi l_{pt} / \lambda) [G_i \kappa_i \delta\theta^2 - G_d \kappa_d \delta\theta_d^2]. \quad (3.11)$$

Здесь  $\kappa = -(\mathbf{s} \cdot \partial_{\theta}^2 \mathbf{m}) / G$  – кривизна ПНР кристалла в плоскости взаимодействия. Формулы (3.10)

и (3.11) позволяют представить АО расстройку в виде ряда по величинам  $\delta\theta$  и  $\delta f$ :

$$R = p (\pi l_{pt} / \lambda) \left\{ G_i \kappa_i \delta\theta^2 - \kappa_d \left[ \sqrt{G_i} \delta\theta + p (\lambda \delta f / V) \right]^2 \right\}. \quad (3.12)$$

Известно, что при выборе режима работы АОД, использующего геометрию частотного НФС, существует компромисс между угловым диапазоном сканирования  $\Delta\phi_a$  и однородностью частотной характеристики [157], которую удобно охарактеризовать параметром  $\rho = |R_c|/\pi$ , где  $R_c$  – величина АО расстройки в центре рабочего частотного диапазона при  $f=f_c$ . Так, наибольшее значение  $\Delta\phi_a$  достигается при  $\rho = 0.8$ , когда частотная характеристика имеет М-образную форму с провалом  $-3$  дБ при  $f=f_c$ , а наименьшее значение – при  $\rho = 0$ , когда она имеет П-образный вид. Чтобы определить зависимость требуемого угла падения  $\theta_i$  от параметра  $\rho$  в условиях НС рассеяния света, воспользуемся формулой (3.11), положив в ней угол  $\delta\theta_d$  равным нулю. В результате получим:

$$\theta_i(\rho) = \theta_i^{(0)} \pm \sqrt{\rho \lambda / l_{pt}} / \sqrt{G_i \kappa_i}. \quad (3.13)$$

Полагая в уравнении (3.12) угол  $\delta\theta$  равным величине  $\theta_i(\rho) - \theta_i^{(0)}$  из (3.13), для зависимости частотного диапазона эффективной АО дифракции  $\Delta f$  от параметра  $\rho$  в таких АО ячейках имеем:

$$\Delta f(\rho) = 2 (V/\lambda) \sqrt{(0.8 + \rho) \lambda / l_{pt}} / \sqrt{\kappa_d}. \quad (3.14)$$

Отметим, что формула (3.14) получена в предположении, что на краях частотного диапазона  $|R| = 0.8\pi$ . Из (3.14) следует, что наиболее широкий частотный диапазон АО дифракции  $\Delta f_{\max}$  достигается при  $\rho = 0.8$  и составляет величину:

$$\Delta f_{\max} = 2 (V/\lambda) \sqrt{1.6 \lambda / l_{pt}} / \sqrt{\kappa_d}. \quad (3.15)$$

Особенностью АОД, использующих варианты НС дифракции в двуосных кристаллах, является тот факт, что их центральная частота  $f_c$  существенно зависит от выбора рабочей точки, т.е. от значения параметра  $\rho$  [А6]. Полагая в уравнении (3.10) угол  $\delta\theta_d$  равным нулю, а угол  $\delta\theta$  – величине из формулы (3.13), для зависимости  $f_c(\rho)$  получаем:

$$f_c(\rho) = f_0 \pm (V/\lambda) \sqrt{\rho \lambda / l_{pt}} / \sqrt{\kappa_i}. \quad (3.16)$$

Из формул (3.15) и (3.16) следует, что центральные частоты таких дефлекторов в режимах с минимальным ( $\rho = 0$ ) и максимальным ( $\rho = 0.8$ ) частотным диапазоном  $\Delta f$  отличаются более чем на  $0.3 \cdot \Delta f_{\max}$ . Для сравнения, в серийно выпускаемых АОД на кристалле парателлурита это различие частот, как правило, не превышает нескольких процентов от  $\Delta f_{\max}$  [157].

Известно, что одной из важнейших характеристик АОД является угловой диапазон сканирования  $\Delta\phi_a$ , связанный с рабочим диапазоном  $\Delta f$  следующим соотношением [158]:

$$\Delta\phi_a = \lambda \Delta f / V. \quad (3.17)$$

Используя (3.17) и (3.14), для величины  $\Delta\phi_a$  широкоугольных АОД, использующих варианты НС рассеяния света в плоскостях, содержащих одну из оптических осей (или обе оси), имеем:

$$\Delta\phi_a(\rho) = 2\sqrt{(0.8+\rho)\lambda/l_{pt}}/\sqrt{\kappa_d}. \quad (3.18)$$

Следует подчеркнуть, что формула (3.18) получена в предположении, что АОД используется для сканирования коллимированного лазерного пучка. При работе с расходящимся оптическим излучением эффективный рабочий диапазон  $\Delta f$  таких дефлекторов следует определять из частотной зависимости интегральной эффективности АО дифракции  $\zeta_{\text{int}} = P_d/P_i$ , где  $P_i$  и  $P_d$  – мощности падающего и дифрагированного светового пучка. Используя соотношение (3.13), для величины угловой апертуры  $\Delta\theta_a$  (в воздухе) обсуждаемых широкоугольных АОД получаем:

$$\Delta\theta_a = 2n_i\sqrt{0.8\lambda/l_{pt}}/\sqrt{G_i\kappa_i} \cong 2\sqrt{0.8\lambda/l_{pt}}/\sqrt{\kappa_i}. \quad (3.19)$$

Из формул (3.19) и (3.18) следует, что в АО дефлекторах, использующих варианты НС рассеяния света в двусосных кристаллах, величины угловой апертуры  $\Delta\theta_a$  и диапазона сканирования  $\Delta\phi_a$  имеют одинаковый порядок, что выгодно отличает их от параллелуритных аналогов, в которых  $\Delta\phi_a \gg \Delta\theta_a$  [157]. На практике допустимая угловая апертура таких АОД будет определяться раствором  $\Delta\gamma_a = n_\gamma\Delta\gamma$  конуса внешней рефракции используемого двусосного кристалла, поэтому для их изготовления следует выбирать материалы с по возможности бóльшим углом  $\Delta\gamma_a$ .

Интересно отметить, что уравнение (3.12) позволяет также установить структуру зависимостей  $\theta_B(f)$  вблизи рабочих точек НС геометрии на рис. 3.4в и рис. 3.5г. Полагая в нем величину  $R$  равной нулю, заключаем, что здесь брэгговские кривые формируют крест, ветви которого исходят из точек  $(\theta_i^{(0)}; f_0)$ :

$$f_{(1)} = f_0 - p(V/\lambda)\sqrt{G_i}(1 + \sqrt{\kappa_i/\kappa_d})(\theta_B - \theta_i^{(0)}); \quad f_{(2)} = f_0 + p(V/\lambda)\sqrt{G_i}(\sqrt{\kappa_i/\kappa_d} - 1)(\theta_B - \theta_i^{(0)}). \quad (3.20)$$

Приведенный коэффициент наклона  $C = \lambda|d\theta_B/f|/V$  первой из прямых (3.20) практически не зависит от среза двусосного кристалла (т.е. от угла  $\sigma$  между осью  $Y$  и нормалью к плоскости взаимодействия, содержащей оптическую ось) и приближенно равен  $2n_\gamma$ . Для второй прямой (3.20) зависимость  $C(\sigma)$ , напротив, оказывается довольно сильной. Здесь по мере роста угла  $\sigma$  коэффициент  $C$  монотонно уменьшается, обращаясь в ноль при  $\sigma = 90^\circ$ , т.е. в плоскости АО взаимодействия, проходящей через ось  $Y$ . Анализируя графики на рис. 3.4в и рис. 3.5г, нетрудно понять, что функции (3.20) хорошо приближают ветви реальных зависимостей  $\theta_B(f)$  не только в непосредственной близости от рабочей точки НС геометрии, но и на заметном удалении от нее.

Отдельной задачей является анализ требований к точности изготовления АО ячейки под широкоугольный АО дефлектор. Чтобы оценить величину допустимой ошибки в выведении звуковой грани ячейки, исследуем зависимость величины АО расстройки  $R_w$  для варианта дифракции, при котором лучевые векторы как падающей, так и дифрагированной волны ортогональны к волновому вектору ультразвука, от величины  $\Delta\chi = \chi - \chi_{ls}$ . Используя тот факт, что в НС срезах кристалла эта АО расстройка равна нулю, для ее главной асимптотики в срезах  $\chi = \chi_{ls} + \Delta\chi$  рассматриваемых плоскостей можно получить следующее выражение:

$$|R_w| = (2\pi l_{pt}/\lambda) |n_d^{(ls)} \sin\theta_d^{(ls)} - n_i^{(ls)} \sin\theta_i^{(ls)}| \cdot |\Delta\chi|, \quad (3.21)$$

где надстрочный индекс "ls" указывает на то, что значения данных параметров берутся в НС срезах. Нетрудно понять, что если величина  $|R_w|$  в изготовленной АО ячейке окажется заметно меньше  $0.8\pi$ , то в ней для одной из оптических мод будет существовать широкая угло-частотная область эффективной АО дифракции. Также понятно, что по своим характеристикам АОД, использующий такую геометрию взаимодействия, будет мало уступать своим аналогам в НС срезах кристалла. Положим для определенности пороговое значение  $|R_w|$  равным  $0.4\pi$ . Тогда для интервала допустимых значений угла  $\Delta\chi$  из (3.21) имеем:

$$|\Delta\chi| \leq 0.2(\lambda/l_{pt}) / |n_d^{(ls)} \sin\theta_d^{(ls)} - n_i^{(ls)} \sin\theta_i^{(ls)}|. \quad (3.22)$$

Поскольку неравенство (3.22) носит оценочный характер, то при АО дифракции в обсуждаемых плоскостях в нем можно считать  $|n_d^{(ls)} \sin\theta_d^{(ls)} - n_i^{(ls)} \sin\theta_i^{(ls)}| \approx \Delta\gamma_a$ . Тогда (3.22) примет вид:

$$|\Delta\chi| \leq 0.2(\lambda/l_{pt}) / \Delta\gamma_a. \quad (3.23)$$

Подставляя в (3.23) значения  $\Delta\gamma_a \approx 1.5$ ,  $\lambda = 1.06$  мкм и  $l_{pt} = 1$  см, отвечающие расчетам на рис. 3.6 и рис. 3.7, находим, что для корректной работы широкоугольных АОД на кристалле  $\text{Тl}_3\text{AsS}_4$  звуковая грань ячейки должна быть выведена с точностью не хуже  $0.05^\circ$ . При использовании двусных кристаллов с бóльшей величиной  $\Delta\gamma_a$  предельно допустимая ошибка выведения звуковой грани  $\Delta\chi$  может оказаться меньше  $1'$ . Отсюда ясно, что такие дефлекторы следует изготавливать на основе материалов с развитой технологией роста и обработки.

Частотные характеристики дифракции, отвечающие области взаимодействия на рис. 3.6в, представлены на рис. 3.8а. Из графиков следует, что максимальный частотный диапазон  $\Delta f_{\max}$  такой АО ячейки составляет 45 МГц ( $\Delta\phi_a \approx 2.4^\circ$ ) и достигается при  $\theta_i \approx 0.32^\circ$ . Также видно, что угловая апертура широкополосного взаимодействия в исследуемой ячейке равна  $\Delta\theta_a \approx 1.7^\circ$  ( $\Delta\theta \approx 0.65^\circ$ ). Более строгий анализ, учитывающий селективность дифракции в направлениях вне плоскости  $XZ$ , дает несколько меньшее значение допустимой апертуры  $\Delta\theta_a \approx 1.4^\circ$ . Интересно отметить, что при бóльшей ширине пьезопреобразователя, когда  $\Delta f_{\max} < f_0$ , рабочие диапазоны широкоугольного АОД, использующего НС геометрию в исследуемой ячейке, определяются селективностью АО дифракции именно в плоскости  $XZ$ . Для решения задач сканирования гауссовых пучков оптимален АОД, использующий режим дифракции с  $\theta_i \approx 0.2^\circ$ . При работе с коллимированным лазерным излучением его частотный диапазон по уровню  $-0.5$  дБ составит 29 МГц ( $\Delta\phi_a \approx 1.5^\circ$ ). Кроме того, такой АОД способен обеспечивать сканирование гауссовых пучков с расходимостью в воздухе до  $0.4^\circ$  в угловом диапазоне  $\Delta\phi_a \approx 1.3^\circ$  ( $\Delta f \approx 25$  МГц) с интегральной эффективностью дифракции в рабочем порядке не ниже 90%, что выгодно отличает его от существующих аналогов, демонстрирующих несравненно более высокую чувствительность к степени коллимации оптического пучка.

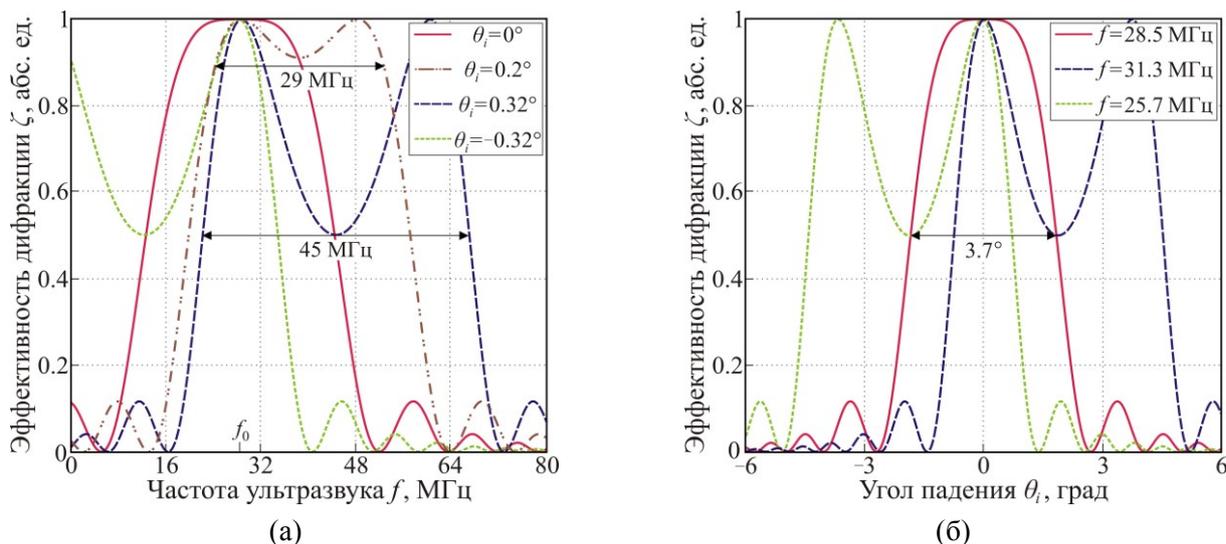


Рис. 3.8. Частотные (а) и угловые (б) характеристики АО дифракции в срезе с углом  $\chi = \chi_{ls}$  плоскости  $XZ$  кристалла  $Tl_3AsS_4$ ; процесс  $qo \rightarrow qe$  в -1-ый порядок.  $f_0 \approx 28.5$  МГц – частота ФС для НС геометрии.

Аналогичную форму имеют и угловые характеристики рассматриваемого варианта АО рассеяния, что иллюстрирует рис. 3.8б. Обращает на себя внимание ширина угловой апертуры  $\Delta\theta$  эффективной дифракции. Так, при  $f = f_0 \approx 28.5$  МГц она составляет  $3.7^\circ$  (внутри кристалла). Необходимо подчеркнуть, что в режиме широкоапертурного АО взаимодействия сравнимый угловой диапазон дифракции наблюдается и в других срезах кристалла  $Tl_3AsS_4$ . Известно, что поле зрения неколлинеарного АОФ, как правило, выбирается исходя из величины меньшего из углов  $\Delta\theta_a$  и  $\phi_a \approx n_i \phi$ , где  $\phi = |\theta_d - \theta_i|$  – угол отклонения дифрагированного светового пучка [159]. В таком случае пучки нулевого и рабочего порядка могут быть разделены в пространстве, что позволяет исключить нежелательную засветку отфильтрованного изображения. В разделе 3.3.4 будет показано, что при широкоугольном взаимодействии в кристалле  $Tl_3AsS_4$  угол  $\phi_a$  не превышает  $2.8^\circ$ , что затрудняет применение данного кристалла в изображающих АО фильтрах. При работе в угловом диапазоне, превышающем величину угла  $\phi_a$ , единственным способом разделения порядков является селекция по поляризации. В таком случае нужно предварительно записать шумовой сигнал от нулевого порядка в отсутствии дифракции, а затем вычесть его из оцифрованного изображения, зарегистрированного в режиме фильтрации.

Частотные характеристики дифракции, отвечающие области взаимодействия на рис. 3.7б, показаны на рис. 3.9а. Как следует из графиков, при небольшом увеличении угла среза  $\chi$  относительно значения  $\chi_{ls}$  ( $\Delta\chi \approx 0.05^\circ$ ) угловая селективность дифракции в геометрии частотного НФС заметно возрастает, но, в сравнении с таковой в условиях широкополосного АО рассеяния в одноосных кристаллах, все еще остается довольно низкой. В то же время для применений в АОС и широкоугольных АОД более подходит режим дифракции, реализующийся на световой моде, которая в геометрии ЧНФС выступает в качестве дифрагированной волны. Частотные характеристики этого режима в исследуемом срезе кристалла  $Tl_3AsS_4$  представлены на рис. 3.9б.

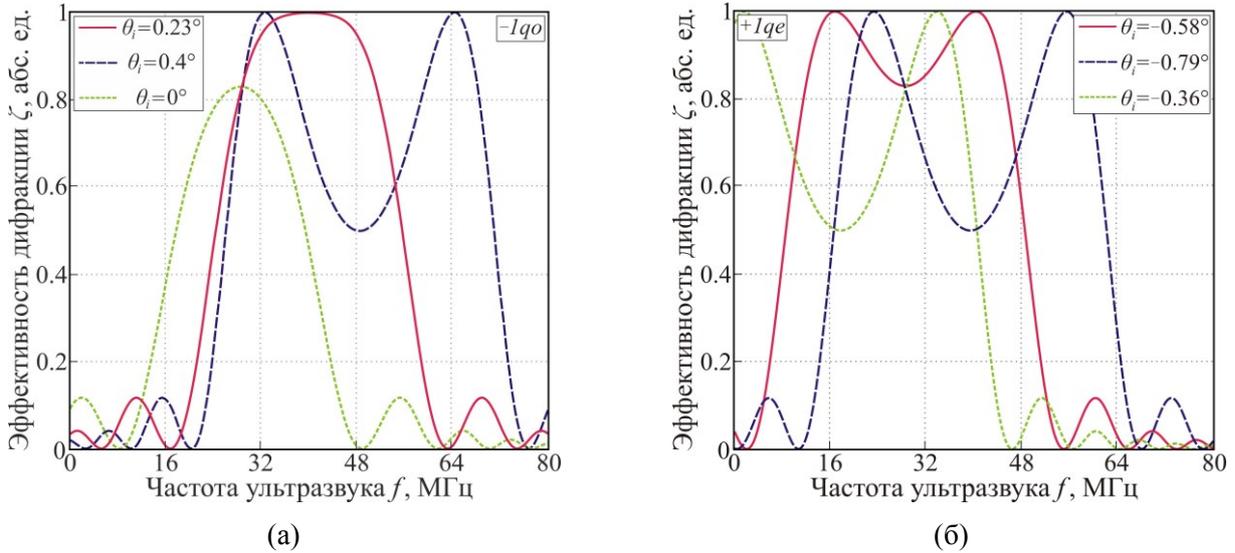


Рис. 3.9. Частотные характеристики АО дифракции в срезе с углом  $\chi = 16.9^\circ$  плоскости  $XZ$  кристалла  $Tl_3AsS_4$  для процесса  $qo \rightarrow qe$  в  $-1$ -ый порядок (а) и  $qe \rightarrow qo$  в  $+1$ -ый порядок (б).

Частотные характеристики АО дифракции при НС рассеянии света в плоскости кристалла  $Tl_3AsS_4$ , проходящей через ось  $Y$ , приведены на рис. 3.10а. Более широкий частотный диапазон такой АО ячейки, в сравнении с аналогом на рис. 3.8а, обусловлен бóльшей скоростью используемой здесь квазипродольной АВ. Данный вариант НС геометрии примечателен тем, что в его условиях кривизны ПНР для взаимодействующих оптических мод в точности равны друг другу. Этот факт приводит к еще бóльшему расширению углового диапазона АО ячейки и изменению формы угловой характеристики дифракции, которая на частотах  $f > f_0$  принимает трехгорбый вид (рис. 3.10б). Так, при  $f = f_0 \approx 59.1$  МГц этот диапазон составляет  $12.6^\circ$ , что более чем на порядок превышает величину угла отклонения дифрагированного пучка  $\phi$ .

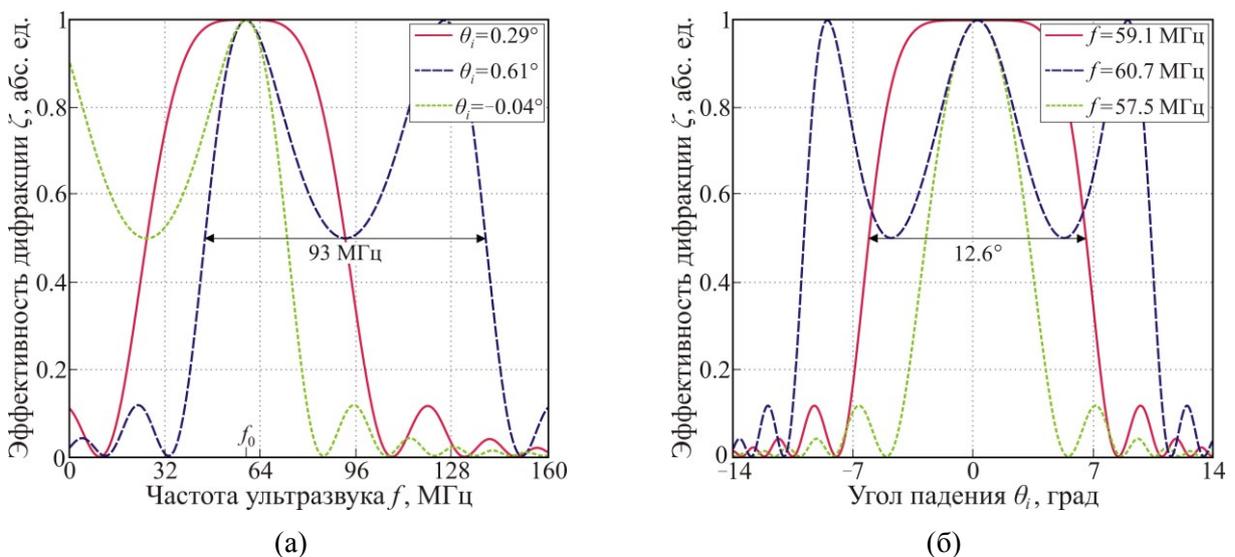


Рис. 3.10. Частотные (а) и угловые (б) характеристики АО дифракции в срезе  $\chi = \chi_{ls}$  плоскости кристалла  $Tl_3AsS_4$ , содержащей ось  $Y$ ; процесс  $\alpha \rightarrow \beta$  в  $-1$ -ый порядок.  $f_0 \approx 59.1$  МГц – частота ФС для НС геометрии.

Основные параметры НС рассеяния света в косых срезах кристалла  $\text{Tl}_3\text{AsS}_4$ , содержащих одну из оптических осей, а именно: частота АО синхронизма  $f_0$  и коэффициент АО качества  $M_2$ , представлены на рис. 3.11 [A12]. Выбор плоскости АО взаимодействия осуществляется, как и прежде, посредством угла  $\sigma$  между нормалью к плоскости и осью  $Y$ . Результаты расчетов для дифракции на медленной и быстрой квазисдвиговой АВ показаны на графиках сплошными и пунктирными кривыми соответственно. Близкая к окружности форма зависимости рабочей частоты  $f_0$  от среза кристалла для быстрой квазисдвиговой АВ на рис. 3.11а обусловлена слабой зависимостью ее фазовой скорости от направления в кристалле. Как следует из рис. 3.11б, при дифракции на медленной квазисдвиговой АВ величина АО качества имеет острый экстремум при  $\sigma = 0^\circ$ , отвечающий варианту НС геометрии в плоскости  $XZ$ . Здесь коэффициент  $M_2$  равен  $69 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$ . При дифракции на быстрой квазисдвиговой АВ максимальное значение АО качества составляет  $71 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$  и достигается в косых срезах кристалла ( $\sigma \approx 39^\circ$ ,  $\sigma \approx 141^\circ$ ). При этом сравнительно высокая АО эффективность наблюдается в широком диапазоне углов  $\sigma$ .

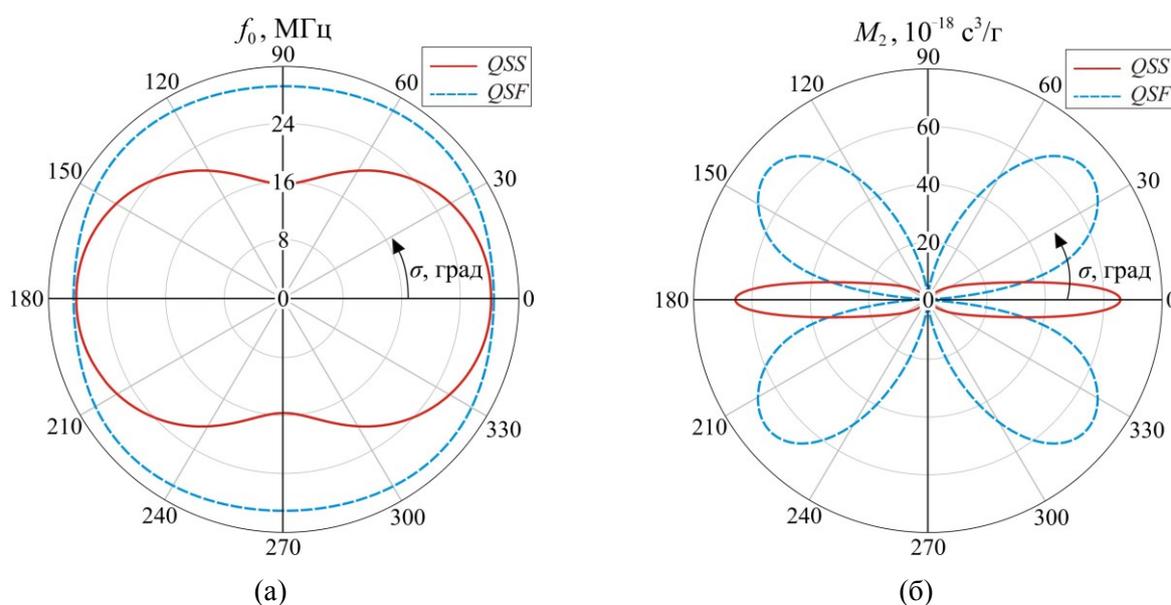


Рис. 3.11. Параметры низкоселективной АО дифракции в косых срезах кристалла  $\text{Tl}_3\text{AsS}_4$ , содержащих оптическую ось: частота АО синхронизма  $f_0$  (а) и коэффициент АО качества  $M_2$  (б), как функции угла  $\sigma$ .

### 3.3.3. Анизотропная дифракция неполяризованного излучения в однородном акустическом поле

Среди многообразия уникальных геометрий взаимодействия, реализующихся в плоскости оптических осей двуосного кристалла, особый интерес представляет режим анизотропного АО рассеяния, нечувствительный к поляризации падающего излучения [A12]. Существование такой геометрии в плоскости  $XZ$  кристалла  $\text{Tl}_3\text{AsS}_4$  демонстрирует рис. 3.12, на котором показаны частотные зависимости углов Брэгга в срезах  $\chi = 16.8^\circ$  и  $\chi = 16.6^\circ$ . Из графиков видно, что ветви  $+lq_e$  и  $+lq_o$  пересекаются в точках "М" на частотах  $f_m \approx 138 \text{ МГц}$  (рис. 3.12а) и  $f_m \approx 297 \text{ МГц}$

(рис. 3.12б). На этих частотах ультразвука обе оптические моды кристалла будут испытывать эффективное рассеяние в один, +1-ый порядок, что принципиально невозможно при анизотропной АО дифракции в акустическом поле однородного пьезопреобразователя в одноосных кристаллах. Аналогичные пересечения ветвей  $-lqe$  и  $-lqo$  наблюдаются на частотах  $f_m \approx 140$  МГц (рис. 3.12а) и  $f_m \approx 308$  МГц (рис. 3.12б). Важно подчеркнуть, что рабочие точки "М" обсуждаемого режима расположены в области, где форма брэгговских кривых близка к линейной. Это позволяет использовать подобный вариант АО взаимодействия для модуляции интенсивности неполяризованного излучения [160].

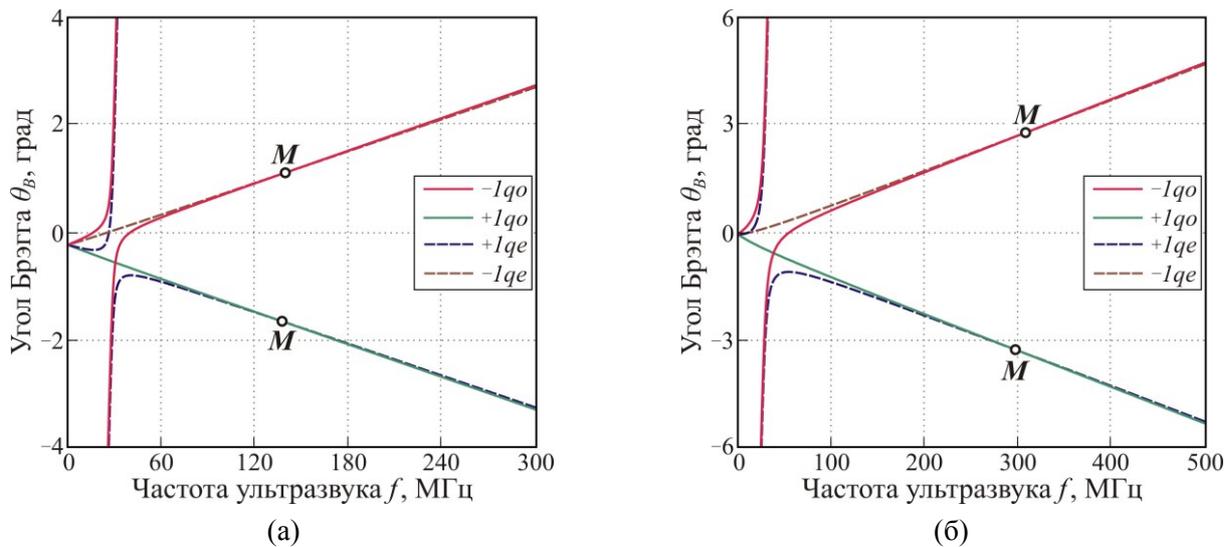


Рис. 3.12. Частотные зависимости углов Брэгга в различных срезах плоскости  $XZ$  кристалла  $Tl_3AsS_4$ :  $\chi = 16.8^\circ$  (а),  $\chi = 16.6^\circ$  (б). "М" – рабочие точки вариантов поляризационно-нечувствительной дифракции.

Здесь необходимо отметить, что проблема управления неполяризованным излучением является актуальной, до сих пор до конца не решенной задачей современной акустооптики. Наиболее очевидный способ ее решения состоит в использовании двух идентичных АО ячеек, включенных в оптическую схему так, что каждая из оптических мод кристалла дифрагирует в своей ячейке. Преимуществом данного подхода является возможность использования нетривиальных геометрий АО взаимодействия, в том числе вариантов не критичного ФС. На основе обсуждаемой тандемной схемы были разработаны конкурентные поляризационно-независимые АОД и АОФ, спектрально-поляриметрические АОФ, а также АО модуляторы поляризации света [115,161-163]. Одним из недостатков двухкристальной схемы является существующий в ней пространственный параллакс световых пучков, дифрагировавших в разных АО ячейках. Этот параллакс делает ее непригодной для создания АОМ с высоким быстродействием. Поэтому такие АО приборы, как правило, выполняются по однокристалльной схеме с использованием вариантов изотропного рассеяния света вдоль главных осей кристалла (геометрия на рис. 1.2д). Наиболее актуальной проблемой здесь является поиск материала,

который имел бы в такой геометрии близкие и одновременно высокие значения коэффициента  $M_2$  для различных состояний поляризации падающего излучения. Среди известных одноосных АО кристаллов одним из подходящих материалов является молибдат свинца ( $\text{PbMoO}_4$ ) [1], однако этот кристалл обладает плохими термофизическими свойствами. С недавнего времени поиск распространился и на двуосные кристаллы; в результате были найдены эффективные материалы, способные вывести характеристики обсуждаемых АО модуляторов на качественно новый уровень [A9]. Одним из таких материалов является кристалл  $\text{Ti}_3\text{AsS}_4$ , близкие значения фотоупругих коэффициентов  $p_{11}$  и  $p_{31}$  которого обеспечивают практически строгое равенство коэффициентов АО качества для разных оптических мод, о чем уже упоминалось в начале настоящей главы.

Другим возможным решением является применение АО ячейки на одноосном кристалле с ФРП, секции которой излучают в противофазе [74, A4]. Такой подход позволяет обеспечить эффективное анизотропное АО рассеяние обеих собственных мод в один порядок в геометрии, оптимальной для создания АОМ интенсивности неполяризованного излучения. Центральная частота  $f_c$  АОМ подобного дизайна определяется как срезом используемого кристалла, так и периодом секций ФРП, что расширяет возможности по оптимизации характеристик модулятора при заданном значении  $f_c$  [164, A4]. Главным недостатком таких АОМ является их повышенное энергопотребление, типичное для АО приборов с планарной противофазной решеткой пьезопреобразователей. Предлагаемый в настоящем разделе вариант АОМ лишен указанного недостатка и, помимо этого, оказывается существенно более простым в практической реализации, что позволяет рассчитывать на его широкое применение.

Векторная диаграмма обнаруженной поляризационно-нечувствительной геометрии в плоскости оптических осей двуосного кристалла приведена на рис. 3.13а. Сплошными и пунктирными линиями показаны процессы синхронного рассеяния  $qo \rightarrow qe$  и  $qe \rightarrow qo$  в +1-ый порядок. Нетрудно видеть, что оба эти процесса происходят в режиме изотропного ( $f \rightarrow f$  или  $s \rightarrow s$ ) АО взаимодействия, сопровождающегося изменением поляризации каждой из мод на ортогональную, что обеспечивает их близкую АО эффективность. Отсюда среди прочего следует, что для практической реализации такой геометрии дифракции не требуется высокая параллельность звуковой грани ячейки и диэлектрической оси, ортогональной к плоскости оптических осей. Характеристики обсуждаемого режима рассеяния света в плоскости  $XZ$  кристалла  $\text{Ti}_3\text{AsS}_4$  показаны на рис. 3.13б, где представлены частоты АО синхронизма  $f_{-1}$  и  $f_{+1}$  в разных порядках дифракции и коэффициент АО качества  $M_2$ , как функции угла среза [A12]. Как следует из графика, изменению угла среза от  $\chi = \chi_{ls}$  до  $\chi = 15.9^\circ$  соответствует монотонное изменение рабочей частоты  $f_m$  модулятора, использующего поляризационно-нечувствительный режим АО дифракции в -1-ый порядок, от 28.5 МГц до 595 МГц.

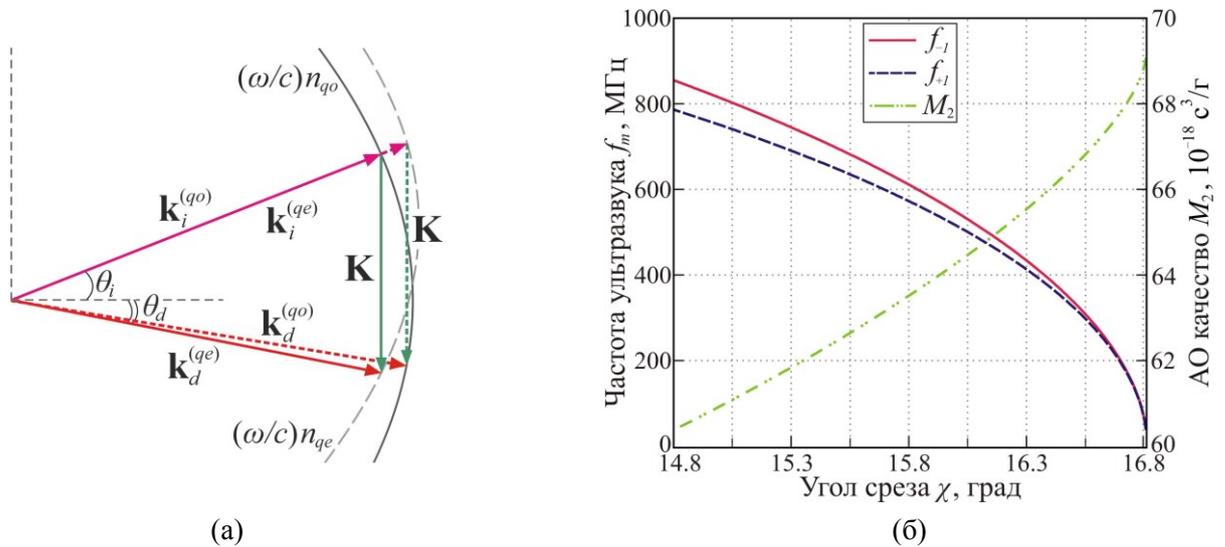


Рис. 3.13. Поляризационно-нечувствительная дифракция света в плоскости  $XZ$  кристалла  $Tl_3AsS_4$ : диаграмма АО рассеяния (а), рабочие частоты  $f_m$  и АО качество  $M_2$ , как функции угла среза  $\chi$  (б).

Широкий интервал частот ультразвука на рис. 3.13б позволяет оптимизировать рабочий угло-частотный диапазон АОМ под каждую конкретную решаемую задачу. В то же время преобладание в структуре ФС исследуемой геометрии высокочастотных конфигураций открывает возможности для создания на кристалле  $Tl_3AsS_4$  эффективных поляризационно-нечувствительных АОМ среднего ИК-диапазона. Важно отметить, что аналогичные режимы дифракции существуют и в косых срезах двуосного кристалла, содержащих оптическую ось.

### 3.3.4. Широкоапертурное акустооптическое взаимодействие в кристалле

Напомним, что при расчетах параметров геометрии углового НФС в двуосных кристаллах удобнее отталкиваться не от направления ультразвука, а от направления медленной оптической моды, задаваемого полярным ( $\vartheta$ ) и азимутальным ( $\varphi$ ) углами. Методика численного расчета величин, характеризующих широкоугольную АО дифракцию, была подробно описана в первой главе, поэтому сейчас сразу перейдем к обсуждению полученных результатов.

Пространственные распределения величин полного угла дифракции  $\phi$  (угла отклонения дифрагированного пучка) и частоты АО синхронизма  $f_0$  в условиях широкоапертурного АО рассеяния в кристалле  $Tl_3AsS_4$  приведены на рис. 3.14. В расчетах предполагалось, что дифракция происходит на медленной квазисдвиговой акустической моде. Нетрудно заметить, что поверхности на рис. 3.14 имеют схожую структуру. Так, максимальное значение угла  $\phi$  достигается в срезе  $\chi = 22.6^\circ$  плоскости  $XZ$  и составляет  $1.05^\circ$ , тогда как максимальное значение частоты ФС  $f_0 = 55.7$  МГц наблюдается в оптимальном срезе  $\chi_{opt} \approx 23.2^\circ$  этой плоскости. Также видно, что для вариантов углового НФС в плоскости  $XU$  величина угла  $\phi$  близка к нулю (не превышает  $0.09^\circ$ ), что делает такие режимы АО дифракции малоприспособными для создания изображающих АО фильтров.

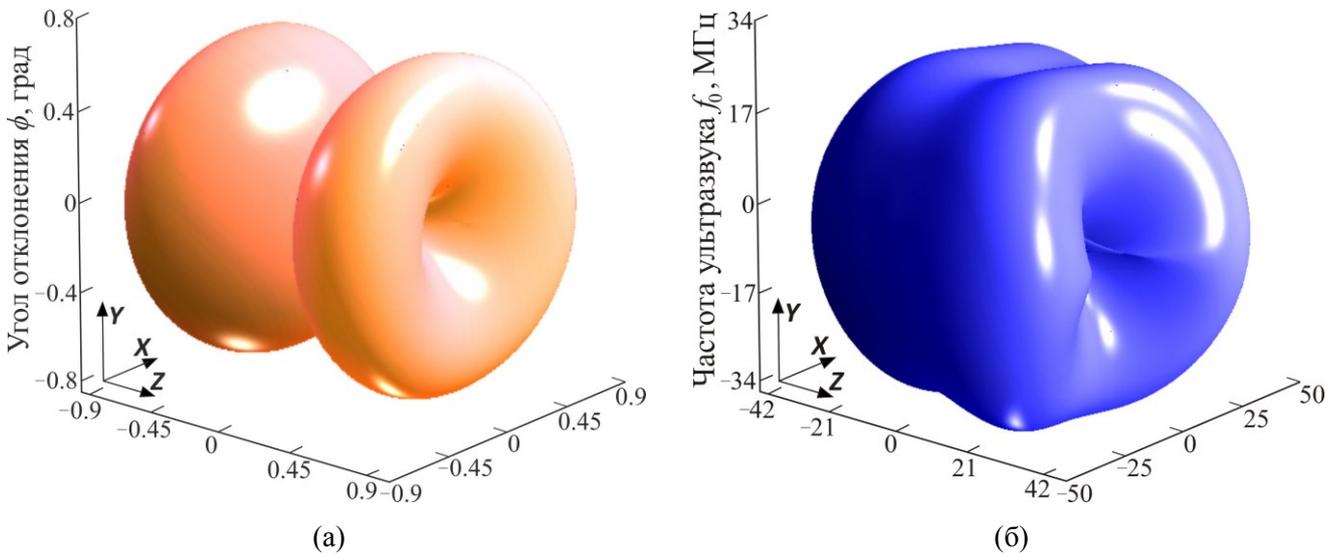


Рис. 3.14. Пространственные распределения полного угла дифракции  $\phi$  (а) и частоты фазового АО синхронизма  $f_0$  (б) при широкоугольном АО рассеянии на акустической  $QSS$ -мод в кристалле  $Tl_3AsS_4$ .

Пространственные распределения коэффициентов АО качества  $M_2$  при дифракции на квазисдвиговых АВ приведены на рис. 3.15. Как следует из графиков, для разных акустических мод эти распределения сильно отличаются друг от друга. Так, при АО рассеянии на медленной квазисдвиговой моде (рис. 3.15а) максимальное значение  $M_2$  достигается в главной плоскости  $XU$ , когда волновой вектор ультразвука направлен под углом  $\varphi_a = 60.4^\circ$  к оси  $X$ , и составляет  $150 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$ . При отходе от плоскости  $XU$  величина АО качества постепенно снижается. Дополнительные области с заметной АО эффективностью на рис. 3.15а, наблюдающиеся для вариантов широкоапертурной дифракции вблизи плоскости  $XZ$ , обусловлены переходом квазисдвиговых акустических мод друг в друга.

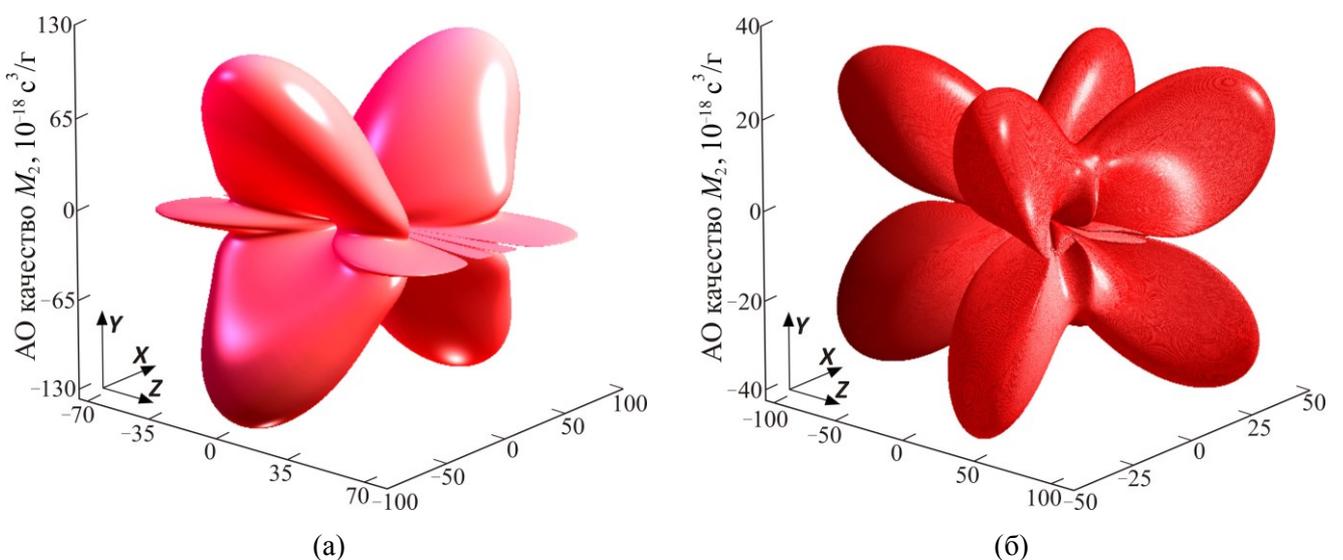


Рис. 3.15. Пространственные распределения АО качества  $M_2$  в режиме широкоугольного АО рассеяния в кристалле  $Tl_3AsS_4$ : дифракция на медленной (а) и быстрой (б) квазисдвиговой акустической моде.

При АО дифракции на быстрой квазисдвиговой акустической моде (рис. 3.15б) высокие значения  $M_2$  наблюдаются в косых срезах кристалла, тогда как для вариантов углового НФС в главных плоскостях величина АО качества близка к нулю. Максимальное значение  $M_2$  здесь достигается при распространении ультразвука под углом  $\vartheta_a = 103.6^\circ$  к оси  $Z$ ,  $\varphi_a = 49.5^\circ$  к оси  $X$  ( $\vartheta = 27^\circ$ ,  $\varphi = 26.6^\circ$ ) и составляет  $107 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$ . Для такого варианта широкоугольного рассеяния света частота АО синхронизма равна 45.3 МГц, а полный угол дифракции –  $0.85^\circ$ .

С технологической точки зрения наибольший интерес представляют АОФ, использующие варианты углового НФС в главных плоскостях двуосного кристалла, поэтому рассмотрим их характеристики более подробно. Анализ будем проводить для плоскостей  $XZ$  и  $YZ$ ; видеофильтры в плоскости  $XU$  кристалла  $\text{Ti}_3\text{AsS}_4$  имеют узкое поле зрения (при работе в угловом диапазоне, не превышающем величину угла разделения дифракционных порядков  $\phi_a$ ) и не представляют особого интереса. Эффективные фотоупругие константы при  $qo \rightarrow qe$  дифракции на сдвиговой АВ с сагиттальной поляризацией в выбранных плоскостях имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} p_{ef}^{(XZ)} &= p_{44} \sin \chi \sin(\theta_d + \chi) + p_{66} \cos \chi \cos(\theta_d + \chi); \\ p_{ef}^{(YZ)} &= p_{55} \sin \chi \sin(\theta_d + \chi) + p_{66} \cos \chi \cos(\theta_d + \chi). \end{aligned} \quad (3.24)$$

Здесь  $\chi$  – угол среза кристалла,  $\theta_d$  – угол дифракции  $qe$ -волны, отсчитываемый от фронта АВ.

Зависимости угловой апертуры  $\phi_a$  АО фильтров и коэффициента АО качества  $M_2$  от угла среза в рассматриваемых плоскостях показаны на рис. 3.16 штрихпунктирными и сплошными кривыми соответственно. Из рис. 3.16а видно, что в плоскости  $XZ$  максимальные значения обеих этих величин достигаются в СЧ геометрии в срезах с углом  $\chi$ , близким к  $\chi_{opt} \approx 23.2^\circ$ . Так, наиболее широкая апертура  $\phi_a = 2.8^\circ$  реализуется в срезе  $\chi = 22.6^\circ$ , а максимуму величины АО качества  $M_2 = 89 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$  отвечает значение  $\chi = 22.9^\circ$ . Попутно отметим, что в этой плоскости относительно высокие значения  $M_2$  наблюдаются в широком диапазоне срезов.

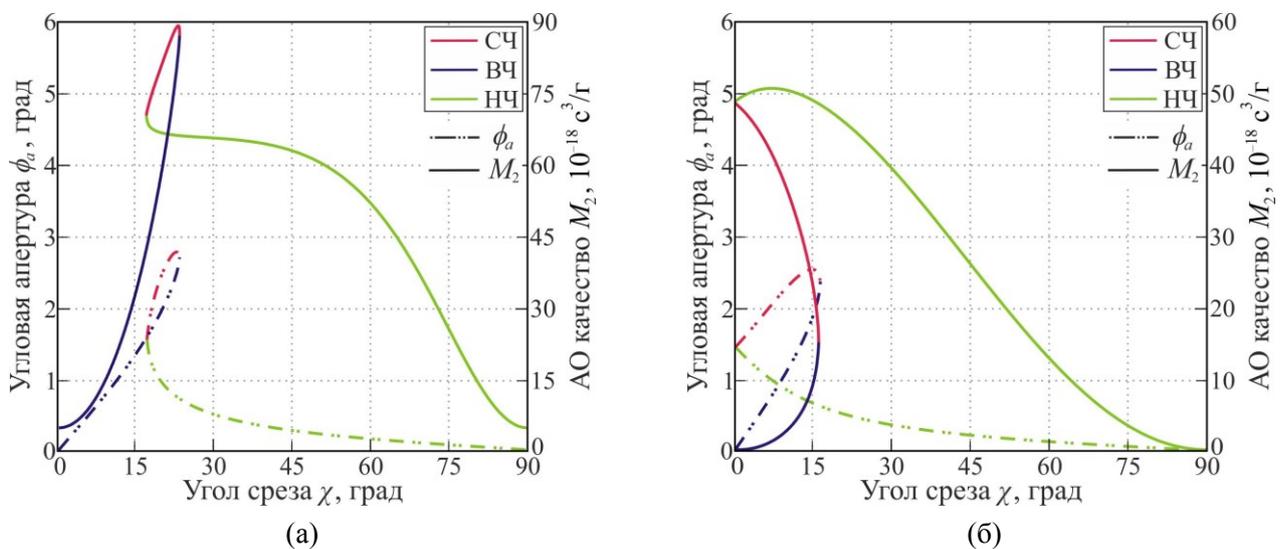


Рис. 3.16. Параметры широкоугольного рассеяния света в плоскостях  $XZ$  (а) и  $YZ$  (б) кристалла  $\text{Ti}_3\text{AsS}_4$ : угол пространственного разделения пучков  $\phi_a$  и коэффициент АО качества  $M_2$ , как функции угла среза  $\chi$ .

В плоскости  $YZ$  зависимости  $\phi_a(\chi)$  и  $M_2(\chi)$  имеют принципиально различную структуру (рис. 3.16б). АО эффективность вариантов углового НФС, обеспечивающих хорошее разделение дифракционных порядков, здесь оказывается довольно низкой, а максимальное значение АО качества  $M_2 = 51 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$  достигается в НЧ геометрии в срезе  $\chi = 7.1^\circ$ , для которой  $\phi_a \approx 1^\circ$ .

Одной из важнейших характеристик перестраиваемого АО фильтра является его спектральное разрешение  $r = \lambda/\Delta\lambda$ , где  $\Delta\lambda$  – полоса пропускания АО ячейки, определяемая по спаду эффективности дифракции в центре углового диапазона в два раза [60,165]. Для нахождения спектральной полосы  $\Delta\lambda$  видео-фильтра допустим, что при заданной частоте ультразвука  $f$  условие АО синхронизма (1.21) выполняется для некоторой длины волны  $\lambda$ . В таком случае, используя (3.8), для вектора АО расстройки  $\mathbf{R}$ , возникающей при дифракции излучения с длиной волны  $\lambda + \delta\lambda$ , в первом порядке малости по величине дисперсии угла дифракции  $\delta\theta_d$  можно получить следующее выражение:

$$\mathbf{R} = p(2\pi l_c/\lambda) [\sqrt{G_d} \delta\theta_d \boldsymbol{\tau}_d - p(f/V) \delta\lambda \mathbf{N}_a]. \quad (3.25)$$

Отметим, что в (3.25) мы пренебрегли дисперсией показателей преломления кристалла, что, как будет показано в разделе 4.3.3 четвертой главы, может приводить к заметной ошибке в оценке спектральной полосы АО фильтра. Проецируя (3.25) на направление вдоль лучевого вектора  $\mathbf{s}_d$  дифрагированной волны, получаем соотношение, связывающее величины  $R$  и  $\delta\lambda$ :

$$R = -2\pi(f/V) l_{ef} \sin \theta'_d \delta\lambda/\lambda. \quad (3.26)$$

Здесь  $\theta'_d$  – лучевой угол дифракции (угол между проекцией лучевого вектора  $\mathbf{s}_d$  на плоскость взаимодействия и фронтом АВ),  $l_{ef} = l_c/\cos(\theta'_d + \alpha)$  – эффективная длина АО взаимодействия. Из (3.26) для спектральной полосы  $\Delta\lambda$  и спектрального разрешения  $r$  видео-фильтра имеем [166]:

$$\Delta\lambda = 0.8\lambda A/(l_{ef} |\sin \theta'_d|); \quad r = \lambda/\Delta\lambda = 1.25 l_{ef} |\sin \theta'_d|/A = 1.25 N, \quad (3.27)$$

где  $A$  – длина волны ультразвука,  $N$  – число периодов фазовой дифракционной решетки, укладываемое на длине АО взаимодействия.

Вторая формула (3.27) адекватно определяет спектральное разрешение видео-фильтров во всех случаях, кроме ситуации, когда лучевой вектор  $\mathbf{s}_d$  ортогонален к вектору  $\mathbf{N}_a$ , возникающей в условиях НС геометрии. Для расчета спектральной полосы  $\Delta\lambda$  таких АОФ необходимо учесть в (3.25) члены второго порядка малости по величине  $\delta\theta_d$ . Тогда разложение (3.25) примет вид:

$$\mathbf{R} = p(\pi l_c/\lambda) [2\sqrt{G_d} \delta\theta_d \boldsymbol{\tau}_d + \delta\theta_d^2 \cdot \partial_\theta^2 \mathbf{m}_d - 2p(f/V) \delta\lambda \mathbf{N}_a]. \quad (3.28)$$

Чтобы определить функциональную связь между неизвестной величиной  $\delta\theta_d$  и переменной  $\delta\lambda$ , спроецируем (3.28) на направление вдоль звукового столба, отбросив квадратичные члены. Учитывая, что при низкоселективном АО рассеянии  $\boldsymbol{\tau}_d \parallel \mathbf{N}_a$ , для искомой связи  $\delta\theta_d(\delta\lambda)$  имеем:

$$\delta\theta_d = \delta\lambda(f/V)/\sqrt{G_d}. \quad (3.29)$$

Проецируя (3.28) на направление вдоль вектора  $\mathbf{s}_d$ , находим связь между величинами  $R$  и  $\delta\theta_d$ :

$$R = -(\pi l_{pt}/\lambda) G_d \kappa_d \delta\theta_d^2. \quad (3.30)$$

Совместное решение уравнений (3.29) и (3.30) дает для величин  $\Delta\lambda$  и  $r$  следующие выражения:

$$\Delta\lambda = 2A\sqrt{0.8\lambda/l_{pt}/\sqrt{\kappa_d}}; \quad r \cong 0.6\sqrt{\kappa_d\lambda l_{pt}/A}. \quad (3.31)$$

Согласно (3.31) спектральное разрешение АОФ, использующих варианты НС дифракции света, не зависит от величины угла акустического сноса  $\alpha$ . В остальных случаях снос акустической энергии может оказывать существенное влияние на спектральную полосу видео-фильтра через изменение эффективной длины взаимодействия  $l_{ef}$  в (3.27). При этом указанное влияние будет определяться как абсолютной величиной, так и знаком угла  $\alpha$ , что необходимо учитывать при конструировании спектральных АО устройств.

Наряду с угловым полем зрения и спектральным разрешением, одной из важнейших характеристик видео-фильтра является величина потребляемой им электрической мощности  $P_{el}$ , при которой эффективность АО дифракции в рабочем порядке достигает своего максимума (в теории 100%). При проведении расчетов вместо величины  $P_{el}$  удобно оперировать величиной акустической мощности  $P_a$ . Используя (1.12) и (1.17), для величины  $P_a$  имеем [60]:

$$P_a = \lambda^2 S_{pt} / (2M_2 l_{ef}^2). \quad (3.32)$$

Здесь, как и прежде,  $S_{pt} = l_{pt} b_{pt}$  – площадь пьезопреобразователя. Как следует из (3.32), влияние акустического сноса на потребляемую видео-фильтром звуковую мощность, так же как и на его спектральное разрешение, происходит через изменение эффективной длины взаимодействия. Однако ввиду соотношения  $P_a \sim l_{ef}^{-2}$  первое оказывается заметно более сильным.

Пространственные распределения величин спектрального разрешения  $r$  и потребляемой мощности  $P_a$  для видео-фильтров в плоскостях  $XZ$  и  $YZ$  кристалла  $Tl_3AsS_4$  показаны на рис. 3.17. При этом для удобства восприятия величина  $r$  (штрихпунктирные кривые) представлена на графиках в логарифмическом масштабе. В расчетах эффективная длина АО взаимодействия и высота пьезоэлектрического преобразователя принимались равными  $l_{ef} = 2$  см и  $b_{pt} = 5$  мм.

Наиболее широкой спектральной полосой  $\Delta\lambda$  обладает АО фильтр, использующий НС геометрию в срезе  $\chi = \chi_{ts}$  плоскости  $XZ$ . Расчет по формуле (3.31) дает для него следующую оценку величины спектрального разрешения:  $r = 1.3$ . Ранее было показано, что для обработки изображений наиболее подходят видео-фильтры, использующие СЧ и ВЧ варианты углового НФС в срезах кристалла  $Tl_3AsS_4$  с углом  $\chi$ , близким к  $\chi_{opt}$ . И если в плоскости  $YZ$  подобные АОФ отличаются довольно высоким энергопотреблением, то в плоскости  $XZ$  наблюдается обратная ситуация. Так, для видео-фильтров, функционирующих на основе ВЧ геометрии в срезах этой плоскости с углом  $\chi > 20^\circ$ , величина  $P_a$  не превышает 1.2 Вт. При этом, несмотря на умеренное двулучепреломление кристалла  $Tl_3AsS_4$ , упомянутые АОФ обладают сравнительно высоким спектральным разрешением.

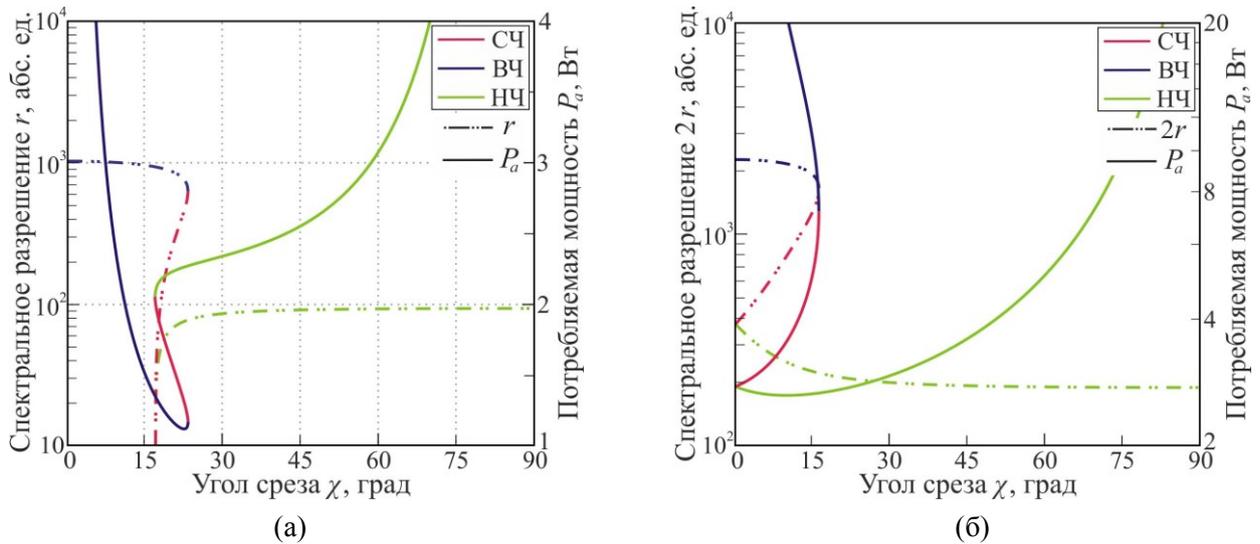


Рис. 3.17. Характеристики широкоугольных АО фильтров в плоскостях  $XZ$  (а) и  $YZ$  (б) кристалла  $Tl_3AsS_4$ : спектральное разрешение  $r$  и потребляемая акустическая мощность  $P_a$ , как функции угла среза  $\chi$ .

Используя результаты расчетов, приведенные на рис. 3.17а, была проведена оптимизация геометрии АО дифракции по величине параметра  $\zeta = r/P_a$ . С позиции этого параметра наиболее оптимальным оказался видео-фильтр, использующий ВЧ геометрию в срезе с  $\chi = 20^\circ$  плоскости  $XZ$ . Для его практической реализации потребуется образец кристалла  $Tl_3AsS_4$  длиной порядка 3 см и преобразователь с  $l_{pl} = 1$  см. По спектральному разрешению ( $r = 875$ ) данный АО фильтр сопоставим с аналогом в срезе  $\chi = 15^\circ$  плоскости  $(1\bar{1}0)$  кристалла парателлурита, тогда как по энергетической эффективности ( $P_a = 1.2$  Вт) в 6 раз превосходит последний. Недостатком предлагаемого АОФ является его сравнительно узкая угловая апертура, ограниченная углом отклонения дифрагированного светового пучка  $\phi_a \approx 2^\circ$ . В то же время, как показали расчеты, угловой диапазон эффективной АО дифракции (внутри кристалла) в обсуждаемой ячейке на кристалле  $Tl_3AsS_4$  составляет  $4.2^\circ$  в плоскости  $XZ$  и  $3^\circ$  в ортогональном направлении. Поэтому при аккуратном учете засветки от пучка нулевого порядка поле зрения такого видео-фильтра может быть расширено до размера  $8^\circ \times 8^\circ$  (в схеме со сферической оптикой), превышающего таковой в вышеуказанном АО фильтре на кристалле парателлурита.

Интересно отметить, что по величине параметра  $\zeta$  ( $\zeta \approx 740$ ) предлагаемый здесь АО фильтр на кристалле  $Tl_3AsS_4$  заметно превосходит все видео-фильтры на кристалле диоксида теллура (при одинаковых размерах пьезопреобразователя). Так, среди парателлуритных АО фильтров максимальным значением  $\zeta = 465$  ( $P_a = 0.56$  Вт,  $r \approx 300$ ) обладает прибор, использующий НЧ вариант углового НФС в срезе  $\chi = 12^\circ$  плоскости  $(1\bar{1}0)$ . Наибольшее значение параметра  $\zeta$  в условиях ВЧ геометрии в кристалле  $TeO_2$  составляет 230 и достигается в оптимальном срезе с  $\chi = \chi_{opt} \approx 18.9^\circ$  ( $P_a = 3.1$  Вт,  $r = 695$ ). По мере уменьшения угла  $\chi$  величина  $\zeta$  в такой геометрии быстро уменьшается, что связано, в том числе, с уменьшением коэффициента АО качества. Так, максимальное для ВЧ геометрии АО качество  $M_2 = 146 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$  достигается в срезе с  $\chi = \chi_{opt}$ , а

уже при  $\chi = 15^\circ$  величина  $M_2$  оказывается равной  $72 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$  [116,117]. Другой причиной столь быстрого уменьшения параметра  $\zeta$  является негативное влияние сноса акустической энергии в плоскости  $(1\bar{1}0)$  кристалла парателлурита. Известно, что угол акустического сноса  $|\alpha|$  в срезах с углом  $\chi > 8^\circ$  этой плоскости превышает  $50^\circ$  [136]. Вместе с отрицательными значениями угла  $\alpha$  [167] это приводит к существенному уменьшению параметра  $l_{ef}$  (для ВЧ вариантов УНФС) и, как следствие, к росту потребляемой мощности  $P_a$ , которая для фильтров в срезах с  $\chi < 17.8^\circ$  превышает 5 Вт. Столь высокие значения потребляемой мощности, по-видимому, и являются главной причиной того, что подобные видео-фильтры не находят практического применения.

Подводя итог вышесказанному, можно отметить, что предложенный АО фильтр на кристалле  $\text{Тl}_3\text{AsS}_4$  заметно превосходит классические видео-фильтры на кристалле  $\text{TeO}_2$  по спектральному разрешению. Кроме того, в отличие от высокоразрешающих парателлуритных аналогов, он обладает умеренным энергопотреблением, что позволяет рассчитывать на его практическое применение при решении задач в ближнем и коротковолновом ИК-диапазоне.

### 3.3.5. Широкополосное акустооптическое взаимодействие в кристалле

Во второй главе было установлено, что, несмотря на умеренное двулучепреломление кристалла  $\text{Тl}_3\text{AsS}_4$ , существует множество срезов последнего, в которых частоты ФС вариантов анизотропного широкополосного АО рассеяния оказываются достаточно высокими. Низкое затухание акустических волн в кристалле позволяет применять его на высоких частотах, что делает его перспективным материалом для создания конкурентных АО дефлекторов с большим числом разрешимых положений в коротковолновом и среднем ИК-диапазоне. Таким образом, исследование характеристик широкополосной АО дифракции в кристалле  $\text{Тl}_3\text{AsS}_4$  представляет не только чисто научный интерес, но и имеет важное практическое значение [51].

Зависимости коэффициента АО качества  $M_2$  при широкополосной дифракции света в кристалле  $\text{Тl}_3\text{AsS}_4$  от направления ультразвука, задаваемого полярным ( $\vartheta_a$ ) и азимутальным ( $\varphi_a$ ) углами, приведены на рис. 3.18. Важно отметить, что на графиках показаны лишь те варианты геометрии ЧНФС, которым для каждого фиксированного направления АВ соответствует максимальное значение коэффициента  $M_2$ . Таким образом, представленные на рис. 3.18 поверхности  $M_2(\vartheta_a, \varphi_a)$  являются поверхностями максимального коэффициента АО качества или экстремальными поверхностями [70,168].

Как следует из рис. 3.18а, при дифракции на быстрой квазисдвиговой акустической моде сравнительно высокие значения коэффициента  $M_2$  наблюдаются в широком диапазоне срезов кристалла. Максимальное для этой моды значение АО качества составляет  $M_2 = 178 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$  и достигается при распространении АВ под углом  $\vartheta_a = 134^\circ$  к оси  $Z$ ,  $\varphi_a = 34^\circ$  к оси  $X$ . Потребное для такой геометрии направление падающего светового пучка оказывается следующим:  $\vartheta = 51^\circ$ ,

$\varphi = 34^\circ$ . Частота АО синхронизма  $f_0$  данного варианта широкополосной дифракции составляет 372 МГц, тогда как в противоположном, +1-ом порядке, она равна 281 МГц. Таким образом, в рассматриваемом срезе кристалла частоты  $f_0$  режимов широкополосного АО рассеяния в разные порядки отличаются на 32%, что для кристалла  $\text{Pb}_3\text{AsS}_4$  является довольно большой величиной.

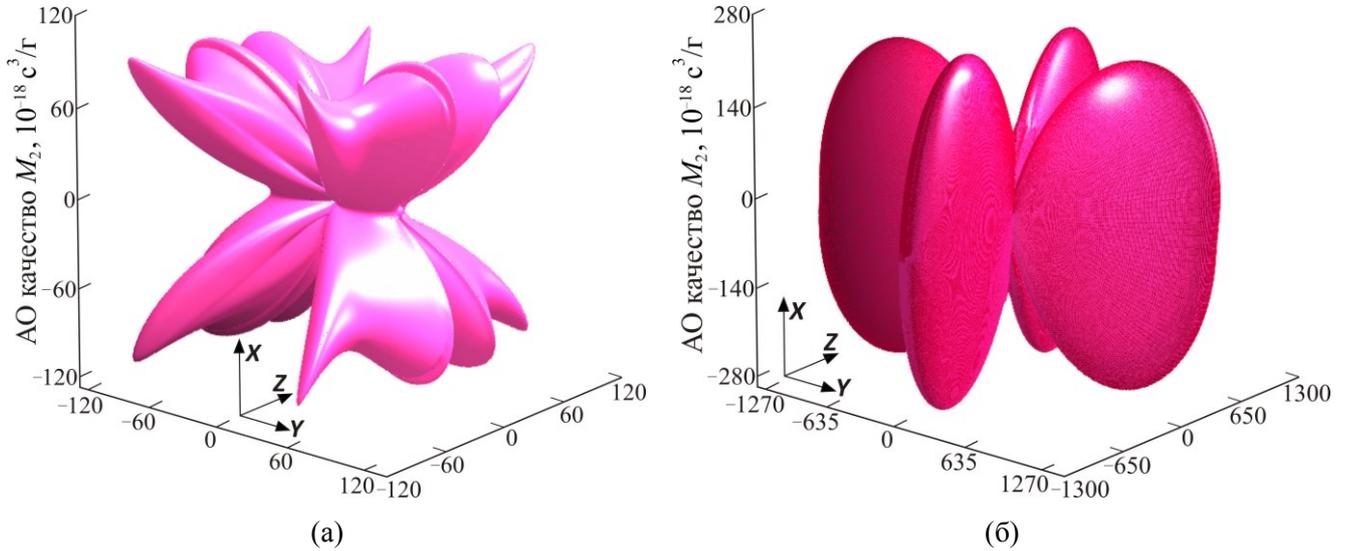


Рис. 3.18. Пространственные распределения АО качества  $M_2$  в режиме широкополосного АО рассеяния в кристалле  $\text{Pb}_3\text{AsS}_4$ : дифракция на быстрой (а) и медленной (б) квазисдвиговой акустической моде.

При дифракции на медленной квазисдвиговой акустической моде (рис. 3.18б) форма экстремальной поверхности коэффициента  $M_2$  имеет довольно простую форму, состоящую из двух лепестков, вытянутых вдоль направлений кристаллографических осей  $Y$  и  $Z$ . Экстремумам величины АО качества здесь отвечают варианты частотного НФС вблизи оси  $X$  в плоскостях  $XU$  и  $XZ$  на сдвиговых АВ, распространяющихся вдоль осей  $Y$  и  $Z$  соответственно. Наиболее просто определить величину  $M_2$  для варианта ЧНФС в плоскости  $XZ$ . В таком случае широкополосное АО взаимодействие наблюдается на  $qo$ -волне, вектор  $\mathbf{d}$  которой направлен по оси  $Y$ , тогда как для дифрагированной  $qe$ -моды он направлен по оси  $Z$ . Из соотношения (1.20) следует, что для обсуждаемого варианта ЧНФС коэффициент  $M_2$  будет иметь следующий вид:

$$M_2 = p_{44}^2 n_Y^3 n_Z^3 / \sqrt{c_{44}^3 / \rho}. \quad (3.33)$$

Подстановка конкретных величин, отвечающих кристаллу  $\text{Pb}_3\text{AsS}_4$ , в формулу (3.33) дает величину  $M_2 = 1300 \cdot 10^{-18} \text{ c}^3/\text{г}$ , при этом во второй из упомянутых геометрий коэффициент АО качества составляет  $1260 \cdot 10^{-18} \text{ c}^3/\text{г}$ .

Следует отметить, что при дифракции в обозначенных срезах кристалла  $\text{Pb}_3\text{AsS}_4$  частоты ФС  $f_0$  вариантов широкополосного АО рассеяния в разные порядки в точности совпадают друг с другом. Последнее приводит к тому, что вблизи частоты  $f_0$  у характеристики  $\zeta(f)$  дефлектора появляется провал, обусловленный перекачкой энергии во второй порядок дифракции [63]. Известно, что глубина этого провала существенно зависит от величины параметра Рамана-Ната

и при  $\Gamma > 0.37\pi$  ( $\zeta_{\max} > 0.3$ ) оказывается больше 0.5 дБ. По этой причине такие варианты ЧНФС целесообразно применять в приборах, работающих в режиме с  $\zeta_{\max} < 0.3$ . В частности, за счет высоких значений параметров  $M_2$  и  $f_0$  ( $f_0 \approx 290$  МГц) они выглядят крайне перспективными для энергетически эффективных АО дефлекторов среднего ИК-диапазона. Анализ показывает, что по совокупности характеристик такие приборы на кристалле теоарсенида таллия будут заметно превосходить все существующие аналоги [A5].

Используя подход, подробно описанный в разделе 3.3.2 при выводе формулы (3.12), для величины АО расстройки  $R$ , возникающей в условиях анизотропного широкополосного АО рассеяния в двуосном кристалле, нетрудно получить следующее выражение:

$$R = p(\pi l_{pt}/\lambda) \left[ 2\sqrt{G_i} \delta\theta \sin\theta'_0 - \kappa_d (\lambda \delta f / V)^2 \right]. \quad (3.34)$$

Здесь, как и прежде,  $\delta\theta = \theta_i - \theta_0$ ,  $\delta f = f - f_0$  – отстройка угла падения и частоты ультразвука от значений  $\theta_i = \theta_0$ ,  $f = f_0$  в рабочей точке широкополосной геометрии;  $\theta'_0$  – лучевой угол падения. Из (3.34) для зависимостей требуемого угла падения  $\theta_i$  и частотного диапазона  $\Delta f$  эффективной АО дифракции от введенного в (3.13) параметра  $\rho$  ( $\rho = |R_c|/\pi$ ) имеем:

$$\theta_i(\rho) = \theta_0 + \rho\lambda / (2\sqrt{G_i} l_{pt} \sin\theta'_0); \quad (3.35)$$

$$\Delta f(\rho) = 2(V/\lambda) \sqrt{(0.8 + \rho)\lambda / l_{pt}} / \sqrt{\kappa_d}. \quad (3.36)$$

Здесь следует отметить, что вследствие всюду выпуклой формы полости ПНР, отвечающей быстрой оптической моде, формула (3.36) адекватно определяет рабочий частотный диапазон  $\Delta f$  АО дефлектора (если в пределах этого диапазона не происходит сильной перекачки энергии в старший порядок), использующего режим анизотропной широкополосной АО дифракции в абсолютно любом срезе двуосного кристалла.

Ранее отмечалось, что близкие частоты АО синхронизма вариантов широкополосного взаимодействия в противоположных порядках дифракции приводят к тому, что в некоторой полосе частот, лежащей внутри диапазона  $\Delta f$  (3.36), возникает сильная перекачка световой энергии в старший порядок. Частота ультразвука  $f^*$ , вблизи которой происходит упомянутая перекачка энергии, может быть оценена следующим образом:  $f^* \approx (f_{+l} + f_{-l})/2$ , где  $f_{\pm l}$  – частоты ФС вариантов ЧНФС в разных порядках. Таким образом, для предельной ширины  $\Delta f_{\max}$  частотного диапазона АОД, работающего в режиме с  $\zeta_{\max} \sim 1$ , предполагая его симметричность относительно центральной частоты, имеем:

$$\Delta f_{\max} \approx |f_{+l} - f_{-l}|. \quad (3.37)$$

В ходе расчетов было установлено, что для создания светосильных АО дефлекторов коротковолнового ИК-диапазона наиболее подходит плоскость  $XZ$  кристалла  $Tl_3AsS_4$  [A5]. Основные характеристики АОД в указанной плоскости, а именно центральные частоты  $f_c$  (в режиме с  $\rho = 0$ ) и потребляемая акустическая мощность  $P_a$ , представлены на рис. 3.19. Расчет

проведен для пьезопреобразователя с  $l_{pt}=4$  мм и  $b_{pt}=2$  мм. Нетрудно видеть, что минимальным энергопотреблением  $P_a=0.22$  Вт здесь обладают АОД в срезе  $\chi=90^\circ$  ( $\Delta f_{\max}=0$ ), тогда как в срезе  $\chi=38.5^\circ$ , где величина  $\Delta f_{\max}$  принимает свое максимальное значение  $\Delta f_{\max}=88$  МГц, величина  $P_a$  составляет 1.7 Вт. С позиции величины  $P_a$  наиболее интересны дефлекторы в срезах с  $\chi>63^\circ$ . Потребляемая этими приборами акустическая мощность не превышает 0.5 Вт, а их центральные частоты варьируются от 281 до 338 МГц, т.е. являются довольно высокими. В то же время АОД с умеренными значениями  $f_c$  ( $f_c<200$  МГц) в выбранной плоскости не отличаются высокой энергетической эффективностью, заметно уступая по этому параметру серийным аналогам на кристалле парателлурита. Схожая ситуация наблюдается и в косых срезах кристалла  $Tl_3AsS_4$ , где рабочие частоты  $f_0$  большинства АО эффективных вариантов ЧНФС превышают 300 МГц.

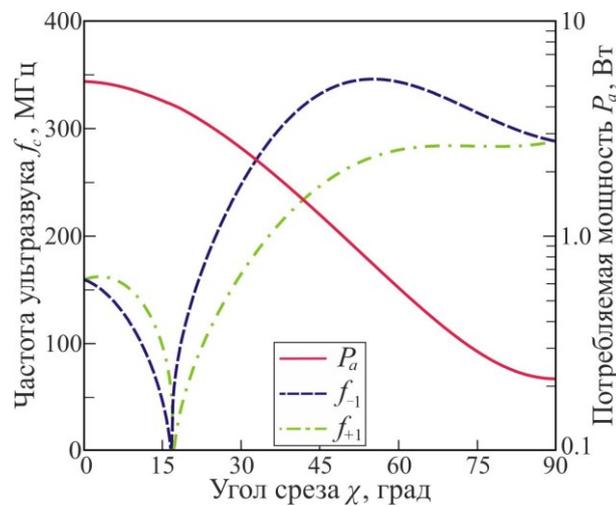


Рис. 3.19. Характеристики АО дефлекторов в плоскости  $XZ$  кристалла  $Tl_3AsS_4$ : центральные частоты  $f_c$  и потребляемая акустическая мощность  $P_a$ , как функции угла среза  $\chi$ .

Используя результаты расчетов, приведенные на рис. 3.19, была проведена оптимизация геометрии АО дифракции по величине параметра  $\delta=(\Delta f_{\max}/V)/P_a$ . С позиции этого параметра наиболее оптимальными оказались АО дефлекторы, использующие варианты широкополосного взаимодействия в срезе  $\chi=70^\circ$ . При вышеуказанных размерах преобразователя эти АО приборы имеют следующие характеристики:  $f_c=324$  МГц ( $f_c=282$  МГц),  $P_a=0.36$  Вт,  $\Delta f(0.8)=45.7$  МГц. При работе в режиме с  $\zeta_{\max}\sim 1$  предельный частотный диапазон, реализуемый в таких ячейках, будет ограничен величиной  $\Delta f_{\max}$  (3.37) и составит 42 МГц, что соответствует диапазону углов сканирования  $\Delta\phi_a\approx 3.6$ . Это означает, что при линейной апертуре ячейки  $w=5$  мм эти АОД будут обеспечивать (при должном выборе угла падения  $\theta_i$ ) сканирование лазерного пучка с  $\lambda=1.06$  мкм в  $N=\Delta\phi_a w/\lambda\approx 300$  пространственно разрешимых положений с быстродействием  $\tau=w/V\approx 7$  мкс. Благодаря низкому энергопотреблению и высоким значениям  $f_c$  предложенные дефлекторы на кристалле  $Tl_3AsS_4$  наиболее подходят для решения специальных задач в SWIR диапазоне, требующих от АО прибора больших углов отклонения дифрагировавшего пучка.

### Основные результаты Главы 3

В данной главе используются материалы, опубликованные в статьях [A1,A5,A9,A12,A18].

Проведен всесторонний анализ АО эффекта в двуосном кристалле тиаорсенида таллия:

1. Для широкого диапазона срезов плоскостей, содержащих одну из оптических осей или обе оптические оси кристалла, проведены расчеты частотных зависимостей углов Брэгга и угло-частотных характеристик АО дифракции. Основное внимание уделено низкоселективным срезам, конфигурации которых были установлены во второй главе. Доказано, что в таких срезах действительно может быть реализован режим АО рассеяния с одновременно низкой угловой и частотной селективностью. Обоснована перспективность применения этого режима дифракции в перестраиваемых АО линзах, а также в специальных АО дефлекторах, способных сканировать оптические пучки с широким угловым спектром.

2. Обнаружено, что самопересекающаяся структура поверхности рефракции двуосного кристалла в плоскости оптических осей позволяет реализовать в ней поляризационно-независимую геометрию взаимодействия, при которой условие АО синхронизма выполняется одновременно для обеих оптических мод кристалла. Существенно, что в процессе подобного АО рассеяния поляризация каждой из оптических мод изменяется на ортогональную. Доказано, что такой режим АО дифракции наиболее подходит для высокочастотных АО модуляторов интенсивности неполяризованного излучения. Установлено, что аналогичная геометрия АО рассеяния существует и в косых срезах двуосного кристалла, содержащих оптическую ось.

3. Для всех существующих в кристалле анизотропных вариантов углового и частотного НФС проведены расчеты коэффициента АО качества и частоты АО синхронизма. Установлена высокая АО эффективность материала, особенно в режиме широкополосного взаимодействия. Выявлены срезы кристалла, оптимальные для создания АО дефлекторов и видео-фильтров. На основании проведенных расчетов предложены конкурентные высокочастотные АО дефлекторы коротковолнового и среднего ИК-диапазона на кристалле тиаорсенида таллия.

## ГЛАВА 4. АКУСТООПТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ В ДВУОСНОМ КРИСТАЛЛЕ ЙОДНОВАТОЙ КИСЛОТЫ

### 4.1. Физические свойства кристалла йодноватой кислоты

Кристалл йодноватой кислоты ( $\alpha$ - $\text{HIO}_3$ ) – широко известный монокристалл аксиального класса (222) орторомбической сингонии, отличающийся хорошими нелинейно-оптическими и АО свойствами [30,169,170]. Кристалл выращивается из водного раствора методом испарения, имеет плотность  $\rho = 4.63 \text{ г/см}^3$  и температуру плавления  $110^\circ\text{C}$ . Материал прозрачен в видимом и ближнем ИК-диапазоне в интервале длин волн от 0.4 до 1.3 мкм [171]. Малые акустические и оптические потери [171,172], наряду с возможностью получения образцов большого размера и хорошего оптического качества определяют перспективность применения кристалла  $\alpha$ - $\text{HIO}_3$  в АО фильтрах с высоким спектральным разрешением.

Элементарная кристаллографическая ячейка имеет вид прямоугольного параллелепипеда с ребрами размером:  $a = 5.888 \text{ \AA}$ ,  $b = 7.733 \text{ \AA}$ ,  $c = 5.538 \text{ \AA}$  [30]. Направления главных осей в материале выбирались по уже оговоренному, на примере кристалла  $\text{Tl}_3\text{AsS}_4$ , принципу: ось  $X$  – по ребру  $a$ , ось  $Y$  – по ребру  $b$  и ось  $Z$  – по ребру  $c$ . В таком случае оптические и лучевые оси кристалла  $\alpha$ - $\text{HIO}_3$  лежат в плоскости  $XZ$ , образуя углы  $\pm\psi$  и  $\pm\gamma$  с осью  $Z$ . Главные показатели преломления материала рассчитывались по формулам Сельмейера, взятым из [173]. Для света с  $\lambda = 633 \text{ нм}$  они равны:  $n_x \approx 1.986$ ,  $n_y \approx 1.960$  и  $n_z \approx 1.838$ ; значения углов  $2\psi$  и  $2\gamma$  составляют  $47^\circ$  и  $50.4^\circ$  соответственно. Важно отметить, что в кристалле  $\alpha$ - $\text{HIO}_3$  эти углы немонотонно зависят от длины волны излучения (у зависимостей  $2\psi(\lambda)$  и  $2\gamma(\lambda)$  имеется один экстремум), изменяясь в вышеуказанном спектральном диапазоне более чем на  $5^\circ$ . При этом экстремум угла между оптическими осями наблюдается при  $\lambda \approx 752 \text{ нм}$ , а между лучевыми осями – при  $\lambda \approx 740 \text{ нм}$ .

В кристалле наблюдается заметный пьезоэффект и оптическая активность [174]. Для света с  $\lambda = 633 \text{ нм}$  компоненты тензора гирации равны [175]:  $g_x = -1 \cdot 10^{-4}$ ,  $g_y = 2.6 \cdot 10^{-4}$ ,  $g_z = 3 \cdot 10^{-4}$ ; вращательная способность по оптической оси составляет 34 град/мм. Наряду с кристаллом  $\text{Tl}_3\text{AsS}_4$  йодноватая кислота является одним из немногих двуосных кристаллов, для которых известны все необходимые для проведения расчетов характеристик АО дифракции значения компонент упругого и фотоупругого тензоров [30,31]:

$$c_{ij} = \begin{pmatrix} 57.0 & 6.0 & 14.6 & 0 & 0 & 0 \\ 6.0 & 42.9 & 11.5 & 0 & 0 & 0 \\ 14.6 & 11.5 & 30.0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 20.8 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 16.2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 17.8 \end{pmatrix} \times 10^9 \text{ Н/м}^2; \quad p_{ij} = \begin{pmatrix} 0.406 & 0.277 & 0.304 & 0 & 0 & 0 \\ 0.279 & 0.343 & 0.305 & 0 & 0 & 0 \\ 0.503 & 0.310 & 0.334 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.27 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.092 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

Любопытно, что на кристалле  $\alpha$ - $\text{HfO}_3$ , как и на  $\text{Ti}_3\text{AsS}_4$ , можно реализовать конкурентный поляризационно-нечувствительный АОМ с использованием варианта изотропной дифракции в плоскости  $XY$  на продольной АВ вдоль оси  $X$ . В ходе расчетов было установлено, что в таком случае разница между модулями  $p_{11}$  и  $p_{31}$  компенсируется высоким двулучепреломлением материала. Так, для света с  $\lambda = 633$  нм коэффициенты АО качества для разных оптических мод отличаются на 4%, а меньший из них равен  $50 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$ . Это означает, что по энергетической эффективности подобный АО модулятор на кристалле йодноватой кислоты будет почти вдвое превосходить такой же прибор на кристалле парателлурита.

#### 4.2. Акустические волны в кристалле йодноватой кислоты

Расчеты параметров объемных акустических волн в кристалле йодноватой кислоты проводились на основе уравнения Кристоффеля (3.2) без учета пьезоэффекта материала. Дело в том, что по публикации [31] непонятно, при каких условиях получены значения упругих модулей (4.1) – при постоянном электрическом поле или электрической индукции [176]. Проведенные оценки на основе значений пьезомодулей, взятых из [174], показали, что для большинства направлений в кристалле относительное изменение фазовых скоростей АВ за счет пьезоэффекта не превышает 5%, поэтому им правомерно пренебречь.

В ходе расчетов было установлено, что акустическая анизотропия в кристалле выражена более слабо, чем в кристалле  $\text{Ti}_3\text{AsS}_4$  [A9,A11]. Так, отношение максимальной и минимальной скоростей для квазипродольной АВ составляет 1.38, для медленной квазисдвиговой АВ эта величина равна 1.31, а для быстрой квазисдвиговой моды она близка к единице. Расчет показал, что наибольшую фазовую скорость  $V = 3.51$  км/с имеет чистая продольная мода вдоль оси  $X$ , а наименьшую скорость  $V = 1.59$  км/с – медленная квазисдвиговая мода при распространении под углом  $\vartheta \approx 41^\circ$  к оси  $Z$  и  $\varphi \approx 55.3^\circ$  к оси  $X$ . Максимальный угол акустического сноса  $\alpha \approx 29.6^\circ$  наблюдается у квазисдвиговой моды в срезе  $\chi \approx 73.2^\circ$  плоскости  $YZ$ .

На рис. 4.1 представлены сечения поверхности медленностей главными плоскостями. Значения акустической медленности отложены по радиусу в единицах  $10^{-5}$  с/см. На графиках сплошная кривая относится к чистой сдвиговой  $S$ -моду; медленности  $QS$ - и  $QL$ -моды показаны соответственно пунктирной и штрихпунктирной кривой. Направление ультразвука задается углом  $\vartheta$ , который отсчитывается от оси  $Z$  в плоскостях  $XZ$ ,  $YZ$  и от оси  $X$  в плоскости  $XY$ . Из графиков на рис. 4.1б видно, что плоскость  $YZ$  кристалла  $\alpha$ - $\text{HfO}_3$  содержит четыре акустические оси, расположенные под углами  $\pm 17^\circ$  к оси  $Z$  и  $\pm 18.5^\circ$  к оси  $Y$ . Еще две акустические оси лежат в плоскости  $XY$ , образуя углы  $\pm 23.7^\circ$  с осью  $Y$  (рис. 4.1в). Отметим наличие вогнутых участков на кривых, отвечающих  $QS$ -моду, которые, как уже отмечалось, соответствуют направлениям безлинзовой фокусировки акустического пучка в анизотропной среде. Из этого можно сделать

важный вывод, что даже в кристаллах с умеренной акустической анизотропией существуют направления, в которых она оказывает заметное влияние на амплитудно-фазовую структуру и характер распространения акустического пучка. С другой стороны, чистосдвиговая  $S$ -мода является здесь практически изотропной (для большинства направлений в главных плоскостях ее угол сноса не превышает  $5^\circ$ ).

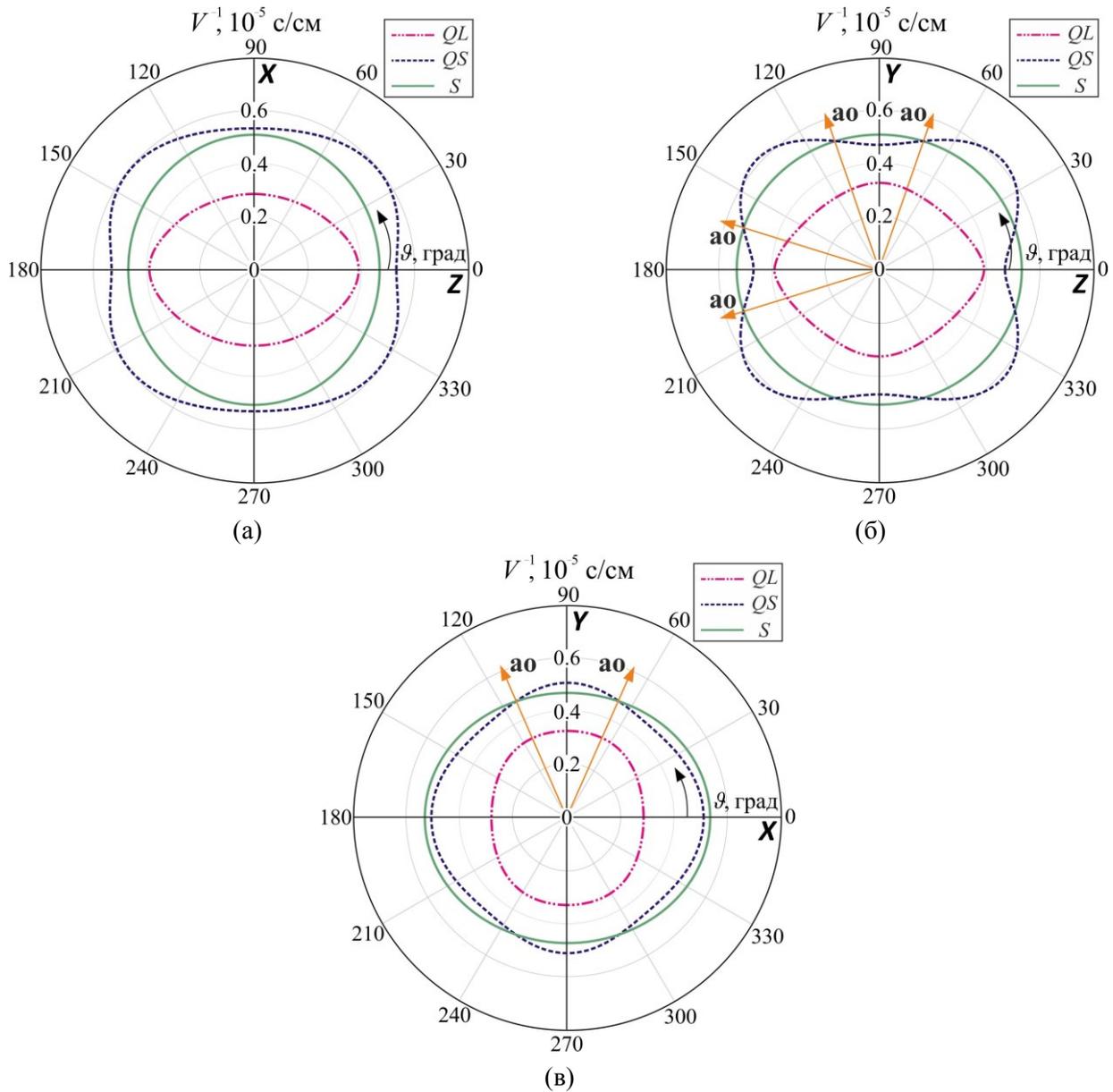


Рис. 4.1. Сечения поверхности медленностей кристалла  $\alpha$ - $\text{NiO}_3$  главными плоскостями: плоскостью  $XZ$  (а),  $YZ$  (б) и  $XY$  (в). "ao" – акустические оси кристалла.

На рис. 4.2 представлены зависимости угла сноса  $\alpha$  акустических мод от направления распространения в тех же плоскостях, что и на рис. 4.1. Из графиков видно, что сильный снос здесь испытывают только  $QL$ -волна (плоскости  $XZ$  и  $YZ$ ) и  $QS$ -волна (плоскость  $YZ$ ). Также видно, что максимальное для  $S$ -моды значение  $\alpha$  достигается в срезе  $\chi \approx 41.4^\circ$  плоскости  $XY$  и составляет  $7.1^\circ$ . При учете пьезоэффекта это значение возрастает примерно до  $9^\circ$ . Интересно

отметить, что для направлений в главных плоскостях кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> пьезоэффект не изменяет величины скоростей и углов сноса  $QL$ - и  $QS$ -волны.

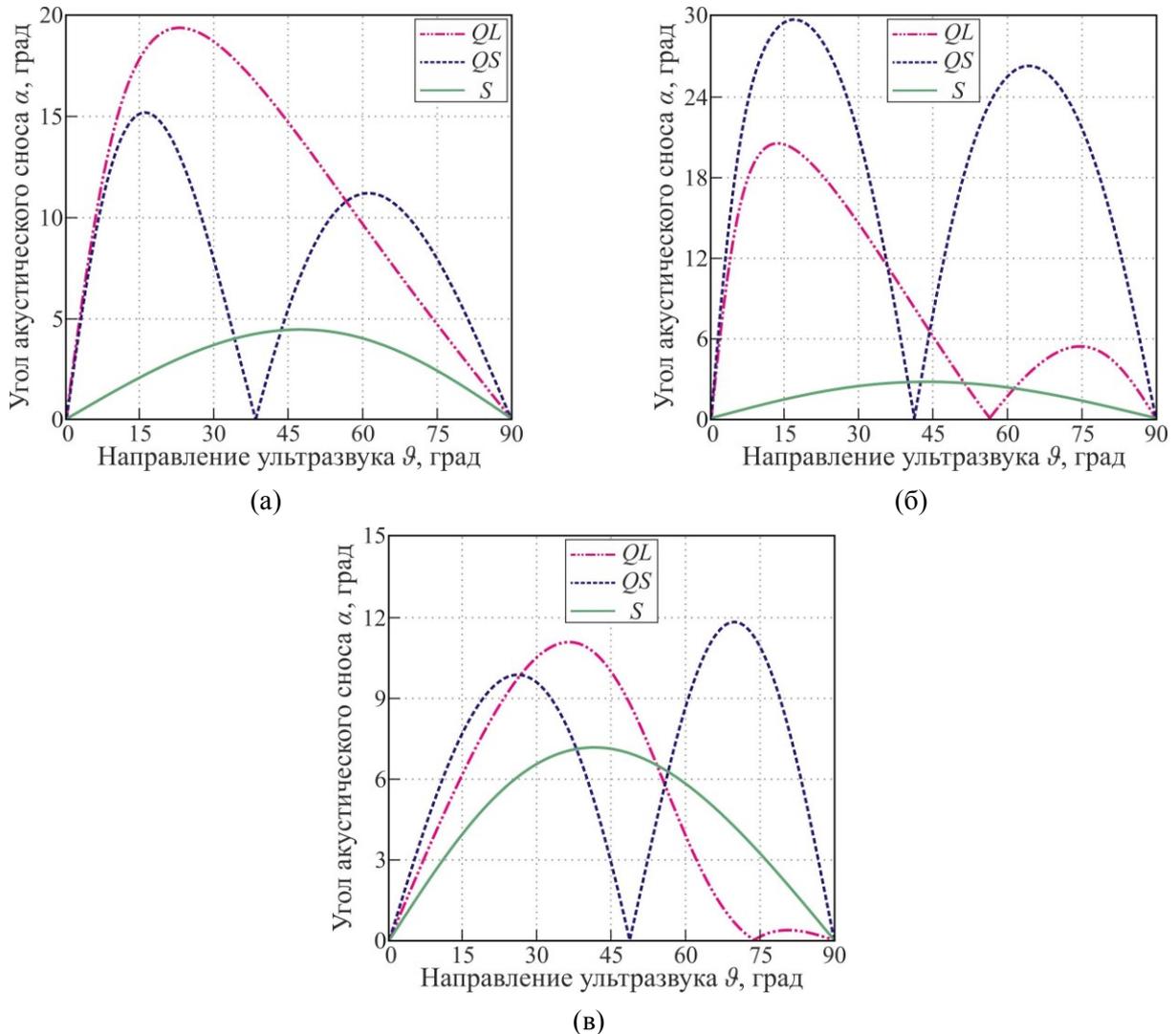


Рис. 4.2. Зависимости угла сноса акустических мод от направления распространения в главных плоскостях кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub>: XZ (а), YZ (б), XY (в).

### 4.3. Акустооптический эффект в кристалле йодноватой кислоты

#### 4.3.1. Широкоапертурное акустооптическое взаимодействие в кристалле

Расчеты параметров ФС вариантов широкоугольной АО дифракции в оптически активном двуосном кристалле, как уже отмечалось в разделе 1.2.3, требуют куда больше вычислительных ресурсов, чем в неактивном материале. Причина заключается в еще более сложной структуре лучевой поверхности гиротропного двуосного кристалла, содержащей для направлений вблизи лучевой оси четыре полости вместо двух. Это приводит к существованию в таких материалах новых вариантов НФС (как в режиме  $s \rightarrow s$  рассеяния, так и в режиме анизотропной дифракции), наиболее интересные из которых будут рассмотрены в разделе 4.3.5 настоящей главы. Там же будет показано, что в кристаллах с высоким двулучепреломлением (случай кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub>)

гиротропия материала оказывает заметное влияние лишь на такие варианты широкоапертурной геометрии, при которых одна из взаимодействующих световых мод распространяется либо строго вдоль оптической оси, либо в непосредственной близости от нее. Более того, по ряду причин (сильная неоднородность поляризации одной из оптических мод и коэффициента АО качества по полю зрения, высокая анизотропия двумерной угловой характеристики и т.д.) эти приосевые варианты углового НФС мало пригодны для изображающих АО фильтров. В этой связи все дальнейшие расчеты по оптимизации геометрии дифракции в кристалле йодноватой кислоты под широкоапертурный АОФ проводились без учета оптической активности.

Пространственные распределения величин полного угла дифракции  $\phi$  и частоты ФС  $f_0$  при широкоапертурном рассеянии оптической  $s$ -моды на быстрой квазисдвиговой АВ в кристалле  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> представлены на рис. 4.3. Анализ графиков показал, что максимальное значение угла  $\phi$  наблюдается в срезе  $\chi=27.7^\circ$  ( $\vartheta=47.2^\circ$ ) плоскости  $XZ$  и составляет  $4.5^\circ$  (рис. 4.3а), тогда как максимальное значение рабочей частоты ультразвука  $f_0=540.2$  МГц достигается в косом срезе кристалла при распространении оптической  $s$ -моды в следующем направлении:  $\vartheta=49.9^\circ$ ,  $\phi=28.6^\circ$  (рис. 4.3б).

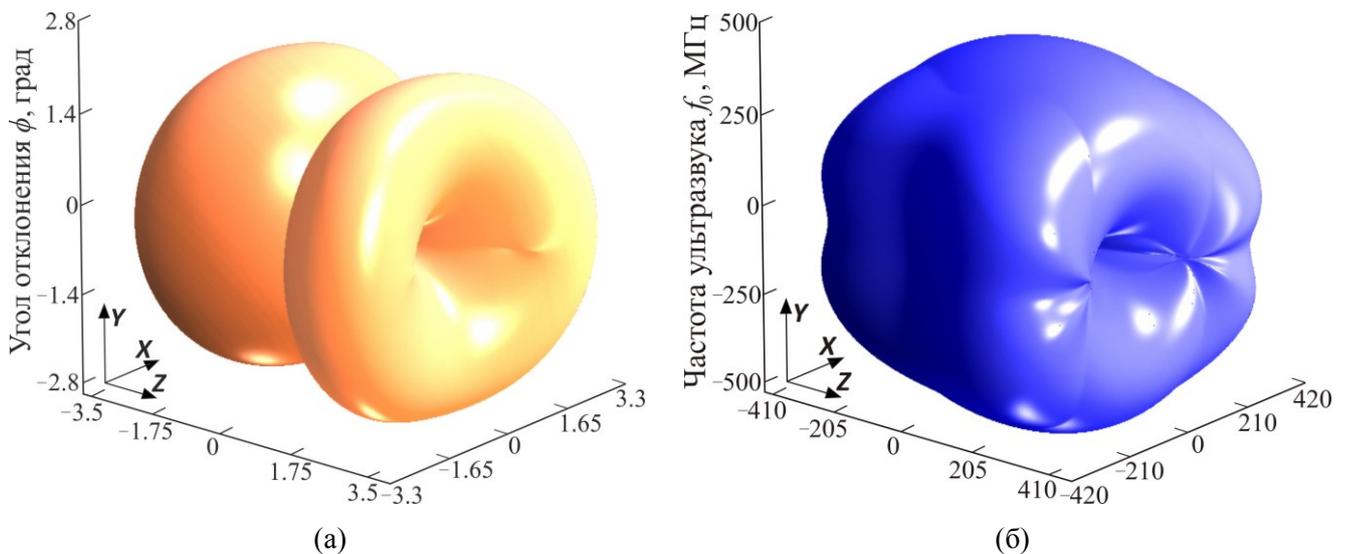


Рис. 4.3. Пространственные распределения полного угла дифракции  $\phi$  (а) и частоты фазового АО синхронизма  $f_0$  (б) при широкоугольном АО рассеянии на акустической  $QSF$ -моды в кристалле  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub>.

Пространственные распределения коэффициента АО качества  $M_2$  при АО рассеянии на медленной и быстрой квазисдвиговых АВ показаны на рис. 4.4а и рис. 4.4б соответственно. Дополнительные лепестки с заметными значениями  $M_2$  на приведенных графиках обусловлены переходом квазисдвиговых акустических мод друг в друга. Из графиков видно, что при дифракции света на быстрой (медленной) квазисдвиговой АВ высокая АО эффективность наблюдается для вариантов углового НФС вблизи плоскости  $XZ$  ( $YZ$ ). В первом случае максимальное значение коэффициента  $M_2$  достигается в срезе  $\chi \approx 28^\circ$  ( $\vartheta = 53.7^\circ$ ) плоскости  $XZ$  и

составляет  $31 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$  (рис. 4.4а) [А3]. Частота АО синхронизма для такой геометрии составляет 502.4 МГц, а полный угол дифракции равен  $4.3^\circ$ . При дифракции на медленной квазисдвиговой АВ (рис. 4.4б) наиболее АО эффективным ( $M_2 = 13 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$ ) является вариант углового НФС в срезе  $\chi \approx 9.9^\circ$  ( $\vartheta = 45.4^\circ$ ) плоскости  $YZ$ , для которого  $f_0 = 465.4 \text{ МГц}$ ,  $\phi = 3.7^\circ$ .

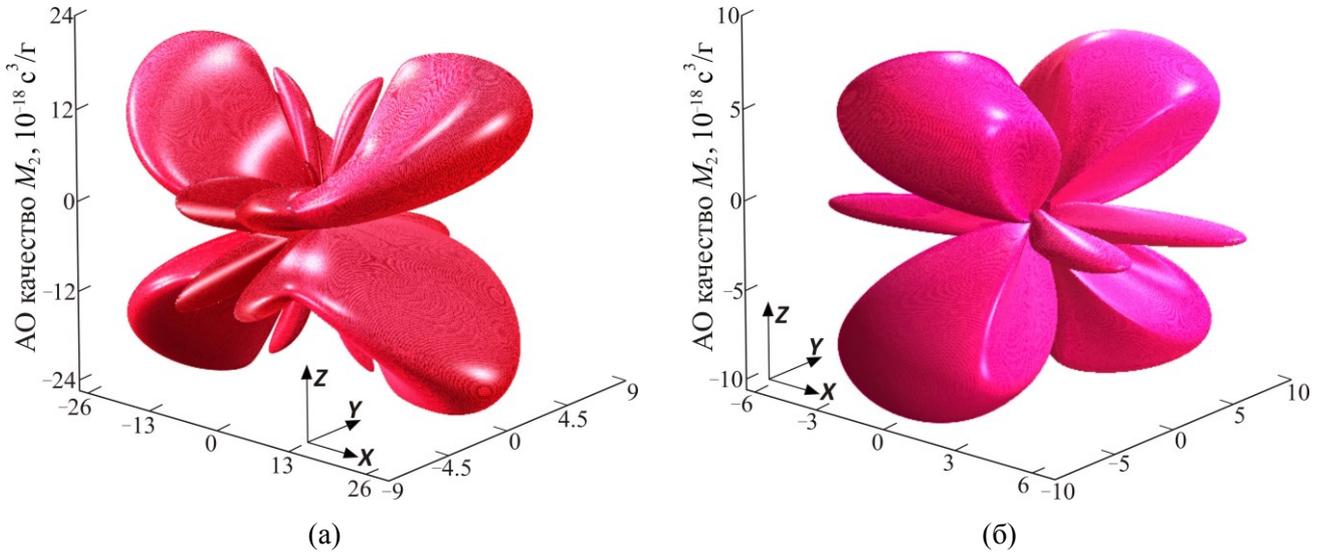


Рис. 4.4. Пространственные распределения АО качества  $M_2$  в режиме широкоугольного АО рассеяния в кристалле  $\alpha\text{-ННО}_3$ : дифракция на быстрой (а) и медленной (б) квазисдвиговой акустической моде.

Зависимости угла разделения световых пучков  $\phi_a$  и коэффициента АО качества  $M_2$  от угла среза  $\chi$  для вариантов углового НФС в плоскостях  $XZ$  и  $YZ$  кристалла  $\alpha\text{-ННО}_3$  показаны на рис. 4.5 штрихпунктирными и сплошными кривыми соответственно. Для света с  $\lambda = 633 \text{ нм}$  особым режимам широкоапертурной геометрии в выбранных плоскостях отвечают следующие значения угла  $\chi$ : НС угол среза в плоскости  $XZ$  равен  $\chi_{\text{нс}} = 25.19^\circ$ ; оптимальный угол среза  $\chi_{\text{opt}}$  в этой плоскости составляет  $28^\circ$ , тогда как в плоскости  $YZ$  он равен  $12.6^\circ$ .

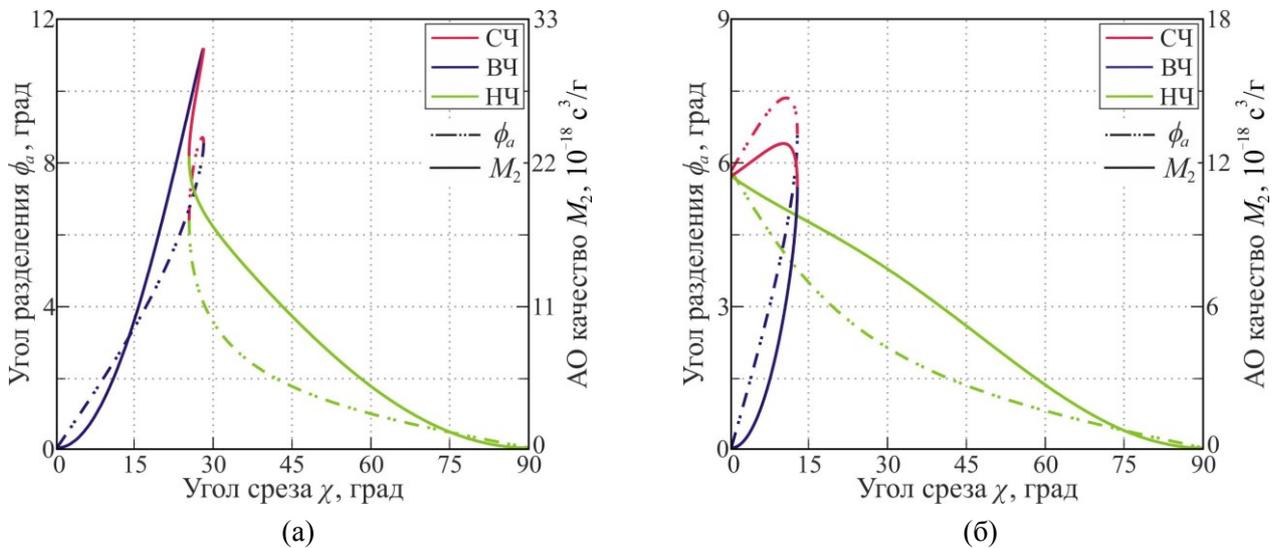


Рис. 4.5. Параметры широкоугольного рассеяния света в плоскостях  $XZ$  (а) и  $YZ$  (б) кристалла  $\alpha\text{-ННО}_3$ : угол пространственного разделения пучков  $\phi_a$  и коэффициент АО качества  $M_2$ , как функции угла среза  $\chi$ .

Анализируя представленные графики, можно заключить, что в обеих рассматриваемых плоскостях форма зависимости  $M_2(\chi)$  практически в точности повторяет таковую для угла  $\phi_a$ . Так, при дифракции в плоскости  $YZ$  величины  $M_2$  и  $\phi_a$  достигают своих максимальных значений  $M_2 = 13 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$  и  $\phi_a = 7.3^\circ$  в условиях СЧ геометрии в срезах с углом  $\chi \approx 10^\circ$  (в срезах  $\chi = 9.9^\circ$  и  $\chi = 10.4^\circ$  соответственно) (рис. 4.5б). Вместе с этим при дифракции в плоскости  $XZ$  (рис. 4.5а) наибольшие значения этих величин ( $\phi_a = 8.7^\circ$  и  $M_2 = 31 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$ ) наблюдаются в срезах с углом  $\chi$ , близким к  $\chi_{opt}$  (в условиях СЧ геометрии в срезе  $\chi = 27.7^\circ$  и в условиях ВЧ геометрии в срезе  $\chi \approx 28^\circ$  соответственно).

Ранее отмечалось, что при использовании в изображающих оптических системах поле зрения неколлинеарного АОФ должно быть ограничено (с помощью полевой диафрагмы) до величины меньшего из углов  $\Delta\theta_a = n_i \Delta\theta$  и  $\phi_a$ , где  $\Delta\theta$  – угловая апертура АО дифракции внутри кристалла. Для определения величины  $\Delta\theta$  необходимо обобщить разложение (3.12) на случай  $\mathbf{s}_i \cdot \mathbf{N}_a \neq 0$ , дополнив его слагаемым, линейным по  $\delta f$  и не зависящим от переменной  $\delta\theta$  [А8]:

$$R = p(\pi l_{ef} / \lambda) \left\{ -2p(\lambda \delta f / V) \sin \theta'_0 + G_i \kappa_i \delta\theta^2 - \kappa_d \left[ \sqrt{G_i} \delta\theta + p(\lambda \delta f / V) \cos \alpha / \cos(\theta'_0 + \alpha) \right]^2 \right\}. \quad (4.2)$$

Здесь, как и прежде,  $\kappa_i$  и  $\kappa_d$  – кривизны ПНР кристалла для падающей и дифрагированной волны;  $\delta\theta = \theta_i - \theta_0$  и  $\delta f = f - f_0$  – отстройка угла падения и частоты ультразвука от их значений в рабочей точке геометрии углового НФС;  $\theta'_0$  – лучевой угол падения;  $l_{ef} = l_{pt} \cos \alpha / \cos(\theta'_0 + \alpha)$  – эффективная длина АО взаимодействия. Полагая в формуле (4.2) переменную  $\delta f$  равной нулю, для угловой зависимости АО расстройки в условиях широкоапертурного АО рассеяния имеем:

$$R = p(\pi l_{ef} / \lambda) G_i (\kappa_i - \kappa_d) \delta\theta^2. \quad (4.3)$$

Из (4.3) для искомой угловой апертуры  $\Delta\theta$  окончательно получаем:

$$\Delta\theta = \sqrt{3.2 \lambda / (l_{ef} |\kappa_i - \kappa_d|)} / G_i. \quad (4.4)$$

Анализируя структуру формулы (4.4), нетрудно понять, что она применима ко всем вариантам широкоапертурной дифракции в двусосном (одноосном) кристалле, за исключением режимов с  $\kappa_i \approx \kappa_d$ . В последнем случае для нахождения величины  $\Delta\theta$  необходимо дополнить разложение (4.3) членами третьего порядка по величине угла  $\delta\theta$ .

Известно, что при выборе ширины пьезопреобразователя  $l_{pt}$  под неколлинеарный АО фильтр, выполненный на кристалле с высоким двулучепреломлением, возникает компромисс между величиной параметра  $\zeta = r/P_a$  фильтра ( $\zeta \sim l_{pt}^2$ ) и шириной его поля зрения  $\omega$  ( $\omega \sim 1/\sqrt{l_{pt}}$  в практически важном случае  $\phi_a > \Delta\theta_a$ ) [166,177]. Естественным параметром, задающим масштаб в задаче оптимизации размера  $l_{pt}$ , является так называемая оптимальная ширина пьезопреобразователя  $l_{pt} = l_{opt}$ , обеспечивающая равенство  $\phi_a = \Delta\theta_a$  [166]. Полагая в (4.4) апертуру  $\Delta\theta$  равной  $\phi$ , приходим к следующему выражению для величины  $l_{opt}$ :

$$l_{opt} = 3.2 \lambda [\cos(\theta'_0 + \alpha) / \cos \alpha] / (G_i |\kappa_i - \kappa_d| \phi^2). \quad (4.5)$$

С использованием параметра  $l_{opt}$  формула (4.4) принимает наиболее простой и наглядный вид:

$$\Delta\theta = \phi \sqrt{l_{opt} / l_{pt}}. \quad (4.6)$$

Зависимости оптимальной ширины пьезопреобразователя  $l_{opt}$  от угла среза кристалла  $\chi$  для различных вариантов широкоугольного АО рассеяния в плоскостях  $XZ$  и  $YZ$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> представлены в логарифмическом масштабе на рис. 4.6. Из графиков видно, что для СЧ и ВЧ вариантов УНФС в срезах плоскости  $YZ$  с углом  $\chi$ , близким к  $\chi_{opt}$ , величина  $l_{opt}$  оказывается примерно вдвое большей, чем для аналогичных режимов в плоскости  $XZ$ , что обусловлено, в том числе меньшими значениями полного угла дифракции.

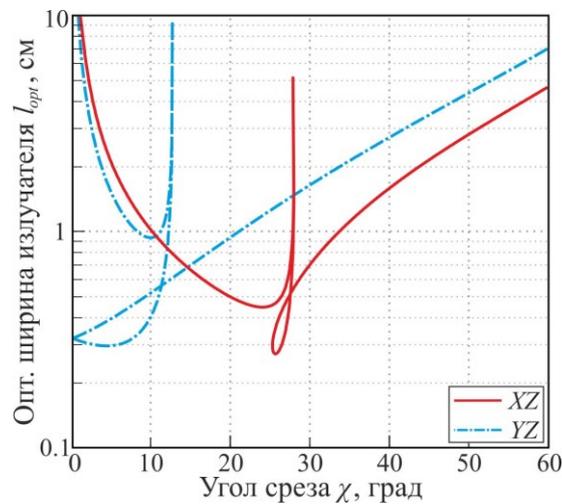


Рис. 4.6. Оптимальная ширина пьезоэлектрического преобразователя  $l_{opt}$  для различных вариантов широкоапертурной АО дифракции в плоскостях  $XZ$  и  $YZ$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub>, как функция угла среза  $\chi$ .

Кроме того, указанные варианты углового НФС в плоскости  $YZ$  реализуются в области существенно бóльших углов падения, в сравнении с аналогами в плоскости  $XZ$ , что увеличивает эффективную длину АО взаимодействия и, как следствие, повышает спектральное разрешение видео-фильтров, функционирующих на их основе. Так, рабочей точке сверхширокоугольной геометрии в плоскости  $XZ$  (геометрия в срезе с  $\chi = \chi_{opt}$ ) соответствует угол падения оптической  $q_0$ -моды  $\theta_0 = 24.5^\circ$ , тогда как для аналогичной геометрии в плоскости  $YZ$  этот угол составляет  $47.2^\circ$ . Для сравнения, в кристалле парателлурита сверхширокоугольная геометрия реализуется при угле падения обыкновенной волны, равном  $\theta_0 \approx 35^\circ$ .

Пространственные распределения величин спектрального разрешения  $r$  и потребляемой мощности  $P_a$  для видео-фильтров в плоскостях  $XZ$  и  $YZ$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> показаны на рис. 4.7 сплошными и штрихпунктирными кривыми соответственно. В расчетах эффективная длина АО взаимодействия и высота пьезоэлектрического преобразователя принимались равными  $l_{ef} = 2$  см и  $b_{pt} = 8$  мм. Нетрудно видеть, что по энергетической эффективности АОФ в плоскости  $XZ$

ощутимо превосходят таковые в плоскости  $YZ$ . Так, наименьшим энергопотреблением среди рассматриваемых здесь АО устройств ( $P_a = 2.3$  Вт) обладает видео-фильтр, использующий ВЧ геометрию в срезе  $\chi = 27.2^\circ$  плоскости  $XZ$ . При этом минимальное для плоскости  $YZ$  значение  $P_a$  составляет 5 Вт и достигается в СЧ геометрии в срезе  $\chi = 12.4^\circ$ . Также видно, что АО фильтры, использующие СЧ и ВЧ варианты углового НФС в плоскости  $YZ$ , заметно превосходят аналоги в плоскости  $XZ$  по величине спектрального разрешения. Например, спектральное разрешение АОФ в оптимальном срезе плоскости  $YZ$  составляет  $r = 4620$ , а в плоскости  $XZ$  –  $r = 2610$ .

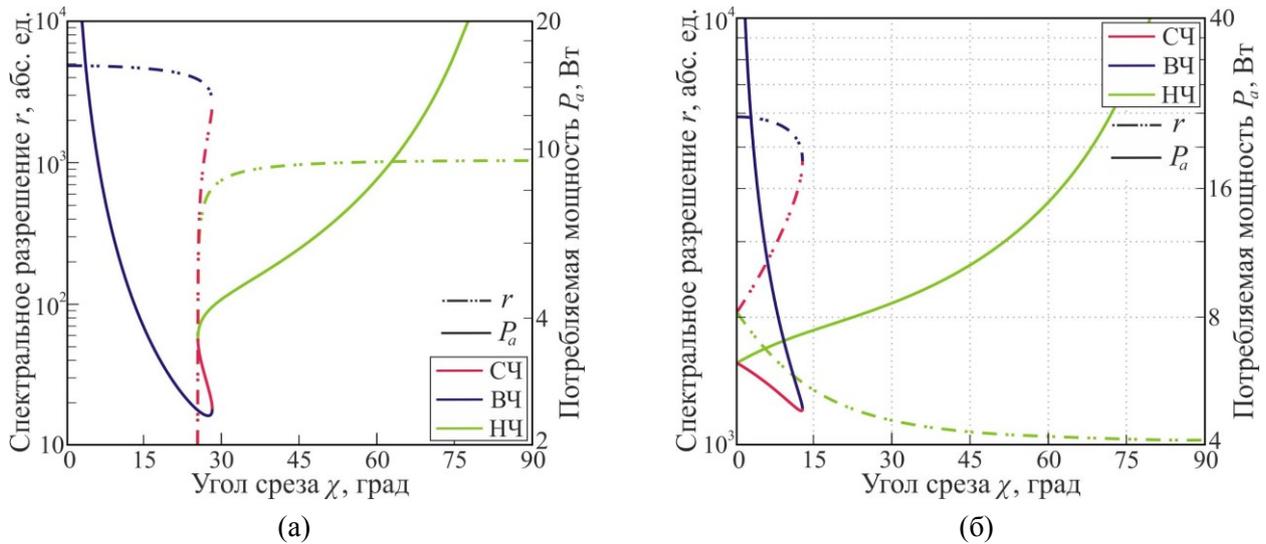


Рис. 4.7. Характеристики широкоугольных АО фильтров в плоскостях  $XZ$  (а) и  $YZ$  (б) кристалла  $\alpha$ - $\text{NiO}_3$ : спектральное разрешение  $r$  и потребляемая акустическая мощность  $P_a$ , как функции угла среза  $\chi$ .

Используя результаты расчетов, приведенные на рис. 4.7, была проведена оптимизация геометрии АО дифракции по величине параметра  $\zeta = r/P_a$ . С позиции этого параметра наиболее оптимальным оказался видео-фильтр, использующий ВЧ геометрию в срезе  $\chi = 23.8^\circ$  плоскости  $XZ$ . Для его практической реализации потребуется образец кристалла  $\alpha$ - $\text{NiO}_3$  длиной порядка 2.5 см и преобразователь с  $l_{pt} = 1.5$  см. По энергетической эффективности ( $P_a = 2.5$  Вт) данный АО фильтр сопоставим с аналогом в срезе  $\chi = 15^\circ$  плоскости  $(1\bar{1}0)$  кристалла парателлурита, тогда как по спектральному разрешению ( $r = 4070$ ) в 1.8 раза превосходит последний. Недостатком предлагаемого АО прибора является его сравнительно узкое поле зрения  $3.3^\circ \times 2.4^\circ$ , ограниченное угловой селективностью АО дифракции. Примечательно, что аналогичные видео-фильтры в плоскости  $YZ$  обладают ощутимо более широкой угловой апертурой. Так, например, АОФ в срезе  $\chi = 10^\circ$  данной плоскости имеет поле зрения  $4.3^\circ \times 3.4^\circ$ , более высокое спектральное разрешение  $r = 5450$ , однако потребляет в 2.5 раза бóльшую мощность  $P_a = 6.3$  Вт.

В ходе расчетов было установлено, что при использовании сферической оптики наиболее широким полем зрения  $3.7^\circ \times 3.7^\circ$  будет обладать видео-фильтр на основе СЧ геометрии в срезе  $\chi = 9.9^\circ$  плоскости  $YZ$ , имеющий следующие характеристики:  $r = 3440$ ,  $P_a = 5.1$  Вт. Существенно,

что в такой ячейке угловые апертуры дифракции в главной плоскости АО взаимодействия и в ортогональном к ней направлении в точности равны друг другу. Эта особенность позволяет рассчитывать на широкое применение подобного АО фильтра в новых схемах управления амплитудным профилем когерентных осесимметричных оптических пучков [92,А8].

Главным недостатком предложенных здесь видео-фильтров на кристалле  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub> является сильный спектральный дрейф используемых в них режимов широкоапертурной дифракции (т.е. сильная спектральная зависимость потребного угла падения  $\theta_0$ ), затрудняющий их применение в гиперспектральных изображающих системах. Более подробно этот вопрос будет рассмотрен в разделе 4.3.3 настоящей главы. Здесь же отметим, что благодаря сочетанию компактности и высокого спектрального разрешения данные приборы могут найти применение в специальных высокоразрешающих оптических системах, работающих в узких спектральных интервалах на длинах волн, где  $d\theta_0/d\lambda \approx 0$ .

### 4.3.2. Двумерные передаточные функции

В большинстве практически важных случаев при решении задачи дифракции света на акустической волне достаточно ограничиться двумерным приближением, в рамках которого ультразвуковое и световое поля считаются однородными в направлении оси, перпендикулярной к плоскости взаимодействия. Основанием для такого подхода является то, что, как правило, основные характеристики АО рассеяния определяются особенностями взаимодействия именно в главной плоскости дифракции [1]. Однако в ситуации, когда на АО ячейку падает сильно расходящийся световой пучок, имеющей место в АО модуляторах и видео-фильтрах, задача АО дифракции становится принципиально трехмерной. Здесь структура дифрагированного пучка может заметно отличаться от таковой для падающего пучка. Дело в том, что ввиду угловой селективности дифракции АО ячейка оказывает разное влияние на разные угловые гармоники оптического излучения, изменяя его угловой спектр [178]. Упомянутая трансформация углового спектра оптического пучка описывается двумерной передаточной функцией (ДПФ) ячейки, вид которой зависит от типа дифракции (изотропная или анизотропная), геометрии взаимодействия света и ультразвука, порядка дифракции и характеристик радиосигнала, поданного на пьезо-преобразователь [117,179-185]. В режиме дифракции Брэгга двумерная передаточная функция АО ячейки в рабочем +1-ом или -1-ом порядке имеет следующий вид [178]:

$$H(k_x, k_y) = -p \cdot \Gamma(k_x, k_y) \sin\left(\sqrt{\Gamma^2(k_x, k_y) + R^2(k_x, k_y)} / 2\right) / \sqrt{\Gamma^2(k_x, k_y) + R^2(k_x, k_y)}, \quad (4.7)$$

где  $p = \pm 1$  – порядок дифракции;  $k_x, k_y$  – пространственные частоты падающего оптического излучения в главной плоскости АО дифракции и в ортогональном направлении соответственно;  $\Gamma$  и  $R$  – параметр Рамана-Ната и безразмерная АО расстройка, определяемые для каждой угловой Фурье-гармоники светового пучка соотношениями (1.10). Далее будем называть

двумерной передаточной функцией не саму функцию (4.7), а ее модуль  $|H(k_x, k_y)|$ . Определенная таким образом передаточная функция показывает, с какой эффективностью дифрагируют в АО ячейке различные угловые компоненты падающего светового пучка. Среди прочего она позволяет определить ширину синхронизма  $\Delta k$  в зависимости от направления в кристалле, задаваемого в (4.7) отношением  $k_y/k_x$ , и тесно связанную с ней апертуру АО дифракции.

Для удобства сопоставления результатов моделирования и экспериментальных данных целесообразно перейти в функции  $|H(k_x, k_y)|$  от пространственных частот  $k_x, k_y$  к полярному ( $\Theta$ ) и азимутальному ( $\Phi$ ) углам, задаваемым соотношениями:  $k_x = (2\pi/\lambda)n_i \sin\Theta$ ,  $k_y = (2\pi/\lambda)n_i \sin\Phi$  [180]. Примем далее, что углы  $\Theta$  и  $\Phi$  отмеряются от оси падающего оптического пучка  $\mathbf{N}_i$  в сторону акустической волновой нормали  $\mathbf{N}_a$  и нормали  $[\mathbf{N}_i \times \mathbf{N}_a]$  к главной плоскости АО дифракции соответственно. Именно в таких координатах проводились все дальнейшие расчеты ДПФ в настоящей работе.

Известно, что в одноосных кристаллах существуют три устойчивые топологии двумерной передаточной функции [117,181]. Первые две из них отвечают различным вариантам углового НФС, а третья – всем остальным геометриям АО дифракции. В последнем случае ДПФ имеет форму дуги, ориентация которой зависит от величины угла между разностным лучевым вектором  $\mathbf{s}_d - \mathbf{s}_i$  взаимодействующих световых мод и главной плоскостью дифракции. В условиях НЧ геометрии передаточная функция имеет форму овала (топология О-типа), переходящего в кольцо по мере увеличения частоты ультразвука относительно частоты  $f_0$  [182]. Это позволяет выделять из падающего на АО ячейку когерентного светового поля низкие (при  $f=f_0$ ) или высокие (при  $f>f_0$ ) пространственные частоты, т.е. осуществлять интегрирование или дифференцирование (оконтуривание) монохромных изображений [180], а при использовании поличастотных радиосигналов – гибко управлять амплитудным профилем осесимметричных оптических пучков [185]. При уменьшении частоты ультразвука относительно  $f_0$  интегральная эффективность дифракции в АО ячейках, использующих НЧ варианты углового НФС, быстро снижается, поскольку в таком случае условие фазового АО синхронизма не выполняется ни для одной угловой компоненты падающего светового пучка. Это означает, что рабочая точка НЧ геометрии соответствует локальному минимуму функции  $f(\Theta, \Phi)$  не только в главной плоскости дифракции, но и для всей структуры ФС в одноосном кристалле (при выбранном направлении акустической волны), являясь для нее особой точкой типа фокус [181].

Передаточная функция для ВЧ геометрии имеет форму креста (топология Х-типа), распадающегося на две горизонтальные (вертикальные) дуги при увеличении (уменьшении) частоты ультразвука относительно частоты  $f_0$  [179]. Отсюда ясно, что в рабочей точке данной геометрии выполняются неравенства  $\partial_{\Theta}^2 f < 0$  и  $\partial_{\Phi}^2 f > 0$ , т.е. для структуры ФС в одноосном кристалле она является особой точкой типа седло [179,181]. АО фильтры с Х-образной ДПФ

позволяют проводить как избирательную фильтрацию когерентного светового поля по частотам  $k_x$  (при  $f < f_0$ ) или  $k_y$  (при  $f > f_0$ ) [180], так и принципиально двумерную коррекцию его углового спектра (при управлении радиосигналом сложной формы).

При дифракции в двусосных кристаллах количество возможных топологий передаточных функций увеличивается, а форма тех, которые являются аналогами перечисленных выше ДПФ в одноосных кристаллах, может принимать иной вид. При рассмотрении особенностей формы передаточных функций ограничимся главными плоскостями двусосного кристалла. В работе [A15] показано, что в косых срезах они будут иметь схожий вид. Все представленные ниже количественные расчеты ДПФ в кристалле  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> выполнены для света с  $\lambda = 633$  нм и пьезопреобразователя с  $l_{pt} = 1$  см. Моделирование проводилось для трех различных значений частоты ультразвука:  $f = f_0$ ,  $f = f_m < f_0$  и  $f = f_p > f_0$ . При этом частоты  $f_m$  и  $f_p$  выбирались так, что на них коэффициент передачи  $|H(0,0)|$  АО ячейки впервые обращается в ноль.

Рассмотрим вначале срезы двусосного кристалла, в которых ДПФ имеет вид, похожий на одну из двух вышеописанных передаточных функций в одноосных кристаллах, но при этом обладает существенной асимметрией. Подобную ситуацию иллюстрирует рис. 4.8, на котором представлены ДПФ для различных вариантов широкоугольного АО рассеяния, реализующихся в срезе  $\chi = 25.5^\circ$  плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub>. Здесь и далее в расчетах тип падающей световой моды выбирался таким, чтобы в рабочей точке углового НФС ее электрический вектор  $\mathbf{d}$  был параллелен таковому для  $qo$ -волны. Можно видеть, что в условиях СЧ геометрии в вышеуказанном срезе кристалла ДПФ имеет форму капли (топология О-типа) [A2], вытянутой в сторону отрицательных значений  $k_x$  (рис. 4.8а). На частотах ультразвука  $f > f_0$  передаточная функция принимает форму деформированного кольца (рис. 4.8б), при этом ее асимметрия становится выраженной еще более ярко. Для НЧ геометрии ДПФ имеет форму асимметричного креста, верхние ветви которого смыкаются в точке, отвечающей распространению световой  $f$ -моды вблизи оптической оси двусосного кристалла (рис. 4.8г) [A7]. При увеличении частоты ультразвука относительно  $f_0$  крест распадается на две дуги неправильной формы, имеющие протяженный вертикальный участок (рис. 4.8д). Подобная структура передаточной функции позволяет осуществлять качественную избирательную фильтрацию светового поля по угловым частотам  $k_y$ . Аналогичные дуги, возникающие при уменьшении частоты ультразвука, напротив, обладают довольно большой кривизной (рис. 4.8е), так что полученная в такой АО ячейке фильтрация светового поля по частотам  $k_x$  не будет отличаться высоким качеством. Наконец, для ВЧ геометрии ДПФ имеет форму симметричного креста (рис. 4.8ж) и своим видом в точности повторяет аналоги в одноосном кристалле в срезах, не слишком близких к  $\chi_{opt}$  [117].

Из графиков на рис. 4.8 нетрудно заключить, что та область ДПФ АО ячейки на двусосном кристалле, которая отвечает направлениям векторов  $\mathbf{k}_i$  и  $\mathbf{k}_d$  вдали от оптической оси, имеет вид,

схожий с видом последней в одноосных кристаллах. Однако по мере приближения направления одного из этих векторов к оптической оси возникает деформация ДПФ, обусловленная быстрым сближением полостей ПНР двуосного кристалла и заметным изменением их кривизны в направлении, ортогональном к плоскости оптических осей.

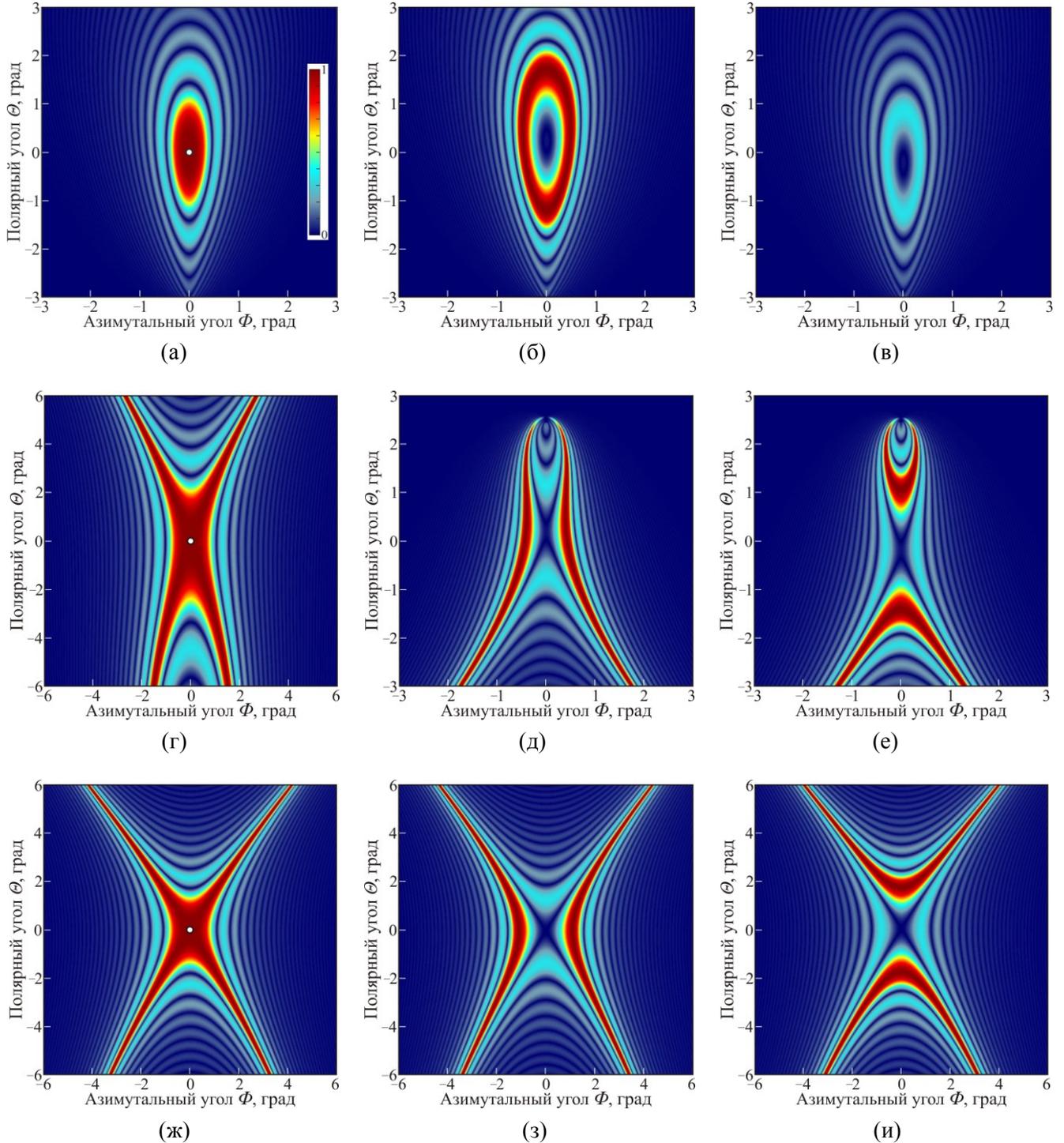


Рис. 4.8. Двумерные передаточные функции в срезе с углом  $\chi=25.5^\circ$  плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha$ - $\text{NiO}_3$ : СЧ геометрия, процесс  $s \rightarrow f$  (а-в),  $f=f_0=401.3$  МГц (а),  $f=f_p=403.4$  МГц (б),  $f=f_m=399.3$  МГц (в); НЧ геометрия, процесс  $f \rightarrow s$  (г-е),  $f=f_0=306$  МГц (г),  $f=f_p=308.3$  МГц (д),  $f=f_m=303.8$  МГц (е); ВЧ геометрия, процесс  $s \rightarrow f$  (ж-и),  $f=f_0=470.8$  МГц (ж),  $f=f_p=471$  МГц (з),  $f=f_m=470.6$  МГц (и). Точки с  $\Phi=0$  отвечают главной плоскости дифракции; точка  $(0,0)$  – рабочая точка геометрии УНФС.

Известно, что топология ДПФ определяется локальной структурой скелетных кривых, представляющих собой изолинии АО расстройки  $R(\Theta, \Phi)$  со значением  $R=0$  [179]. Чтобы установить форму этих кривых вблизи точки  $(0,0)$ , разложим величину  $R(\Theta, \Phi)$  в ряд по малым углам  $\Theta$  и  $\Phi$ . Учитывая коллинеарность лучевых векторов взаимодействующих оптических мод в рабочей точке углового НФС, для главной асимптотики функции  $R$  получим:

$$R = p(\pi l_{ef} / \lambda) \{C_{\Theta\Theta} \Theta^2 + 2C_{\Theta\Phi} \Theta\Phi + C_{\Phi\Phi} \Phi^2\}, \quad (4.8)$$

где коэффициенты  $C_{\Theta\Theta}$ ,  $C_{\Theta\Phi}$  и  $C_{\Phi\Phi}$  выражаются через коэффициенты 1-ой и 2-ой квадратичных форм, построенных на ПНР двуосного кристалла. Решая (4.8) при условии  $R=0$ , находим, что скелетные кривые  $\Theta(\Phi)$  в рассматриваемом здесь низшем приближении представляют собой либо изолированную точку  $(0,0)$ , либо пару прямых линий, образующих углы  $\beta_1$  и  $\beta_2$  с осью пространственных частот  $k_x$ , причем:

$$\tan \beta_{1,2} = \left( -C_{\Theta\Phi} \pm \sqrt{C_{\Theta\Phi}^2 - C_{\Theta\Theta} C_{\Phi\Phi}} \right) / C_{\Phi\Phi}. \quad (4.9)$$

Из полученной формулы следует, что в общем случае топология скелетных кривых ДПФ определяется значением параметра  $D = \text{sign}(C_{\Theta\Phi}^2 - C_{\Theta\Theta} C_{\Phi\Phi})$ . В случае  $D=-1$  изолинии  $R = \text{const}$  имеют форму эллипсов, и ДПФ принадлежит к О-типу, а в случае  $D=+1$  – форму гипербол со скелетными кривыми в виде креста, характерную для ДПФ Х-типа. Топологические переходы между двумя этими устойчивыми формами ДПФ происходят в ситуации, когда  $D=0$ .

Более глубокий анализ показал, что вдоль направлений в  $k$ -пространстве, определяемых формулой (4.9), кривизна ПНР кристалла для падающей волны оказывается в точности равной таковой для дифрагированной волны, что придает им ясный геометрический смысл. Также это доказывает, что для режимов УНФС с  $D \geq 0$  прямые  $\Theta_{1,2} = \Phi \cdot \tan \beta_{1,2}$  являются касательными к скелетным кривым ДПФ в точке  $(0,0)$ , т.е. по своему физическому смыслу направления (4.9) являются направлениями ФС (более строго, направлениями сверхнизкой угловой селективности дифракции). Отсюда ясно, что введенный ранее параметр  $D$  позволяет корректно установить топологию скелетных кривых ДПФ для всех существующих в двуосном (одноосном) кристалле вариантов широкоугольного АО взаимодействия.

Благодаря симметрии ПНР двуосного кристалла в разложении АО расстройки  $R(\Theta, \Phi)$  для вариантов УНФС в его главных плоскостях присутствуют только члены четного порядка по переменной  $\Phi$ . Среди прочего этого приводит к аксиальной симметрии (зеркальной симметрии относительно оси частот  $k_x$ ) отвечающих им ДПФ. В результате в исследуемом здесь случае широкоугольного  $qo \rightarrow qe$  рассеяния формула (4.8) принимает вид [A7]:

$$R = p(\pi l_{ef} / \lambda) n_i^2 \{(\kappa_i - \kappa_d) \Theta^2 + (\kappa_i^{(s)} - \kappa_d^{(s)}) \Phi^2\}, \quad (4.10)$$

где  $\kappa$  и  $\kappa^{(s)}$  – кривизны ПНР двуосного кристалла соответственно в главной плоскости АО дифракции и в ортогональном к ней направлении. Из (4.10) следует, что здесь ДПФ относится к

О-типу тогда и только тогда, когда величины  $\kappa_i - \kappa_d$  и  $\kappa_i^{(s)} - \kappa_d^{(s)}$  имеют противоположные знаки. В противном случае она имеет форму креста, ветви которого в точке (0,0) образуют с осью пространственных частот  $k_x$  углы  $\pm\beta$ , где:

$$\beta = \pm \arctan \sqrt{(\kappa_i - \kappa_d) / (\kappa_d^{(s)} - \kappa_i^{(s)})}. \quad (4.11)$$

Таким образом, в качестве дискриминатора топологии ДПФ для вариантов широкоапертурной геометрии в главных плоскостях выступает следующий параметр [A7]:

$$D = -\text{sign}[(\kappa_i - \kappa_d) / (\kappa_i^{(s)} - \kappa_d^{(s)})]. \quad (4.12)$$

Особого внимания заслуживают варианты УНФС, при которых одна из величин  $\kappa_i - \kappa_d$ ,  $\kappa_i^{(s)} - \kappa_d^{(s)}$  обращается в нуль. Случай  $\kappa_i = \kappa_d$  и, следовательно,  $\beta = 0^\circ$  встречается как в двуосных, так и одноосных кристаллах и возникает в условиях сверхширокоугольной геометрии в срезе с  $\chi = \chi_{opt}$  [117,138,A16]. Ситуация  $\kappa_i^{(s)} = \kappa_d^{(s)}$  и  $\beta = \pm 90^\circ$ , напротив, может возникать исключительно в двуосных кристаллах. Здесь чрезвычайно низкая угловая селективность наблюдается уже в направлении, ортогональном к главной плоскости дифракции, что определяет необычную форму ДПФ, вытянутую вдоль оси абсцисс [A7,A9,A16]. Общие сведения о топологиях ДПФ, существующих в главных плоскостях двуосного кристалла, приведены в табл. 4.1 [A7].

Попутно отметим, что из формулы (4.10) получается следующее компактное выражение для угловой апертуры АО дифракции  $\Delta\Phi$  в направлении оптических угловых частот  $k_y$ :

$$\Delta\Phi = 2\sqrt{0.8\lambda/l_{ef}} / \sqrt{n_i^2 |\kappa_i^{(s)} - \kappa_d^{(s)}|}. \quad (4.13)$$

Записанное в таком виде соотношение (4.13) оказывается справедливым для обоих процессов ( $qo \rightarrow qe$  и  $qe \rightarrow qo$ ) анизотропной АО дифракции в главных плоскостях двуосного кристалла и позволяет корректно определить диапазон  $\Delta\Phi$  для всех вариантов углового НФС, кроме особых режимов с  $\kappa_i^{(s)} = \kappa_d^{(s)}$ . В последнем случае для расчета  $\Delta\Phi$  необходимо учесть в разложении (4.10) член четвертого порядка по величине угла  $\Phi$ .

Параметр	Значение параметра						
$\text{sign}(\kappa_i - \kappa_d)$	+	-	0	любой	-	+	любой
$\text{sign}(\kappa_i^{(s)} - \kappa_d^{(s)})$	-	+	любой	$\infty$	-	+	0
$D$	1		0		-1		$\infty$
$\beta$	$0 < \beta < \pi/2$		0		—		$\pi/2$
топология ДПФ	X		V		O		U или $\Omega$

Табл. 4.1. Классификация топологий двумерной передаточной функции, существующих в главных кристаллооптических плоскостях оптически двуосного кристалла.

Фигурирующие в (4.10) величины  $\kappa_i$  и  $\kappa_d$  представляют собой кривизну окружности и эллипса в сечении ПНР двуосного кристалла, отвечающих соответственно  $qo$ - и  $qe$ -волне. В рассматриваемой здесь плоскости  $XZ$  они даются формулами:

$$\kappa_{qo} = 1/n_Y, \quad \kappa_{qe} = n_X n_Z^{-2} \left( \frac{1 + n_X^2 n_Z^{-2} \tan^2 \vartheta}{1 + n_X^4 n_Z^{-4} \tan^2 \vartheta} \right)^{3/2}. \quad (4.14)$$

Для кривизн  $\kappa_{qo}^{(s)}$  и  $\kappa_{qe}^{(s)}$  полостей ПНР двуосного кристалла в направлении, ортогональном к плоскости  $XZ$ , в настоящей работе были получены следующие компактные выражения:

$$\kappa_{qo}^{(s)} = n_Y n_X^{-2} \frac{\tan^2 \vartheta - \tan^2 \gamma}{\tan^2 \vartheta - \tan^2 \psi}, \quad \kappa_{qe}^{(s)} = n_X n_Z^{-2} \frac{\tan^2 \vartheta - n_Z^4 n_X^{-4} \tan^2 \gamma}{\tan^2 \vartheta - \tan^2 \psi} \sqrt{\frac{1 + n_X^2 n_Z^{-2} \tan^2 \vartheta}{1 + n_X^4 n_Z^{-4} \tan^2 \vartheta}}. \quad (4.15)$$

Анализ формул (4.15) приводит к следующим выводам. Во-первых, при распространении по оптическим осям кривизна  $\kappa^{(s)}$  как для  $qo$ -, так и для  $qe$ -моды обращается в бесконечность [137], что обусловлено дефектом ПНР двуосного кристалла в соответствующей точке. Во-вторых, для направлений, лежащих внутри конуса внешней рефракции (диапазон  $\gamma - \Delta\gamma < \vartheta < \gamma$ ), кривизна  $\kappa^{(s)}$  внешней полости ПНР кристалла отрицательна; при этом при переходе через оптическую ось обе величины  $\kappa_{qo}^{(s)}$  и  $\kappa_{qe}^{(s)}$  меняют свой знак.

Зависимости угла  $\beta$  от среза кристалла для различных вариантов углового НФС в плоскости  $XZ$  кристалла йодноватой кислоты показаны на рис. 4.9. Из графика видно, что ДПФ для ВЧ геометрии здесь во всем диапазоне углов  $\chi$  от  $\chi = 0^\circ$  до  $\chi = \chi_{opt}$  имеет X-образную форму. При этом угол между ее ветвями монотонно убывает от значения  $2\beta = 2 \arctan \sqrt{(n_Z/n_Y)} \approx 88.2^\circ$  при  $\chi = 0^\circ$  (коллинеарное взаимодействие вдоль оси  $X$ ) до нуля при  $\chi = \chi_{opt}$ , что иллюстрирует сплошная кривая на рис. 4.9а. Интересно отметить, что при увеличении угла  $\chi$  в одноосном кристалле эволюция формы X-образной ДПФ происходит в точности таким же образом [117]. Передаточная функция для анизотропных вариантов НЧ геометрии также имеет форму креста, угол между ветвями которого, напротив, монотонно возрастает при увеличении угла  $\chi$ . Срез кристалла, в котором штрихпунктирная кривая на рис. 4.9а касается оси абсцисс, соответствует ситуации, когда волновой вектор падающей  $qo$ -волны направлен вдоль одной из оптических осей кристалла  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub>. В этом случае величина  $|\kappa_i^{(s)}|$  обращается в бесконечность, что и обеспечивает нулевое значение угла  $\beta$ .

В режиме изотропного  $s \rightarrow s$  рассеяния света X-образную форму принимает ДПФ для СЧ геометрии (рис. 4.9б). Здесь при увеличении среза кристалла угол  $\beta$  монотонно уменьшается от  $90^\circ$  в НС срезе ( $\chi = \chi_{ls}$ ) до нуля. В последнем случае вдоль оптической оси распространяется уже световая  $qe$ -мода, так что в бесконечность обращается величина  $|\kappa_d^{(s)}|$ . Отметим также узость диапазона срезов на рис. 4.9б, в которых реализуются изотропные варианты углового НФС. Эта особенность приводит к сильной зависимости характеристик использующих их приборов от

точности изготовления АО ячейки, о чем уже упоминалось в третьей главе. Так, например, для корректной работы широкоугольного АО дефлектора на основе НС дифракции в плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha$ - $\text{ННО}_3$  звуковая грань ячейки должна быть выведена с точностью не ниже  $1'$ , что ставит под сомнение возможность практической реализации такого устройства.

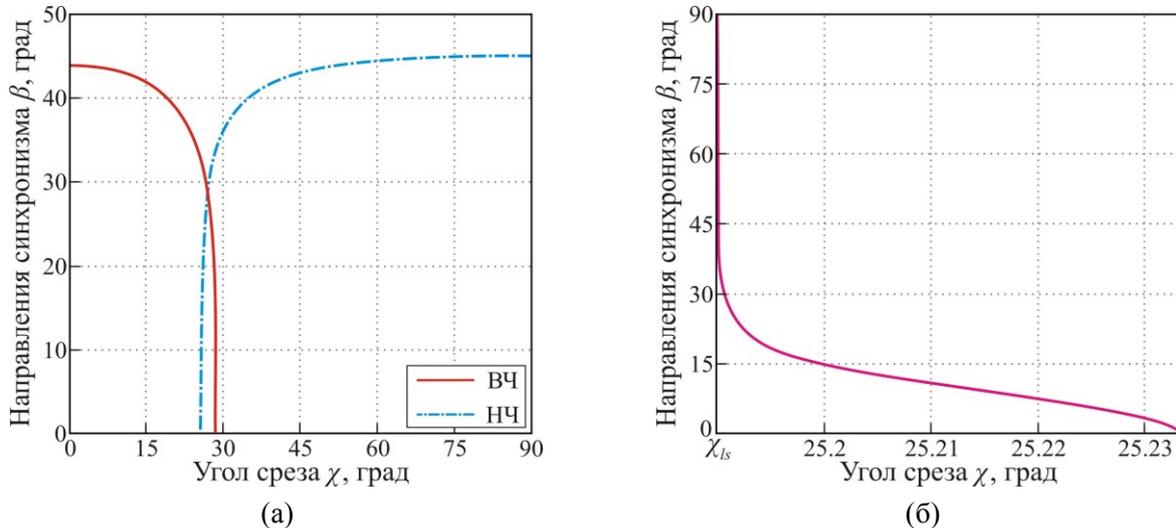


Рис. 4.9. Направления фазового АО синхронизма для различных вариантов углового НФС в плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha$ - $\text{ННО}_3$ ; процесс  $go \rightarrow qe$ : анизотропная дифракция (а), изотропное рассеяние света (б).

Уяснив общие особенности структуры ДПФ для различных вариантов УНФС в плоскости  $XZ$  двусосного кристалла, вернемся к изучению вида передаточных функций в кристалле  $\alpha$ - $\text{ННО}_3$  в конкретных срезах этой плоскости. При увеличении угла  $\chi$  относительно значения  $\chi = 25.5^\circ$  асимметрия ДПФ для СЧ геометрии практически полностью исчезает, и здесь она принимает форму правильного овала, что иллюстрирует рис. 4.10а. ДПФ для ВЧ геометрии, напротив, становится все более асимметричной (рис. 4.10б). Сравнивая картины на рис. 4.8 и рис. 4.10, нетрудно заметить, что при упомянутом увеличении среза угловая селективность дифракции в условиях СЧ геометрии заметно снижается как в главной плоскости взаимодействия ( $XZ$ ), так и в ортогональном к ней направлении. Вместе с этим для ВЧ геометрии аналогичное снижение селективности дифракции наблюдается только в плоскости  $XZ$ .

При  $\chi = \chi_{opt}$  СЧ и ВЧ варианты углового НФС сливаются в один особый режим АО рассеяния, обеспечивая сверхширокий угловой диапазон дифракции в главной плоскости взаимодействия. В этом случае ДПФ принимает необычную Y-образную форму (рис. 4.11а), представляющую собой суперпозицию половины креста (верхняя часть ДПФ) и половины вытянутого овала (нижняя часть ДПФ) [А2,А16]. При  $f = f_0$  ее скелетные кривые имеют V-образную структуру (топология V-типа) с изломом в точке (0,0) [А7]. Интересно отметить, что для аналогичной геометрии в одноосных кристаллах они имеют в точности такой же вид [138]. При увеличении частоты ультразвука ( $f > f_0$ ) ДПФ приобретает вид сильно деформированной

дуги, содержащей протяженные вертикальные участки (рис. 4.11б). Это позволяет осуществить в такой АО ячейке качественную избирательную фильтрацию светового поля по угловым частотам  $k_y$  [A16]. В то же время на частотах  $f < f_0$  ДПФ принимает гладкую V-образную форму и смещается в сторону больших угловых частот  $k_x$  (рис. 4.11в).

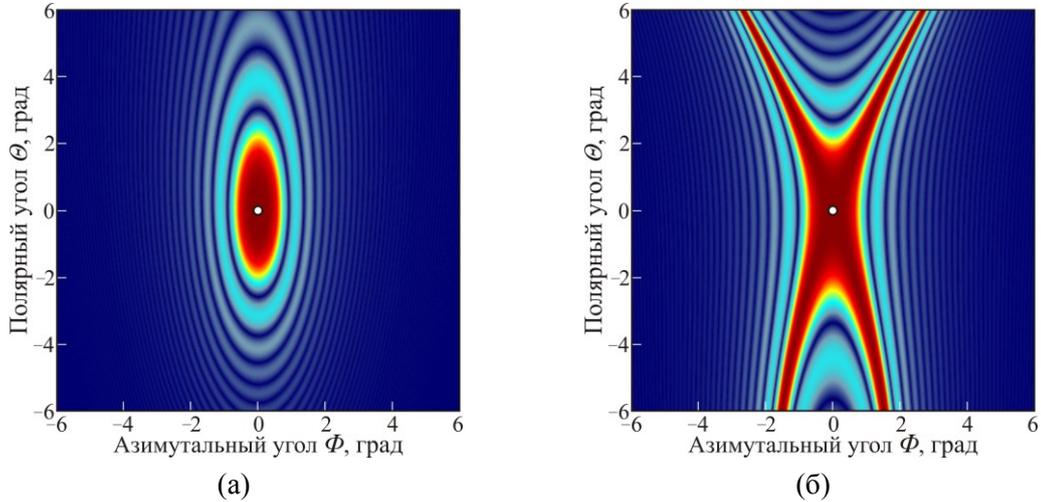


Рис. 4.10. Двумерные передаточные функции в срезе с углом  $\chi = 27.7^\circ$  плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha\text{-ННО}_3$ ; процесс  $s \rightarrow f$ : СЧ геометрия,  $f = f_0 = 496.2$  МГц (а); ВЧ геометрия,  $f = f_0 = 498$  МГц (б).

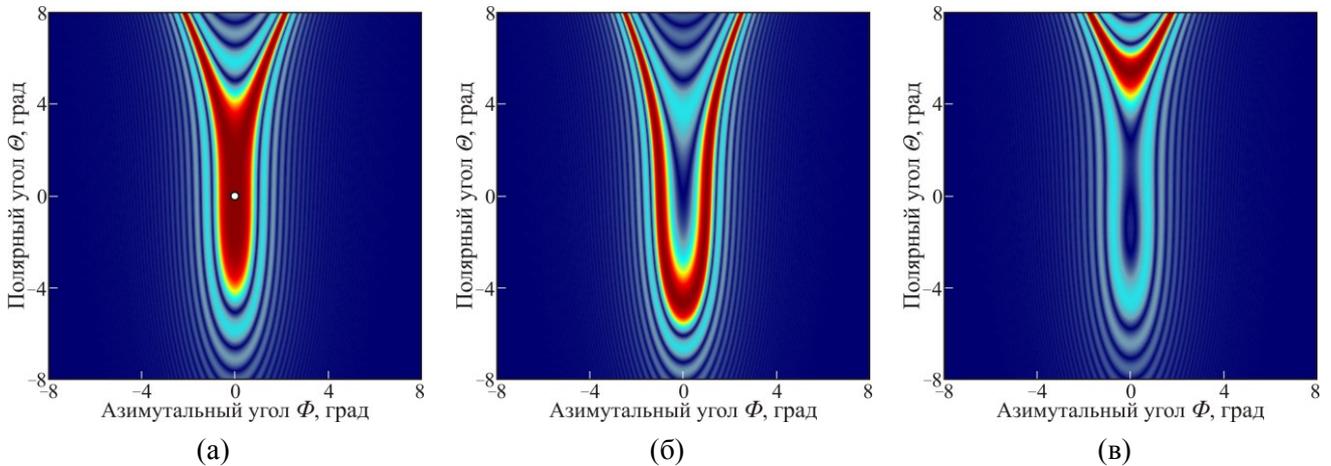


Рис. 4.11. Двумерные передаточные функции в условиях сверхширокоугольной  $s \rightarrow f$  дифракции в срезе с  $\chi = \chi_{opt}$  плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha\text{-ННО}_3$ :  $f = f_0 = 502.8$  МГц (а),  $f = f_p = 503.2$  МГц (б),  $f = f_m = 502.4$  МГц (в).

При уменьшении угла  $\chi$  относительно значения  $\chi = 25.5^\circ$  наблюдается качественное изменение формы ДПФ для СЧ и НЧ вариантов УНФС. Так, в верхней части ДПФ для НЧ геометрии формируется дополнительная O-образная область, отвечающая изотропной  $s \rightarrow s$  дифракции и примыкающая к основной части ДПФ в точке, для которой волновой вектор  $\mathbf{k}_d$  направлен вдоль оптической оси двуосного кристалла. В случае СЧ геометрии аналогичная по своему смыслу область появляется в нижней части ДПФ и имеет форму дуги [A7]. Отдельного рассмотрения заслуживают режимы широкоугольного изотропно-анизотропного АО рассеяния на оптическую ось. Здесь в процесс АО дифракции вовлекается явление внутренней конической

рефракции, что позволяет использовать такие варианты УНФС для управления параметрами векторных оптических пучков [132,186]. Поскольку данные режимы АО рассеяния реализуются в условиях поляризационной сингулярности, то для корректного расчета ДПФ тут необходимо учесть анизотропию коэффициента АО качества и влияние поляризатора и анализатора. При их обычной установке (параллельно векторам  $\mathbf{d}$  падающей и дифрагировавшей волны в рабочей точке УНФС) исследуемые ДПФ имеют вид, показанный на рис. 4.12.

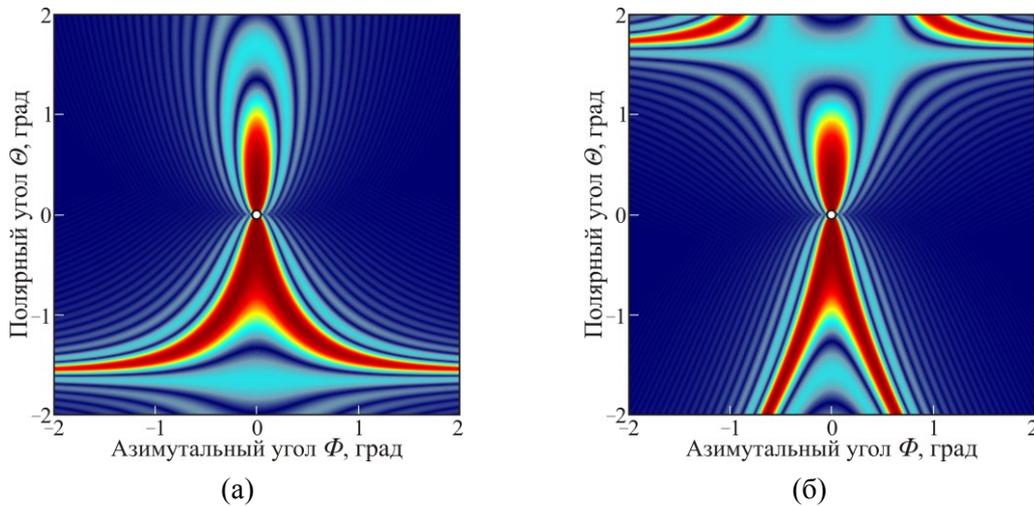


Рис. 4.12. Двумерные передаточные функции для осевых вариантов широкоапертурной дифракции в плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha$ - $\text{NiO}_3$ : СЧ геометрия,  $f=f_0=369.4$  МГц (а); НЧ геометрия,  $f=f_0=333.4$  МГц (б).

Наконец, последняя из существующих в плоскости  $XZ$  двуосного кристалла специальных форм ДПФ наблюдается при изотропном НС рассеянии в срезе с  $\chi=\chi_{ls}$ . ДПФ имеет здесь многосвязную структуру, состоящую из трех областей, каждая из которых отвечает своему типу АО взаимодействия ( $f \rightarrow s$ ,  $s \rightarrow s$  или  $s \rightarrow f$ ). При этом, как и в случае на рис. 4.12, соседние области переходят друг в друга при распространении света вдоль оптической оси. Основная (центральная) часть ДПФ реализуется в условиях изотропной  $s \rightarrow s$  дифракции и имеет форму, напоминающую ромб с закругленными краями (рис. 4.13а). Скелетные кривые такой ДПФ при  $f=f_0$  своим видом напоминают букву "Ω" (топология Ω-типа) [A15]. При уменьшении частоты ультразвука ( $f < f_0$ ) ДПФ распадается на два сильно изогнутых креста (рис. 4.13б), отвечающих вариантам НС дифракции в косых срезах кристалла. Существенно, что описанное изменение формы ДПФ сопровождается смещением её топологического центра вверх по оси частот  $k_x$ . В результате точка (0,0), являющаяся при  $f=f_0$  точкой максимума угловой характеристики, при  $f < f_0$  попадает на ее склон. Вместе с локальным понижением размерности ДПФ (переход от 2D-к 1D-структуре) эта особенность позволяет в одной АО ячейке (без подстройки угла падения света) проводить интегрирование (при  $f=f_0$ ) и качественное направленное дифференцирование (по оси угловых частот  $k_x$ , при  $f < f_0$ ) оптического изображения. При увеличении частоты ультразвука ( $f > f_0$ ) ДПФ смещается вверх и принимает дугообразную форму, типичную для

изотропной АО дифракции (рис. 4.13в). В этом случае рабочая точка (0,0) попадает уже на противоположный склон угловой характеристики, имеющей здесь крутизну, близкую к таковой на рис. 4.13б. Эта уникальная особенность данной АО ячейки позволяет применять ее для АО визуализации градиента фазы светового поля (в направлении угловых частот  $k_x$ ) в присутствии паразитной амплитудной модуляции. Для этого, как известно [180], необходимо зафиксировать изображения на частотах  $f < f_0$  и  $f > f_0$  и произвести их попиксельное вычитание. Моделирование эффекта визуализации оптического волнового фронта в такой ячейке на примере простейших тестовых амплитудно-фазовых объектов проведено в работе [A15]. Картины на рис. 4.13 позволяют также заключить, что характеристики широкоугольного АОД или АОС на основе обсуждаемого здесь варианта НС геометрии будут в основном определяться селективностью АО дифракции в плоскости  $XZ$ .

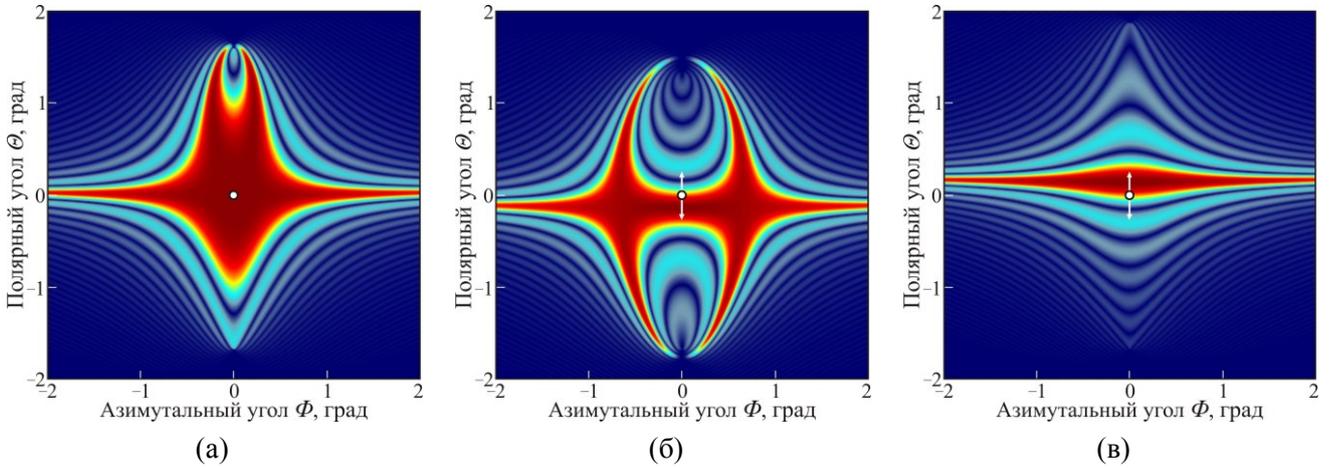


Рис. 4.13. Двумерные передаточные функции в условиях низкоселективной  $s \rightarrow s$  дифракции в срезе  $\chi = \chi_{ls}$  плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub>:  $f = f_0 = 351.4$  МГц (а),  $f = f_m = 321.6$  МГц (б),  $f = f_p = 381.1$  МГц (в). Частоты  $f_m$  и  $f_p$  здесь выбраны так, что на них  $|H(0,0)| = 1/\sqrt{2}$ . Белыми стрелками показано реализуемое в такой АО ячейке направление дифференцирования оптического изображения.

Для направлений вблизи плоскости  $YZ$  поверхность рефракции двуосного кристалла имеет довольно простую структуру. Поэтому на первый взгляд может показаться, что в таких срезах ДПФ должны быть похожи на аналоги, существующие в одноосных кристаллах. Однако более детальный анализ показывает, что и здесь передаточные функции могут иметь уникальную структуру, открывающую новые возможности в задачах спектральной и пространственной фильтрации оптических пучков.

Аналоги формул (4.14), (4.15) в этой плоскости имеют следующий вид:

$$\kappa_{qo} = 1/n_x, \quad \kappa_{qe} = n_y n_z^{-2} \left( \frac{1 + n_y^2 n_z^{-2} \tan^2 \mathcal{G}}{1 + n_y^4 n_z^{-4} \tan^2 \mathcal{G}} \right)^{3/2}; \quad (4.16)$$

$$\kappa_{qo}^{(s)} = n_x n_y^{-2} \frac{\tan^2 \mathcal{G} + \tan^2 \mathcal{G}_0}{\tan^2 \mathcal{G} + n_z^2 n_y^{-2} \tan^2 \mathcal{G}_0}, \quad \kappa_{qe}^{(s)} = n_y n_z^{-2} \frac{\tan^2 \mathcal{G} + n_z^4 n_y^{-4} \tan^2 \mathcal{G}_0}{\tan^2 \mathcal{G} + n_z^2 n_y^{-2} \tan^2 \mathcal{G}_0} \sqrt{\frac{1 + n_y^2 n_z^{-2} \tan^2 \mathcal{G}}{1 + n_y^4 n_z^{-4} \tan^2 \mathcal{G}}}. \quad (4.17)$$

Здесь для придания компактности формулам (4.17) введен вспомогательный угол  $\vartheta_0$ :

$$\tan \vartheta_0 = \sqrt{(n_x^2 - n_y^2)/(n_x^2 - n_z^2)}. \quad (4.18)$$

Зависимости введенного ранее угла  $\beta$  от угла среза  $\chi$  для различных вариантов УНФС в плоскости  $YZ$  кристалла  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub> приведены на рис. 4.14. Как показали расчеты, ДПФ для ВЧ и НЧ геометрии имеют здесь X-образный, а для СЧ геометрии – O-образный вид. Из графиков на рис. 4.14 видно, что зависимость  $\beta(\chi)$  для ВЧ геометрии в плоскости  $YZ$  практически в точности повторяет таковую в плоскости  $XZ$  (рис. 4.9а). В то же время угол  $\beta$  для НЧ геометрии ведет себя принципиально по-другому и своим поведением в области  $\chi \approx 0^\circ$  напоминает угол  $\beta$  для изотропной дифракции в срезах с  $\chi \approx \chi_{ls}$  плоскости  $XZ$  (рис. 4.9б). Так, в срезе с  $\chi = 0^\circ$  угол  $\beta$  равен  $90^\circ$ , а при увеличении угла  $\chi$  он монотонно убывает до величины  $\beta = \arctan \sqrt{(n_y/n_x)} \approx 44.8^\circ$ , наблюдающейся в режиме коллинеарного АО рассеяния вдоль оси  $Z$  ( $\chi = 90^\circ$ ). Столь необычный характер изменения угла  $\beta$  в области  $\chi \approx 0^\circ$  обусловлен близкими к нулю значениями величины  $\kappa_i^{(s)} - \kappa_d^{(s)}$  для вариантов НЧ геометрии в таких срезах плоскости  $YZ$ . Можно показать, что для особого варианта углового НФС в срезе  $\chi = 0^\circ$  эта величина строго равна нулю, что и объясняет асимптотическое стремление штрихпунктирной кривой к значению  $\beta = 90^\circ$  на рис. 4.13.

Исходя из вышесказанного, можно заключить, что наибольший интерес для исследования представляют передаточные функции для НЧ и СЧ геометрии в срезах плоскости  $YZ$  с  $\chi \approx 0^\circ$ , тогда как для остальных вариантов УНФС в испытываемой плоскости ДПФ будут иметь вид, аналогичный картинкам на рис. 4.8ж-и, рис. 4.10 и рис. 4.11. Эти уникальные по своей структуре ДПФ показаны на рис. 4.15, 4.16.

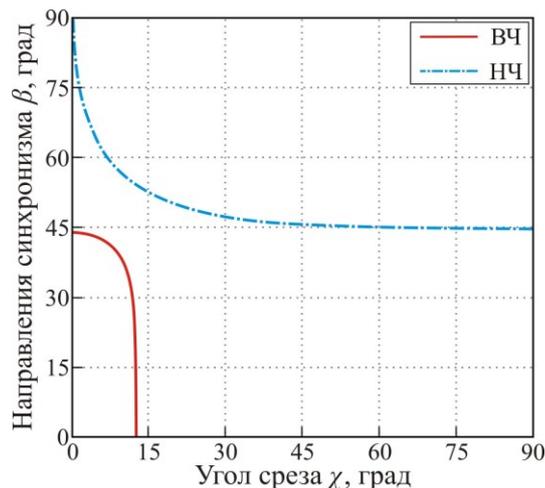


Рис. 4.14. Направления фазового АО синхронизма для различных вариантов широкоапертурной  $s \rightarrow f$  дифракции в плоскости  $YZ$  кристалла  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub>.

Наиболее неожиданный вид имеет ДПФ для специальной широкоапертурной геометрии в срезе с  $\chi = 0^\circ$ , представляющая собой широкую дугу (рис. 4.15а) [A16]. При  $f = f_0$  ее скелетные кривые своим видом напоминают букву "U" (топология U-типа) [A7]. Ранее отмечалось, что

такая топология ДПФ характерна для геометрий, селективных по углу падения, для которых условие широкоапертурности выполняется только в одном из направлений в  $k$ -пространстве. В нашем же случае последнее условие выполняется как в главной плоскости АО дифракции, так и в ортогональном к ней направлении, однако благодаря строгому равенству  $\kappa_i^{(s)} = \kappa_d^{(s)}$  полоса АО синхронизма  $\Delta k$  в направлении угловых частот  $k_y$  оказывается куда более широкой. Так, угловая апертура АО дифракции  $\Delta\Phi$  в рассматриваемой здесь ячейке на кристалле  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> составляет  $12^\circ$ , а угловая апертура  $\Delta\Theta - 1.7^\circ$ . Для оценки этого результата необходимо учесть, что при использовании эллиптических пучков размер поля зрения видео-фильтра в ортогональном направлении не ограничивается углом разделения дифракционных порядков [187]. Вместе с чрезвычайно широкой апертурой дифракции  $\Delta\Phi$  на рис. 4.15а (для сравнения, в классических видео-фильтрах на кристалле парателлуриата диапазон  $\Delta\Phi$  при той же величине  $l_{ef}$  не превышает  $1.8^\circ$ ) эта особенность открывает новые возможности для создания конкурентных светосильных АО монохроматоров с расширенным полем зрения.

При увеличении частоты ультразвука ( $f > f_0$ ) ДПФ на рис. 4.15а расщепляется на две более узкие дуги, смещающиеся в противоположных направлениях вдоль оси ординат (рис. 4.14б), т.е. становится фактически одномерной. Это позволяет проводить в такой ячейке качественную избирательную фильтрацию светового поля по частотам  $k_x$ , а при использовании двух таких ячеек, развернутых на угол  $90^\circ$  – синтезировать двумерные передаточные функции сложной формы, в том числе состоящие из нескольких изолированных областей (пятен). Подобные ДПФ позволяют значительно расширить функционал существующих АО схем оптических пинцетов [185,188,189], применяющихся в задачах анализа структуры белков и манипуляции холодными атомами, за счет возможности формирования динамических ловушек более сложной формы. Кроме того, упомянутая тандемная схема выглядит крайне перспективной для решения задач визуализации 2D-градиентов фазы светового поля АО методом.

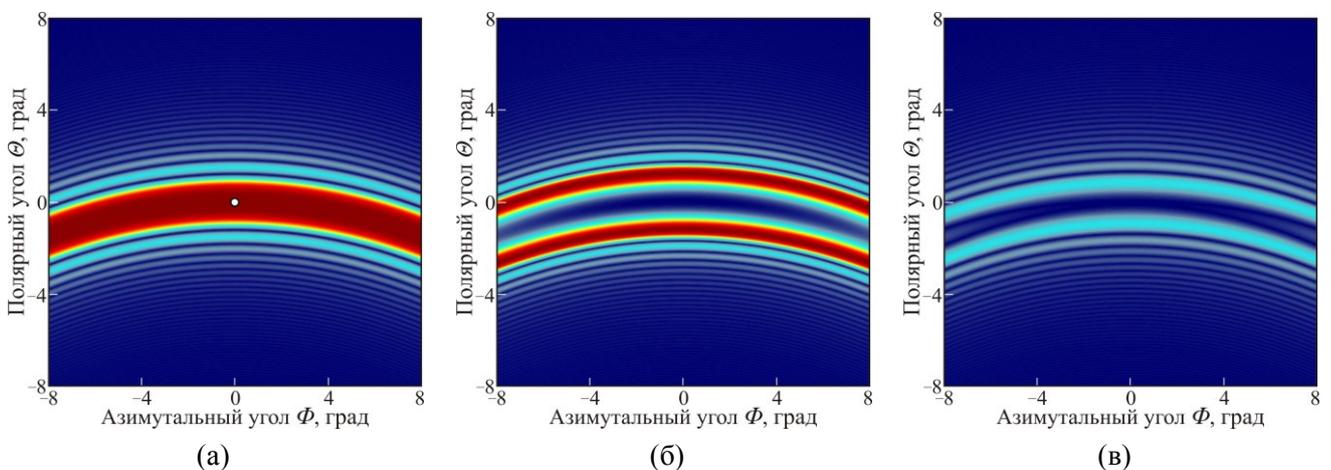


Рис. 4.15. Двумерные передаточные функции в условиях сверхширокоугольной  $s \rightarrow f$  дифракции в срезе с  $\chi = 0^\circ$  плоскости  $YZ$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub>:  $f = f_0 = 346.1$  МГц (а),  $f = f_p = 346.4$  МГц (б),  $f = f_m = 345.8$  МГц (в).

При небольшом увеличении угла среза двуосного кристалла в плоскости  $YZ$  ДПФ для НЧ геометрии принимает вид сильно изогнутого креста (рис. 4.16а). ДПФ для СЧ геометрии имеет в таких срезах форму, напоминающую треугольник с закругленными углами (рис. 4.16б). При дальнейшем увеличении угла среза полоса ФС  $\Delta k_y$  в таких ячейках постепенно уменьшается, а асимметрия их ДПФ становится все менее ярко выраженной. Наконец, в срезе с  $\chi = 5^\circ$  ДПФ для СЧ геометрии принимает форму правильного овала, вытянутого в направлении угловых частот  $k_y$  (рис. 4.17а). Расчеты показали, что при использовании эллиптических пучков поле зрения такого видео-фильтра на кристалле  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> составит  $3.7^\circ \times 6.5^\circ$ . Для сравнения, поле зрения его часто используемого аналога в срезе  $\chi = 12^\circ$  плоскости  $(1\bar{1}0)$  кристалла ТеО<sub>2</sub> составляет всего  $3.8^\circ \times 3.4^\circ$  (при той же  $l_{ef}$ ), т.е. оказывается почти в 1.9 раза уже.

Ранее отмечалось, что АОФ находят все более широкое применение в схемах адаптивной пространственной фильтрации осесимметричных оптических пучков. Для этих целей наиболее подходят видео-фильтры с передаточной функцией, имеющей при  $f=f_0$  форму, близкую к кругу. При дифракции в одноосных кристаллах подобная форма ДПФ реализуется для вариантов НЧ геометрии в срезах с углом  $\chi$ , ощутимо меньшим  $\chi_{opt}$  (для кристалла парателлуриата это срезы с  $\chi < 12^\circ$ ) [92]. Общим недостатком таких вариантов УНФС является их невысокая частотная селективность, определяющая заметное смещение центра ДПФ в пределах рабочего диапазона  $\Delta f$ . Анализ показал, что для преодоления этого недостатка целесообразно использовать особый режим СЧ геометрии в двуосном кристалле, при котором полоса ФС  $\Delta k_y$  в точности равна полосе  $\Delta k_x$ . В кристалле  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> такой режим наблюдается в срезе  $\chi = 9.9^\circ$  плоскости  $YZ$ . Здесь ДПФ имеет форму, близкую к идеальному кругу (рис. 4.17б), небольшая "грушевидная" деформация которого обусловлена влиянием кубического члена  $C_{\Theta\Phi\Phi} \Theta\Phi^2$  в разложении АО расстройки (4.10). Примечательно, что при использовании сферической оптики такая геометрия максимизирует угловую апертуру видео-фильтра на двуосном кристалле. Так, в случае на рис. 4.17б поле зрения АО фильтра составит  $4.7^\circ \times 4.7^\circ$  и как минимум в 1.7 раза превысит таковое для всех парателлуритных аналогов с той же величиной  $l_{ef}$ . Здесь необходимо отметить, что сравнимый выигрыш в угловой апертуре по отношению к классическим парателлуритным аналогам получается и для спектрально-поляризметрических АО фильтров на кристалле  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> [A14]. Более того, как показано в работе [A17], этот выигрыш может быть сделан еще более существенным при использовании двуосного кристалла с меньшим, чем в кристалле  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub>, абсолютным значением параметра  $B' = (n_y^2 - n_x n_z) / (n_x^2 - n_y n_z)$ .

При дальнейшем увеличении угла среза ДПФ принимает форму овала, вытянутого в направлении угловых частот  $k_x$ , который в результате топологического перехода превращается в деформированный крест. Как и в плоскости  $XZ$ , упомянутое взаимопревращение О-образной и Х-образной топологий здесь происходит в условиях сверхширокоугольной геометрии в срезе с

$\chi = \chi_{opt}$ . В данном срезе кристалла ДПФ имеет Y-образную форму (рис. 4.17в) и за исключением большей ширины в направлении угловых частот  $k_y$ , аналогична таковой на рис. 4.11а.

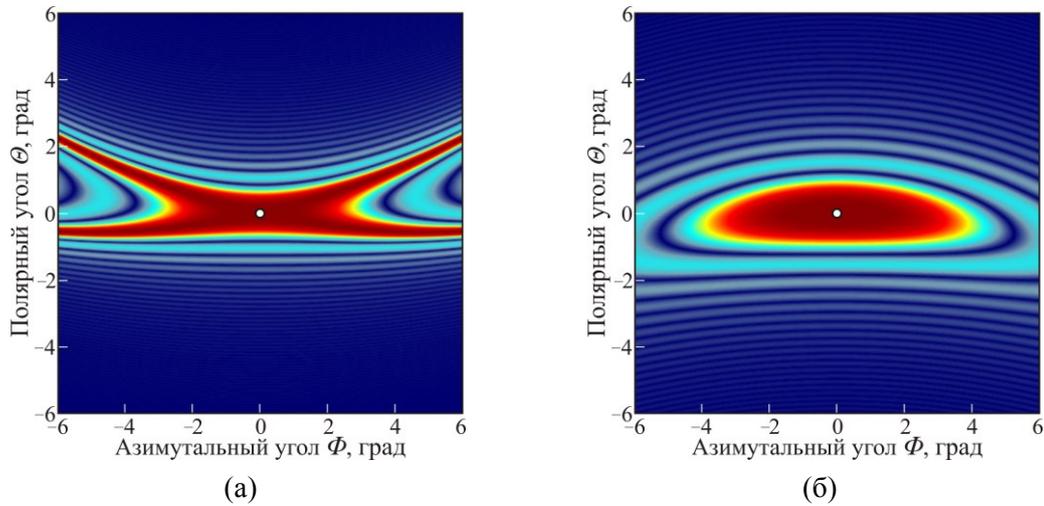


Рис. 4.16. Двумерные передаточные функции в срезе с углом  $\chi = 1^\circ$  плоскости  $YZ$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub>, процесс  $s \rightarrow f$ : НЧ геометрия,  $f = f_0 = 334.7$  МГц (а); СЧ геометрия,  $f = f_0 = 357.8$  МГц (б).

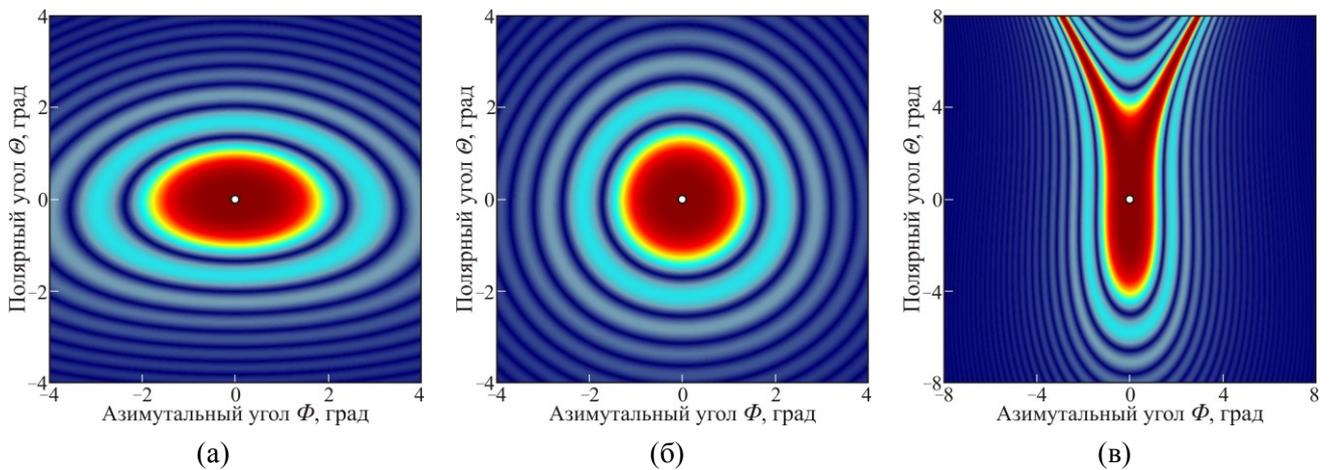


Рис. 4.17. Двумерные передаточные функции для вариантов широкоапертурной  $s \rightarrow f$  дифракции в различных срезах плоскости  $YZ$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub>: СЧ геометрия (а,б),  $\chi = 5^\circ$ ,  $f = f_0 = 406.1$  МГц (а);  $\chi = 9.9^\circ$ ,  $f = f_0 = 465.3$  МГц (б); сверхширокоугольная геометрия,  $\chi = \chi_{opt}$ ,  $f = f_0 = 492.6$  МГц (в).

Таким образом, можно полагать, что применение видео-фильтров на двусосных кристаллах в АО схемах пространственной и спектральной фильтрации световых полей позволит улучшить качество проводимой фильтрации и заметно расширит диапазон решаемых с их помощью задач. В первую очередь это относится к АО фильтрам с квазиодномерными передаточными функциями на рис. 4.13,4.15, а также к видео-фильтру с ДПФ в форме круга на рис. 4.17б.

### 4.3.3. Влияние дисперсии показателей преломления на характеристики широкоапертурных акустооптических фильтров

Одной из наиболее важных характеристик любой изображающей системы является ее пространственная разрешающая способность. В АО видеоспектрометрии обычно пользуются

удобной производной от этой характеристики, не зависящей от увеличения оптической системы – числом разрешимых элементов в строке изображения [177]. В идеальных условиях число разрешимых элементов определяется угловой и линейной апертурой АО ячейки, однако на практике при оценке пространственного разрешения необходимо учитывать негативное влияние угловых и хроматических aberrаций, возникающих в процессе АО дифракции [138,190]. В работах [190,191] показано, что величина и характер пространственно-спектральных искажений, вносимых в световой пучок АО ячейкой, существенно зависят от используемой оптической схемы. Так, при работе в параллельных лучах (схема фильтрации Фурье-образа изображения) наиболее существенными aberrациями являются дисторсия и основная угловая дисперсия, вызывающая поперечный хроматический сдвиг изображения в плоскости фотоприемника при перестройке АОФ по длине волны [190], а также фантомная угловая дисперсия, приводящая к размытию отфильтрованного изображения [166]. Основная угловая дисперсия может быть скомпенсирована наклоном выходной оптической грани АО ячейки [192] или дополнительной призмой [193], тогда как две другие aberrации эффективно устраняются только при использовании тандемной или двухпроходной схемы видео-фильтра [191,194-196]. Здесь необходимо отметить, что эффективное подавление вносимых в световой пучок искажений, реализуемое в двухкристальном АО монохроматоре, позволяет использовать его не только для обработки изображений в задачах видеоспектрометрии, но и для фильтрации интерферирующих световых пучков в схемах цифровой оптической голографии и когерентной микроскопии [197]. Другой известный метод устранения дисторсии основан на постобработке получаемых оптических изображений, проводимой с использованием данных, полученных в ходе пространственно-спектральной калибровки АО видеоспектрометра [198,199].

Главным недостатком обсуждаемой оптической схемы является получаемая в ней сильная неоднородность пространственного разрешения по кадру, связанная с угловой селективностью АО дифракции, а также с тем, что здесь каждая точка изображения формируется параллельным пучком лучей, наклон которых зависит от удаления точки от центра кадра. Этого недостатка лишена конфокальная схема (схема фильтрации изображения), при которой обрабатываемое изображение проецируется в центр ультразвукового столба, что значительно снижает вносимые пространственно-спектральные искажения [190,200]. Наиболее существенной aberrацией здесь является продольный хроматический сдвиг изображения, вызываемый дисперсией показателей преломления АО кристалла. На практике эта aberrация может быть устранена применением объектива с точно подобранной величиной продольного хроматизма [201], что при условии эффективной коррекции поперечного хроматического сдвига позволяет получать в данной схеме изображения, качество которых близко к дифракционному [191,200,201].

Важной особенностью НЧ геометрии углового НФС в одноосных кристаллах является тот факт, что при углах среза  $\chi$ , не слишком близких к  $\chi_{opt}$ , сильному спектральному дрейфу в ней подвержена только  $e$ -волна [202]. Это означает, что при обыкновенной поляризации падающего оптического пучка дисперсия данной геометрии не изменяет условий дифракции для разных угловых компонент светового поля, а проявляется лишь в спектральной зависимости угла отклонения дифрагировавшего пучка, вызывая поперечный хроматизм. Иная ситуация наблюдается в АО фильтрах на основе СП геометрии, сильный спектральный дрейф которой оказывает заметное влияние на угловое поле зрения прибора [203].

В ходе расчетов было установлено, что при широкоапертурной АО дифракции в двuosных кристаллах спектральному дрейфу в равной степени подвержены обе взаимодействующие световые волны. Более того, в них этот дрейф, как правило, выражен ощутимо более ярко, чем в одноосных кристаллах. Это свидетельствует о необходимости учета спектральной зависимости требуемого угла падения при оптимизации геометрии дифракции в двuosном кристалле под изображающий АО фильтр и изучения ее влияния на угловое поле зрения прибора. Подобное исследование позволяет не только выявить варианты углового НФС, наименее подверженные спектральному дрейфу, но и оценить возможность подстройки угла падения света на АО ячейку за счет скоса ее входной грани или использования компенсирующей оптической призмы.

Дальнейший анализ влияния спектрального дрейфа вариантов широкоапертурной АО дифракции в кристалле  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> на характеристики видео-фильтров проводился для главных плоскостей  $XZ$  и  $YZ$ . Главные показатели преломления материала рассчитывались из уравнений Сельмейера, имеющих следующий вид [173]:

$$n_i^2 = A_i + B_i \lambda^2 / (\lambda^2 - C_i^2) - D_i \lambda^2. \quad (4.19)$$

Значения фигурирующих здесь коэффициентов дисперсии  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $D$  приведены в таблице 4.2.

Параметр	$n_x$	$n_y$	$n_z$
$A$	2.6615	2.4701	2.5761
$B$	1.1316	1.2054	0.6973
$C$	0.2281	0.2246	0.2356
$D$	0.0398	0.0152	0.0201

Табл. 4.2. Значения коэффициентов Сельмейера для кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub>.

Дисперсионные зависимости главных показателей преломления йодноватой кислоты в диапазоне длин волн от 0.4 до 1.3 мкм представлены на рис. 4.18а. Вместе с довольно сильной общей дисперсией здесь следует отметить немонотонный характер спектральной зависимости параметра  $n_x - n_y$ , изменяющегося от 0.026 при  $\lambda \approx 0.6$  мкм до 0.019 при  $\lambda = 1.3$  мкм. При этом максимальное двулучепреломление  $n_x - n_z$  материала монотонно уменьшается от 0.173 при

$\lambda = 0.4$  мкм до  $0.133$  при  $\lambda = 1.3$  мкм. Эта особенность приводит к неоднозначной зависимости угла оптических осей  $\psi$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> от длины волны излучения (рис. 4.18б). Из графика видно, что максимальное значение угла между оптическими осями  $2\psi \approx 47.4^\circ$  достигается при  $\lambda \approx 752$  нм, а минимальное значение  $2\psi \approx 42.2^\circ$  – при  $\lambda = 400$  нм, так что общее изменение угла  $\psi$  в кристалле  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> в пределах обозначенного спектрального диапазона составляет  $2.6^\circ$ .

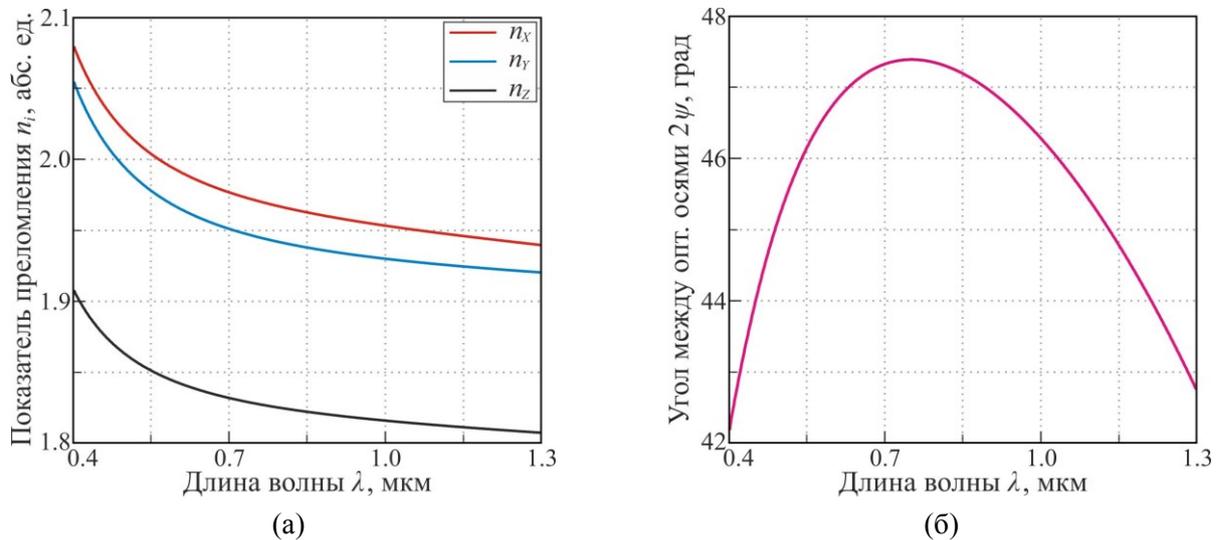


Рис. 4.18. Дисперсионные свойства кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub>: главные показатели преломления  $n_i$  (а) и угол между оптическими осями  $2\psi$  (б), как функции длины волны оптического излучения  $\lambda$ .

На основании результатов анализа, проведенного в разделах 2.1,2.2, нетрудно заключить, что сильная спектральная зависимость двуосности материала будет приводить к выраженному спектральному дрейфу не только приосевых вариантов широкоапертурной АО дифракции, но и (через изменение параметра  $B$ ) большинства других конфигураций углового НФС. В частности, сильному дрейфу должны быть подвержены его специальные режимы – НС геометрия в срезе с  $\chi = \chi_{ls}$  плоскости  $XZ$  и варианты сверхширокоугольной геометрии в срезах плоскостей  $XZ$  и  $YZ$  с  $\chi = \chi_{opt}$ . Существование сильного спектрального дрейфа вариантов НЧ и СЧ геометрии в других срезах плоскостей  $XZ$  и  $YZ$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> подтверждает рис. 4.19, на котором представлены частотные зависимости углов Брэгга  $\theta_B(f)$  для  $qo \rightarrow qe$  дифракции в срезе  $\chi = 25.5^\circ$  плоскости  $XZ$  (рис. 4.19а) и  $\chi = 8^\circ$  плоскости  $YZ$  (рис. 4.19б). Расчеты проведены для трех разных длин волн света:  $\lambda = 532$  нм,  $752$  нм и  $1064$  нм. Анализ графиков показал, что в спектральном диапазоне от  $532$  до  $1064$  нм смещение рабочей точки СЧ геометрии в плоскости  $XZ$  составляет  $6.2^\circ$  и почти в  $1.8$  раза превосходит величину полного угла дифракции  $\phi$ . Для НЧ геометрии аналогичное смещение составляет  $4.9^\circ$  ( $1.7\phi$ ). Отсюда ясно, что без подстройки угла падения света видеофильтры на основе таких вариантов углового НФС могут корректно работать только в узких спектральных интервалах. В то же время из графика на рис. 4.19б следует, что плоскость  $YZ$  отличается более слабым дрейфом вариантов СЧ и НЧ геометрии. Так, смещение рабочей точки

СЧ геометрии составляет в ней  $1.6^\circ$  ( $0.46\phi$ ), а НЧ геометрии –  $1.1^\circ$  ( $0.5\phi$ ). Это означает, что при надлежащем выборе угла падения света на АО ячейку, учитывающем немонотонный характер зависимости  $\theta_0(\lambda)$ , и коррекции угловой апертуры, фильтры на основе СЧ геометрии в данной плоскости могут применяться, в том числе, и для обработки гиперспектральных изображений. В этом контексте необходимо упомянуть работу [204], где предложен способ расширения поля зрения АО фильтра, основанный на параллельной постобработке регистрируемых изображений, учитывающей изменение выделяемой длины волны света в пределах одного кадра.

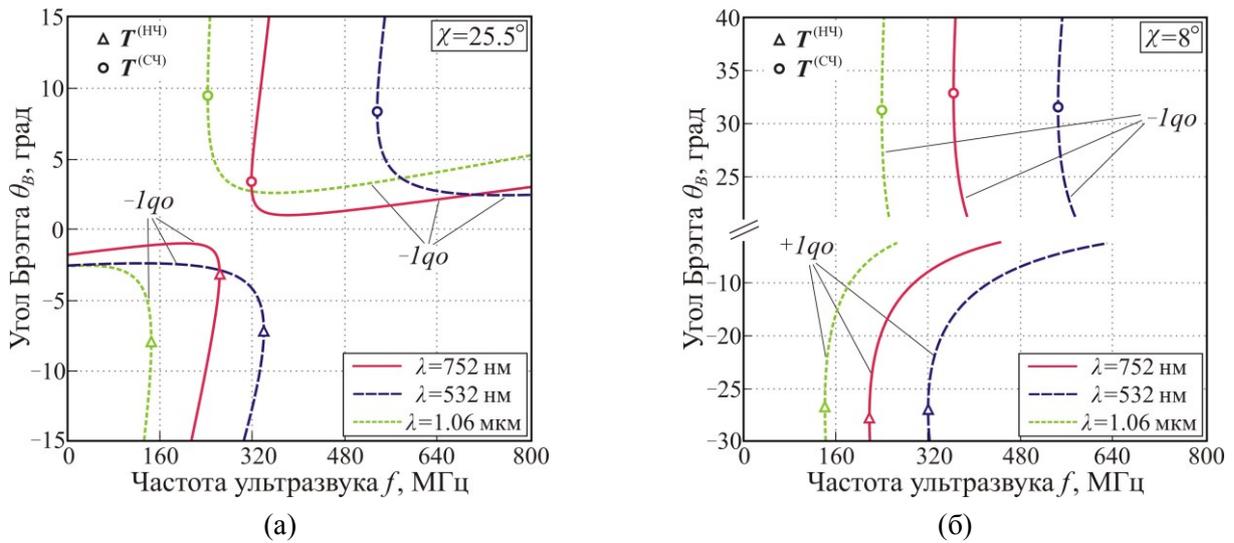


Рис. 4.19. Частотные зависимости углов Брэгга для  $q_0 \rightarrow q_e$  рассеяния света с  $\lambda = 752$  нм, 532 нм и 1064 нм в срезе  $\chi = 25.5^\circ$  плоскости  $XZ$  (а) и  $\chi = 8^\circ$  плоскости  $YZ$  (б) кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub>.

"Т" – рабочие точки вариантов широкоапертурной АО дифракции.

Более полное представление о спектральном дрейфе вариантов УНФС в плоскостях  $XZ$  и  $YZ$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> дает рис. 4.20, на котором приведены отвечающие им дисперсионные зависимости отклонения  $\delta\theta_0 = \theta_0 - \theta_0(\lambda_{ex})$  требуемого угла падения  $q_0$ -волны от значения  $\theta_0(\lambda_{ex})$  в точке экстремума в интервале длин волн от 0.5 до 1.1 мкм. Из графиков на рис. 4.20а,б можно заключить, что в плоскости  $XZ$  сильному дрейфу подвержены все варианты СЧ геометрии, а также варианты ВЧ (НЧ) геометрии в срезах с углом  $\chi$ , близким к  $\chi_{opt}$  ( $\chi_{ls}$ ), тогда как в плоскости  $YZ$  сильный дрейф характерен только для ВЧ и СЧ вариантов углового НФС в срезах с  $\chi \approx \chi_{opt}$  (рис. 4.20в,г). Зависимости на рис. 4.20 полезны тем, что они позволяют для каждого режима широкоапертурной дифракции определить ширину спектрального диапазона  $\delta\lambda$  вблизи  $\lambda_{ex}$ , в котором значение  $|\delta\theta_0|$  не превышает определенную величину (для определенности, примем ее равной  $0.2^\circ$ ). В таком случае при надлежащем выборе угла падения света  $\theta_i$  отклонение  $|\theta_i - \theta_0|$  во всем диапазоне  $\delta\lambda$  не превысит  $0.1^\circ$ , что составляет  $\sim 10\%$  от полуапертуры АО дифракции внутри кристалла. Очевидно, что в таком случае спектральный дрейф используемой геометрии не окажет заметного влияния на ширину углового поля зрения видео-фильтра, как при работе с

коллимирующей оптикой, так и в конфокальной схеме. Более того, при тщательной калибровке возможно и дальнейшее расширение спектрального диапазона  $\delta\lambda$  (особенно при использовании конфокальной схемы) до длин волн, отвечающих значениям  $|\theta_i - \theta_0| \sim 0.5^\circ$ .

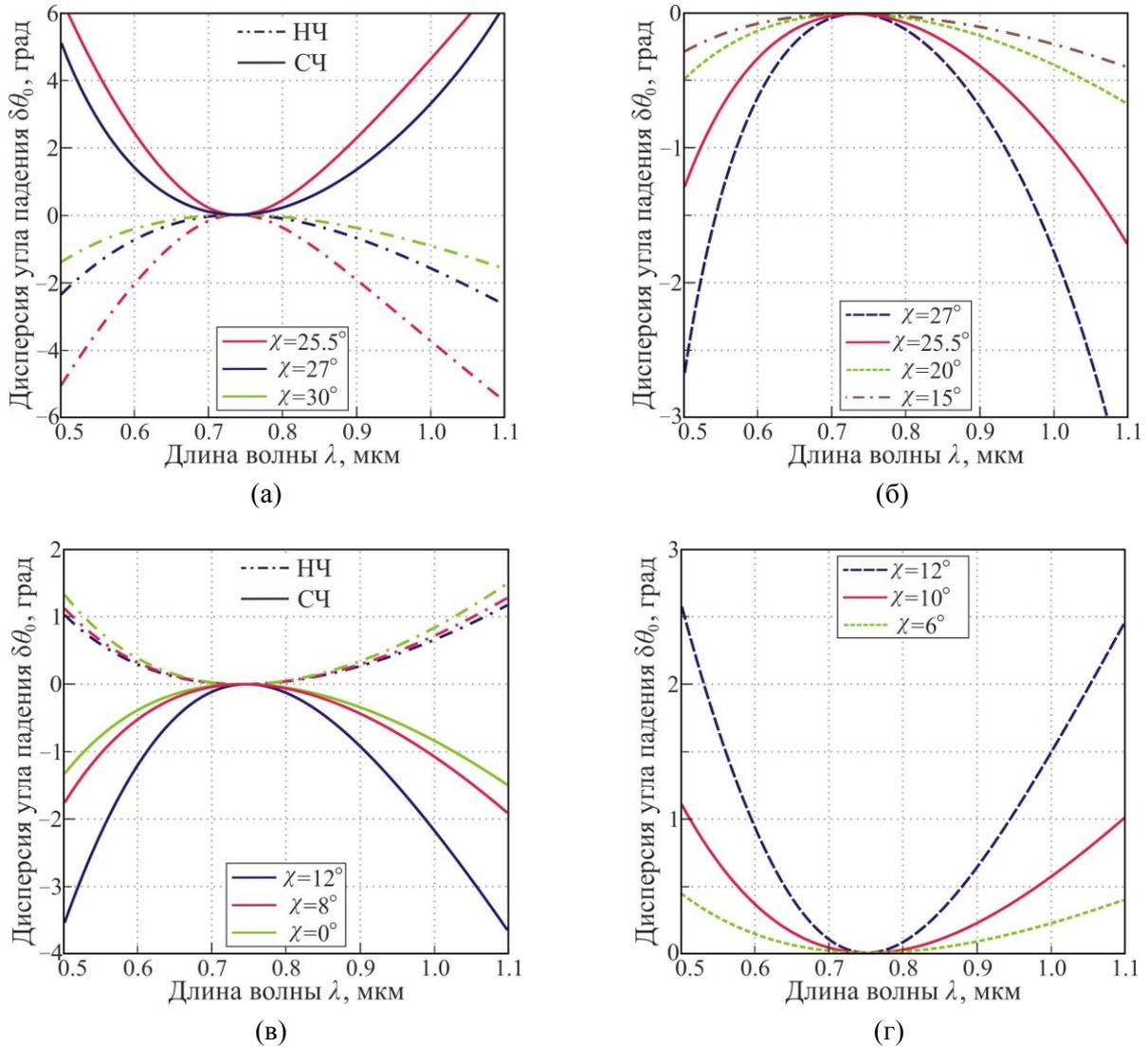


Рис. 4.20. Дисперсия угла падения  $\delta\theta_0 = \theta_0(\lambda) - \theta_0(\lambda_{ex})$  для различных вариантов углового НФС в плоскости  $XZ$  (а,б) и  $YZ$  (в,г) кристалла  $\alpha$ -NiO<sub>3</sub>; НЧ (а,в), СЧ (а,в) и ВЧ (б,г) геометрия.

Анализ графиков на рис. 4.20а показал, что при выбранном максимальном значении  $|\delta\theta_0|$  максимальный для СЧ геометрии в плоскости  $XZ$  диапазон  $\delta\lambda$  составляет примерно 115 нм и достигается при  $\chi = 26.8^\circ$ . Варианту НЧ геометрии в этом срезе отвечает значение  $\delta\lambda \approx 150$  нм, а при  $\chi > 29^\circ$  в этой геометрии  $\delta\lambda > 200$  нм. В то же время варианты НЧ геометрии в таких срезах обеспечивают слабое разделение пучков нулевого и рабочего порядков и, как следствие, не представляют интереса. Иная ситуация наблюдается для ВЧ геометрии (рис. 4.20б). Так, в срезе с  $\chi = 26^\circ$  отвечающий ей диапазон  $\delta\lambda$  составляет 200 нм, а при  $\chi < 22.5^\circ$  он становится больше 300 нм. При этом даже для варианта ВЧ геометрии в срезе с  $\chi = 22.5^\circ$  полный угол дифракции  $\phi$  превышает  $2.8^\circ$ , что позволяет использовать его в изображающих АОФ. Схожим образом ведет

себя и диапазон  $\delta\lambda$  для ВЧ геометрии в плоскости  $YZ$  (рис. 4.20г), однако достигаемые здесь меньшие значения угла  $\phi$  затрудняют применение данной геометрии в видео-фильтрах. Так, например, в срезе с  $\chi = 10^\circ$  диапазон  $\delta\lambda$  все еще ощутимо уже 300 нм ( $\delta\lambda \approx 255$  нм), а угол  $\phi$  уже равен  $2.1^\circ$ . Несколько иначе выглядит зависимость  $\delta\lambda(\chi)$  для СЧ геометрии в этой плоскости (рис. 4.20в). Здесь заметное изменение  $\delta\lambda$  наблюдается в области  $10^\circ < \chi < \chi_{opt}$ , а при дальнейшем уменьшении угла  $\chi$  до значения  $\chi = 0^\circ$  диапазон  $\delta\lambda$  расширяется лишь на 25% (со 180 до 225 нм).

Как уже ранее отмечалось, предельная угловая апертура АОФ в изображающих системах строго ограничена углом разделения пучков нулевого и рабочего порядков. В этом контексте полезно соотнести величины углового смещения рабочей точки различных вариантов УНФС на рис. 4.20 с реализуемыми в них значениями угла  $\phi$ . Зависимости относительного смещения рабочей точки геометрии  $\delta = |\delta\theta_0|/\phi$  от угла среза  $\chi$  в плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> приведены на рис. 4.21а. Расчет проведен для интервала длин волн от 650 до 850 нм. Из графиков следует, что минимальное для СЧ геометрии в плоскости  $XZ$  значение  $\delta$  составляет 16% и достигается при  $\chi = 26.8^\circ$ . Данный вариант УНФС примечателен тем, что сочетает умеренную спектральную селективность с отличным разделением дифракционных порядков. При этом получившееся для него не слишком высокое значение  $\delta = 16\%$  свидетельствует о возможности применения такого режима в специальных светосильных АОФ, работающих в интервале длин волн, превышающем 200 нм. Большой практический интерес представляют также низкие значения  $\delta$  для вариантов ВЧ геометрии в этой плоскости (рис. 4.21а), не превышающие 5% в срезах с  $\chi \leq 24.5^\circ$ .

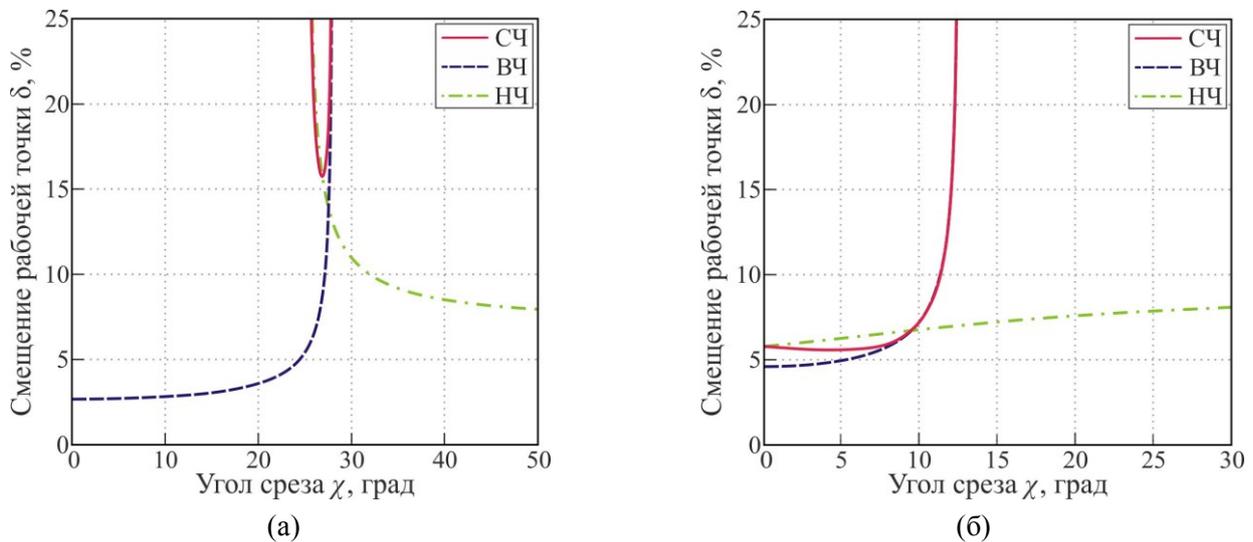


Рис. 4.21. Относительное смещение рабочей точки АО фильтров на основе различных вариантов УНФС в плоскости  $XZ$  (а) и  $YZ$  (б) кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> при перестройке по длинам волн в диапазоне от 650 до 850 нм.

Аналогичные расчеты проводились и для плоскости  $YZ$  (рис. 4.21б). Здесь минимальное для СЧ геометрии значение  $\delta$  составляет 5.6% и достигается при  $\chi \approx 4^\circ$ , при этом в срезах с  $\chi \leq 11^\circ$  отвечающая ей величина  $\delta$  не превышает 9%. Отметим также, что в срезах с  $\chi > 7^\circ$  этой плоскости величины  $\delta$  для СЧ и ВЧ геометрии почти в точности совпадают друг с другом.

Опираясь на результаты анализа, можно заключить, что в диапазоне длин волн  $\sim 300$  нм вблизи точки экстремума угла оптических осей ( $\lambda \approx 752$  нм) спектральный дрейф большинства вариантов ВЧ геометрии в кристалле  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub> оказывается сравнительно слабым. Это позволяет применять изображающие АОФ на их основе в спектральном интервале от 0.6 до 0.9 мкм (или более узком) без подстройки угла падения. То же касается и видео-фильтров, использующих режимы СЧ геометрии в срезах плоскости  $YZ$  с  $\chi < 10^\circ$ . Здесь следует отметить, что по причине неоднозначной зависимости  $\theta_0(\lambda)$  в этом спектральном диапазоне (рис. 4.20), точная подстройка угла падения видится тут трудно осуществимой. Иная ситуация наблюдается в интервале длин волн от 0.9 до 1.2 мкм, в котором дисперсия  $\theta_0(\lambda)$  испытываемых геометрий близка к линейной. Вместе с умеренными величинами отклонения  $|\delta\theta_0| \sim 1.5^\circ - 2.5^\circ$  это открывает возможности для эффективной подстройки угла падения света, например, за счет оптической призмы. Основной проблемой здесь видится задача устранения поперечного хроматизма, наиболее эффективным решением которой является применение двухкристальной схемы АО фильтра. Важно отметить, что квазилинейный характер зависимости  $\theta_0(\lambda)$  для обсуждаемых здесь вариантов УНФС весьма универсален и наблюдается в большинстве других ромбических кристаллов на длинах волн, отстоящих от точки экстремума угла оптических осей (если таковой вообще существует). Таким образом, проведенный анализ подтверждает принципиальную возможность применения видео-фильтров на двусосном кристалле в изображающих АО системах, рабочий спектральный интервал которых лежит внутри области монотонности угла  $\psi$  и параметра  $B$ .

Для изображающих АОФ на одноосных кристаллах известно, что дисперсия показателей преломления может не только нарушать условие широкоапертурности, но и оказывать заметное влияние на спектральную полосу пропускания АО ячейки [205]. Чтобы определить характер и силу этого влияния, воспользуемся соотношением (3.25) для безразмерной АО расстройки  $\mathbf{R}$ , дополнив его членами  $\partial_\lambda \mathbf{m}_{i,d}$ , учитывающими явную зависимость показателей преломления световых мод кристалла от длины волны:

$$\mathbf{R} = p(2\pi l_c / \lambda) \{ \partial_\theta \mathbf{m}_d \cdot \delta\theta_d + [\partial_\lambda \mathbf{m}_d - \partial_\lambda \mathbf{m}_i - p(f/V) \mathbf{N}_a] \cdot \delta\lambda \}. \quad (4.20)$$

Повторяя преобразования, проделанные при получении формулы (3.27), для спектральной полосы  $\Delta\lambda$  широкоапертурного АО фильтра на диспергирующем двусосном кристалле имеем:

$$\Delta\lambda = 0.8(\lambda/l_{er}) / |p(\cos\beta_i \cdot \partial_\lambda n_i - \cos\beta_d \cdot \partial_\lambda n_d) + \sin\theta'_0 / A|. \quad (4.21)$$

Здесь  $\beta_{i,d}$  – угол оптического сноса падающей и дифрагированной волны,  $\theta'_0$  – лучевой угол падения. Нетрудно понять, что формула (4.21) дает корректную оценку величины  $\Delta\lambda$  во всех случаях, кроме ситуации, когда знаменатель в ней обращается в нуль. Этот случай реализуется в условиях ахроматической широкоапертурной дифракции, некритичной одновременно по углу падения и длине волны света [A18]. Для определения  $\Delta\lambda$  такой ячейки необходимо учесть в

(4.20) члены второго порядка малости по величинам  $\delta\theta_d$  и  $\delta\lambda$ . Интересно также отметить, что формула (4.20) остается справедливой и для АОФ с подстройкой угла падения, что, очевидно, связано с малым (в масштабе угловой апертуры) изменением угла  $\theta_0$  в пределах полосы  $\Delta\lambda$ .

Сопоставляя формулы (4.21) и (3.27), нетрудно видеть, что они отличаются множителем, не зависящим от  $l_{ef}$ . Это позволяет рассматривать отношение фигурирующих в них величин  $\Delta\lambda$  в качестве параметра  $B_\lambda$ , характеризующего влияние дисперсии на спектральную селективность того или иного варианта углового НФС. Далее будем называть этот параметр коэффициентом спектрального сужения. Из формул (4.21) и (3.27) для него получается следующее выражение:

$$B_\lambda \equiv \Delta\lambda_0/\Delta\lambda = |1 + pA(\cos\beta_i \cdot \partial_\lambda n_i - \cos\beta_d \cdot \partial_\lambda n_d)/\sin\theta'_0|. \quad (4.22)$$

Индекс "0" у величины  $\Delta\lambda$  в этой формуле указывает на то, что она берется без учета дисперсии.

Отдельного рассмотрения заслуживают ситуации, когда величина  $\Delta\lambda$  ( $\Delta\lambda_0$ ), рассчитанная по формуле (4.21) или (3.27), обращается в бесконечность. Первый из этих случаев, как уже отмечалось, отвечает ахроматической широкоапертурной дифракции, а второй – НС геометрии, для которой  $\theta'_0 = 0^\circ$ . В обоих этих случаях формула (4.22) перестает быть корректной (дает для  $B_\lambda$  нулевое или бесконечно большое значение), а сам этот коэффициент начинает зависеть от  $l_{ef}$ .

Зависимости коэффициента спектрального сужения  $B_\lambda$  от полярного угла  $\vartheta$   $qo$ -волны для широкоапертурной геометрии в плоскостях  $YZ$  и  $XZ$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> приведены на рис. 4.21а и рис. 4.21б соответственно. Расчеты проведены для пьезопреобразователя с  $l_{pt} = 1$  см и четырех разных длин волн света:  $\lambda = 400$  нм, 633 нм, 1064 нм и 1300 нм. Можно видеть, что в плоскости  $YZ$  зависимости  $B_\lambda(\vartheta)$  имеют монотонный характер, т.е. здесь дисперсия лишь масштабирует величину  $\Delta\lambda$  в каждом из срезов, не изменяя общую структуру зависимости  $\Delta\lambda(\vartheta)$ . Также видно, что на длине волны  $\lambda = 400$  нм существует диапазон направлений вблизи оси  $Z$ , в котором  $B_\lambda < 1$ .

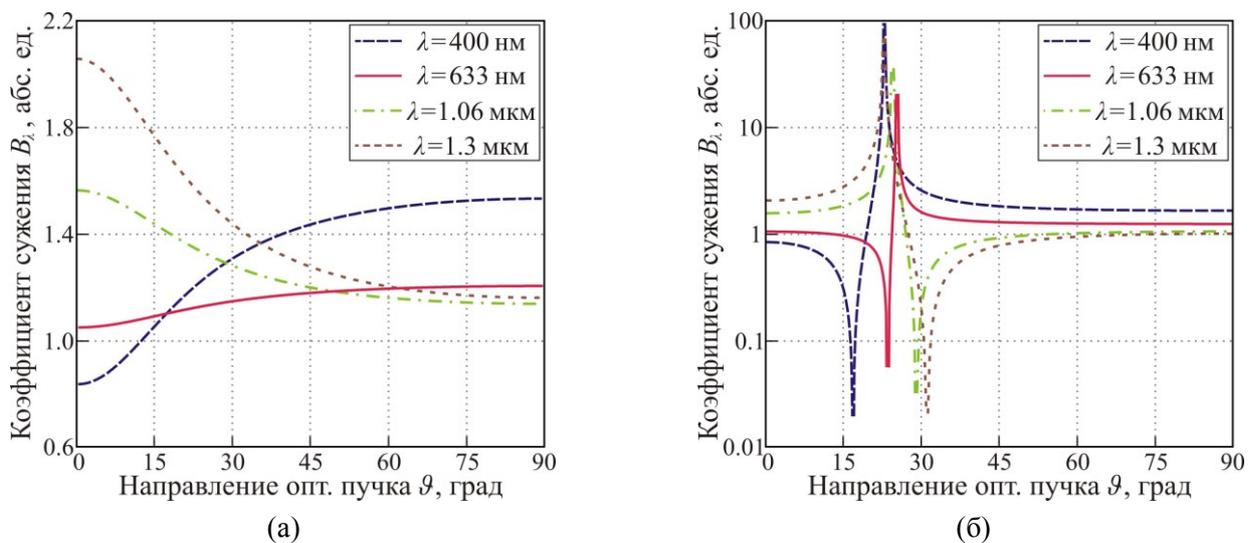


Рис. 4.22. Коэффициент сужения  $B_\lambda$  спектральной полосы АО ячейки на основе различных вариантов УНФС в плоскости  $YZ$  (а) и  $XZ$  (б) кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub>, как функция направления оптической  $qo$ -волны. Расчеты проведены для света с  $\lambda = 400$  нм, 633 нм, 1064 нм и 1300 нм и пьезопреобразователя с  $l_{pt} = 1$  см.

Такой же диапазон существует и в плоскости  $XZ$  (рис. 4.22б), что связано с немонотонной спектральной зависимостью параметра  $n_x - n_y$  кристалла  $\alpha$ - $\text{HfO}_3$  (рис. 4.18а). Зависимость  $B_\lambda(\vartheta)$  в этой плоскости (приведена в логарифмическом масштабе) является немонотонной и имеет два ярко выраженных экстремума, отвечающих низкоселективной (максимум) и ахроматической (минимум) геометриям. Из графика на рис. 4.22б хорошо видно, что по мере приближения к границам интервала прозрачности растет расстояние между экстремумами коэффициента  $B_\lambda$ , а также заметно увеличивается их высота (глубина). Причиной этому является рост скорости дрейфа лучевых осей  $|d_\lambda \gamma|$ , которая в кристалле йодноватой кислоты обращается в ноль при  $\lambda \approx 740$  нм и монотонно возрастает при отходе в любую из сторон. При этом в точке экстремума угла  $\gamma$  ахроматическая и НС геометрии объединяются в один особый режим АО рассеяния, не критичный одновременно по углу падения, длине волны и частоте ультразвука [A18].

Этот уникальный режим дифракции света может найти применение в широкополосных АО сдвигателях частоты лазерного излучения [206], а также в системах генерации оптических частотных гребенок (ОЧГ) в петле смещения частоты [207, A18]. В работе [208] показано, что ширина и диапазон перестройки межмодового интервала ОЧГ, полученной в такой схеме, определяются в основном спектральной и частотной селективностью АО дифракции. Поэтому для синтеза в ней широких перестраиваемых ОЧГ АО ячейка должна обладать по возможности более широким частотным и спектральным диапазоном. Расчет показал, что полоса  $\Delta\lambda$  ячейки на основе исследуемого режима АО дифракции в кристалле  $\alpha$ - $\text{HfO}_3$  по уровню  $-1$  дБ составляет 64.5 нм, а ее диапазон  $\Delta f$  по тому же уровню равен 44.5 МГц (при  $l_{pt} = 1$  см). Известно [206, 209], что АО сдвигатели частоты обычно выполняются по двухкристальной или двухпроходной схеме, обеспечивающим удвоение частотного сдвига и компенсацию углового сканирования дифрагировавшего светового пучка. При таком исполнении предлагаемый прибор на кристалле  $\alpha$ - $\text{HfO}_3$ , работая в качестве АО частотосдвигателя, будет способен сдвигать частоту лазерного излучения с  $\lambda = 740$  нм на величину от 543 до 632 МГц с дополнительно вносимым уровнем потерь, не превышающим 2 дБ. В то же время при размещении этого прибора в петле сдвига частоты, накачиваемой внешним СВ лазером с  $\lambda = 740$  нм, в ней могут быть получены ОЧГ шириной до 13 нм (по уровню  $-3$  дБ) с числом линий более  $10^4$ , интервал между которыми может быть оперативно изменяем на величину до 19 МГц.

Интересно отметить, что в двусосных кристаллах ахроматические варианты АО рассеяния реализуются не только в условиях квазиортогональной широкополосной или широкоугольной дифракции, но и при квазиколлинеарном или даже коллинеарном (по волновым векторам) АО взаимодействии. Удаление от оптической оси и характерный размер локуса точек последней геометрии, равно как и частота ее ФС, определяются дисперсией  $|d_\lambda \psi|$  угла  $\psi$  используемого кристалла [29, A9]. Отсутствие углового сканирования продифрагировавшего светового пучка

вместе с умеренными частотами ультразвука ( $\sim 0.1 - 10$  МГц в видимом диапазоне) определяют перспективность использования подобных коллинеарных ячеек на двусосных кристаллах в АО системах генерации ОЧГ с малым межмодовым интервалом [А9].

На длинах волн  $\lambda > 900$  нм частотная селективность ахроматической широкоапертурной АО дифракции в плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> становится весьма значительной, что вместе с О-образной формой ее ДПФ (здесь она является вариантом СЧ геометрии) открывает пути для качественного управления амплитудным профилем коротких оптических импульсов. Расчеты показали, что при настройке на длину волны  $\lambda = 1$  мкм спектральная полоса АОФ на основе такой геометрии по уровню  $-1$  дБ составляет  $\Delta\lambda \approx 113$  нм (при  $l_{pt} = 1$  см). Однако более важно здесь то, что в диапазоне длин волн  $\delta\lambda = 30$  нм величина отклонения  $\delta\theta_0$  рабочей точки СЧ геометрии и изменение ее частоты ФС не превышают 25% от соответственно угловой апертуры  $\Delta\theta \approx 2.4^\circ$  и частотного диапазона  $\Delta f \approx 2.5$  МГц этого АОФ, взятых по уровню  $-3$  дБ. Эти данные свидетельствуют о возможности применения такой ячейки на кристалле  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> для управления амплитудным профилем коротких оптических импульсов с шириной спектра более 30 нм.

Подводя итог вышесказанному, можно отметить, что влияние дисперсии показателей преломления двусосного кристалла на характеристики широкоугольной дифракции происходит в основном через спектральную зависимость угла оптических осей и параметра  $B$ , изменение которых приводит к спектральному дрейфу рабочей точки геометрии УНФС. В этой связи анализ таких зависимостей для выбранного кристалла позволяет прогнозировать возможность и целесообразность применения его в видео-фильтрах того или иного спектрального диапазона.

#### 4.3.4. Спектральные акустооптические фильтры на кристалле йодноватой кислоты

В процессе оптимизации геометрии дифракции под перестраиваемый широкоугольный АО фильтр на кристалле  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> (разделы 4.3.1 и 4.3.3) было установлено, что данный материал наиболее подходит для создания конкурентных АО монохроматоров с умеренным полем зрения и высоким спектральным разрешением. Благодаря своим компактным размерам и хорошему угловому разделению пучков нулевого и рабочего порядков такие приборы могут найти применение в АО видеоспектрометрах ближнего ИК-диапазона, став хорошей альтернативой традиционно используемым в них коллинеарным фильтрам на кристалле молибдата кальция (СаМоО<sub>4</sub>) [210]. Главным недостатком упомянутых широкоапертурных АО монохроматоров на йодноватой кислоте является их сравнительно высокое энергопотребление, обусловленное, в том числе спецификой геометрии углового НФС, а именно, низким значением реализуемого в ней параметра  $l_{ef}/l_{pt}$ . Вместе с этим существует целый ряд важных применений спектральных АОФ, например, в волоконно-оптических линиях связи со спектральным уплотнением каналов или системах генерации ультракоротких лазерных импульсов, где размер углового поля зрения

АО прибора не играет ключевой роли. Для таких задач наиболее подходят квазиколлинеарные АО фильтры [121,123], выгодно отличающиеся высоким спектральным разрешением и низким энергопотреблением.

Принципиальный дизайн серийной квазиколлинеарной АО ячейки на кристалле диоксида теллура, а точнее вид ее сечения плоскостью  $(1\bar{1}0)$ , представлен на рис. 4.23а. Для упрощения ввода светового излучения в ультразвуковой столб в ней используется схема с отражением акустического пучка от входной оптической грани [87,119]. При этом взаимная ориентация акустической (на ней располагается пьезопреобразователь) и входной оптической граней АО ячейки выбирается так, чтобы лучевой вектор  $S_r$  отраженной медленной чистосдвиговой АВ, испытывающей в плоскости  $(1\bar{1}0)$  кристалла снос на угол  $\alpha$ , был коллинеарен лучевому вектору  $s_i$  обыкновенно поляризованного света при его нормальном падении на входную оптическую грань. Угол  $\beta$  между названными гранями ячейки является важнейшим параметром дизайна квазиколлинеарного АОФ [121]. Он определяет технологически допустимый размер кристалла в направлении групповой скорости отраженного акустического пучка и тесно связанную с ним предельную величину спектрального разрешения. Благодаря ярко выраженной акустической анизотропии кристалла парателлурита, значение угла  $\beta$  в квазиколлинеарных ячейках на его основе может превышать  $120^\circ$  [136]. При этом в ситуации, когда направление отраженного пучка составляет угол  $\chi \approx 1.8^\circ$  с осью  $[110]$ , угол  $\beta$  становится равным  $90^\circ$ , т.е. ячейка принимает форму прямоугольного параллелепипеда. Именно такой вариант квазиколлинеарной геометрии используется в парателлуритных АОФ со сверхвысоким спектральным разрешением [120,121].

Умеренная акустическая анизотропия кристалла  $\alpha$ - $\text{PbO}_3$  приводит к тому, что величина угла  $\beta$  для большинства существующих в нем АО эффективных режимов квазиколлинеарной дифракции не превышает  $20^\circ$ . Очевидно, что столь малые значения угла  $\beta$  делают невозможной практическую реализацию квазиколлинеарной АО ячейки по схеме на рис. 4.23а. Вместо нее следует использовать схему на рис. 4.23б, аналогичную применяемой в коллинеарных АОФ. В этой схеме ввод (вывод) светового излучения в область (из области) ультразвукового столба производится за счет дополнительных оптических призм, соединенных с образцом специальной склейкой, осуществляющей акустическую развязку [211]. С одной стороны, применение призм усложняет конструкцию АО прибора, а с другой – позволяет пространственно разделить пучки нулевого и рабочего порядков, а также частично компенсировать спектральный дрейф лучевого вектора падающей световой волны, типичный для всех режимов квазиколлинеарной геометрии вне главных плоскостей двуосного кристалла. При проектировании фильтров на основе таких режимов дифракции следует учитывать потери акустической мощности при отражении от входной оптической грани, идущие на возбуждение неиспользуемых объемных мод [212], а также снос падающего ультразвукового пучка в направлении, ортогональном к плоскости

векторов  $S_r$  и  $K_r$  отраженной акустической волны. Далее в настоящем разделе будем называть эту плоскость главной плоскостью АО дифракции.

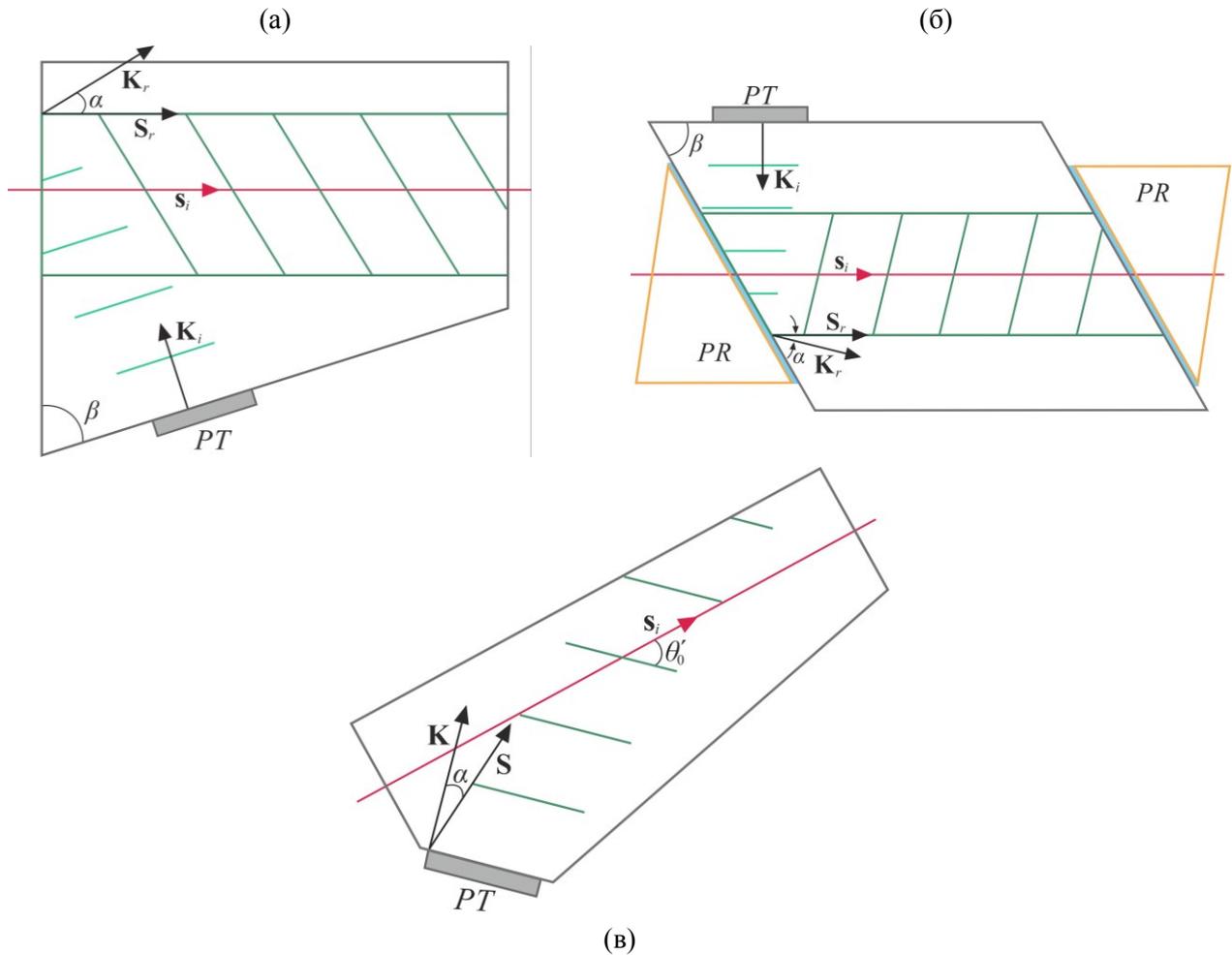


Рис. 4.23. Различные способы реализации АО фильтров с высоким спектральным разрешением: серийная квазиколлинеарная параллеллуритная АО ячейка (а), квазиколлинеарная (б) и неколлинеарная (в) ячейки на кристалле йодноватой кислоты.  $s_i$  – лучевой вектор падающего света;  $PT$  – пьезопреобразователь;  $PR$  – оптические призмы. Акустический поглотитель не показан, но его наличие предполагается.

Альтернативный подход к созданию АОФ с высоким спектральным разрешением состоит в использовании режимов неколлинеарной дифракции света с большим значением параметра  $l_{ef}/l_{pt}$ . Главное преимущество такой геометрии заключается в том, что здесь ввод (вывод) светового излучения в область (из области) АО взаимодействия производится через боковые стенки звукового столба, что позволяет использовать более простую конструкцию ячейки с прямым ходом акустического пучка (рис. 4.23в). Энергетическая эффективность подобных АО фильтров, очевидно, будет существенно зависеть (через параметр  $l_{ef}/l_{pt}$ ) от выбора лучевого угла падения света на ультразвуковой столб. Поэтому, для определенности, дальнейший анализ характеристик спектральных АОФ на кристалле  $\alpha$ - $\text{NiO}_3$ , выполненных по обсуждаемой схеме, проводился в предположении, что этот угол равен  $80^\circ$ . Взаимная ориентация граней образца

выбиралась так, чтобы векторы  $\mathbf{s}_i$ ,  $\mathbf{K}$  и  $\mathbf{S}$  лежали в одной плоскости (в главной плоскости АО дифракции). В этом случае угол падения света на акустический волновой фронт  $\theta'_0$  равен  $80^\circ - \alpha$ . Существенно, что подобный выбор угла  $\theta'_0$  реализует достаточно большое значение параметра  $l_{ef}/l_{pt}$ , что позволяет получить высокое спектральное разрешение при умеренной величине  $l_{pt}$ . В то же время размер переходной области, в которой происходит "затягивание" светового пучка в ультразвуковой столб, оказывается сравнительно небольшой (для гауссова пучка с перетяжкой 2 мм она составляет порядка 1 см), так что для достижения большой длины АО взаимодействия в подобной геометрии не требуются образцы слишком большого размера. Наконец, в отличие от режимов с большим углом падения  $\theta'_0$ , здесь хорошее пространственное разделение рабочего и нулевого дифракционных порядков получается даже при использовании материалов с умеренной акустической анизотропией, таких как йодноватая кислота.

Важнейшей характеристикой АОФ, применяемого для управления частотным спектром лазерного излучения, является ширина его функции пропускания  $\Delta\lambda$  в одночастотном режиме [120,123]. Оценку спектральной полосы пропускания квазиколлинеарной ячейки, работающей в таком режиме, обычно проводят по следующей формуле [121]:

$$\Delta\lambda = \sqrt{(\Delta\lambda_L)^2 + (\Delta\lambda_\theta)^2}. \quad (4.23)$$

Здесь  $\Delta\lambda_L$  – полоса пропускания прибора для хорошо коллимированного лазерного пучка,  $\Delta\lambda_\theta$  – спектральная полоса, обусловленная дифракционной расходимостью падающего оптического излучения. Для определения величины  $\Delta\lambda_L$  предположим, что при заданной частоте ультразвука  $f$  в центре углового поля зрения АОФ (т.е. при  $\theta_i = \theta_0$ ) условие фазового АО синхронизма

$$\mathbf{m}_d - \mathbf{m}_i = p\lambda(f/V)\mathbf{N}_a \quad (4.24)$$

выполняется для некоторой длины волны  $\lambda$ . В таком случае для АО расстройки  $\mathbf{R}$ , возникающей при дифракции спектральной компоненты с длиной волны  $\lambda + \delta\lambda$ , в первом порядке малости по величинам  $\delta\lambda$ ,  $\delta\theta_d$  имеем:

$$\mathbf{R} = p(2\pi L/\lambda) \{ \partial_\theta \mathbf{m}_d \cdot \delta\theta_d + [\partial_\lambda \mathbf{m}_d - \partial_\lambda \mathbf{m}_i - p(f/V)\mathbf{N}_a] \cdot \delta\lambda \}, \quad (4.25)$$

где  $L$  – длина кристалла в направлении отраженного акустического пучка, то есть длина АО взаимодействия. Проецируя (4.25) на направление групповой скорости продифрагировавшего света, для спектральной полосы  $\Delta\lambda_L$  квазиколлинеарного АОФ получаем:

$$\Delta\lambda_L = 0.8(\lambda/L) / | (f/V) \sin \theta'_d + p [ (\mathbf{N}_i \cdot \mathbf{s}_d) \partial_\lambda n_i - (\mathbf{N}_d \cdot \mathbf{s}_d) \partial_\lambda n_d ] |. \quad (4.26)$$

Малые значения угла сноса энергии световых мод, а также полного угла дифракции в режиме квазиколлинеарного АО взаимодействия позволяют при расчетах величины  $\Delta\lambda_L$  пользоваться более удобным приближенным аналогом формулы (4.26), имеющим следующий вид:

$$\Delta\lambda_L \cong 0.8(\lambda A/L) / \{ \cos \alpha + p A \cdot \partial_\lambda (n_i - n_d) \}. \quad (4.27)$$

Относительно величины  $\Delta\lambda_\theta$  известно [120], что она пропорциональна дифракционной расходимости светового излучения, падающего на ячейку, и крутизне зависимости частоты ФС от угла падения  $f(\theta_B)$ , взятой в точке квазиколлинеарной геометрии. Ненулевое значение этой крутизны гарантирует, что на длине волны  $\lambda + \delta\lambda$  условие ФС (4.24) будет выполняться для некоторого угла падения  $\theta_i = \theta_0 + \delta\mu$ , отличного от  $\theta_0$ . Варьируя (4.24) по  $\delta\lambda$  и  $\delta\mu$ , получаем:

$$\sqrt{G_i} \delta\mu \sin \phi' = -\delta\lambda [p(f/V) \sin \theta'_d + (\mathbf{N}_i \cdot \mathbf{s}_d) \partial_\lambda n_i - (\mathbf{N}_d \cdot \mathbf{s}_d) \partial_\lambda n_d], \quad (4.28)$$

где  $\phi'$  – угол между групповыми скоростями лучевыми взаимодействующих оптических мод, называемый далее углом увода дифрагировавшего светового пучка. Из формул (4.26) и (4.28) следует, что между величинами  $\Delta\lambda_L$  и  $\Delta\lambda_\theta$  существует простая связь [A10]:

$$\Delta\lambda_\theta = \Delta\lambda_L (\Delta\mu / \Delta\theta). \quad (4.29)$$

Здесь  $\Delta\theta$  – монохроматическая угловая апертура квазиколлинеарной АО дифракции в главной плоскости взаимодействия,  $\Delta\mu$  – величина, пропорциональная расходимости падающего на ячейку светового излучения.

При получении (4.29) предполагалось, что разностный лучевой вектор  $\mathbf{s}_i - \mathbf{s}_d$  световых мод принадлежит главной плоскости дифракции, так что именно в этой плоскости наблюдается наибольшая угловая селективность АО взаимодействия. ДПФ такой АО ячейки имеет форму дуги, вытянутой в направлении угловых частот  $k_y$ . Обобщение формулы (4.29) на все остальные режимы квазиколлинеарной геометрии достигается заменой апертуры  $\Delta\theta$  на угловую ширину ДПФ  $\Delta\omega$  в направлении наибольшей угловой селективности.

Таким образом, соотношение диапазонов  $\Delta\lambda_\theta$  и  $\Delta\lambda_L$  определяется соотношением  $\iota = \Delta\mu / \Delta\omega$  расходимости светового пучка  $\Delta\mu$  и угловой ширины фазового АО синхронизма  $\Delta\omega$ . Если  $\iota \ll 1$ , то влияние расходимости на ширину полосы  $\Delta\lambda$  мало и им можно пренебречь. В этом случае функция пропускания АОФ имеет привычную sinc-образную форму с выраженными боковыми лепестками. В обратной ситуации  $\iota \gg 1$  диапазон  $\Delta\lambda$  определяется величиной  $\Delta\lambda_\theta$ , а функция пропускания имеет гладкий колоколообразный вид [87]. Наконец, в случае  $\iota \approx 1$  ( $\Delta\mu \approx \Delta\omega$ ) оба слагаемых в (4.23) вносят сопоставимый вклад в диапазон  $\Delta\lambda$ , а функция пропускания АОФ имеет переходный между двумя упомянутыми предельными формами вид.

Для проведения количественных расчетов спектральной полосы  $\Delta\lambda$  квазиколлинеарной ячейки по формуле (4.23) необходимо сформулировать правило выбора величины  $\Delta\mu$  в (4.29). В ситуации, когда падающий световой пучок имеет гауссово распределение интенсивности, ее выбирают следующим образом [120]:

$$\Delta\mu = \lambda / (\pi n_i w), \quad (4.30)$$

где  $2w$  – размер перетяжки светового пучка. Для проверки адекватности оценки полосы  $\Delta\lambda$  по формулам (4.23), (4.30) нами было проведено сравнение с численным расчетом, построенным на

анализе спектральной зависимости интегральной эффективности АО дифракции  $\zeta_{\text{int}}$ . Сравнение показало, что при  $\iota < 1$  ( $\Delta\mu < \Delta\omega$ ) оценка хорошо согласуется с численным расчетом, тогда как в обратной ситуации она дает заниженное значение  $\Delta\lambda$ .

Необходимо отметить, что на практике, при работе в многочастотном режиме, величина спектрального разрешения парателлуридных квазиколлинеарных АО ячеек обычно оказывается несколько ниже расчетной. Причиной этому является неравномерный нагрев кристалла  $\text{TeO}_2$ , вызываемый поглощением ультразвука [213]. Аналогичное уширение функции пропускания должно наблюдаться и в высокоразрешающих ячейках на основе других кристаллов. В этом контексте оценку диапазона  $\Delta\lambda$  по формулам (4.23),(4.30) следует признать адекватной. Однако для большей объективности сравнения характеристик АОФ на кристалле  $\alpha\text{-HfO}_3$ , выполненных по квазиколлинеарной и неколлинеарной схемам, друг с другом и с серийными аналогами на кристалле парателлурита все дальнейшие расчеты полосы  $\Delta\lambda$  в настоящем разделе проводились с привлечением численных методов. Для ускорения расчетов квазиодномерная ДПФ ячейки заменялась одномерной, а величина фазовой АО расстройки  $R$  определялась из соотношения:

$$R = -(2\pi L/\lambda) \{ [\cos \alpha / L + p \partial_\lambda (n_i - n_d)] \cdot \delta\lambda + p n_i \sin \phi' \cdot \delta\mu \}. \quad (4.31)$$

Второй важнейшей характеристикой квазиколлинеарного АО фильтра является величина потребляемой им в одночастотном режиме электрической мощности, при которой интегральная эффективность дифракции достигает своего максимума. При проведении численных расчетов удобно оперировать тесно связанным с ней параметром – величиной акустической мощности  $P_a$  отраженного ультразвукового пучка. Наиболее простая модель однородного звукового столба, применимая, когда поглощение и расходимость акустического пучка проявляются на длине кристалла не слишком ярко, дает для  $P_a$  следующую оценку [120]:

$$P_a = \lambda^2 l_c b_c / (2M_2 L^2 \cos \alpha). \quad (4.32)$$

Здесь  $l_c$  и  $b_c$  – поперечные размеры ультразвукового столба в главной плоскости АО дифракции и в сагиттальном направлении. Согласно (4.32), минимизация величины энергопотребления квазиколлинеарного АОФ (при сохранении высокой интегральной эффективности дифракции) достигается при выборе ширины ( $l_c$ ) и высоты ( $b_c$ ) отраженного акустического пучка равными поперечному размеру  $2w$  падающего оптического пучка.

Более строгий анализ [21] показывает, что при заметном поглощении ультразвука такой выбор  $l_c$  и  $b_c$  становится еще более обоснованным. Однако он не учитывает уширение и боковое смещение световых пучков в процессе АО дифракции, вызванные различием направлений их групповых скоростей [101,105]. По этой причине он оправдан только для АО дисперсионных линий задержки, в которых каждая спектральная компонента ультракороткого лазерного импульса эффективно дифрагирует в своей, сравнительно узкой области звукового столба [122,123]. Этим же объясняется тот факт, что спектральный контраст и число разрешаемых

элементов модуляции в АОДЛЗ практически не зависят от величины угла увода  $\phi'$ . Ненулевые значения этого угла проявляются в них в хроматическом увеличении поперечного размера лазерного пучка (пучок растягивается в направлении увода). В реальных системах генерации коротких лазерных импульсов большой мощности этот нежелательный эффект маскируется высокой добротностью основной пространственной моды оптических усилителей, тогда как для его устранения в маломощных системах используют двухпроходную схему АОДЛЗ [124].

В противоположность этому в задачах узкополосной спектральной фильтрации сигнал, подаваемый на пьезопреобразователь, организован так, что каждая выделяемая спектральная компонента оптического излучения испытывает эффективную дифракцию по всей длине АО ячейки. При этом сказанное не зависит от того, работает ли АОФ в одночастотном режиме или в режиме с многооконной функцией пропускания. Наши расчеты показали, что для таких применений, в типичном для йодноватой кислоты случае слабой расходимости акустического пучка, выбор размеров  $l_c$  и  $b_c$  целесообразно проводить следующим образом:

$$l_c = 2w + L \tan \phi'_p, \quad b_c = 2w + L \tan \phi'_s. \quad (4.33)$$

Здесь  $\phi'_p$  и  $\phi'_s$  – компоненты угла увода  $\phi'$  дифрагировавшего светового пучка соответственно в главной плоскости АО дифракции и в сагиттальном направлении.

Полученные соотношения нетрудно распространить и на случай неколлинеарной ячейки с большим значением параметра  $l_{ef}/l_{pt}$ . Ее полоса пропускания  $\Delta\lambda$  будет определяться формулой (4.23), в которой величину  $\Delta\lambda_L$  следует положить равной

$$\Delta\lambda_L \cong 0.8(\lambda L/l_{ef})/\{\sin \theta'_d + pL \cdot \partial_\lambda(n_i - n_d)\}, \quad (4.34)$$

а связь между величинами  $\Delta\lambda_L$  и  $\Delta\lambda_\theta$  будет по-прежнему даваться формулой (4.29), так что вся необходимая модификация соотношения (4.31) сведется к замене  $L$  на  $l_{ef}$  и  $\cos \alpha$  на  $\sin \theta'_d$ . Выбор ширины  $l_{pt}$  и высоты  $b_{pt}$  пьезопреобразователя для такой ячейки должен производиться исходя из задачи реализации требуемой длины взаимодействия. В АОФ, осуществляющих узкополосную спектральную фильтрацию, размеры  $l_{pt}$  и  $b_{pt}$  предпочтительно выбирать так:

$$l_{pt} = l_{ef} \cdot \max\{\cos(\theta'_{i,d} + \alpha)\}/\cos \alpha; \quad b_{pt} = 2w + l_{ef} \tan \phi'_s. \quad (4.35)$$

Величину акустической мощности  $P_a$ , потребляемой подобным АО прибором в одночастотном режиме, можно оценить следующим образом:

$$P_a \cong \lambda^2 l_{pt} b_{pt} / (2M_2 l_{ef}^2). \quad (4.36)$$

С другой стороны, в АОДЛЗ на основе неколлинеарной геометрии высоту преобразователя следует взять равной  $2w$  (в случае слабой расходимости акустического пучка), а при выборе его ширины руководствоваться величиной угла падения  $\theta'_0 + \alpha$  света на ультразвуковой столб.

Для квазиколлинеарных АОДЛЗ известно, что в них произведение контраста на число разрешаемых элементов модуляции максимально, когда размер рабочей области составляет

примерно половину длины ультразвукового столба [214]. Этот принцип, очевидно, применим и к АОДЛЗ на основе неколлинеарной геометрии. Здесь он позволяет использовать "полупустые" области столба для эффективного ввода лазерного пучка в рабочую зону и последующего вывода из нее, благодаря чему существующие в такой схеме переходные области не приводят к увеличению размера ячейки, требуемого для достижения того же, что в квазиколлинеарной АОДЛЗ, числа разрешаемых элементов модуляции. Это открывает возможность для создания конкурентных АОДЛЗ на основе материалов с умеренной акустической анизотропией, не пригодных для использования в квазиколлинеарных аналогах классического дизайна.

Все дальнейшие расчеты характеристик квазиколлинеарных и неколлинеарных АОФ на кристалле  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> в настоящем разделе проводились для светового излучения с  $\lambda = 633$  нм. При этом предполагалось, что падающий на АО ячейку световой пучок поляризован параллельно электрическому вектору оптической  $s$ -волны (т.е. рассматривается процесс  $s \rightarrow f$ ), а дифракция происходит на наиболее АО эффективной быстрой квазисдвиговой АВ. Присущая ей низкая акустическая анизотропия позволяет эффективно возбуждать ее сдвиговым преобразователем в любом требуемом направлении. Кроме того, эта же низкая анизотропия обуславливает слабую температурную зависимость направления вектора Пойнтинга возбуждаемого или отраженного звукового пучка, а также позволяет понизить требования к точности изготовления ячейки.

Зависимости коэффициента АО качества  $M_2$  для квазиколлинеарной и неколлинеарной высокоразрешающей геометрии в кристалле  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> от направления ультразвука, задаваемого, как и в разделе 3.3.4, углами  $\vartheta_a$  и  $\varphi_a$ , приведены на рис. 4.24. Нетрудно видеть, что для разных геометрий поверхности  $M_2(\vartheta_a, \varphi_a)$  имеют близкую форму. Отличия состоят лишь в конкретных значениях коэффициента  $M_2$  и большей асимметрии главных лепестков фигуры на рис. 4.24б. Так, в случае квазиколлинеарной геометрии (рис. 4.24а) максимальная величина АО качества составляет  $M_2 = 13 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$  и достигается при  $\vartheta_a = 39.8^\circ$ ,  $\varphi_a = 50^\circ$ , тогда как для неколлинеарной геометрии (рис. 4.24б) она равна  $M_2 = 20 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{Г}$  при  $\vartheta_a = 39.2^\circ$ ,  $\varphi_a = 36.6^\circ$ .

Распределения  $r(\vartheta_a, \varphi_a)$  величины спектрального разрешения АО фильтров на кристалле  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub>, реализованных по квазиколлинеарной и неколлинеарной схеме, показаны на рис. 4.25. Расчеты проведены для гауссова светового пучка с перетяжкой  $2w = 2$  мм и эффективной длины взаимодействия  $L$  или  $l_{ef}$ , равной 4 см. Острые грани поверхностей  $r(\vartheta_a, \varphi_a)$  отвечают областям быстрого изменения направления или (и) силы акустического сноса. Влияние последнего на спектральное разрешение происходит через изменение углов  $\theta'_0$  и  $\phi'$ . Из графиков ясно, что при  $L = l_{ef}$  АОФ на основе квазиколлинеарной и предлагаемой неколлинеарной геометрии обладают близким спектральным разрешением. В первом случае максимальная величина  $r$  достигается в запрещенном (в ромбических кристаллах) режиме коллинеарной АО дифракции вдоль оси  $Y$ , для которой  $f_0 = 498$  МГц, и составляет  $r = 14.2 \cdot 10^3$ . При этом в режиме с максимальным  $M_2$

величина  $r$  составляет всего  $3.9 \cdot 10^3$ , что объясняется сильным уводом дифрагировавшего пучка  $\phi' = 4.3^\circ$ , а также невысокой частотой ФС  $f_0 = 239.5$  МГц. В случае неколлинеарной геометрии (рис. 4.25б) предельное значение  $r = 14 \cdot 10^3$  также достигается при распространении АВ вдоль оси  $Y$ , но тут этот режим уже не является запрещенным (для него  $M_2 = 2.3 \cdot 10^{-18}$  с<sup>3</sup>/г). Режиму с максимальным  $M_2$  здесь также отвечает достаточно низкое спектральное разрешение  $r = 4.3 \cdot 10^3$ , обусловленное теми же факторами, что и в случае с его квазиколлинеарным аналогом.

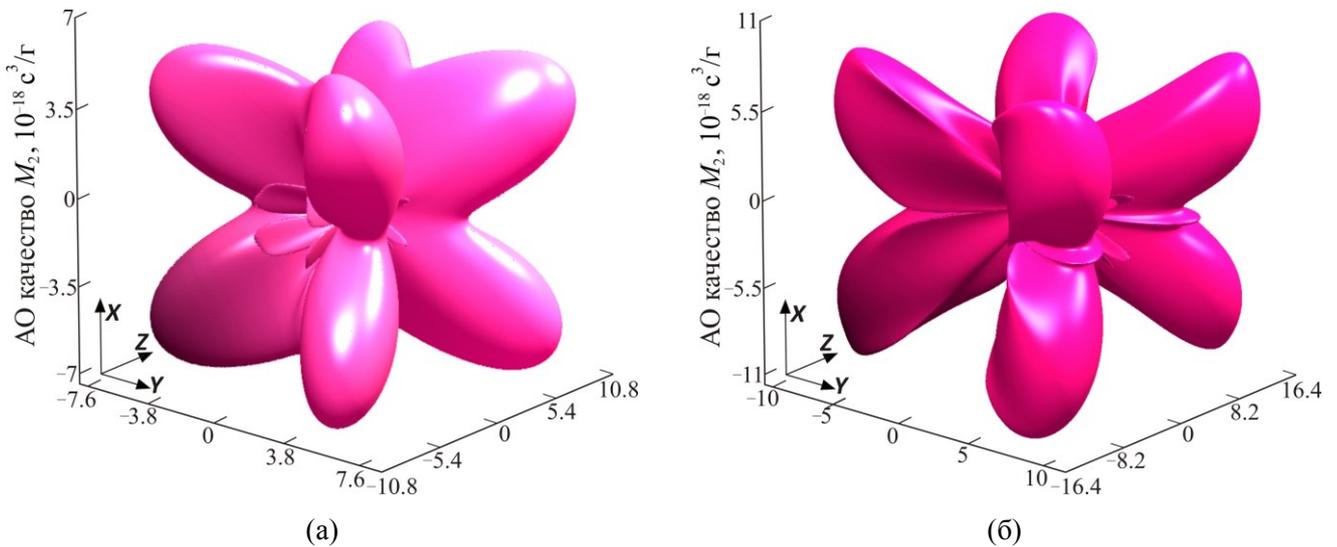


Рис. 4.24. Пространственные распределения АО качества  $M_2$  в режиме квазиколлинеарного (а) и неколлинеарного (б) АО рассеяния на быстрой квазисдвиговой акустической моде в кристалле  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub>.

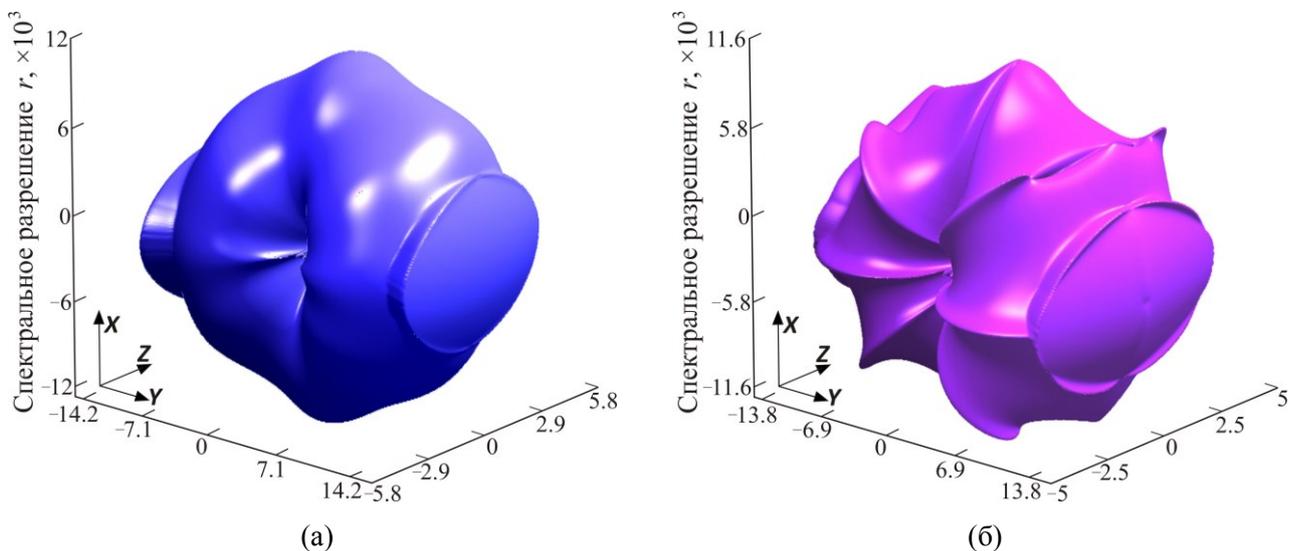


Рис. 4.25. Спектральное разрешение  $r$  квазиколлинеарных (а) и неколлинеарных (б) АО фильтров в различных срезах кристалла  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub>. Расчеты проведены для светового пучка с перетяжкой  $2w = 2$  мм.

Используя результаты расчетов на рис. 4.24, 4.25, была проведена оптимизация геометрии дифракции по величине  $P_a$  и параметру  $\zeta = r/P_a$  [A11]. Наиболее энергетически эффективным ( $P_a = 0.11$  Вт) оказался квазиколлинеарный АОФ с  $\vartheta_a = 45.2^\circ$ ,  $\varphi_a = 33.6^\circ$ , для которого  $\phi' = 4.3^\circ$ . Это означает, что данный АО прибор имеет узкую монохроматическую угловую апертуру, чем

объясняется его сравнительно низкое спектральное разрешение  $r = 4.2 \cdot 10^3$ . В то же время в роли АОДЛЗ он способен обеспечить число спектральных элементов модуляции и уровень вносимой задержки, сопоставимые с аналогом на кристалле парателлурита с техническим углом  $\chi = 5^\circ$ . Благодаря невысокой рабочей частоте  $f_0 = 255$  МГц его можно применять для спектрального управления ультракороткими импульсами как ближнего ИК, так и видимого диапазона.

Важным преимуществом такой квазиколлинеарной ячейки на кристалле  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub> является получаемая в ней высокая однородность звукового поля. Действительно, главные значения тензора дифракции  $\hat{W}$ , который отражает влияние анизотропии среды на расходимость акустического пучка [153,155], здесь равны:  $W_1 = 1.1$ ,  $W_2 = 0.19$ , а отвечающие им собственные векторы с высокой точностью лежат в параллельной и сагиттальной плоскости соответственно. Отсюда следует, что расходимость ультразвукового пучка в плоскости АО взаимодействия будет близка к дифракционной, а в ортогональном направлении будет слабее ее в 5 раз. Этим данная ячейка выгодно отличается от парателлуритных аналогов, в которых значение  $W_1$  близко к 10, а значение  $W_2$  превышает 50 [21,126], позволяя достичь лучшей однородности звукового поля при меньших размерах акустического пучка.

Среди АОФ, выполненных по неколлинеарной схеме, минимальным энергопотреблением  $P_a = 0.14$  Вт обладает прибор с  $\vartheta_a = 41^\circ$ ,  $\varphi_a = 30.8^\circ$ . В целом к нему применимо все сказанное выше для наиболее энергоэффективного квазиколлинеарного АО фильтра на кристалле  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub>. Вместе с этим за счет более высокой рабочей частоты  $f_0 = 301.5$  МГц он способен обеспечивать бóльшую задержку и большее число элементов модуляции (по этим параметрам он сравним с парателлуритной АОДЛЗ с углом  $\chi = 4^\circ$ ), потребляя при этом близкую мощность.

С позиции параметра  $\zeta$  наиболее оптимальным оказался квазиколлинеарный АОФ в срезе с  $\vartheta_a = 77.8^\circ$ ,  $\varphi_a = 73.4^\circ$ . Данный АО прибор имеет следующие характеристики:  $r = 13.3 \cdot 10^3$ ,  $P_a = 0.2$  Вт. Угол акустического сноса  $\alpha = 10.9^\circ$  и его направление в такой ячейке таковы, что взаимодействующие световые пучки распространяются вблизи плоскости XY. Этим достигается расширение угловой апертуры дифракции (в этой ячейке  $\phi' = 1^\circ$ ) и уменьшение параметра  $\iota$  до значения  $\iota \approx 0.3$ . Платой за такие характеристики являются повышенные требования к точности изготовления ячейки (отклонение вектора  $\mathbf{K}_r$  от проектного в ней должно быть не более  $0.3^\circ$ ) и сильная расходимость ультразвука в сагиттальном направлении. Расчет показал, что здесь под влиянием анизотропии она в 20.4 раза превышает дифракционную, что необходимо учитывать при выборе размера  $b_c$  отраженного акустического пучка. Высокая рабочая частота  $f_0 \approx 472$  МГц и умеренное значение  $M_2 = 4 \cdot 10^{-18}$  с<sup>3</sup>/г коэффициента АО качества сужают диапазон возможных применений обсуждаемого квазиколлинеарного АОФ до задач узкополосной спектральной фильтрации в ближнем ИК-диапазоне, где будет полезно его высокое спектральное разрешение, достигающее  $r = 6.2 \cdot 10^3$  на длине волны  $\lambda = 1.15$  мкм.

Из неколлинеарных АОФ максимальным значением параметра  $\zeta$  обладает прибор в срезе с  $\vartheta_a = 80^\circ$ ,  $\varphi_a = 71^\circ$ . В сравнении с его ранее упомянутым квазиколлинеарным аналогом он имеет ту же величину спектрального разрешения  $r = 13.3 \cdot 10^3$ , однако потребляет в 1.3 раза бóльшую мощность  $P_a = 0.26$  Вт. Преимуществом такой неколлинеарной ячейки является реализуемая в ней еще более низкая величина угла увода  $\phi' \approx 0.5^\circ$ , который происходит здесь в основном в главной плоскости АО взаимодействия. Вместе с умеренным значением  $W_s = 14.2$  тензора  $\hat{W}$  в сагиттальном направлении эта особенность делает перспективной реализацию такого АОФ по двухпроходной схеме, позволяющей сузить функцию пропускания и значительно подавить ее боковые лепестки [215].

Отдельного рассмотрения заслуживают АОФ на основе режимов квазиколлинеарной и высокоразрешающей неколлинеарной геометрии в главных плоскостях йодноватой кислоты. Такие приборы хоть и уступают своим аналогам в косых срезах этого кристалла по величине параметра  $\zeta$  и энергопотреблению, но выделяются своей более высокой технологичностью, что упрощает задачу получения под них крупных образцов. Еще одним преимуществом является слабая анизотропия используемой в них акустической  $S$ -моды с сагиттальной поляризацией (рис. 4.1,4.2), которая определяет их низкую требовательность к точности изготовления ячейки, нетипичную для АО приборов этого класса. Сюда же следует отнести и отсутствие у  $qo$ -моды оптического сноса энергии, что позволяет полностью устранить дисперсию вектора  $\mathbf{s}_i$ , вырезав оптическую грань ячейки ортогональной падающему световому пучку (в случае с йодноватой кислотой это можно сделать только для неколлинеарных АОФ), который, очевидно, должен иметь сагиттальную поляризацию. Именно такой выбор поляризации оптического излучения, поступающего в АО фильтр, предполагался во всех дальнейших расчетах.

Расчеты показали, что для создания квазиколлинеарных АО ячеек на кристалле  $\alpha$ -НПО<sub>3</sub> подходят его плоскости  $XZ$  и  $YZ$ , тогда как для изготовления спектральных неколлинеарных АО фильтров предпочтительнее использовать плоскость  $YZ$ . Направление вектора  $\mathbf{K}_r$  ( $\mathbf{K}$ ) сдвиговой АВ на рис. 4.24б (рис. 4.24в), реализующей АО дифракцию в таких плоскостях, будем задавать углом  $\chi$ , отсчитывая его от оси  $X$  в плоскости  $XZ$  и от оси  $Y$  в плоскости  $YZ$ . Величины АО качества  $M_2$  и угла увода продифрагировавшего пучка  $\phi'$  для квазиколлинеарной геометрии в главных плоскостях  $XZ$  и  $YZ$  кристалла йодноватой кислоты показаны на рис. 4.26. Из графиков следует, что в обеих плоскостях зависимости  $M_2(\chi)$  и  $\phi'(\chi)$  имеют близкую структуру. Так, в плоскости  $XZ$  ( $YZ$ ) наибольшие значения  $M_2 = 7.5 \cdot 10^{-18}$  с<sup>3</sup>/г и  $\phi' = 4.3^\circ$  ( $M_2 = 6.2 \cdot 10^{-18}$  с<sup>3</sup>/г и  $\phi' = 3.8^\circ$ ) этих величин достигаются при  $\chi = 42.9^\circ$  и  $\chi = 43.8^\circ$  ( $\chi = 48.7^\circ$  и  $\chi = 48.8^\circ$ ). С другой стороны, режимам с умеренной величиной угла увода  $\phi' < 2^\circ$  здесь отвечают низкие значения  $M_2 < 2 \cdot 10^{-18}$  с<sup>3</sup>/г. Этот факт затрудняет реализацию в главных плоскостях кристалла  $\alpha$ -НПО<sub>3</sub> энергоэффективных квазиколлинеарных АОФ с высоким спектральным разрешением.

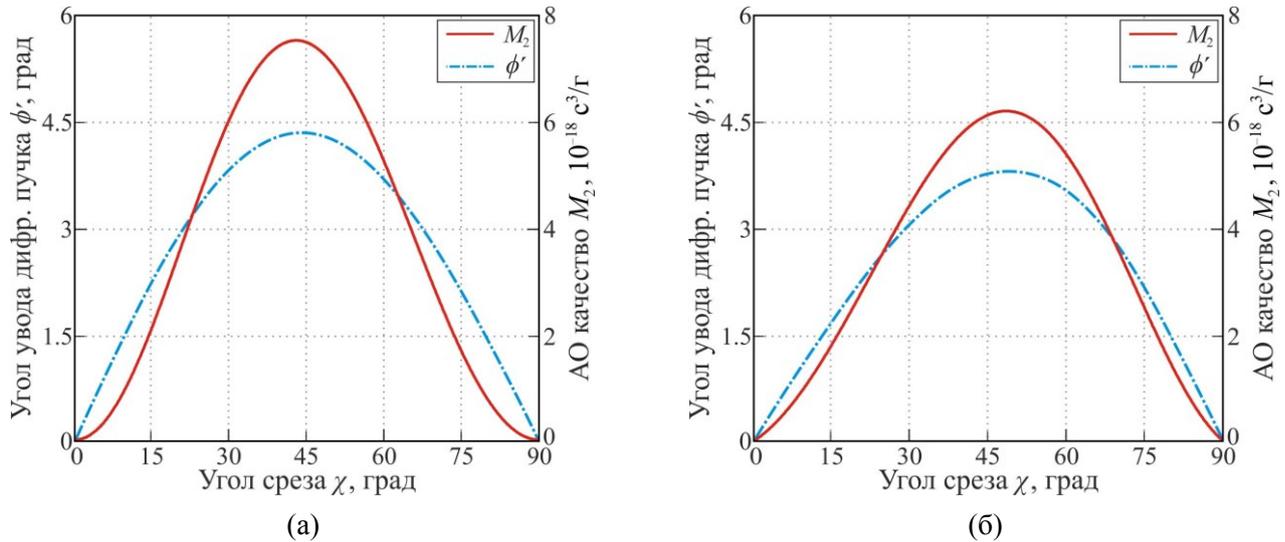


Рис. 4.26. Параметры квазиколлинейной АО дифракции в плоскостях  $XZ$  (а) и  $YZ$  (б) кристалла  $\alpha\text{-NiO}_3$ : коэффициент АО качества  $M_2$  и угол увода дифрагировавшего пучка  $\phi'$ , как функции угла среза  $\chi$ .

Величины спектрального разрешения  $r$  и потребляемой мощности  $P_a$  квазиколлинейных АОФ в различных срезах плоскостей  $XZ$  и  $YZ$  кристалла  $\alpha\text{-NiO}_3$  приведены на рис. 4.27. Как и в случае на рис. 4.25, диаметр светового пучка  $2w$  и длина АО взаимодействия  $L$  здесь выбраны равными 2 мм и 4 см. Можно видеть, что максимальным спектральным разрешением в обеих плоскостях обладают коллинейные фильтры в срезах с  $\chi=0^\circ$ , для которых  $r=12\cdot 10^3$  ( $XZ$ ),  $r=14.2\cdot 10^3$  ( $YZ$ ). Немонотонный характер зависимости  $r(\chi)$  в плоскости  $XZ$  связан с наличием в ней оптических осей. Наиболее энергоэффективным тут является АОФ в срезе с  $\chi=42.5^\circ$ , для которого  $P_a=0.17$  Вт,  $r=2.8\cdot 10^3$ . В плоскости  $YZ$  минимальным энергопотреблением  $P_a=0.19$  Вт обладает АОФ в срезе с  $\chi=48.6^\circ$ , имеющий спектральное разрешение  $r=5.2\cdot 10^3$ .

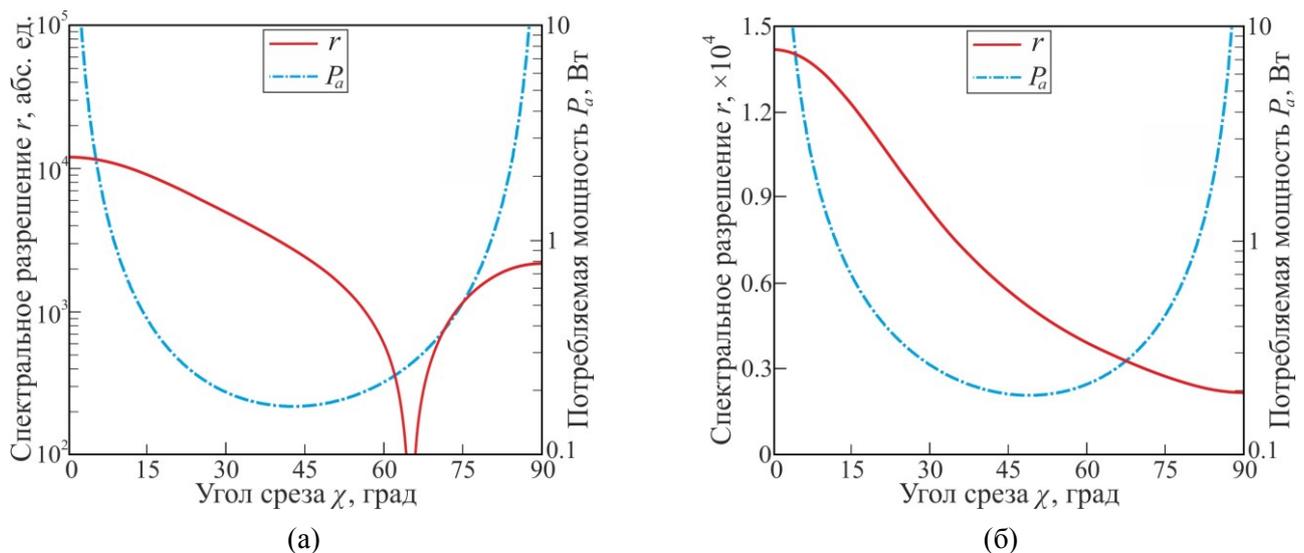


Рис. 4.27. Характеристики квазиколлинейных АО фильтров в плоскостях  $XZ$  (а) и  $YZ$  (б) кристалла  $\alpha\text{-NiO}_3$ : спектральное разрешение  $r$  и потребляемая акустическая мощность  $P_a$ , как функции угла среза  $\chi$ .

Расчеты проведены для гауссова светового пучка с перетяжкой  $2w=2$  мм.

Используя результаты расчетов на рис. 4.27, была проведена оптимизация геометрии дифракции по величине параметра  $\zeta = r/P_a$ . Среди квазиколлинеарных АОФ в плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> наиболее оптимальным оказался прибор с  $\chi = 24.2^\circ$ , имеющий следующие характеристики:  $f_0 = 292.5$  МГц,  $r = 6.3 \cdot 10^3$ ,  $P_a = 0.23$  Вт ( $M_2 = 4.6 \cdot 10^{-18}$  с<sup>3</sup>/Г). Для такого режима дифракции угол увода  $\phi'$  равен  $3.3^\circ$ , что определяет умеренное значение  $\iota \approx 0.9$ . В роли АОДЛЗ испытуемый АОФ способен обеспечить вносимую задержку и число элементов модуляции, сопоставимые с неколлинеарным аналогом в косом срезе кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub>, оптимизированным по величине  $P_a$ , но потребляет примерно вдвое бóльшую мощность.

В плоскости  $YZ$  наиболее оптимальным с позиции параметра  $\zeta$  оказался АОФ в срезе с  $\chi = 33.7^\circ$ . За исключением более высоких значений  $f_0 = 361.2$  МГц и  $r = 7.7 \cdot 10^3$  рабочей частоты и спектрального разрешения он имеет те же характеристики, что и его вышеупомянутый аналог в срезе  $\chi = 24.2^\circ$  плоскости  $XZ$ . Как следствие, он способен обеспечить бóльшую задержку и большее число элементов модуляции и сравним по этим параметрам с парателлуритной АОДЛЗ с углом  $\chi = 3^\circ$ . Среди квазиколлинеарных АО фильтров в главных плоскостях кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> наиболее подходящим для решения задач узкополосной спектральной фильтрации в ближнем ИК-диапазоне видится прибор в срезе  $\chi = 20^\circ$  плоскости  $YZ$ . При настройке на длину волны  $\lambda = 633$  нм он имеет следующие характеристики:  $f_0 = 424.7$  МГц,  $r = 11.2 \cdot 10^3$  ( $\iota \approx 0.6$ ),  $P_a = 0.43$  Вт ( $M_2 = 2.1 \cdot 10^{-18}$  с<sup>3</sup>/Г). Требовательность данного фильтра к степени коллимации падающего оптического излучения можно оценить из графика на рис. 4.28, на котором представлена его функция пропускания  $\zeta_{\text{int}}(\lambda)$ , рассчитанная для двух различных значений диаметра  $2w$  светового пучка:  $2w = 1$  мм ( $\iota \approx 1.2$ ) и  $2w = 5$  мм ( $\iota \approx 1/4$ ). Хорошо видно, что изменение соотношения расходимости оптического излучения и монохроматической угловой апертуры АОФ приводит к изменению не только ширины функции  $\zeta_{\text{int}}(\lambda)$ , но и ее формы.

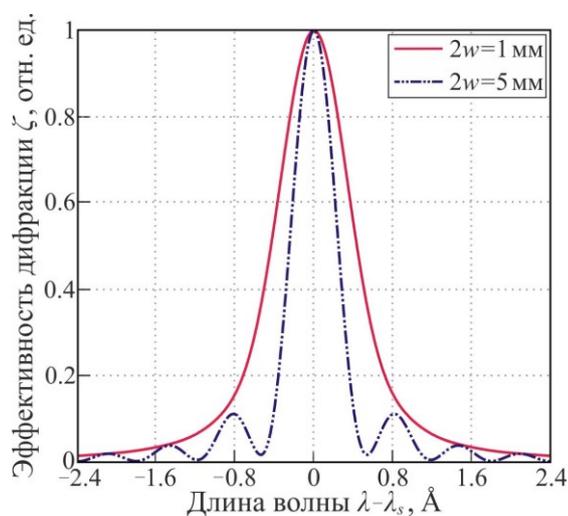


Рис. 4.28. Функция пропускания квазиколлинеарного АО фильтра в срезе с  $\chi = 20^\circ$  плоскости  $YZ$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> при настройке на длину волны  $\lambda_s = 633$  нм для пучка с перетяжкой  $2w = 1$  мм и 5 мм.

Характеристики спектральных АОФ в плоскости  $YZ$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub>, выполненных по неколлинеарной схеме, приведены на рис. 4.29. Можно видеть (рис. 4.29а), что зависимости  $M_2(\chi)$  и  $\phi'(\chi)$  для них также имеют близкую структуру, а предельные значения  $M_2 = 13 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$  и  $\phi' = 4.3^\circ$  этих параметров достигаются в срезах  $\chi = 53.9^\circ$  и  $\chi = 56.3^\circ$  соответственно. Наилучшее разделение дифракционных порядков  $\phi_a = 1.9^\circ$  (в воздухе) наблюдается в срезе с  $\chi = 24.4^\circ$ , при этом в довольно широком диапазоне углов  $\chi$  величина  $\phi_a$  превышает  $1.6^\circ$ .

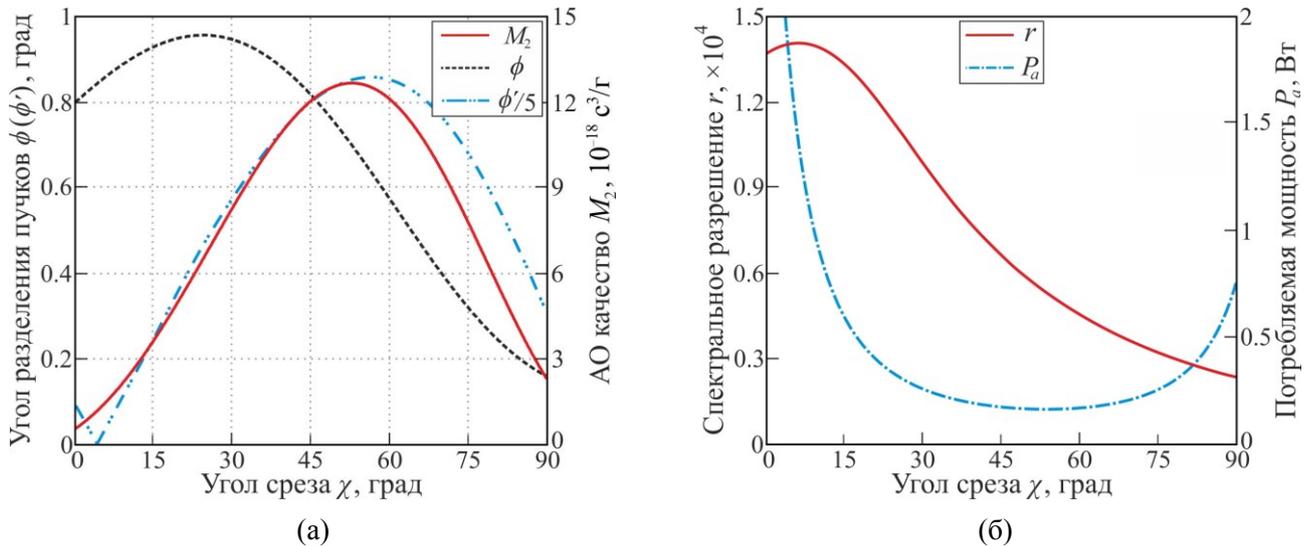


Рис. 4.29. Высокоразрешающие неколлинеарные АО фильтры в плоскости  $YZ$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub>: коэффициент АО качества  $M_2$  (а), угол отклонения  $\phi$  (а), угол увода дифрагировавшего пучка  $\phi'$  (а), спектральное разрешение  $r$  (б) и потребляемая акустическая мощность  $P_a$  (б), как функции угла среза  $\chi$ .

Расчеты проведены для гауссова светового пучка с перетяжкой  $2w = 2 \text{ мм}$ .

Анализ графиков на рис. 4.29б показал, что в плоскости  $YZ$  максимальное для такой схемы спектральное разрешение  $r = 14.1 \cdot 10^3$  достигается в срезе с  $\chi = 6.1^\circ$ , в котором  $M_2 = 1.2 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$ . Наиболее энергоэффективным ( $P_a = 0.2 \text{ Вт}$ ) тут оказался АОФ с  $\chi = 53.3^\circ$  со спектральным разрешением  $r = 5.4 \cdot 10^3$ . Наконец, оптимальным с позиции параметра  $\zeta = r/P_a$  здесь является АО прибор в срезе с  $\chi = 34.6^\circ$ . Данный АОФ имеет следующие характеристики:  $f_0 = 419.6 \text{ МГц}$ ,  $r = 8.7 \cdot 10^3$  ( $\iota \approx 0.9$ ),  $P_a = 0.25 \text{ Вт}$  ( $M_2 = 9.2 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$ ). Благодаря высокому значению  $r$  и большой рабочей частоте он наиболее подходит для применений в АОДЛЗ на длинах волн от 0.9 до 1.3 мкм. Здесь он способен обеспечить вносимую задержку и число элементов модуляции, сопоставимые с таковыми для парателлуритной АОДЛЗ с углом  $\chi = 1.8^\circ$ .

Таким образом, при одинаковых размерах образца, АОФ на основе высокоразрешающей неколлинеарной геометрии в кристалле  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> не сильно уступают по характеристикам своим квазиколлинеарным аналогам. В то же время, за счет отсутствия в дизайне оптических призм и сниженных требований к точности выведения граней ячейки, они более просты в изготовлении, что позволяет применять в них косые направления ультразвука. Этот вывод актуален и для других кристаллов с высоким двулучепреломлением и умеренной акустической анизотропией.

#### 4.3.5. Влияние оптической активности на характеристики дифракции

Во введении к настоящей главе упоминалось, что кристалл  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub> обладает заметной оптической активностью, качественно меняющей структуру его ПНР вблизи оптических осей. Не меньшие изменения прослеживаются и в форме его лучевой поверхности, имеющей в своем составе четыре полости вместо привычных двух [134]. Наличие у последней дополнительных точек излома приводит к появлению новых направлений автоколлимации для оптической  $s$ -моды, в том числе лежащих в плоскости оптических осей [216]. Очевидно, что через изменение поля нормалей ПНР и тензора кривизны ее полостей гиротропия кристалла  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub> должна существенно влиять на геометрию и ширину ФС приосевых режимов АО взаимодействия, что необходимо учитывать при проектировании на их основе конкурентных АО устройств.

Известно, что в оптически анизотропных материалах воздействие гиротропии среды на характеристики АО дифракции проявляется двояким образом [217,218]. Во-первых, изменяется тип поляризации оптических мод кристалла с линейной на эллиптическую, что сказывается на величине эффективной фотоупругой константы  $p_{ef}$  и коэффициенте  $M_2$ . Во-вторых, изменяются показатели преломления мод, что влияет на геометрию дифракции и диапазоны взаимодействия. Важно отметить, что в случае одноосных кристаллов влияние гиротропии среды на локальную структуру ПНР вблизи оптической оси сводится в основном к расщеплению ее полостей, без заметного изменения их поля нормалей и тензора кривизны. Дело в том, что в них в отсутствие активности полости ПНР гладко соприкасаются друг с другом в точке оптической оси, а не "втыкаются" друг в друга, как это происходит в двуосных кристаллах. Данная особенность позволяет локально приблизить реальную ПНР гиротропного одноосного кристалла двумя эллипсоидами, длины полуосей которых определяются главными показателями преломления материала и его вращательной способностью вдоль оптической оси. В акустооптике подобным образом обычно приближают сразу всю ПНР кристалла, а не ее локальный участок [218], что позволяет значительно упростить проводимые расчеты. Тем не менее, как показано на примере широкоапертурной геометрии в кристалле парателлурита в работе [219], уже при небольшом отходе от оптической оси данный подход может приводить к ошибке в оценке параметров ФС, сравнимой с той, что получается без учета гиротропии, или даже превосходящей ее.

В свою очередь, в двуосных кристаллах гиротропия так изменяет поле нормалей ПНР, что вдоль оптических осей лучевые векторы световых мод становятся параллельными друг другу. Следствием этого являются искажения в конической структуре ПНР, которые и приводят к появлению у лучевой поверхности новых полостей. Важно отметить, что при всем при этом у нее сохраняются точки вырождения, отвечающие лучевым осям [134], направления которых теперь зависят и от величины гиротропии. Так происходит до тех пор, пока под влиянием активности у ПНР не пропадут вогнутые участки, поскольку, очевидно, именно с ними связано

существование лучевых осей. В этот же момент исчезнут и дополнительные полости лучевой поверхности, а две оставшиеся будут иметь всюду выпуклый вид. Чтобы оценить, при каком соотношении угла раствора конуса внутренней рефракции  $\Delta\gamma_{in}$  и действующего параметра гирации  $G_c$  возникает такая ситуация, приблизим локальную структуру ПНР вблизи одной из оптических осей гиротропного двуосного кристалла, используя приближенные соотношения (1.59) для показателей преломления световых мод. Поскольку дальнейший анализ влияния оптической активности на характеристики АО дифракции в кристалле  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> проводился для его главной плоскости  $XZ$ , в которой лежат оптические оси, выберем именно ее для проведения оценок. В этой плоскости соотношения (1.59) принимают следующий вид:

$$n_{s,f} = n_Y \left[ 1 + \left( \Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + G_{ef}^2} \right) \tan(\Delta\gamma_{in}) / 2 \right]. \quad (4.37)$$

Здесь, как и прежде, угол  $\Delta$  задает отход от оптической оси в направлении диэлектрической оси  $X$ ;  $G_{ef}$  – введенный в (1.59) эффективный параметр гирации, который удобно записать как

$$G_{ef} = (\Delta n_{ax} / n_Y) / \tan \Delta\gamma_{in} \equiv (\rho \lambda / \pi n_Y) / \tan \Delta\gamma_{in}, \quad (4.38)$$

где  $\Delta n_{ax}$  и  $\rho$  – циркулярное двулучепреломление и вращательная способность кристалла вдоль оптической оси. Используя (4.37), диапазон заметного влияния гиротропии можно оценить как  $\Delta \sim 2G_{ef}$ . Отметим, что к той же величине  $\Delta$  приводит и анализ эллиптичностей световых мод (1.60). Количественный расчет для кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> и света с  $\lambda = 633$  нм дает для обсуждаемого диапазона следующую оценку:  $\Delta \sim 8'$  ( $G_{ef} \approx 1.1 \cdot 10^{-3}$ ). Для сравнения, в кристалле парателлурита, ищущем на той же длине волны примерно в 2.5 раза большее значение параметра  $\rho$ , величина  $\Delta$  составляет  $3.8^\circ$ . Этот пример отражает тот факт, что влияние гиротропии среды на параметры световых мод в двуосных кристаллах, при прочих равных условиях, проявляется в куда более узком диапазоне направлений. Данная особенность, как нетрудно понять, связана с быстрым ростом в них величины двулучепреломления по мере удаления от оптической оси.

Из (4.37) для величин угла сноса световых мод гиротропного двуосного кристалла вблизи оптической оси в главном приближении по переменным  $\Delta$  и  $\sqrt{\Delta^2 + G_{ef}^2}$  имеем:

$$\beta_{s,f} = \Delta\gamma_{in} \left( 1 \mp \Delta / \sqrt{\Delta^2 + G_{ef}^2} \right) / 2. \quad (4.39)$$

Используя исходные точные соотношения (1.57) для показателей преломления световых мод, в настоящей работе были получены следующие приближенные выражения для кривизн  $\kappa$  и  $\kappa^{(s)}$  полостей ПНР в параллельном и сагиттальном направлении:

$$\kappa_{s,f} = \left[ 1 + \left\{ 2 \cot 2\psi \left( 1 \mp \Delta / \sqrt{\Delta^2 + G_{ef}^2} \right) \mp G_{ef}^2 / (\Delta^2 + G_{ef}^2)^{3/2} \right\} \tan(\Delta\gamma_{in}) / 2 \right] / n_Y. \quad (4.40)$$

$$\kappa_{s,f}^{(s)} = \left[ 1 + \left\{ \cot 2\psi \left[ 2 \mp \Delta (\Delta^2 + 2G_{ef}^2) / (\Delta^2 + G_{ef}^2)^{3/2} \right] \mp 1 / \sqrt{\Delta^2 + G_{ef}^2} \right\} \tan(\Delta\gamma_{in}) / 2 \right] / n_Y. \quad (4.41)$$

Из соотношений (4.40), (4.41) следует, что гиротропия вносит значимый вклад  $\sim \tan(\Delta\gamma_{in}) / n_Y$  в значения кривизн  $\kappa$  и  $\kappa^{(s)}$  в диапазоне направлений  $\Delta \sim (G_{ef})^{2/3}$  вблизи оптической оси. Для света

с  $\lambda = 633$  нм в кристалле  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> этот диапазон оказывается порядка  $0.6^\circ$ . Из (4.41) также видно, что в сагиттальном направлении влияние гиротропии сводится к устранению сингулярности зависимостей  $\kappa^{(s)}(\vartheta)$  в точке  $\vartheta = \psi$  и незначительному уменьшению их крутизны при  $|\Delta| < (G_{ef})^{2/3}$ . В параллельном же направлении, как это следует из (4.40), ее влияние куда более значительно, т.к. здесь она качественно меняет форму зависимостей  $\kappa(\vartheta)$  при  $\vartheta \approx \psi$ . В результате, величины  $\kappa^{(s)}(\psi)$  и  $\kappa(\psi)$  для обеих световых мод гиротропного двуосного кристалла принимают близкие значения и приближенно равны:

$$\kappa_{s,f}^{(oa)} \cong [1 \mp \tan(\Delta\gamma_{in})/2G_{ef}] / n_\gamma. \quad (4.42)$$

На основании (4.42) можно утверждать, что полость ПНР, отвечающая  $s$ -волне, будет иметь вогнутые участки и, как следствие, в материале будут существовать лучевые оси, если

$$G_{ef} < \tan(\Delta\gamma_{in})/2. \quad (4.43)$$

Для света с  $\lambda = 633$  нм в кристалле йодноватой кислоты это неравенство выполняется почти с 28-кратным запасом. Это означает, что гиротропия здесь лишь устраняет изломы ПНР в точках оптических осей, но не нарушает ее общую коническую структуру.

Анализ показал, что среди прочего формулы (4.40),(4.41) позволяют с хорошей точностью определить направления автоколлимации, т.е. направления в которых одна из величин  $\kappa$  или  $\kappa^{(s)}$  для медленной оптической моды обращается в ноль. С их помощью было установлено, что в гиротропном двуосном кристалле участки ПНР с  $\kappa = 0$  возникают в следующих направлениях:

$$\Delta_1 \approx \sqrt[3]{G_{ef}^2 \tan(\Delta\gamma_{in})/2}; \quad \Delta_2 \approx -\Delta_1 / \sqrt[3]{1 + 2 \cot 2\psi \tan \Delta\gamma_{in}}. \quad (4.44)$$

Для использования преимуществ одного из таких направлений света в АОД волновой вектор ультразвука следует направить по касательной к выбранному плоскому участку. В этой связи из (4.44) и (4.39) для срезов, оптимальных для реализации подобных АО приборов, имеем:

$$\chi_{1,2}^{(a)} \approx \psi \pm \Delta_1 + \left(1 \mp \Delta_1 / \sqrt{\Delta_1^2 + G_{ef}^2}\right) \Delta\gamma_{in} / 2. \quad (4.45)$$

Важно отметить, что формулы (4.45) имеют тем лучшую точность, чем с бóльшим запасом для выбранного кристалла выполняется неравенство (4.43). Так, например, в случае кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> и света с  $\lambda = 633$  нм строгий численный расчет дает для этих срезов значения  $\chi_1^{(a)} \approx 23.8^\circ$ ,  $\chi_2^{(a)} \approx 26.7^\circ$ , отличающиеся от оценок по формулам (4.45) менее чем на  $1'$ .

В разделе 1.2.2 было показано, что изотропные режимы НФС могут быть реализованы лишь в таких срезах двуосного кристалла, в которых у зависимости  $m^\perp(\theta)$  проекции вектора рефракции  $\mathbf{m}$  оптической  $s$ -моды на фронт АВ имеется хотя бы одна область неоднозначности. Отсюда следует, что при дифракции в плоскости оптических осей кристалла с  $G_{ef} < \tan(\Delta\gamma_{in})/2$  подобные режимы  $s \rightarrow s$  АО рассеяния будут наблюдаться в срезах с  $\chi_1^{(a)} \leq \chi \leq \chi_2^{(a)}$ . Эволюция частотных зависимостей углов Брэгга для светового излучения с  $\lambda = 633$  нм при изменении угла

среза  $\chi$  в плоскости  $XZ$  йодноватой кислоты от  $\chi = \chi_1^{(a)}$  до  $\chi = \chi_2^{(a)}$  показана на рис. 4.30. В расчетах предполагалось, что дифракция происходит на сдвиговой АВ с сагиттальной поляризацией. Для лучшего восприятия на графиках представлены ветви  $\theta_B(f)$  только для медленной оптической моды, причем сплошные кривые относятся к изотропному (процесс  $s \rightarrow s$ ) рассеянию света, а штрихпунктирные – к анизотропной (процесс  $s \rightarrow f$ ) АО дифракции. Помимо этого, рабочие точки изотропных вариантов НФС дополнительно выделены зеленой заливкой.

Из графиков на рис. 4.30а следует, что в срезе с  $\chi = \chi_1^{(a)}$  ветви  $\theta_B(f)$  для  $s \rightarrow s$  дифракции имеют единственную практически важную особенность – перегиб в рабочей точке "D" режима сверхширокополосного рассеяния на плоский участок ПНР. Кроме этого, на них имеются точки излома, отвечающие распространению света вдоль оптической оси. Эти точки делят каждую из ветвей  $+1s$  и  $-1s$  на две разные части: квазилинейную (низкие частоты) и изогнутую (высокие частоты). При удалении от оптической оси первые переходят в ветви  $qe \rightarrow qe$  АО рассеяния, а вторые накладываются на ветви  $+1qe$  и  $-1qo$  процессов со сменой типа оптической моды.

Анизотропная  $s \rightarrow f$  АО дифракция в этом срезе йодноватой кислоты отличается бóльшим разнообразием геометрий НФС, среди которых имеются два режима ЧНФС, реализующиеся в разные порядки (их векторные диаграммы приведены на рис. 4.31а), и режим УНФС в –1-ый порядок. Его рабочая точка (не показана на рис. 4.30а) располагается немного левее точки "ax" осевой дифракции. Как и в случае с изотропной дифракцией, здесь эта точка делит ветвь  $+1s$  на изогнутую и квазилинейную часть. На второй из них (на высоких частотах она переходит в ветвь  $-1qo$  процесса  $qo \rightarrow qo$ ) чуть правее от точки "ax" лежит рабочая точка геометрии ЧНФС в –1-ый порядок. Из этого может показаться, что обсуждаемый здесь режим осевой дифракции должен отличаться невысокой угловой и частотной селективностью. В действительности это не совсем так, и причиной этому является высокая крутизна зависимости  $\beta(\Delta)$  (4.39) при  $\Delta = 0$ , т.е. при  $\vartheta \approx \psi$ , для дифрагировавшей  $f$ -моды. Исчерпывающий анализ характеристик такой осевой  $s \rightarrow f$  дифракции в близких срезах кристалла  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub> проведен в работе [А3]. В ней показано, что ввиду сильной анизотропии коэффициента  $M_2$  по угловой апертуре и частотному диапазону, а также вследствие больших значений кривизн  $\kappa$  и  $\kappa^{(s)}$  для дифрагировавшей волны эта геометрия мало перспективна для создания АО устройств. Исключение составляют ее широкоапертурные варианты, реализующиеся при следующих значениях угла  $\chi$ :

$$\chi_1^{(ax)} \approx \psi + \Delta y_{in}/4 - G_{ef}; \quad \chi_2^{(ax)} \approx \psi + 3\Delta y_{in}/4 + G_{ef}. \quad (4.46)$$

Благодаря кольцевой топологии ДПФ и выраженной анизотропии коэффициента  $M_2$  они могут найти применение в системах генерации оптических вихревых пучков, лишенных круговой симметрии. В кристалле  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub> на длине волны  $\lambda = 633$  нм эти уникальные режимы осевой АО дифракции возникают при  $\chi \approx 24.3^\circ$  и  $\chi \approx 26.2^\circ$  на частотах 184.6 и 167 МГц соответственно.

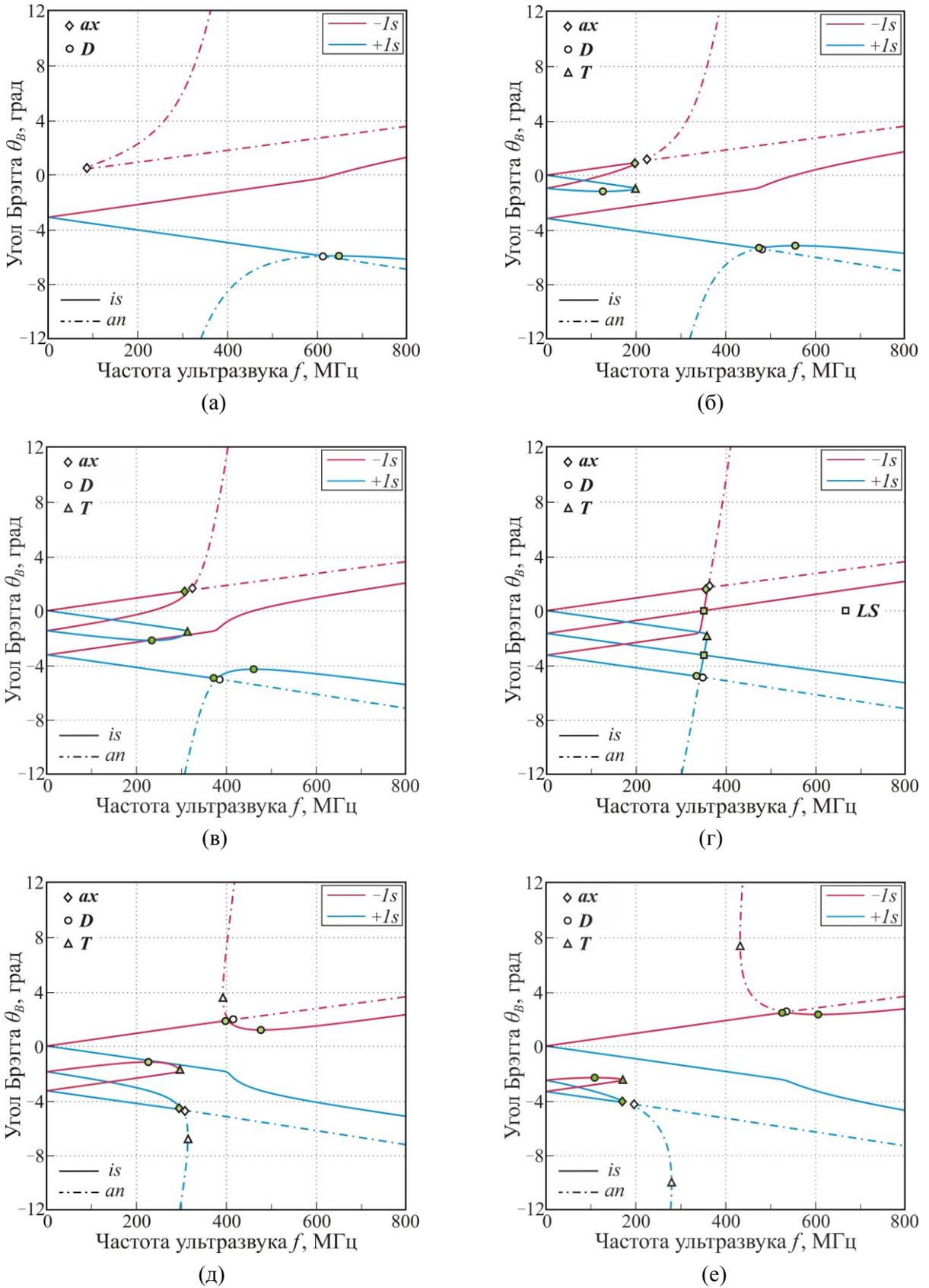


Рис. 4.30. Частотные зависимости углов Брэгга для вариантов изотропной  $s \rightarrow s$  и анизотропной  $s \rightarrow f$  (сплошные и штрихпунктирные кривые) дифракции в различных срезах плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha\text{-NiO}_3$ :  $\chi = 23.8^\circ$  (а),  $\chi = 24.5^\circ$  (б),  $\chi = 25^\circ$  (в),  $\chi = \chi_{is}^{(a)}$  (г),  $\chi = 25.4^\circ$  (д),  $\chi = 26^\circ$  (е). "D" и "T" – варианты частотного и углового НФС; "ax" – осевые режимы АО рассеяния; "LS" – низкоселективная геометрия.

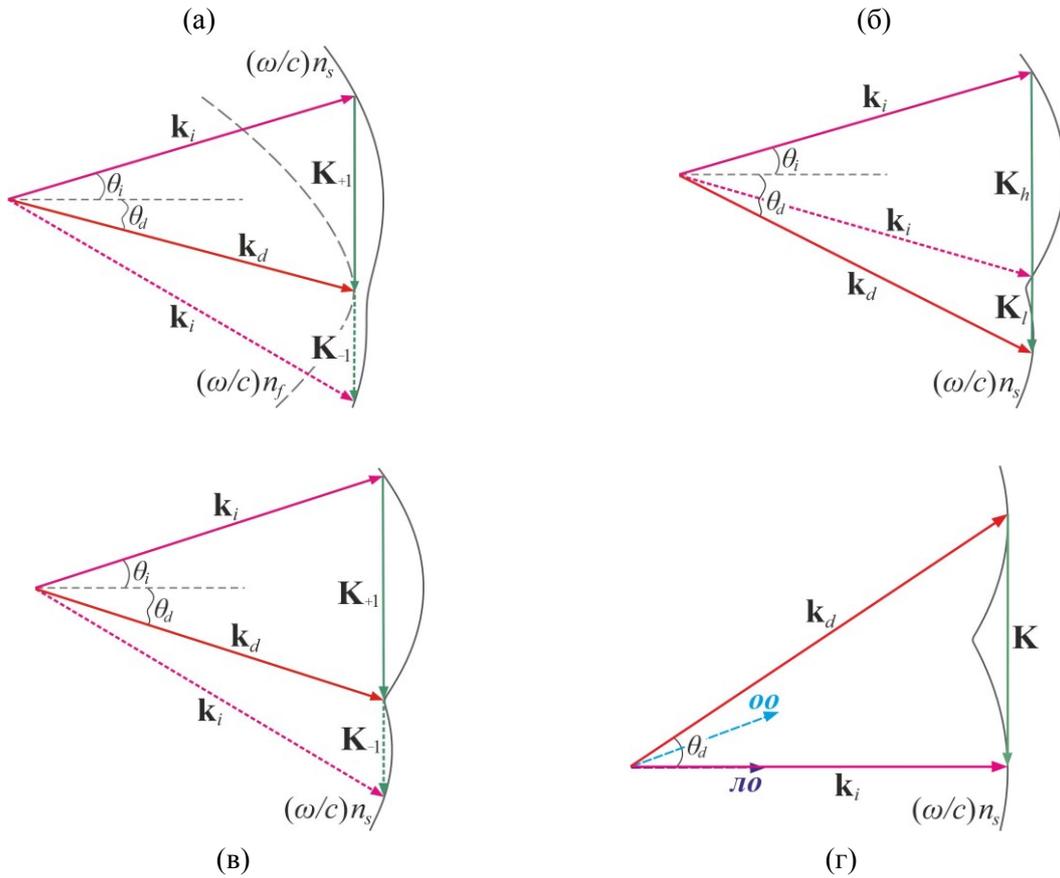


Рис. 4.31. Векторные диаграммы вариантов частотного НФС в плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha$ -NiO<sub>3</sub> в режиме анизотропного  $s \rightarrow f$  (а) и изотропного  $s \rightarrow s$  (б-г) АО рассеяния на вогнутый (в) и выпуклый (а,б,г) участок поверхности рефракции. НС геометрия (г) реализуется в срезе с углом  $\chi = \chi_{ls}^{(a)}$ , отличным от  $\gamma$ , при этом требуемое направление падающего света также не совпадает с направлением лучевой оси "ло".

При небольшом увеличении угла  $\chi$  относительно значения  $\chi = \chi_1^{(a)}$  у зависимостей  $\theta_B(f)$  для  $s \rightarrow s$  дифракции появляются дополнительные низкочастотные ветви, локализованные вблизи меньшего из максимумов функции  $m^\perp(\theta)$  (рис. 4.30б). Хорошо видно, что у этих ветвей также выделяется изогнутая и квазилинейная часть, переходящие друг в друга в режиме  $s \rightarrow s$  осевой дифракции. При АО рассеянии в  $-1$ -ый порядок этот режим (показан точкой "ax" и ромбом с зеленой заливкой) отличается сниженной угловой и частотной селективностью, т.к. тут его рабочая точка практически накладывается на таковую для изотропной геометрии ЧНФС на вогнутый участок ПНР и для изотропной геометрии УНФС в  $-1$ -ый порядок. Их рабочие точки лежат соответственно чуть левее и чуть ниже точки "ax" и не показаны на рис. 4.30б. Более того, в выделенных срезах кристалла обсуждаемый режим изотропной осевой АО дифракции становится широкоапертурным. Анализ показал, что значения угла  $\chi$  для таких срезов могут быть найдены по формулам (4.46), в которых следует заменить знак перед величиной  $G_{ef}$  на противоположный. Второй из существующих в испытываемом срезе кристалла  $\alpha$ -NiO<sub>3</sub> вариантов изотропной геометрии ЧНФС на вогнутый участок ПНР реализуется при дифракции в  $+1$ -ый порядок. Его рабочая точка "D" лежит на основной ветви  $+1s$  вблизи ее точки излома. Наконец

две оставшиеся особые точки "D" на рис. 4.30б, расположенные на основной и дополнительной ветви  $+ls$ , принадлежат соответственно ВЧ и НЧ варианту изотропной геометрии ЧНФС на выпуклый участок ПНР. Отсюда следует, что в рассматриваемом срезе йодноватой кислоты существуют четыре различных режима изотропной широкополосной дифракции; их векторные диаграммы приведены на рис. 4.31б,в.

По мере роста угла  $\chi$  дополнительные ветви зависимостей  $\theta_B(f)$  для  $s \rightarrow s$  АО дифракции постепенно увеличиваются в размерах и все ближе подходят к основным ветвям (рис. 4.30в). При этом рабочие точки ВЧ и НЧ вариантов ЧНФС на выпуклый участок ПНР сближаются друг с другом по углу падения и частоте. Наконец, при  $\chi = \chi_{ls}^{(a)} \approx 25.19^\circ$  эти варианты объединяются в один специальный режим изотропного рассеяния с одновременно низкой угловой и частотной селективностью – НС геометрию, рабочая точка которой отмечена как "LS" на рис. 4.30г, а ее векторная диаграмма показана на рис. 4.31г. Как и в случае неактивного двуосного кристалла, здесь эта геометрия реализуется в ситуации, когда групповые скорости световых пучков направлены вдоль бирадиали кристалла, а волновой вектор ультразвука ортогонален к ней. Различие состоит лишь в том, что в оптически активном материале направление бирадиалей зависит от величины гиротропии, поэтому оптимальное для реализации в нем НС геометрии значение  $\chi_{ls}^{(a)}$  угла среза  $\chi$  отличается от  $\gamma$ . В то же время в масштабе допустимой ошибки  $\Delta\chi$  (3.23) выведения звуковой грани АО ячейки это отличие, как правило, исчезающе мало и им правомерно пренебречь. Так, в кристалле  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub> на длине волны  $\lambda = 633$  нм оно оказывается близким к 1/4 угловой секунды, тогда как предельная величина  $\Delta\chi$  для пьезопреобразователя с  $l_{pt} = 5$  мм составляет около 45", т.е. на два порядка больше.

При переходе углом  $\chi$  значения  $\chi = \chi_{ls}^{(a)}$  дополнительные ветви ФС для  $s \rightarrow s$  АО рассеяния вновь обособляются от основных ветвей  $\theta_B(f)$  (рис. 4.30д). При этом глобальный максимум функции  $m^\perp(\theta)$  перескакивает из точки  $\theta \approx -\Delta\gamma$  в точку  $\theta \approx 0^\circ$ , что качественно меняет форму испытываемых ветвей брэгговских кривых. Из графиков ясно, что здесь эти ветви  $\theta_B(f)$  зеркальны (относительно прямой с  $\theta \approx -\Delta\gamma/2$ ) аналогам на рис. 4.30в. Как следствие, изотропные варианты ЧНФС на выпуклый участок ПНР кристалла реализуются тут уже в – 1-ый порядок. Такая же смена порядка дифракции наблюдается и для обоих ( $s \rightarrow s$  и  $s \rightarrow f$ ) режимов осевой дифракции со сниженной угловой и частотной селективностью (точки "ax"). Отметим также появление точек "T" вариантов внеосевой СЧ и НЧ широкоапертурной геометрии, слабо подверженных влиянию гиротропии среды. При дальнейшем увеличении угла  $\chi$  дополнительные низкочастотные ветви ФС постепенно уменьшаются в размерах (рис. 4.30е) и исчезают в срезе с  $\chi = \chi_2^{(a)}$ .

Уяснив общие отличия структуры ФС в плоскости XZ гиротропного двуосного кристалла от ее аналога в неактивном материале (рис. 3.4), перейдем к более детальному исследованию

локусов особых точек этой структуры – геометрий частотного и углового НФС. Из графиков на рис. 4.30 легко понять, что для анизотропной геометрии ЧНФС этот locus представляет собой две гладкие незамкнутые кривые  $f_0(\theta_0, \chi)$ , отвечающие разным порядкам и лежащие по разные стороны от плоскости  $\theta_0 = 0$ . Этим он отдаленно напоминает таковой в одноосных кристаллах и подробно здесь не рассматривается. Параметры ФС изотропных вариантов геометрии ЧНФС, а именно: угол падения  $\theta_0$  и рабочая частота  $f_0$ , приведены на рис. 4.32. Квазилинейные ветви зависимостей  $\theta_0(\chi)$  и  $f_0(\chi)$  на графиках отвечают режимам широкополосной  $s \rightarrow s$  АО дифракции на вогнутый участок ПНР, а дугообразные ветви – вариантам ЧНФС на ее выпуклый участок. Объединение двух этих разных геометрий происходит в условиях сверхширокополосного АО рассеяния на плоский участок ПНР в срезах кристалла с  $\chi = \chi_1^{(a)}$  и  $\chi = \chi_2^{(a)}$ . Точками "LS" показана НС геометрия, возникающая, как уже отмечалось, при слиянии двух вариантов частотного НФС на выпуклый участок ПНР в срезе с  $\chi = \chi_{ls}^{(a)}$ . Важно отметить, что у аналогичных зависимостей  $\theta_0(\chi)$  и  $f_0(\chi)$  в неактивном кристалле имеются только дугообразные ветви, которые бесшовно переходят в ветви анизотропной  $s \rightarrow f$  дифракции в срезах с  $\chi = \chi_1$  и  $\chi = \chi_2$  (рис. 2.7а,б).

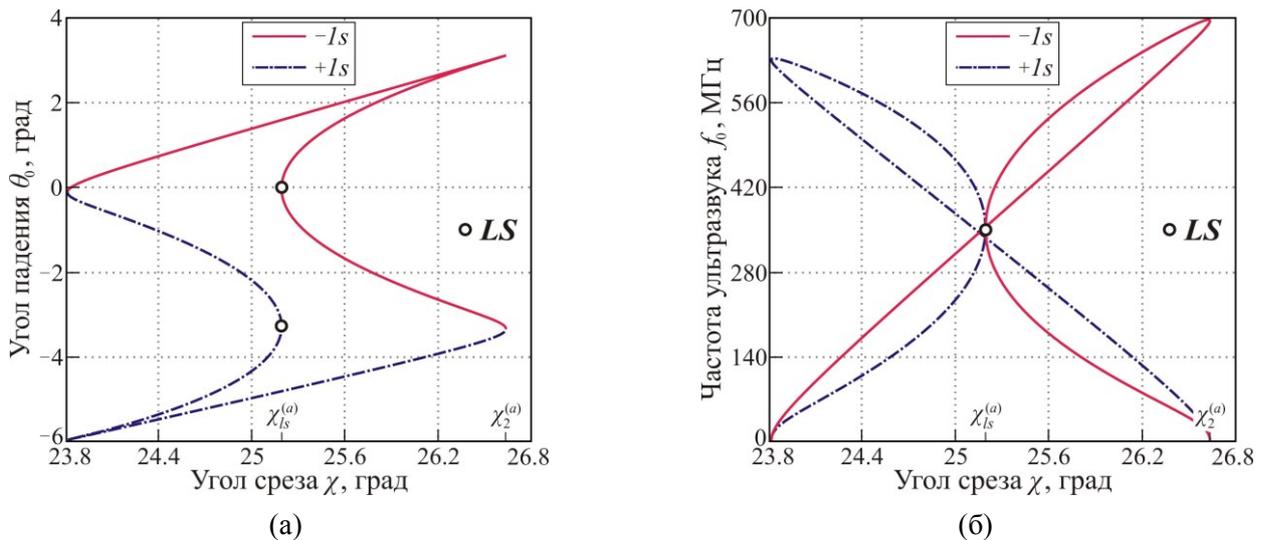


Рис. 4.32. Параметры ФС вариантов широкополосной изотропной (процесс  $s \rightarrow s$ ) дифракции в плоскости XZ кристалла  $\alpha$ -НfO<sub>3</sub>: угол падения  $\theta_0$  (а) и частота АО синхронизма  $f_0$  (б), как функции угла среза  $\chi$ .

"LS" – низкоселективная геометрия, реализующаяся в срезе с углом  $\chi = \chi_{ls}^{(a)}$ .

Из результатов анализа, проведенного в разделе 3.3.2, следует, что из всех режимов ЧНФС, существующих в плоскости оптических осей двуосного кристалла, наибольший практический интерес представляет НС геометрия. В неактивных материалах, как уже не раз отмечалось, она реализуется в срезе  $\chi = \gamma$  при угле падения  $\theta_0 = 0^\circ$  (для света с сагиттальной поляризацией), тогда как в гиротропных средах ей отвечают несколько иные значения  $\chi = \chi_{ls}^{(a)}$  и  $\theta_0 \neq 0^\circ$ , зависящие от величины параметра  $\hat{b} = G_{ef} / \tan \Delta \gamma_{in}$ . В то же время на примере йодноватой кислоты ранее было продемонстрировано, что в кристаллах с  $\hat{b} \ll 1$  угол поворота  $\chi_{ls}^{(a)} - \gamma$  бирадиалей под действием

гиротропии оказывается значительно меньшим  $1'$ . Используя эту особенность, для величины угла падения  $\theta_0$  из соотношения (4.39) нетрудно получить:

$$\theta_0 \cong \sqrt{(\Delta\gamma_{in}/2)^2 - G_{ef}^2} - \Delta\gamma_{in}/2 \approx -G_{ef}^2/\Delta\gamma_{in}. \quad (4.47)$$

Согласно (4.47), в материалах с  $\bar{b} < 0.2$  величина  $|\theta_0|$  составляет менее 5% от раствора  $\Delta\gamma$  конуса внешней рефракции двуосного кристалла. В свою очередь, угловая апертура НС дифракции  $\Delta\theta$  (3.19) в АО ячейках с величиной  $l_{pt}$ , обеспечивающей предельную ширину  $\Delta f_{\max}$  (3.15) рабочего частотного диапазона на уровне  $\Delta f_{\max} \sim f_0/2$ , будет порядка  $\Delta\gamma/3$ . Поэтому при таких значениях  $\bar{b}$  влияние гиротропии на оптимальную взаимную ориентацию оптической и акустической граней испытываемой широкополосной ячейки будет не слишком значительным и им можно пренебречь.

В ходе расчетов обнаружилось, что при воображаемом увеличении параметра  $\bar{b}$  кристалла  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub> от реального до предельного значения  $\bar{b}_c \approx 0.5$  величина  $\chi_{ls}^{(a)}$  в нем растет как  $(G_{ef})^2$  и при  $\bar{b} = \bar{b}_c$  принимает значение  $\gamma_c \approx \psi + \Delta\gamma_{in}/2$ . Анализ показал, что такая зависимость  $\chi_{ls}^{(a)}(\bar{b})$  типична для всех кристаллов с умеренной двуосностью, при этом величина  $|\gamma_c - \gamma|/\Delta\gamma$  в них составляет порядка  $10^{-2}$ . Отсюда и из формулы (3.23) следует, что в широкоапертурных АО дефлекторах видимого и ближнего ИК-диапазона с  $\Delta f_{\max} \sim f_0/2$  и  $\Delta\theta \sim \Delta\gamma/3$ , изготовленных из материалов с  $\bar{b} < 0.2$ , отношение  $|\chi_{ls}^{(a)} - \gamma|/\Delta\chi$  будет, по крайней мере, в несколько раз меньше единицы. В связи с этим при обозначенных значениях параметра  $\bar{b}$  допустимо не учитывать гиротропию также и при обработке звуковой грани образца под обсуждаемый АОД, срезая ее под углом  $\chi = \gamma$  к оси  $Z$ .

Структура ФС для анизотропной широкоапертурной  $s \rightarrow f$  АО дифракции в плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub> показана на рис. 4.33. Ее главное отличие от аналога в неактивном материале (рис. 2.8) заключается в появлении двух новых ветвей зависимостей  $\theta_0(\chi)$  и  $f_0(\chi)$ , отвечающих вариантам приосевой (ПО) геометрии. Именно в них, а не друг в друга, как это было на рис. 2.8, переходят ветви СЧ и НЧ геометрии в гиротропных материалах. Результатом объединения НЧ и ПО геометрии является особый, сверхширокоапертурный в главной плоскости АО дифракции, режим УНФС с  $\kappa_i = \kappa_d$  в срезе  $\chi = \chi_{sp}$  (показан на рис. 4.33а,б точками "2"). Используя (4.40), для направления  $\Delta$  дифрагировавшей световой  $f$ -волны в его условиях имеем:

$$\Delta \approx -\sqrt[3]{G_{ef}^2 \tan 2\psi/4}. \quad (4.48)$$

То есть здесь она распространяется на таком удалении от оптической оси, где ее поляризация близка к линейной. В кристалле  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub> на длине волны  $\lambda = 633$  нм испытываемый особый режим УНФС возникает при  $\Delta \approx -0.4^\circ$  в срезе с  $\chi \equiv \chi_{sp} = 25.28^\circ$  на частоте  $f_0 = 327.1$  МГц. Интересно отметить, что данный режим анизотропной АО дифракции существует также и в материалах с  $\bar{b} > \bar{b}_c$ , причем его рабочая частота слабо зависит от величины гиротропии среды. Так, например, при воображаемом увеличении параметра  $G_c$  кристалла  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub> в 20 раз частота  $f_0$  в точках "2" на рис. 4.33б уменьшается до 284.6 МГц, а значение угла среза  $\chi \equiv \chi_{sp}$  становится равным  $26.14^\circ$ .

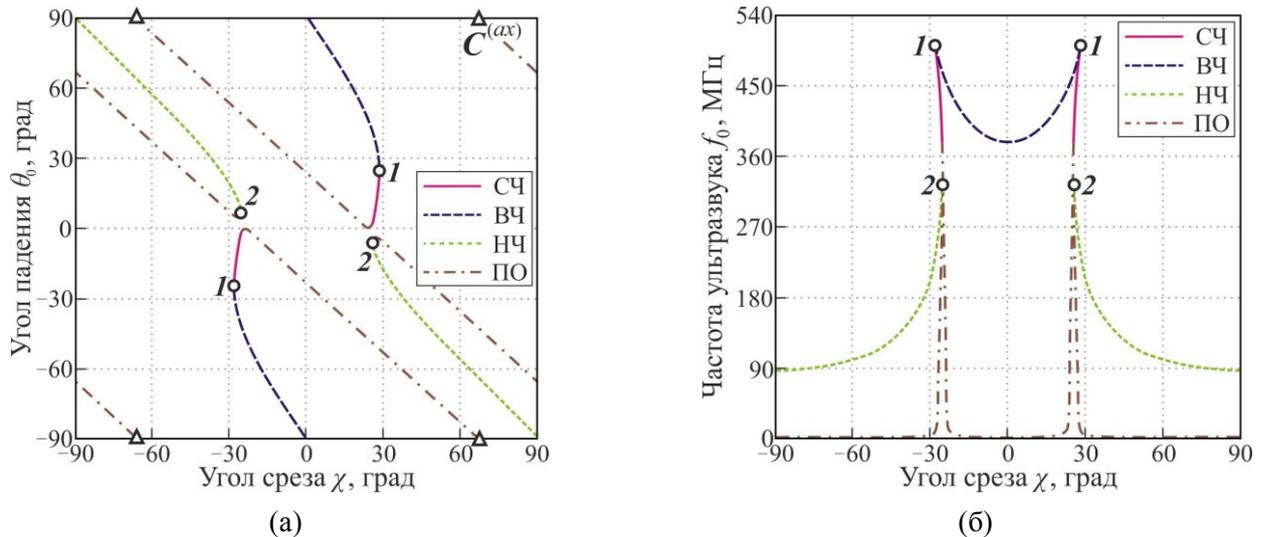


Рис. 4.33. Параметры ФС вариантов широкоапертурной анизотропной  $s \rightarrow f$  дифракции в плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha$ -NiO<sub>3</sub>: угол падения  $\theta_0$  (а) и частота АО синхронизма  $f_0$  (б), как функции угла среза  $\chi$ . "1" – сверхширокоугольный режим УНФС, реализующийся в срезе с  $\chi = \chi_{opt}$ ; "2" и " $C^{(ax)}$ " – специальный сверхширокоапертурный приосевой режим поперечного АО рассеяния и коллинеарная широкоугольная геометрия вдоль оптической оси, существующие только в гиротропных двусосных кристаллах.

Из результатов раздела 4.3.2 следует, что ДПФ испытываемой переходной геометрии принадлежит к V-типу. При этом более подробный анализ показал, что, в отличие от аналога в срезе с  $\chi = \chi_{opt}$  (рис. 4.11), ее скелетные кривые сохраняют выраженную V-образность и на частотах  $f > f_0$ . Эта особенность затрудняет применение такого особого варианта УНФС в АОФ, осуществляющих пространственную фильтрацию когерентных световых полей. Упоминания заслуживает также режим широкоапертурного коллинеарного (по волновым векторам) АО взаимодействия вдоль оптической оси (отмечен как " $C^{(ax)}$ " на рис. 4.33а), подробно исследовавшийся в работе [68].

В свою очередь, переход между СЧ и ПО геометрией является весьма условным, т.к. не сопровождается изменением топологии ДПФ. По этой причине уместно полагать, что он также происходит в срезе с  $\chi = \chi_{sp}$ , в котором поляризация дифрагировавшей  $f$ -волны все еще близка к линейной. Аргументом в пользу такого выбора служит в том числе и то, что в срезах с  $\chi \approx \chi_{sp}$  гиротропия лишь смещает locus точек СЧ геометрии в сторону от оптической оси, практически не изменяя частоту ФС. Аналогичная деформация возникает и у локуса точек НЧ геометрии, однако здесь смещение происходит, наоборот, к оптической оси. Анализ графиков на рис. 4.33а показал, что при  $\lambda = 633$  нм значения угла  $\chi$  для срезов кристалла  $\alpha$ -NiO<sub>3</sub>, в которых гиротропия изменяет величину  $\theta_0$  для СЧ и НЧ геометрии хотя бы на  $4'$ , лежат в диапазоне  $25.28^\circ < \chi < 25.3^\circ$ . В то же время на длине волны  $\lambda = 400$  нм, где его вращательная способность по оптической оси выше примерно в 3 раза [175], этот диапазон расширяется приблизительно до  $0.2^\circ$ . Но и в этом случае он оказывается на порядок уже диапазона срезов  $\chi_{sp} < \chi < \chi_{opt}$ , в которых реализуются СЧ варианты УНФС. Отсюда следует, что в кристаллах с  $\delta < 0.1$  гиротропия оказывает заметное

влияние лишь на приосевые режимы широкоапертурной АО дифракции, которые по указанным выше причинам мало пригодны для изображающих АОФ.

Структуру ФС для изотропного широкоапертурного  $s \rightarrow s$  АО рассеяния в плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> иллюстрирует рис. 4.34. Нетрудно видеть, что помимо НС геометрии (точки "LS") здесь у нее имеется еще одна особая точка – сверхширокоугольная геометрия с  $\kappa_i = \kappa_d$  в срезе  $\chi = \chi_{sp}^{(is)}$  (отмечена как "3" на рис. 4.34). При этом в каждом из срезов с углом  $\chi_{ls}^{(a)} < \chi < \chi_{sp}^{(is)}$  реализуются три различных изотропных варианта УНФС, тогда как во всех остальных срезах из диапазона  $\chi_1^{(a)} \leq \chi \leq \chi_2^{(a)}$  наблюдается единственная широкоапертурная  $s \rightarrow s$  геометрия. На длине волны  $\lambda = 633$  нм в йодноватой кислоте вышеупомянутый переходный режим "3" возникает в срезе  $\chi \equiv \chi_{sp}^{(is)} = 25.21^\circ$  на частоте  $f_0 = 362.8$  МГц. Расчеты показали, что, в отличие от режима "2" на рис. 4.33, его частота ФС сильно зависит от величины параметра  $\beta$ . Так, при воображаемом увеличении параметра  $G_c$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> в 20 раз она уменьшается до 231.1 МГц, а угол  $\chi_{sp}^{(is)}$  становится равным  $25.22^\circ$  (т.е. почти не изменяется) и приближается к углу  $\chi_{ls}^{(a)}$ , отвечающему НС геометрии. Важно отметить, что в негиротропных двuosных кристаллах реализуется только близкий к вертикальному участок зависимости  $\theta_0(\chi)$  на рис. 4.34а, который бесшовно переходит в ветви  $\theta_0(\chi)$  для СЧ и НЧ  $s \rightarrow f$  геометрии. Примечательно, что точки этих переходов отвечают режимам широкоапертурной осевой дифракции (их ДПФ приведены на рис. 4.12), являющимся предельными вариантами режимов "2" и "3" в случае  $G_c = 0$ .

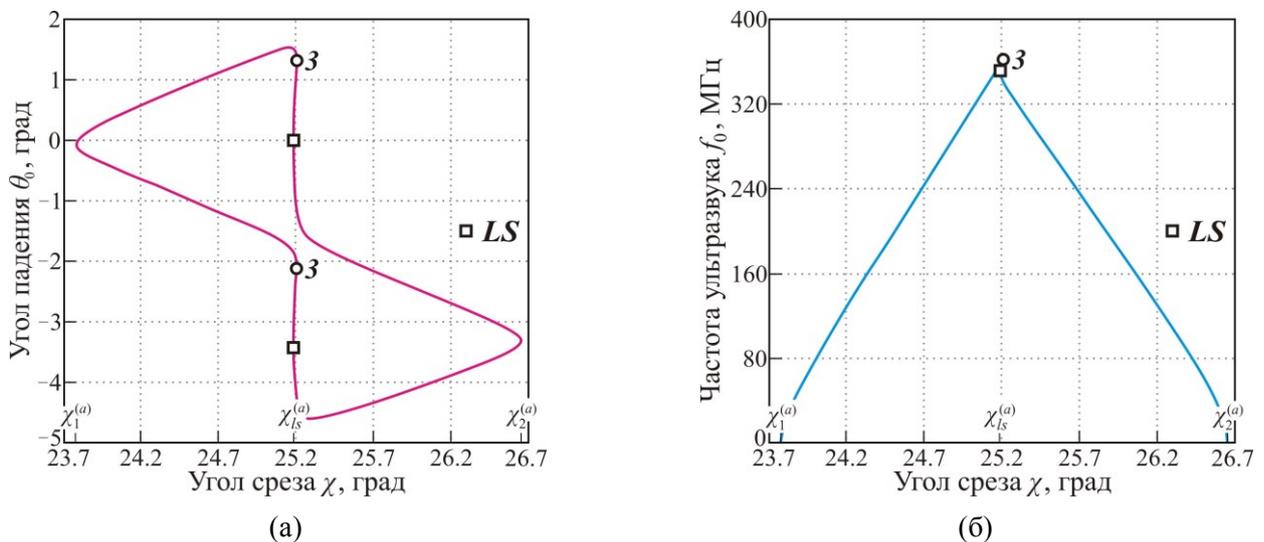


Рис. 4.34. Параметры ФС вариантов широкоапертурной изотропной  $s \rightarrow s$  дифракции в плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub>: угол падения  $\theta_0$  (а) и частота АО синхронизма  $f_0$  (б), как функции угла среза  $\chi$ .

"3" – специальный сверхширокоугольный режим углового НФС, существующий только в гиротропных двuosных кристаллах; "LS" – низкоселективная геометрия, реализующаяся в срезе с  $\chi = \chi_{ls}^{(a)}$ .

Ранее было показано, что в оптически активных двuosных кристаллах с  $\beta < 0.2$  влияние гиротропии среды на параметры ФС низкоселективной АО дифракции и на значение угла  $\chi$  для

среза, в котором она реализуется, несущественно, и им, как правило, можно пренебречь. Из формул (3.13),(3.14),(4.40) можно заключить, что в таких материалах она будет мало изменять и диапазоны НС дифракции. Чтобы убедиться в этом, исследуем характеристики НС геометрии в плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha$ -НПО<sub>3</sub> более подробно. Анализ, как и ранее, проведем для излучения с  $\lambda = 633$  нм; в таком случае она реализуется в срезе с  $\chi \equiv \chi_{ls}^{(a)} = 25.19^\circ$  при  $\theta_0 \approx 0^\circ$ ,  $f_0 = 351.1$  МГц. Угло-частотные диапазоны  $s \rightarrow s$  АО рассеяния в  $-1$ -ый порядок на сдвиговой АВ с сагиттальной поляризацией в этом срезе йодноватой кислоты иллюстрирует рис. 4.35а. Расчет проведен для пьезопреобразователя с  $l_{pt} = 5$  мм в предположении, что поляризатор и анализатор установлены параллельно электрическому вектору падающей и дифрагировавшей волны в рабочей точке НС геометрии, взятым без учета активности. Величина акустической мощности выбиралась такой, чтобы при  $\theta_i = \theta_0$  и  $f = f_0$  эффективность дифракции  $\zeta$  в теории достигала 100%. Из графика ясно, что, как и в случае неактивного кристалла (рис. 3.6в), область АО взаимодействия имеет здесь форму креста, ветви которого исходят из точки  $(\theta_0, f_0)$ . Отличие состоит лишь в том, что вблизи точек осевой АО дифракции в случае гиротропного кристалла происходит заметный изгиб и последующий обрыв вертикальных ветвей  $\zeta(\theta_i, f)$ , которые здесь гладко переходят в ветвь  $\zeta(\theta_i, f)$  процесса  $qo \rightarrow qo$  или  $qe \rightarrow qe$  (рис. 4.30г). В то же время центральная часть картины на рис. 4.35а в точности повторяет такую у аналога на рис. 3.6в. Этот факт особенно очевиден из рис. 4.35б, на котором представлены частотные характеристики дифракции в выбранном срезе кристалла йодноватой кислоты для трех различных углов падения:  $\theta_i = 0^\circ$  и  $\theta_i = \pm 0.41^\circ$ . Нетрудно видеть, что предельный частотный диапазон  $\Delta f_{\max}$  широкоугольного АОД на основе такой геометрии составит 119 МГц, что соответствует диапазону углов сканирования  $\Delta \phi_a \approx 2.2^\circ$ , а его угловая апертура  $\Delta \theta_a$  будет равна  $1.6^\circ$  (обе эти величины берутся в воздухе).

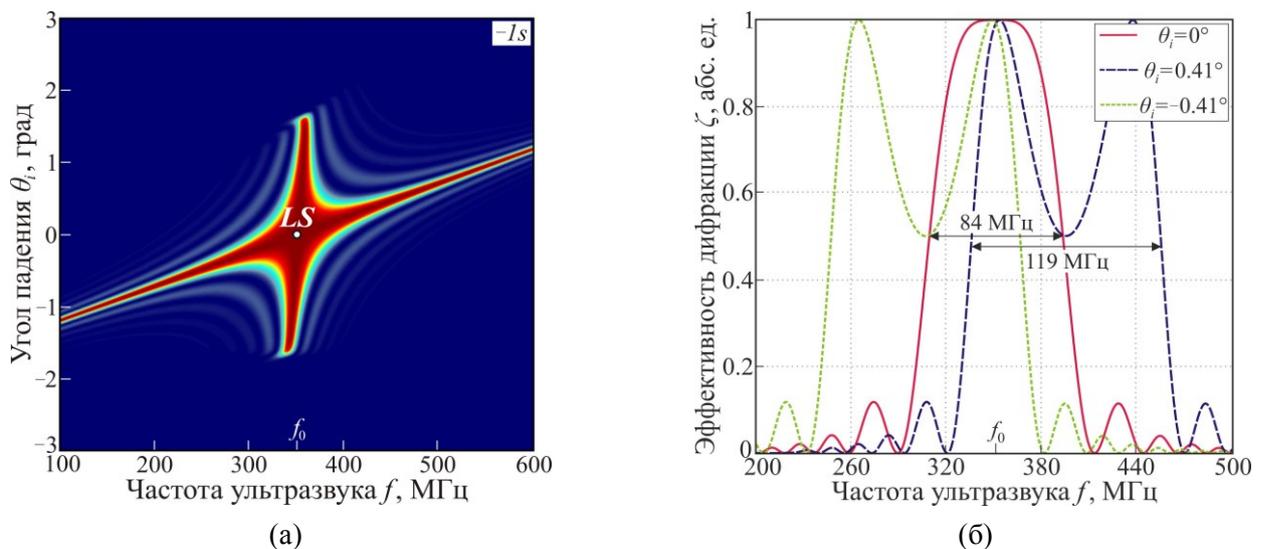


Рис. 4.35. Угло-частотные (а) и частотные (б) характеристики низкоселективной  $s \rightarrow s$  дифракции в  $-1$ -ый порядок, реализующейся в срезе  $\chi = \chi_{ls}^{(a)}$  плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha$ -НПО<sub>3</sub> при  $\theta_0 \approx 0^\circ$  и  $f_0 = 351.1$  МГц.

Но в точности такие же значения  $\Delta\phi_a$  и  $\Delta\theta_a$  получаются из формул (3.18), (3.19), даже если фигурирующие в них величины  $\kappa_i$  и  $\kappa_d$  взять без учета активности. Причина состоит в том, что рабочим диапазонам на рис. 4.35б отвечают направления распространения света в кристалле  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub>, отстоящие от оптической оси более чем на 1°, где гиротропия исчезающе слабо изменяет параметры оптических мод. Важно отметить, что при оптимальном выборе  $l_{pt}$ , обеспечивающем значение  $\Delta f_{\max} \sim f_0/2$ , влияние активности на диапазон  $\Delta\phi_a$  и апертуру  $\Delta\theta_a$  обсуждаемого АОД на любом двуосном кристалле с  $\bar{b} < \bar{b}_c$  ( $\bar{b}_c \approx 0.5$ ) будет происходить в основном через изменение значений  $\kappa_i$  и  $\kappa_d$  кривизны ПНР для взаимодействующих световых пучков, взятых в рабочей точке НС геометрии. Это позволяет использовать формулы (3.18) и (3.19) для количественных оценок указанных параметров АОД даже в материалах с  $\bar{b} \approx 0.4$ , где гиротропия существенно уменьшает величины  $\kappa_i$ ,  $\kappa_d$  и, как следствие, существенно расширяет рабочие диапазоны этого прибора. Так, например, при воображаемом увеличении параметра  $G_c$  кристалла  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub> в 20 раз (в таком случае  $\bar{b} = 0.36$ ) кривизны  $\kappa_i$ ,  $\kappa_d$  уменьшаются в 2.3 раза, что приводит к расширению рабочих диапазонов АОД более чем в 1.5 раза (при той величине  $l_{pt} = 5$  мм). К сожалению, эта позитивная тенденция сопровождается уменьшением угла отклонения дифрагировавшего пучка  $\phi_a$  на центральной частоте, а также увеличением эллиптичностей световых мод в рабочей точке НС геометрии и уменьшением в ней коэффициента  $M_2$ . Так, в приведенном примере величины  $\phi_a$  и  $M_2$  уменьшаются в 1.3 и 2.3 раза соответственно, а эллиптичность мод возрастает до 0.45. В заключение отметим, что характер эволюции ДПФ обсуждаемого АОД при изменении частоты ультразвука относительно  $f_0$  в материалах с  $\bar{b} \approx 0.4$  в точности повторяет таковой на рис. 4.13, относящейся к оптически неактивному двуосному кристаллу. Отличие состоит лишь в более высокой симметрии ДПФ при  $f = f_0$  в АО ячейке на основе гиротропного материала.

Таким образом, в двуосных кристаллах с высоким двулучепреломлением и умеренным значением параметра гирации  $G_c$ , таких как йодноватая кислота, активность ощутимо изменяет геометрию и характеристики лишь таких режимов АО взаимодействия, при которых один из световых пучков распространяется в непосредственной близости от оптической оси. Потому влияние гиротропии на параметры и ширину ФС низкоселективной геометрии, реализующейся на заметном удалении от оптической оси, в них исчезающе мало, и им правомерно пренебречь.

#### 4.3.6. Низкоселективные режимы дифракции в косых срезах кристалла

В предыдущем разделе было показано, что при распространении светового луча вблизи бирадиалей кристалла  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub> его гиротропия не оказывает заметного влияния на параметры оптических мод. Как следствие, она исчезающе слабо изменяет значение угла  $\chi$  для среза в плоскости  $XZ$ , в котором реализуется НС геометрия, и почти не влияет на ее характеристики. Очевидно, что этот вывод можно распространить и на все остальные варианты НС геометрии,

существующие в йодноватой кислоте. Тем самым правомерно считать их реализующимися в условиях внешней конической рефракции, т.е. когда групповые скорости взаимодействующих световых пучков направлены вдоль одной из бирадиалей кристалла (ее направление берется без учета активности), а волновой вектор ультразвука ортогонален к ней. Тогда для направлений световой  $\mathbf{N}_i$  и акустической  $\mathbf{N}_a$  нормали, реализующих НС геометрию, из (1.49) имеем:

$$\begin{aligned}\mathbf{N}_i &= \{\mathbf{e}_y + \cos \tau (\sin \tau \mathbf{e}_y - \cos \tau \mathbf{e}_{ort}) \tan \Delta\gamma\} / \sqrt{1 + \cos^2 \tau \tan^2 \Delta\gamma}; \\ \mathbf{N}_a &= \cos \tau_a \mathbf{e}_y + \sin \tau_a \mathbf{e}_{ort},\end{aligned}\quad (4.49)$$

где  $\mathbf{e}_y = \{\sin \gamma; 0; -\cos \gamma\}$ ,  $\mathbf{e}_{ort} = \{\cos \gamma; 0; -\sin \gamma\}$  – единичные векторы вдоль выбранной лучевой оси и в ортогональном к ней направлении соответственно; посредством углов  $\tau$  и  $\tau_a$  производится выбор одного из вариантов НС геометрии. Используя условие ФС (1.21), для величины угла  $\tau_d$  дифрагировавшей волны, вектор  $\mathbf{N}_d$  которой также лежит на конусе внешней рефракции, имеем:

$$\tau_d = \tau_a - \tau. \quad (4.50)$$

Таким образом, геометрия НС дифракции в двусосном кристалле с малым значением параметра  $G_{ef}/\tan \Delta\gamma$  полностью определяется уравнениями (4.49) и (4.50).

Пространственные распределения величин полного угла дифракции  $\phi$  и коэффициента АО качества  $M_2$  в условиях низкоселективного рассеяния света с  $\lambda = 633$  нм в йодноватой кислоте приведены на рис. 4.36 [A15]. Анализ графиков показал, что наилучшее разделение порядков  $\phi = \Delta\gamma \approx 3.3^\circ$  здесь обеспечивают режимы с  $\tau_a \approx 2\tau + \pi(m + 1/2)$ , где  $m$  – целое число, для которых  $\tau_d - \tau \approx \pi(m + 1/2)$ . В то же время вариантам с  $\tau_a = 2\tau + \pi m$  отвечают нулевые значения угла  $\phi$  и, как следствие, формально нулевая частота ФС  $f_0$ . Нетрудно показать, что в таком случае вектор  $\mathbf{N}_a$  направлен по касательной к конусу внешней рефракции в точке падающей световой волны, для вектора  $\mathbf{N}_i$  которой ПНР кристалла имеет протяженный плоский участок. Примечательно, что именно эти варианты НС геометрии оказываются наиболее АО эффективными при дифракции на квазипродольной АВ (рис. 4.36б). Так, максимальная для этой волны величина АО качества составляет  $M_2 = 65 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$  и достигается при  $\tau \approx 68^\circ$ ,  $\tau_a \approx 136^\circ$ , т.е. в режиме АО рассеяния на плоском участке ПНР кристалла. В то же время при НС рассеянии на быстрой квазисдвиговой АВ сравнительно высокая АО эффективность наблюдается в ограниченном диапазоне значений угла  $\tau_a$  от  $60^\circ$  до  $120^\circ$  (рис. 4.36в). При этом наибольшая величина коэффициента АО качества  $M_2 = 29 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$  тут также достигается в режиме с  $\phi = 0^\circ$ , которому отвечают значения  $\tau \approx 50.5^\circ$ ,  $\tau_a \approx 101^\circ$ . Помимо прочего, следует указать, что для всех вариантов НС геометрии на сдвиговой АВ, распространяющейся в плоскости ХZ (ей отвечает значение  $\tau_a = 90^\circ$ ), АО качество имеет одинаковое значение и равно  $M_2 = 23 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$ . Наконец, распределение  $M_2(\tau, \tau_a)$  для медленной квазисдвиговой АВ имеет структуру из нескольких острых максимумов, в которых получают сравнительно невысокие значения  $M_2$ , и по этой причине здесь подробно не рассматривается.

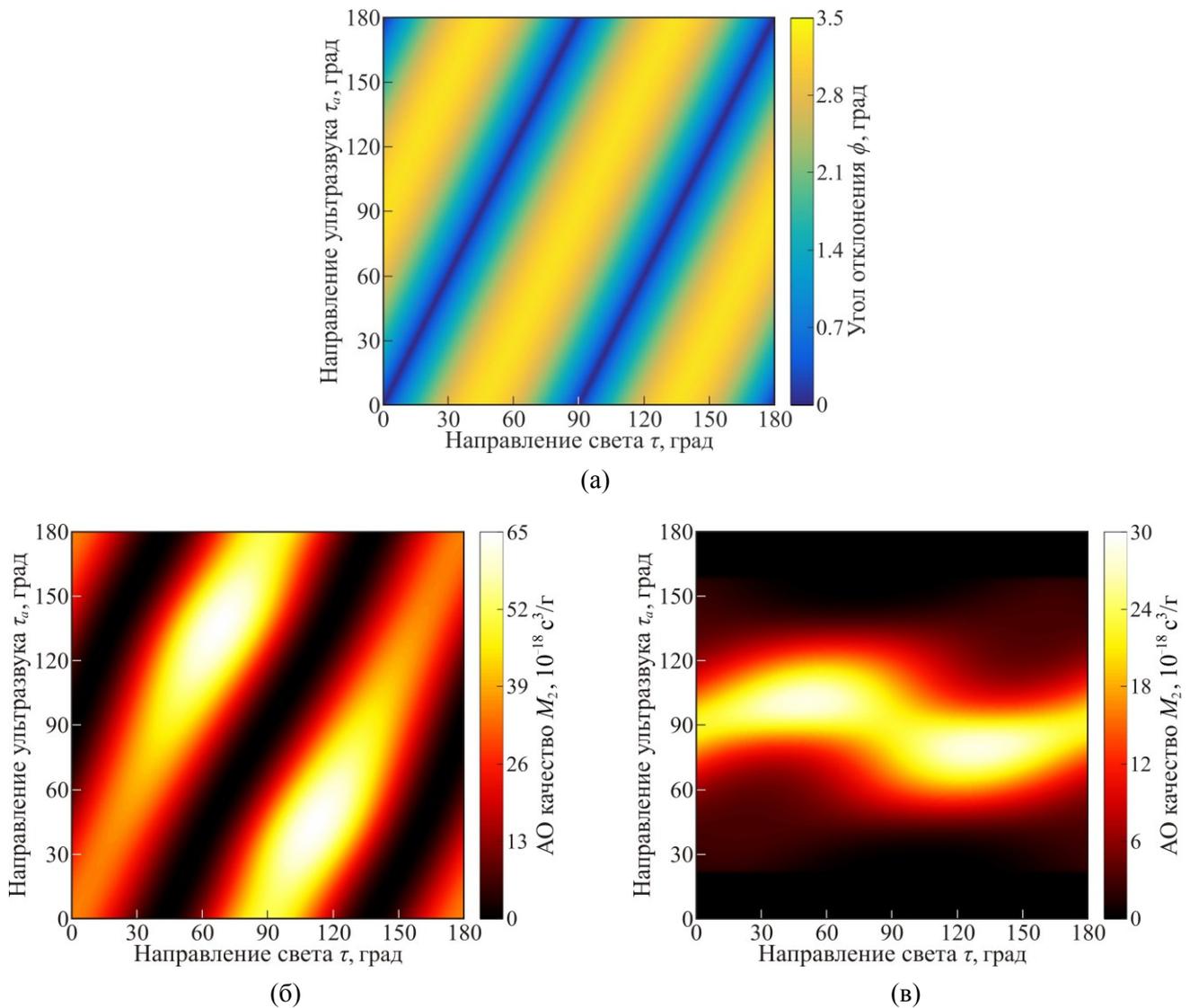


Рис. 4.36. Параметры низкоселективного изотропного (процесс  $s \rightarrow s$ ) АО рассеяния в косых срезах кристалла  $\alpha\text{-NiO}_3$ : угол отклонения дифрагировавшего светового пучка  $\phi$  (а) и коэффициент АО качества  $M_2$  (б,в) при дифракции на продольной (б) и быстрой квазисдвиговой (в) акустической моде.

Из всех вариантов НС геометрии, существующих в орторомбическом двуосном кристалле, наибольший практический интерес представляют режимы АО рассеяния на чистой продольной АВ вдоль диэлектрической оси  $Y$  (ей отвечает значение  $\tau_a = 0^\circ$ ). Тот факт, что вектор  $\mathbf{N}_a$  здесь направлен вдоль оси симметрии кристалла, упрощает процесс прецизионного ориентирования звуковой грани ячейки, необходимый для АО приборов на основе НС геометрии. Как ранее было показано, отклонение направления акустической нормали от проектного в подобных АО ячейках не должно превышать  $1'$ . Важно отметить, что при существующем уровне развития технологий роста и обработки образцов такая точность видится крайне трудно достижимой для косых направлений распространения ультразвука в кристалле. В то же время она вполне рутинна (при должной технологичности выбранного материала) для направлений вдоль его осей симметрии. Немаловажно здесь и то, что обсуждаемые режимы НС рассеяния, в отличие от всех остальных вариантов НС геометрии, являются ахроматическими на всех длинах волн

излучения, а не только в точке экстремума угла лучевых осей. Это делает перспективным их использование в многофункциональных широкополосных АО сдвигателях частоты оптического излучения, выполняемых по двухкристальной схеме [A19]. Подобные частотосдвигатели могут найти применение, например, в АО системах генерации широких перестраиваемых ОЧГ или в безмодовых FSF-лазерах. Помимо этого, такие режимы НС рассеяния оптимальны для создания специальных двухкристальных АОМ, предназначенных для управления мощностью световых пучков с широким пространственным и временным спектром. Следует также указать, что всеми перечисленными преимуществами обладают и аналогичные режимы в моноклинных двусосных кристаллах, если их диэлектрическая плоскость  $XZ$  ортогональна к оси симметрии 2-го порядка.

Используя (4.49) и (4.50), для величин угла падения  $\theta_0$  и рабочей частоты  $f_0$  вариантов НС рассеяния на продольной АВ вдоль диэлектрической оси  $Y$  (здесь  $\tau_d = -\tau$ ) нетрудно получить:

$$\sin \theta_0 \cong \tan \Delta\gamma \sin 2\tau/2; \quad f_0 = V n_y \tan \Delta\gamma |\sin 2\tau|/\lambda. \quad (4.51)$$

На практике такие режимы низкоселективной геометрии удобнее различать по величине угла  $\vartheta$  между плоскостью АО взаимодействия, в которой они реализуются, и диэлектрической осью  $Z$  кристалла. Из (4.49) для функциональной зависимости  $\vartheta(\tau)$  имеем:

$$\cos^2 \tau = \tan(\gamma - \vartheta) \cot \Delta\gamma. \quad (4.52)$$

Отсюда среди прочего следует, что эти режимы существуют в плоскостях с углом  $\gamma - \Delta\gamma \leq \vartheta \leq \gamma$ . Подставляя в (4.51) переменную  $\tau$ , взятую из (4.52), для величин  $\theta_0$  и  $f_0$  в главном приближении по малому углу  $\Delta\gamma$  находим:

$$|\theta_0| \approx \sqrt{(\gamma - \vartheta)(\vartheta + \Delta\gamma - \gamma)}; \quad f_0 \approx 2V n_y |\theta_0|/\lambda. \quad (4.53)$$

Анализ показал, что в материалах с не слишком большим углом  $\Delta\gamma$  приведенные соотношения имеют хорошую точность, что позволяет использовать их на предварительном этапе отбора вариантов НС рассеяния под тот или иной АО прибор.

Геометрию НС дифракции света на выбранной АВ в йодноватой кислоте иллюстрирует рис. 4.37а. Сплошными и штрихпунктирными линиями на диаграмме изображены режимы с наибольшей и формально нулевой частотой ФС, реализующиеся при  $\vartheta = \vartheta_{ex}$  (здесь угол  $\tau$  равен  $45^\circ$ ) и  $\vartheta = \gamma$ ,  $\gamma - \Delta\gamma$  соответственно. В свою очередь, пунктирные линии условно показывают все остальные варианты испытываемой геометрии. Ее основные параметры, а именно: частота ФС  $f_0$ , коэффициент АО качества  $M_2$  и кривизна ПНР кристалла  $\kappa$  в направлении нормали  $\mathbf{N}_i$  (нормали  $\mathbf{N}_d$  здесь отвечает такое же значение  $\kappa$ ) в главной плоскости АО дифракции, взятые как функции угла  $\vartheta$ , приведены на рис. 4.37б. Из графиков следует, что зависимости  $f_0(\vartheta)$  и  $M_2(\vartheta)$  имеют тут качественно разную структуру [А6]. Так, величина  $f_0$  достигает своего наибольшего значения  $f_0 = 536.7$  МГц при  $\vartheta = \vartheta_{ex} \approx 23.6^\circ$  и монотонно убывает при отходе в любую сторону, тогда как коэффициент  $M_2$  максимален при  $\vartheta = \gamma = 25.19^\circ$  (здесь  $M_2 = 51 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\Gamma$ ), а при  $\vartheta = \vartheta_{ex}$  величина

АО качества близка к нулю. Более детальный анализ показал, что для обсуждаемых вариантов НС геометрии эффективная фотоупругая константа  $p_{ef}$  определяется как

$$p_{ef} \cong p_{22} - \tan(\gamma - \vartheta) [p_{12} \cos^2(\gamma - \Delta\gamma) + p_{32} \sin^2(\gamma - \Delta\gamma) + p_{22}] / \tan \Delta\gamma. \quad (4.54)$$

Отсюда нетрудно заключить, что если в орторомбическом кристалле модули  $p_{12}$ ,  $p_{22}$  и  $p_{32}$  имеют близкие значения, то зависимость  $M_2(\vartheta)$  в нем будет иметь ту же структуру, что на рис. 4.37б. В противном случае минимум  $M_2(\vartheta)$  может существенно отстоять от точки с  $\vartheta = \vartheta_{ex}$  или даже вовсе отсутствовать, если модуль  $p_{22}$  и фигурирующая в (4.54) линейная комбинация модулей  $p_{12}$  и  $p_{32}$  кристалла имеют разные знаки.

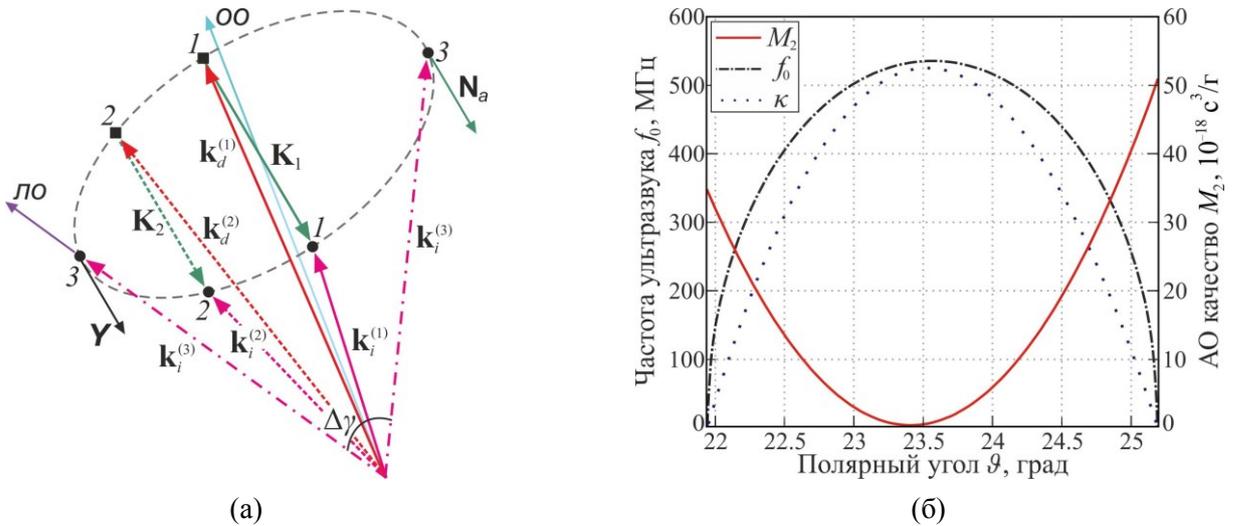


Рис. 4.37. Низкоселективное АО рассеяние на чистой продольной акустической волне вдоль оси  $Y$  кристалла  $\alpha$ -НПО<sub>3</sub>: геометрия дифракции (а); коэффициент АО качества  $M_2$ , частота фазового АО синхронизма  $f_0$  и кривизна ПНР в плоскости взаимодействия  $\kappa$ , как функции полярного угла  $\vartheta$  (б). Сплошными и штрихпунктирными линиями на диаграмме (а) показаны соответственно режимы с максимальной и формально нулевой частотой  $f_0$ ; "оо", "ло" – оптическая и лучевая оси кристалла.

Особый интерес к исследуемым вариантам НС геометрии продиктован также структурой зависимости  $\kappa(\vartheta)$  на рис. 4.37б. Величина  $\kappa$  здесь достигает своего максимума  $\kappa = 1.05/n_Y$  при  $\vartheta = \psi \approx 23.5^\circ$  и быстро уменьшается при отходе в любую сторону. Для нее в настоящей работе было получено следующее удобное приближенное выражение:

$$\kappa \cong 4(\theta_0/\Delta\gamma)^2/n_Y, \quad (4.55)$$

которое дает тем лучшую оценку кривизны  $\kappa$ , чем меньшим углом  $\Delta\gamma$  обладает используемый кристалл. Согласно результатам раздела 3.3.2, ширина рабочих диапазонов АОД на основе испытываемых вариантов НС дифракции пропорциональна  $1/\sqrt{\kappa}$ . Отсюда и из (4.55) ясно, что такие АОД могут превосходить серийные парателлуритные аналоги не только по апертуре  $\Delta\theta_a$ , но и по диапазону углов сканирования  $\Delta\phi_a$  [А6]. Например, режиму НС геометрии с  $\vartheta = 24.8^\circ$  на длине волны  $\lambda = 633$  нм в кристалле  $\alpha$ -НПО<sub>3</sub> отвечает значение  $\kappa = 0.43/n_Y$ , гарантирующее выигрыш в величине  $\Delta\phi_a$  при одинаковой  $l_{pr}$  примерно в 1.5 раза. При этом на рабочей частоте  $f_0$

данный режим все еще обеспечивает достаточный для приложений угол отклонения в воздухе  $\phi_a \approx 4.2^\circ$ , составляющий порядка 65% от максимального для НС геометрии в данном материале. В то же время на основании (4.55) можно утверждать, что ромбические кристаллы с бóльшим, чем в йодноватой кислоте, значением угла  $\Delta\gamma$  позволят получить еще бóльший выигрыш в ширине диапазона  $\Delta\phi_a$  при сравнимой или даже бóльшей величине угла  $\phi_a$ .

Эволюция частотных зависимостей углов Брэгга для  $s \rightarrow s$  рассеяния света с  $\lambda = 633$  нм в кристалле  $\alpha$ -НПО<sub>3</sub> на продольной АВ вдоль оси  $Y$  при изменении величины угла  $\vartheta$  от  $\vartheta = \gamma$  до  $\vartheta = \vartheta_{ex}$  показана на рис. 4.38 [А6]. Из графиков ясно, что в плоскости с  $\vartheta = \gamma$  зависимости  $\theta_B(f)$  состоят из двух характерных для изотропной дифракции квазилинейных ветвей, на которых  $\theta_d = -\theta_i$ . Также видно, что при уменьшении угла  $\vartheta$  относительно значения  $\vartheta = \gamma$  у зависимостей  $\theta_B(f)$  появляются дополнительные овалоподобные ветви, отвечающие вариантам ФС с  $\theta_d \neq -\theta_i$  (рис. 4.38б). В месте их пересечения с основными квазилинейными ветвями  $\theta_B(f)$  располагается рабочая точка "LS" исследуемой здесь НС геометрии, реализующейся при  $f = f_0$ . Ее векторная диаграмма представлена в сильно увеличенном масштабе на рис. 4.39а. Особой точкой "D" на графиках отмечена широкополосная геометрия на вогнутый участок ПНР кристалла, векторная диаграмма которой изображена на рис. 4.39б. Интересно отметить, что в плоскостях с  $\vartheta > 24.6^\circ$  и  $\vartheta < 22.5^\circ$  отвечающие ей значения  $|\kappa_d|$  оказываются даже меньше таковых для НС геометрии. К сожалению, существующая в данной геометрии сильная перекачка энергии в +2-ой или -2-ой порядок делает ее малоприменимой для светосильных АОД. По указанной причине куда бóльший практический интерес представляет обращенная геометрия – режим одновременного рассеяния в  $\pm 1$ -ый порядки, реализующийся при  $\theta_i = 0^\circ$ , а точнее ее вариант, некритичный по длине волны. Анализ показал, что в кристаллах с ярко выраженной дисперсией лучевых осей он возникает на сравнительно высокой частоте ультразвука. Этот факт открывает возможности для создания на его основе специальных АО модуляторов нулевого порядка, широкополосных как по частоте радиосигнала, так и по оптической длине волны.

По мере уменьшения угла  $\vartheta$  дополнительные овалоподобные ветви брэгговских кривых увеличиваются в размерах. При этом рабочие точки "LS" и "D" вышеупомянутых уникальных геометрий АО дифракции смещаются в область более высоких частот (рис. 4.38в). Указанные изменения сопровождаются постепенным уменьшением кривизны  $\kappa_B$  овалоподобных ветвей в точке "LS". Наконец, в плоскости АО взаимодействия с  $\vartheta = \vartheta_{ex}$  величина  $\kappa_B$  обращается в ноль, а дополнительные ветви ФС принимают вид, напоминающий параллелограмм с закругленными краями (рис. 4.38г). Из диаграмм на рис. 4.37а, рис. 4.38 и соображений симметрии следует, что при движении от  $\vartheta = \vartheta_{ex}$  к  $\vartheta = \gamma - \Delta\gamma$  эволюция зависимостей  $\theta_B(f)$  будет происходить в обратном порядке. В частности, дополнительные ветви ФС будут постепенно уменьшаться в размерах и наконец исчезнут при  $\vartheta = \gamma - \Delta\gamma$ .

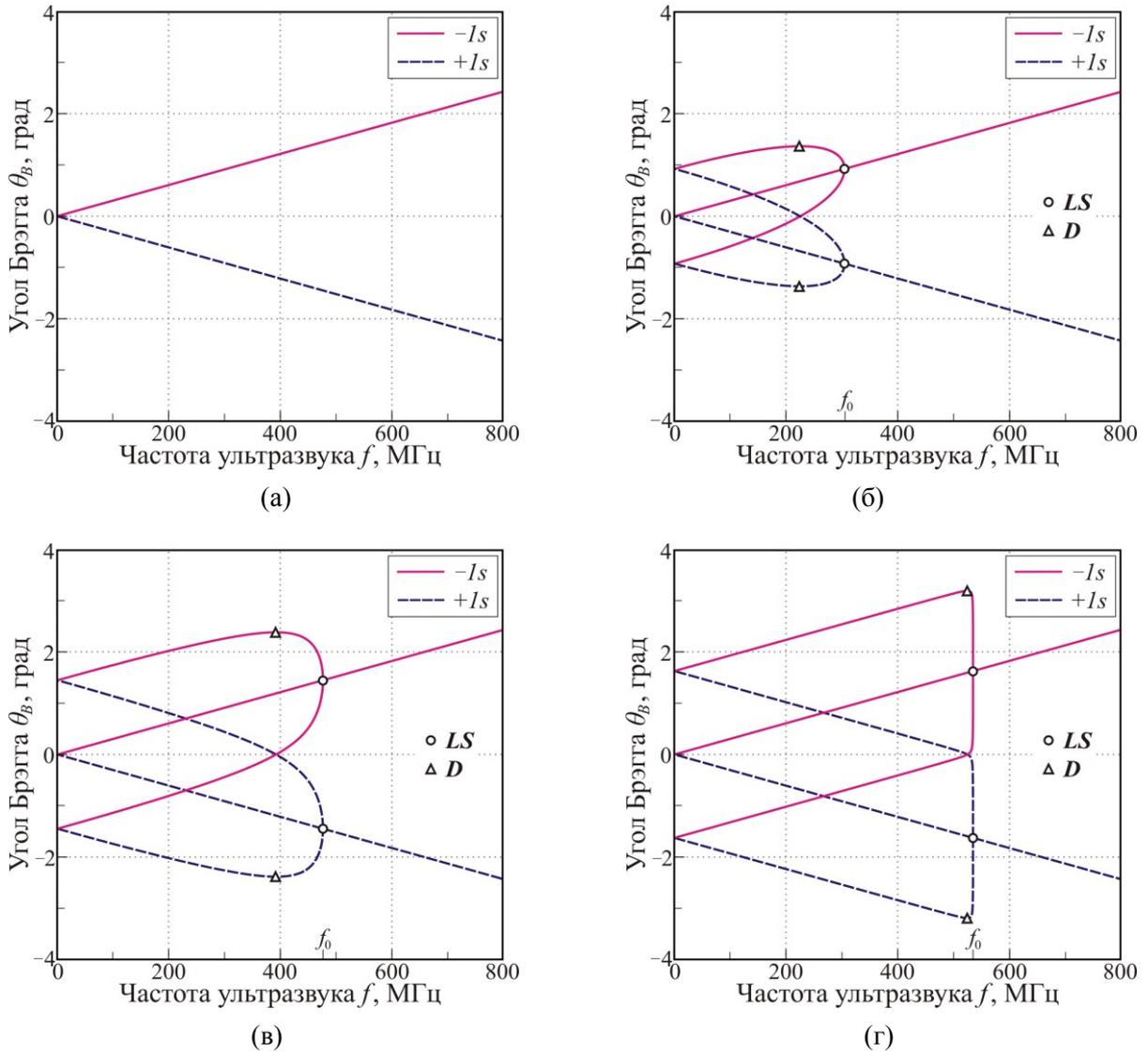


Рис. 4.38. Частотные зависимости углов Брэгга для вариантов изотропного рассеяния оптической  $s$ -моды на продольной акустической волне вдоль оси  $Y$  в различных плоскостях кристалла  $\alpha$ -NiO<sub>3</sub>:  $\vartheta = \gamma$  (а),  $\vartheta = 24.9^\circ$  (б),  $\vartheta = 24.3^\circ$  (в),  $\vartheta = \vartheta_{ex}$  (г). "LS" – рабочая точка низкоселективной геометрии, реализующейся при  $f=f_0$ ; "D" – рабочая точка вариантов широкополосной дифракции на вогнутый участок ПНР.

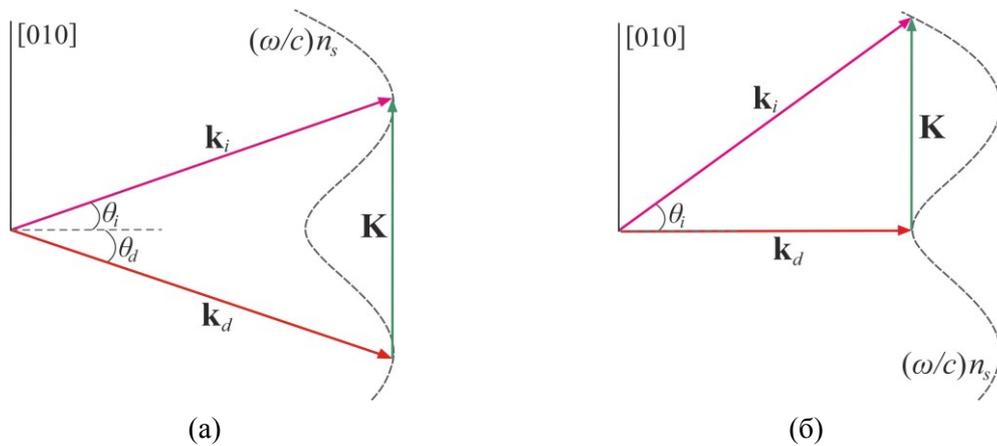


Рис. 4.39. Векторные диаграммы изотропных ( $s \rightarrow s$ ) вариантов ЧНФС на ультразвуке вдоль оси  $Y$  кристалла  $\alpha$ -NiO<sub>3</sub>: NS геометрия (а); широкополосное АО рассеяние на вогнутый участок ПНР (б).

Эволюция угло-частотных диапазонов АО взаимодействия  $\zeta(\theta_i, f)$ , отвечающих ветви  $-1s$  брэгговских кривых на рис. 4.38, при изменении угла  $\vartheta$  от  $\vartheta = \gamma$  до  $\vartheta = \vartheta_{ex}$  показана на рис. 4.40. В расчетах предполагалось, что ширина преобразователя  $l_{pt}$  равна 2 см, а поляризатор установлен параллельно вектору  $\mathbf{d}$  падающей оптической  $s$ -моды в рабочей точке НС геометрии. Величина акустической мощности выбиралась такой, чтобы при  $\theta_i = \theta_0$  и  $f = f_0$  эффективность дифракции  $\zeta$  в теории достигала 100%. При вычислении  $\zeta$  для всех остальных значений переменных  $\theta_i$  и  $f$  учитывалась анизотропия коэффициента АО качества.

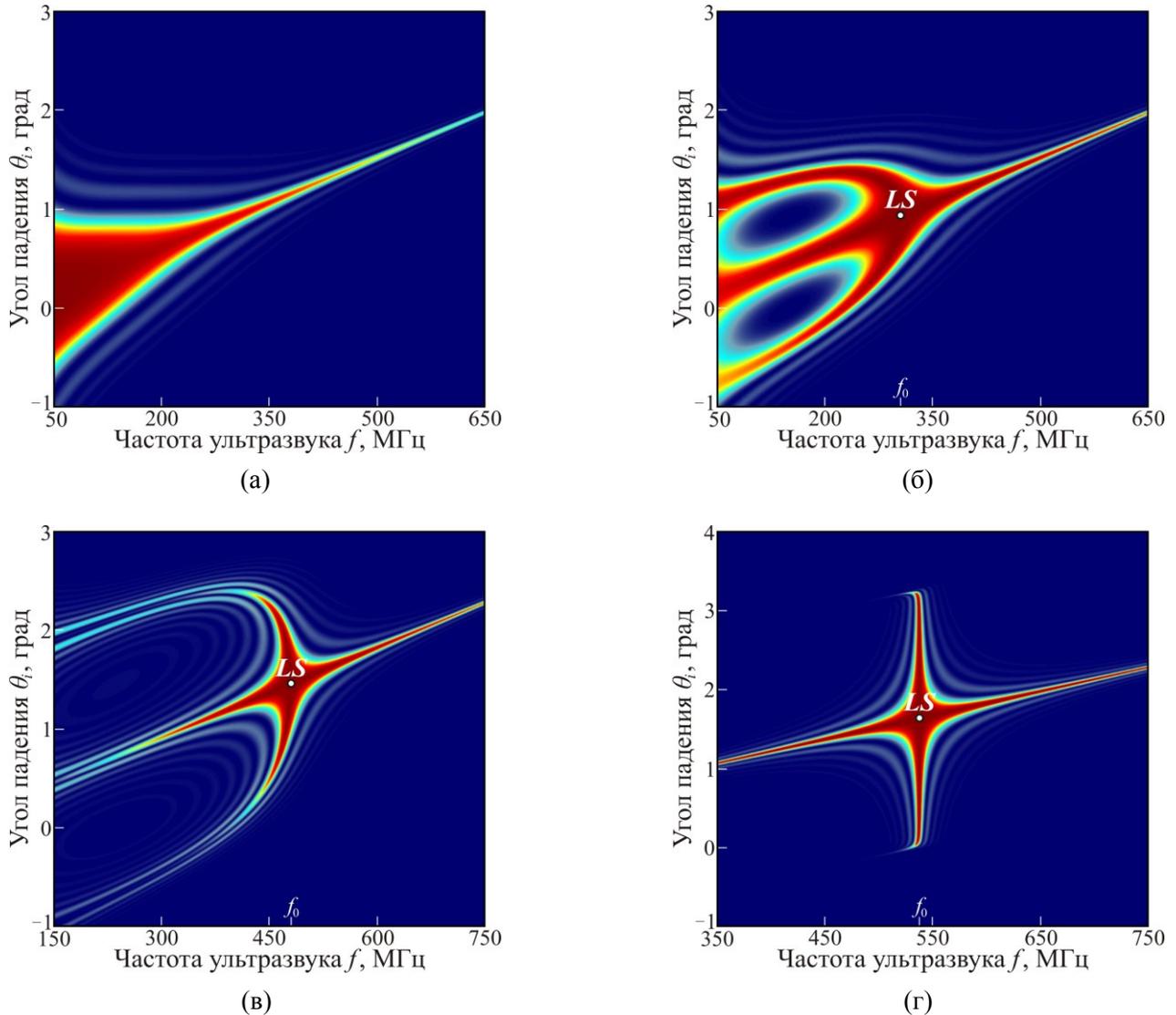


Рис. 4.40. Угло-частотные характеристики АО дифракции на продольной акустической волне вдоль оси  $Y$  в различных плоскостях кристалла  $\alpha$ - $\text{NiO}_3$ ; процесс  $s \rightarrow s$  в  $-1$ -ый порядок:  $\vartheta = \gamma$  (а),  $\vartheta = 24.9^\circ$  (б),  $\vartheta = 24.3^\circ$  (в),  $\vartheta = \vartheta_{ex}$  (г). "LS" – рабочая точка низкоселективной геометрии, реализующейся при  $f = f_0$ .

При  $s \rightarrow s$  АО рассеянии на плоском участке ПНР кристалла в плоскости с  $\vartheta = \gamma$  диапазон  $\zeta(\theta_i, f)$  имеет характерный для изотропной дифракции дугообразный вид, но выделяется своей большой шириной (рис. 4.40а). В то же время при небольшом уменьшении угла  $\vartheta$  он принимает форму сильно изогнутого креста (рис. 4.40б), ветви которого исходят из точки  $(\theta_0; f_0)$ . По мере

уменьшения угла  $\vartheta$  диапазон смещается в область более высоких частот; при этом постепенно уменьшается его ширина (рис. 4.40в). Причиной этому служит рост частотной селективности АО дифракции при  $\theta_i \approx \theta_0$ . Угловая же селективность при  $f \approx f_0$ , напротив, постепенно снижается, что уменьшает изгиб вертикальных ветвей креста в точке "LS". Наконец, при  $\vartheta = \vartheta_{ex}$  этот изгиб практически исчезает, и диапазон  $\zeta(\theta_i, f)$  принимает вид, показанный на рис. 4.40г. Необходимо указать, что в последнем случае расчет проводился без учета анизотропии коэффициента  $M_2$ , которая выражена в указанной плоскости кристалла  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub> особенно ярко. В действительности она сильно искажает форму диапазона  $\zeta(\theta_i, f)$ , сегментируя его на множество полос. Кроме того, поскольку такой НС режим допускает разделение порядков по поляризации, в рассмотрение был включен анализатор, установленный параллельно вектору  $\mathbf{d}$  дифрагировавшей волны.

Ранее отмечалось, что интерес к изучаемым вариантам НС дифракции в первую очередь связан с малыми значениями кривизны  $\kappa$  ПНР кристалла для используемых в них направлений оптической  $s$ -волны (рис. 4.37в). В частности, такая геометрия позволяет при той же  $l_{pt}$  заметно расширить диапазон  $\Delta\phi_a$  АОД или (и) повысить однородность его частотной характеристики  $\zeta_{int}(f)$ . Побочным эффектом является выраженная асимметрия получаемой  $\zeta_{int}(f)$ , обусловленная сильной локальной асимметрией ПНР в рабочей точке НС геометрии (эта асимметрия хорошо видна на рис. 4.39а). Анализ показал, что при значениях угла  $\vartheta$ , не слишком близких к  $\gamma - \Delta\gamma$  или  $\gamma$ , зависимость  $m^\perp(\theta)$  в окрестности точек  $\theta = \pm\theta_0$  может быть хорошо приближена полиномом 3-ей степени, старший коэффициент которого пропорционален скорости изменения кривизны  $\partial_\theta\kappa$  в указанных точках. Отсюда, принимая во внимание симметрию ПНР двусосного кристалла, для величины АО расстройки в условиях НС дифракции на АВ вдоль оси  $Y$  вместо (3.11) имеем:

$$R = (\pi l_{pt}/\lambda) [G_i \kappa_i (\delta\theta_d^2 - \delta\theta^2) + C_{\theta\theta\theta} (\delta\theta_d^3 + \delta\theta^3)]. \quad (4.56)$$

Здесь  $\delta\theta = \theta_i - \theta_0$  и  $\delta\theta_d = \theta_d + \theta_0$  – отклонение величины угла падения и дифракции от значений  $\theta_{i,d} = \pm\theta_0$  в рабочей точке НС геометрии. Для дальнейшего исследования удобно ввести новый параметр  $q = C_{\theta\theta\theta}/(G_i \kappa_i)$  и с его помощью преобразовать (4.56) к виду:

$$R = (\pi l_{pt}/\lambda) G_i \kappa_i (\delta\theta_d + \delta\theta) [\delta\theta_d - \delta\theta + q (\delta\theta_d^2 - \delta\theta_d \delta\theta + \delta\theta^2)]. \quad (4.57)$$

Следующим шагом является определение функциональной зависимости  $\delta\theta_d(\delta\theta, \delta f)$ , где  $\delta f = f - f_0$ , с точностью до квадратичных членов по переменным  $\delta\theta$  и  $\delta f$ :

$$\delta\theta_d^{(m)} = \delta\theta - \lambda \delta f / \sqrt{G_i V}; \quad \delta\theta_d = \delta\theta_d^{(m)} + A_{\theta\theta} [\delta\theta^2 + \delta\theta_d^{(m)} \cdot \delta\theta_d^{(m)}] / 2\sqrt{G_i}. \quad (4.58)$$

Подставляя величину  $\delta\theta_d$  из (4.58) в (4.57), получаем АО расстройку в виде ряда по величинам  $\delta\theta$  и  $\delta f$ , в котором следует отбросить члены четвертого и более высоких порядков. Итоговая зависимость  $R(\delta\theta, \delta f)$  оказывается весьма громоздкой и трудно поддается анализу. Упрощение достигается путем отбрасывания в (4.58) квадратичных членов, которые через первое слагаемое в квадратной скобке (4.56) вносят в величину  $R$  ощутимо меньший вклад, чем это делает второе

слагаемое. Анализ показал, что коэффициенты  $A_{\theta\theta}$ ,  $G_i\kappa_i$  и  $C_{\theta\theta\theta}$  могут быть представлены в виде ряда по малому параметру  $\zeta = \tan\Delta\gamma$ . При этом у  $A_{\theta\theta}$  старший член имеет первый порядок по  $\zeta$ , у  $G_i\kappa_i$  – нулевой порядок, а у  $C_{\theta\theta\theta}$  он обратно пропорционален ему. Отсюда упомянутая разница во вкладах составляет  $(1/\zeta)^2$  раз, поэтому вкладом от квадратичных членов (4.58) в величину  $R$  действительно можно пренебречь. При таком подходе в разложениях величин  $G_i\kappa_i$  и  $C_{\theta\theta\theta}$  в ряд по  $\zeta$  уместно сохранить только первые два члена:

$$G_i\kappa_i \approx n_Y \sin^2 2\tau (1 + 2\zeta \cos^2 \tau \cot 2\gamma); \quad C_{\theta\theta\theta} = -n_Y \sin 4\tau [\cos 2\tau/\zeta + (\cos 2\tau + \cos 4\tau) \cot 2\gamma], \quad (4.59)$$

а коэффициент  $G_i$  положить равным  $\varepsilon_2$ . Из (4.59) следует, что величина  $|C_{\theta\theta\theta}|$  максимальна при  $2\tau \approx \arctan(1/\sqrt{2})$ ,  $\pi - \arctan(1/\sqrt{2})$ , тогда как в плоскостях взаимодействия с углом  $\vartheta = \gamma - \Delta\gamma$ ,  $\vartheta_{ex}$ ,  $\gamma$  (т.е. при  $\tau = 0, \pi/4, \pi/2$ ) она равна нулю. Для упрощения ориентирования в приведенных данных полезно указать, что в йодноватой кислоте значению угла  $\tau$  во втором из максимумов  $|C_{\theta\theta\theta}|$  на длине волны  $\lambda = 633$  нм отвечает плоскость с  $\vartheta \approx 24.9^\circ$ .

Как было показано в разделе 3.3.2, разложение  $R(\delta\theta, \delta f)$ , взятое в должном приближении, позволяет восстановить структуру брэгговских кривых в окрестности точки  $(\theta_0; f_0)$ . Подставляя величину  $\delta\theta_d$  в виде  $\delta\theta_d^{(m)}$  из соотношения (4.58) в уравнение (4.57) и решая его при  $R=0$ , для искомых зависимостей  $f(\theta_B)$  получаем:

$$\begin{aligned} f_{(1)} &= f_0 + 2(V/\lambda)\sqrt{G_i}(\theta_B - \theta_0); \\ f_{(2)} &= f_0 + 0.5(V/\lambda)\sqrt{G_i} \left\{ \theta_B - \theta_0 + \left( 1 - \sqrt{1 + 2q(\theta_B - \theta_0) - 3q^2(\theta_B - \theta_0)^2} \right) / q \right\}. \end{aligned} \quad (4.60)$$

Согласно (4.60), зависимости  $f(\theta_B)$  в рабочей точке НС геометрии формируют изогнутый крест, являющийся результатом пересечения линейной и дугообразной ветвей ФС, причем наклон  $\partial_{\theta} f$  линейной ветви  $f_{(1)}(\theta_B)$  практически не зависит от значения угла  $\vartheta$  плоскости взаимодействия. В свою очередь, дугообразную ветвь  $f_{(2)}(\theta_B)$  удобно охарактеризовать кривизной  $\kappa_B$  в точке  $(\theta_0; f_0)$ , как это уже делалось при обсуждении графиков на рис. 4.38. Для величины  $\kappa_B$  из (4.60) имеем:

$$\kappa_B = 2(V/\lambda)q\sqrt{G_i} \approx -4n_Y(V/\lambda) [\cos^2 2\tau / (\zeta \sin 2\tau) - \sin 4\tau \cot 2\gamma / 2]. \quad (4.61)$$

Отсюда следует, что при  $\tau = \pi/4$  (т.е. в плоскости с  $\vartheta = \vartheta_{ex}$ ) кривизна ветви  $f_{(2)}(\theta_B)$  равна нулю и монотонно возрастает при увеличении или уменьшении угла  $\tau$  (угла  $\vartheta$ ), что хорошо коррелирует с расчетами на рис. 4.38. Прямое сравнение реальных и воссозданных ветвей  $\theta_B(f)$  показало, что зависимости (4.60) правильно передают структуру брэгговских кривых вблизи точки  $(\theta_0; f_0)$ .

Оценку величины угла падения  $\theta_i$ , обеспечивающего режим работы АОД на основе НС геометрии с заданной глубиной провала частотной характеристики при  $f=f_c$ , удобнее проводить с использованием соотношения (4.56). Для этой цели переменную  $\delta\theta_d$  в нем следует положить равной нулю, а величину АО расстройки  $R=R_c$  выбрать в соответствии с желаемым значением  $\zeta(f_c)$  и записать через введенный в (3.13) параметр  $\rho$ . В итоге приходим к уравнению:

$$G_i \kappa_i \{ [\theta_i(\rho) - \theta_0]^2 - q [\theta_i(\rho) - \theta_0]^3 \} = \rho \lambda / l_{pt}, \quad (4.62)$$

решая которое, определяем искомую величину угла  $\theta_i$ . Частотный диапазон  $\Delta f$  такой АО ячейки при заданном параметре  $\rho$  может быть найден как

$$\Delta f(\rho) = (V/\lambda) \sqrt{G_i} [x_+(\rho) - x_-(\rho)], \quad (4.63)$$

где переменные  $x_+$  и  $x_-$  – ближайšie к нулю корни следующего уравнения:

$$G_i \kappa_i \{ x^2 - qx^3 \} = 2\rho \lambda / l_{pt}. \quad (4.64)$$

Отдельного рассмотрения также заслуживает вопрос требований к точности выведения звуковой грани образца кристалла под широкоугольный АОД на основе исследуемых режимов НС геометрии. Общая формула (3.23) принимает здесь следующий вид:

$$|\Delta \chi| \leq 0.1 (\lambda / l_{pt}) / |n_i \sin \theta_0|. \quad (4.65)$$

Из (4.65) и (4.55) нетрудно показать, что допустимое отклонение направления ультразвука  $\Delta \chi$  от оси  $Y$  в подобных АО ячейках на кристалле  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> с  $l_{pt} \sim 1$  см, работающих на длине волны  $\lambda = 633$  нм, варьируется от 20'' до 1' ( $\vartheta \approx 25^\circ$ ). При этом для наиболее перспективных режимов с  $\kappa \sim 0.4/n_Y$  величина  $\Delta \chi$  составляет порядка 30'', что затрудняет их практическое использование.

Для более подробного анализа были выбраны режимы НС геометрии в плоскостях с углом  $\vartheta = 24.5^\circ$  и  $\vartheta = 24.9^\circ$ . Первый из них обладает умеренным значением  $\kappa = 0.68/n_Y$  величины  $\kappa$ , но благодаря высокой рабочей частоте  $f_0 = 438.7$  МГц обеспечивает хорошее разделение порядков  $\phi = 2\theta_0 = 2.66^\circ$ . Второму режиму отвечают меньшие значения  $f_0 = 305.6$  МГц и  $\theta_0 = 0.93^\circ$  частоты ФС и угла падения, но зато он обладает ощутимо более низким значением  $\kappa = 0.33/n_Y$  кривизны  $\kappa$  и более высоким коэффициентом АО качества  $M_2 = 36 \cdot 10^{-18}$  с<sup>3</sup>/Г (против  $M_2 = 19 \cdot 10^{-18}$  с<sup>3</sup>/Г для первого режима). Частотные характеристики широкополосных АО ячеек на основе указанных вариантов НС геометрии представлены на рис. 4.41. Расчеты проведены для той же  $l_{pt} = 2$  см и при тех же прочих условиях, что и для картин на рис. 4.40. Можно видеть, что зависимости  $\zeta(f)$  в ячейке на основе первого режима (рис. 4.41а) в целом идентичны приведенным на рис. 4.35б и относящимся к НС рассеянию в плоскости  $XZ$ . Важно отметить, что их асимметрия связана в основном с анизотропией коэффициента  $M_2$ , а не с присутствием кубического члена в разложении АО расстройки (4.56). Причиной его слабого влияния здесь является значительная (по меркам исследуемых вариантов НС геометрии) величина  $\kappa$ , определяющая при выбранной  $l_{pt}$  не очень широкие рабочие диапазоны ячейки. Так, при работе в режиме с  $\rho = 0$  ее частотный диапазон составляет  $\Delta f = 83$  МГц, что отвечает значению  $\Delta \phi_a \approx 1^\circ$ , тогда как в режиме с  $\rho = 0.8$  он расширяется до 117 МГц ( $\Delta \phi_a \approx 1.4^\circ$ ). Для сравнения, предельный для парателлуритных АОД с  $l_{pt} = 2$  см диапазон  $\Delta \phi_a$  составляет примерно  $1.2^\circ$ , т.е. оказывается меньше почти на 20%. Из графиков на рис. 4.41а также следует, что угловая апертура  $\Delta \theta_a$  широкополосной дифракции в такой ячейке на йодноватой кислоте близка к  $1^\circ$ . Более корректное моделирование с учетом

угловой селективности в направлениях вне главной плоскости АО взаимодействия дает для нее несколько меньшее значение  $\Delta\theta_a \approx 0.8^\circ$ .

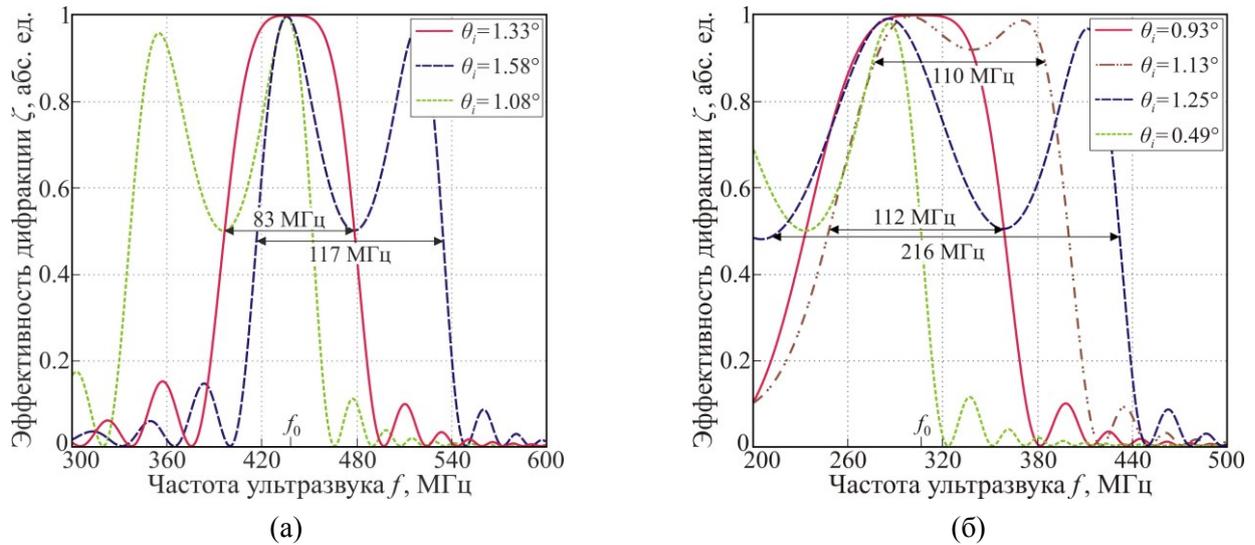


Рис. 4.41. Частотные характеристики низкоселективной АО дифракции на продольной акустической волне вдоль оси  $Y$  в плоскостях кристалла  $\alpha$ -NiO<sub>3</sub> с  $\vartheta = 24.5^\circ$  (а) и  $\vartheta = 24.9^\circ$  (б); процесс  $s \rightarrow s$  в  $-1$ -ый порядок. Частота ФС  $f_0$  для выбранных вариантов НС геометрии составляет 438.7 (а) и 305.6 МГц (б).

В противоположность этому в АО ячейке на основе второго режима влияние кубического члена фазовой расстройки (4.56) куда более значительно и проявляется не только в выраженной асимметрии характеристик  $\zeta(f)$ , но и в изменении диапазонов  $\Delta\theta_a$  и  $\Delta\phi_a$ . Согласно расчетам на рис. 4.41б, предельный диапазон  $\Delta f$  этой ячейки составляет 216 МГц ( $\Delta\phi_a \approx 2.6^\circ$ ), т.е. она будет обеспечивать более чем двукратный выигрыш в величине  $\Delta\phi_a$  относительно АОД на кристалле TeO<sub>2</sub> с той же  $l_{pt}$ . Вместе с этим в полосе частот  $\Delta f = 112$  МГц ее угловой диапазон равен  $0.65^\circ$  (в воздухе), что более чем на порядок превосходит величину  $\Delta\theta_a$  упомянутых парателлуридных аналогов. Особый практический интерес представляет режим работы исследуемой АО ячейки, реализуемый при угле падения  $\theta_i = 1.13^\circ$ , поскольку здесь достигается широкий диапазон  $\Delta\phi_a$  и высокая однородность характеристики  $\zeta(f)$ . Из графика на рис. 4.41б видно, что ширина  $\zeta(f)$  по уровню  $-0.5$  дБ тут составляет  $\Delta f = 110$  МГц ( $\Delta\phi_a \approx 1.3^\circ$ ). Как показали расчеты, при работе в выбранном режиме данная ячейка способна обеспечивать сканирование гауссовых световых пучков с расходимостью в воздухе до  $0.3^\circ$  в полосе частот  $\Delta f > 88$  МГц, при этом во всем этом диапазоне  $\Delta f$  величина  $\zeta_{int}$  будет превышать 90%. Существенно, что для достижения указанных характеристик требуется предельно высокая параллельность  $\Delta\chi < 15''$  направления АВ и оси  $Y$  кристалла. Чтобы понизить требования к точности ориентирования звуковой грани ячейки до приемлемой величины порядка  $1'$ , размер  $l_{pt}$  следует уменьшить до 5 мм. В этом случае нужная форма характеристики  $\zeta(f)$  реализуется при  $\theta_i \approx 1.3^\circ$ , а ее ширина по уровню  $-0.5$  дБ с учетом перекачки энергии в старший порядок равна 205 МГц ( $\Delta\phi_a \approx 2.4^\circ$ ). Анализ показал, что близкие

значения  $\Delta\phi_a$  тут будут достигаться и для световых пучков со сложной амплитудно-фазовой структурой, в том числе оптических вихрей, если характерная ширина их углового спектра  $\Delta\mu_a$  не превышает  $0.3^\circ$  (в воздухе). Здесь важно подчеркнуть, что разработка методов модуляции и сканирования таких пучков является одной из актуальных проблем современной акустооптики [220,221]. В этом контексте уместно отметить, что при  $\theta_i = 0.93^\circ$  обсуждаемая ячейка позволяет эффективно проводить эти операции над пучками с  $\Delta\mu_a < 1.5^\circ$ . Так, ширина ее характеристики  $\zeta_{\text{int}}(f)$  по уровню 80% для бесселева светового пучка с  $\Delta\mu_a = 1^\circ$  составляет примерно 135 МГц ( $\Delta\phi_a \approx 1.6^\circ$ ) при максимальном значении  $\zeta_{\text{int}}$  большем 0.9. Помимо этого, реализуемый здесь при  $\theta_i = 0.93^\circ$  поперечный характер АО дифракции ( $\theta'_i = \theta'_d = 0^\circ$ ) вместе с низким значением величины  $k$  и довольно высокой скоростью ультразвука  $V \approx 3^\circ\text{км/с}$  оптимальны для пространственных 2D АО модуляторов, выполняемых по двухпроходной схеме с использованием призмы Дове [222].

В ходе расчетов было установлено, что в АО ячейках на основе исследуемых режимов НС геометрии при оценке диапазона сканирования  $\Delta\phi_a$  оптических пучков с широким ( $\Delta\mu_a \sim \Delta\theta_a$ ) угловым спектром необходимо учитывать угловую селективность дифракции для направлений вне главной плоскости АО взаимодействия. Принимая во внимание симметрию ПНР двуосного кристалла, для величины расстройки  $R(\Theta, \Phi)$  на частоте  $f = f_0$  в таких ячейках можно получить:

$$R = (2\pi l_{pt}/\lambda) \{ C_{\Theta\Phi} \Theta\Phi + C_{\Theta\Theta\Theta} \Theta^3 + C_{\Theta\Phi\Phi} \Theta\Phi^2 \}. \quad (4.66)$$

В оговоренном ранее приближении по параметру  $\zeta$  фигурирующие здесь коэффициенты  $C_{\Theta\Phi}$  и  $C_{\Theta\Phi\Phi}$  имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} C_{\Theta\Phi} &= n_y \sin 4\tau (1 + 2\zeta \cos^2 \tau \cot 2\gamma); \\ C_{\Theta\Phi\Phi} &= 2n_y \sin 2\tau \{ (\cos^2 2\tau + \cos 4\tau)/\zeta + [3\cos 2\tau (\cos 2\tau + \cos 4\tau) - 1] \cos 2\gamma \}. \end{aligned} \quad (4.67)$$

Из (4.67) следует, что экстремумы величины  $|C_{\Theta\Phi}|$  наблюдаются при  $\tau \approx \pi/8, 3\pi/8$ , тогда как при  $\tau = 0, \pi/4, \pi/2$  она равна нулю. В свою очередь, зависимость  $C_{\Theta\Phi\Phi}(\tau)$  имеет принципиально иную форму. Ее экстремумы располагаются в точках с  $2\tau \approx \arccos(\sqrt{7/3}), \pi - \arccos(\sqrt{7/3})$ , а в точках с  $2\tau \approx \arccos(1/\sqrt{3}), \pi - \arccos(1/\sqrt{3})$  коэффициент  $C_{\Theta\Phi\Phi}$  обращается в ноль. Для света с  $\lambda = 633$  нм в кристалле  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub> максимумам  $|C_{\Theta\Phi}|$  и  $|C_{\Theta\Phi\Phi}|$  при  $\tau > \pi/4$  отвечают плоскости с  $\vartheta \approx 24.7^\circ$  и  $\vartheta \approx 25^\circ$ , а нулевому значению  $C_{\Theta\Phi\Phi}$  – плоскость с  $\vartheta \approx 24.5^\circ$ .

На основании результатов раздела 4.3.2 из (4.66) нетрудно заключить, что при  $f = f_0$  ДПФ испытуемых АО ячеек имеет форму креста (топология X-типа), ветви которого в точке (0,0) направлены вдоль осей абсцисс и ординат [A15]. Также легко показать, что одна из скелетных кривых  $\Phi(\Theta)$  здесь представляет собой прямую линию  $\Theta = 0$ , а вторая – дугу, определяемую как

$$\Phi = -0.5 \left( C_{\Theta\Phi} + \sqrt{C_{\Theta\Phi}^2 - 4C_{\Theta\Theta\Theta}C_{\Theta\Phi\Phi}\Theta^2} \right) / C_{\Theta\Phi\Phi}. \quad (4.68)$$

Кривизна этой дуги  $\kappa_{sk}$  в точке (0,0) является важнейшим параметром структуры ФС для  $s \rightarrow s$  дифракции в таких ячейках. Используя (4.68), (4.67), (4.59), для величины  $\kappa_{sk}$  находим:

$$\kappa_{sk} = 2C_{\theta\theta\theta}/C_{\theta\theta} \cong -2 \cos 2\tau/\zeta + 2 \sin^2 2\tau \cot 2\gamma. \quad (4.69)$$

Согласно (4.68), величина  $|\kappa_{sk}|$  равна нулю при  $\tau \approx \pi/4$  (т.е. в плоскости с  $\vartheta \approx \vartheta_{ex}$ ) и монотонно возрастает при отходе в любую из сторон. Используя соотношение (4.66), угловую ширину ФС  $\Delta\omega$  в направлении наибольшей селективности в испытуемых АО ячейках можно оценить как

$$\Delta\omega = \sqrt{3.2 \lambda / (l_{pt} |C_{\theta\theta}|)} \cong \sqrt{3.2 \lambda / (l_{pt} n_Y |\sin 4\tau|)}. \quad (4.70)$$

Очевидно, что при сканировании оптических изображений или пучков со сложной структурой, проводимом с использованием такой ячейки, допустимая ширина их углового спектра  $\Delta\mu$  будет определяться меньшей из величин  $\Delta\omega$  и  $\Delta\theta$  (3.19). Из формул (3.19), (4.59), (4.70) следует, что равенство  $\Delta\theta = \Delta\omega$  достигается при значениях  $2\tau \approx \arctan 2, \pi - \arctan 2$ , которым в йодноватой кислоте отвечают плоскости с  $\vartheta \approx 22.8^\circ$  и  $\vartheta \approx 24.3^\circ$  (на длине волны  $\lambda = 633$  нм). В то же время в плоскостях с  $24.5^\circ < \vartheta < 25^\circ$ , наиболее подходящих для создания широкоугольных АОД, именно ширина диапазона  $\Delta\omega$  будет задавать предельную величину  $\Delta\mu$ .

Эволюцию формы ДПФ низкоселективной дифракции при изменении угла  $\vartheta$  относительно значения  $\vartheta = 24.5^\circ$  иллюстрирует рис. 4.42. Расчеты выполнены для преобразователя с  $l_{pt} = 2$  см; частота ультразвука в каждом из случаев совпадает с  $f_0(\vartheta)$ . Из графика на рис. 4.42а следует, что при  $\vartheta = 24.5^\circ$  ( $\tau \approx 62.6^\circ$ ) ДПФ имеет форму изогнутого креста, а дугообразная ветвь ее скелетных кривых своим видом напоминает параболу. Фантом в левой части рисунка относится к режиму НС геометрии с  $\tau \approx 27.4^\circ$ , обладающему тем же значением частоты  $f_0$ . Таким образом, полная структура ФС для  $s \rightarrow s$  дифракции на выбранной частоте  $f$  в такой ячейке состоит из замкнутой овалоподобной кривой и горизонтальной дуги с малой кривизной, точки пересечения которых соответствуют режимам НС геометрии. При увеличении угла  $\vartheta$  замкнутая кривая растягивается в направлении оси абсцисс, так что топологические центры ДПФ и фантома удаляются друг от друга (рис. 4.42б,в). Эти изменения вызывают рост кривизны  $\kappa_{sk}$  скелетной кривой ДПФ в точке  $(0,0)$ , который, как видно из графика на рис. 4.42б, вначале не сопровождается увеличением ее ширины. В то же время при уменьшении угла  $\vartheta$  центры ДПФ и фантома, напротив, сближаются друг с другом, что приводит к уменьшению величины  $\kappa_{sk}$  (рис. 4.42г). Наконец, при значении  $\vartheta = \vartheta_{ex}$  в структуре ФС возникает топологический дефект, связанный со "схлопыванием" кривой в виде овала, в результате чего ДПФ принимает качественно иной, переходный вид (рис. 4.42д). Важно указать, что, как и в случае на рис. 4.40г, здесь моделирование проводилось без учета анизотропии коэффициента  $M_2$ . Данный режим НС геометрии примечателен тем, что для него первый ненулевой член  $C_{\theta\theta\theta} \Theta \Phi^2$  в разложении АО расстройки (4.66) имеет третий порядок по угловым частотам  $k_x$  и  $k_y$ . Учитывая эту особенность, угловую ширину ФС в такой АО ячейке можно оценить как  $\Delta\omega = 1.8(\lambda \zeta / l_{pt} n_Y)^{1/3}$ , откуда для величины  $\Delta\omega$ , отвечающей расчетам на рис. 4.42д, получаем  $\Delta\omega \approx 1^\circ$ .

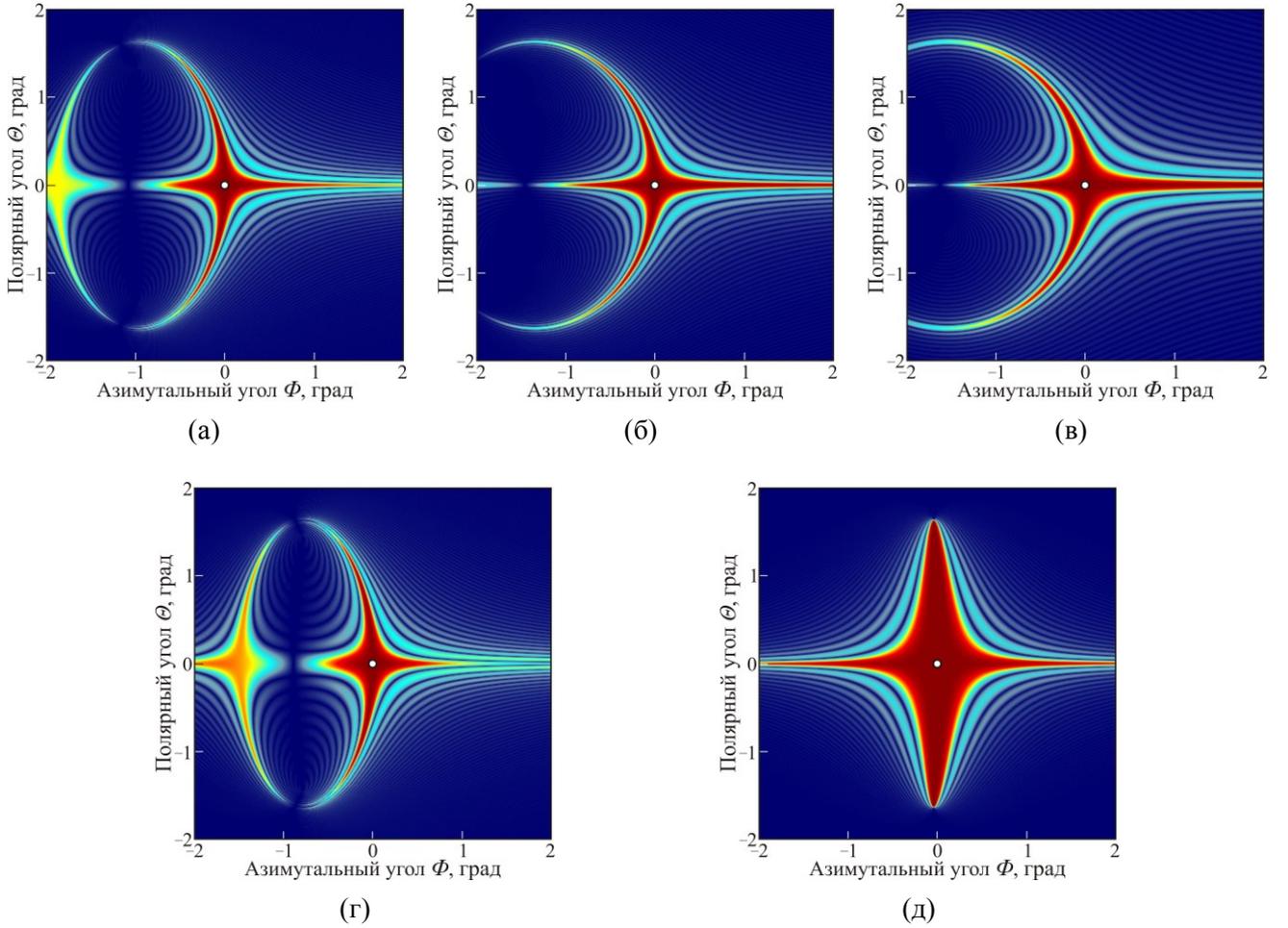


Рис. 4.42. Двумерные передаточные функции в условиях НС дифракции на продольной акустической волне вдоль оси  $Y$  в различных плоскостях кристалла  $\alpha$ -НПО<sub>3</sub>; процесс  $s \rightarrow s$  в  $-1$ -ый порядок,  $f=f_0$ :  
 $\vartheta = 24.5^\circ$  (а),  $\vartheta = 24.9^\circ$  (б),  $\vartheta = 25.1^\circ$  (в),  $\vartheta = 24.3^\circ$  (г),  $\vartheta = \vartheta_{ex}$  (д).

Ранее было показано, что в конкурентных широкоугольных АОД на основе режимов НС геометрии с малым значением параметра  $\kappa$  предельная величина  $\Delta\mu$  ограничена шириной  $\Delta\omega$  двумерной угловой характеристики  $\zeta(\Theta, \Phi)$ , взятой при  $f=f_0$ . Это объясняется тем, что апертура  $\Delta\omega$  в них оказывается заметно уже диапазона  $\Delta\theta$  широкополосной АО дифракции в плоскости  $\Phi=0$ . Учитывая также тот факт, что ширина частотной характеристики  $\zeta_{int}(f)$  таких АОД для световых пучков со значимой величиной  $\Delta\mu \sim \Delta\omega/2$  будет ощутимо меньше  $f_0$ , при оценке  $\Delta\phi_a$  уместно сохранить в разложении АО расстройки  $R$  в ряд по переменным  $\Theta$ ,  $\Phi$  и  $\delta f$  только члены второго порядка. В результате это разложение примет вид:

$$R \cong (\pi l_{pt}/\lambda)(2\Theta - \lambda\delta f/\sqrt{G_i}V)(C_{\Theta\Phi}\Phi - \lambda G_i\kappa_i\delta f/\sqrt{G_i}V). \quad (4.71)$$

Можно видеть, что в принятом приближении дугообразная ветвь скелетных кривых (4.68) при  $\delta f=0$  аппроксимируется прямой  $\Phi=0$ , а изолинии расстройки с  $R \neq 0$  – семейством гипербол, асимптототами которых являются оси угловых частот  $k_x$  и  $k_y$ . Очевидно, что ширина  $\Delta\omega$  этой модельной ДПФ определяется формулой (4.70). Также из (4.71) нетрудно заключить, что при

изменении частоты ультразвука центр такой ДПФ смещается в направлении, составляющем угол  $2\tau$  с осью угловых частот  $k_y$ , а ее форма не претерпевает никаких изменений.

Похожим образом ведет себя и реальная ДПФ вышеупомянутых широкоугольных АОД, однако здесь при отстройке частоты происходит еще и заметное изменение величины  $\kappa_{sk}$  [A15]. Причиной этому является сильная зависимость кривизны  $\kappa_{sk}$  от угла  $\vartheta$ , а также тот факт, что при перестройке частоты ультразвука в такой ячейке мы фактически переходим от одной картины на рис. 4.42 к другой, отвечающей новому значению  $f$ . Эту особенность хорошо иллюстрирует рис. 4.43, на котором приведены ДПФ ячейки, использующей режим НС рассеяния с  $\tau \approx 62.6^\circ$  ( $\vartheta = 24.5^\circ$ ) в йодноватой кислоте, на частотах  $f = 479$  МГц (рис. 4.43а) и  $f = 396$  МГц (рис. 4.43б). Стрелками на картинах показано реализуемое в этой ячейке направление дифференцирования изображения. Анализ показал, что в первом случае (при  $f = 479$  МГц) оно составляет с осью  $k_x$  угол  $\beta = 31^\circ$ , а во втором –  $\beta = 40^\circ$ , т.е. разница в значениях  $\beta$  здесь невелика. Вместе с этим при уменьшении частоты от 479 до 396 МГц рабочая точка (0,0) перемещается с правого склона угловой характеристики АО ячейки на ее левый склон, имеющий близкую кривизну. Как уже отмечалось в разделе 4.3.2, подобный характер эволюции ДПФ оптимален для реализации метода раздельной АО визуализации амплитудной и фазовой структуры световых полей [179]. Моделирование эффекта визуализации оптического волнового фронта в такой АО ячейке на примере простейших тестовых объектов проведено в работе [A15].

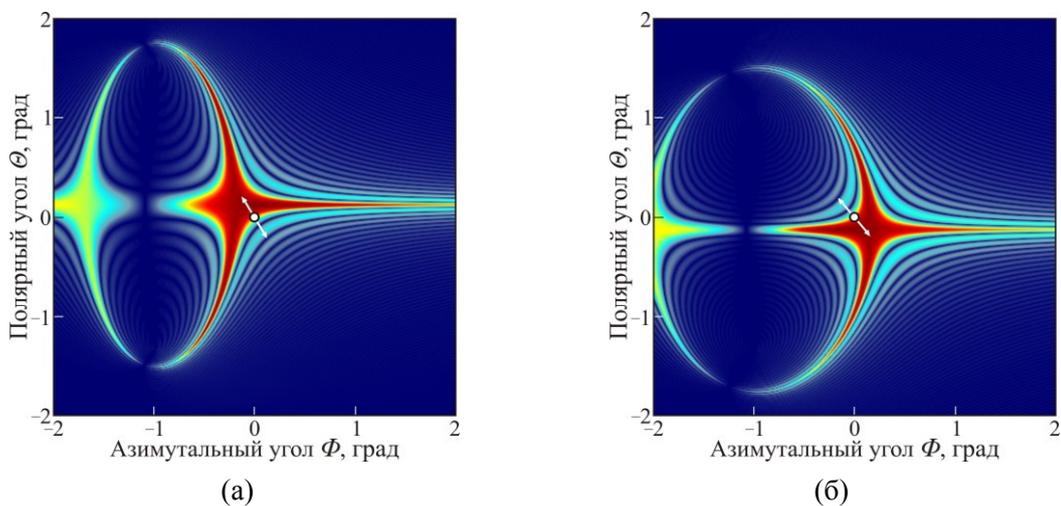


Рис. 4.43. Двумерные передаточные функции АО ячейки на кристалле  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub>, использующей вариант НС рассеяния на продольной акустической волне вдоль оси  $Y$  в плоскости с  $\vartheta = 24.5^\circ$  в  $-1$ -ый порядок:  $f = 479$  МГц (а),  $f = 396$  МГц (б). Частоты ультразвука выбраны так, что на них  $|H(0,0)| = 1/\sqrt{2}$ . Белыми стрелками показано реализуемое в такой АО ячейке направление дифференцирования изображения.

## Основные результаты Главы 4

В данной главе используются материалы, опубликованные в статьях [A1-A3, A7-A11, A14-A19].

Проведен всесторонний анализ АО эффекта в двуосном кристалле йодноватой кислоты:

1. Детально исследованы характеристики всех существующих в его главных плоскостях вариантов углового НФС. Выполнена оптимизация геометрии дифракции под широкоугольный АО фильтр. На основании расчетов предложены конкурентные АО монохроматоры видимого и ближнего ИК-диапазона на кристалле  $\alpha$ - $\text{HfO}_3$  с высоким спектральным разрешением и широким угловым полем зрения. На примере йодноватой кислоты исследована структура ДПФ видео-фильтров в главных диэлектрических плоскостях двуосного кристалла. Аналитически показано, что в них существуют две устойчивые топологии ДПФ: О- и Х-образная. Переходы между ними происходят в выделенных срезах кристалла и относятся к V-, U- или  $\Omega$ -типу. Обоснована перспективность применения АО фильтров с переходными формами передаточной функции в системах пространственной фильтрации когерентных световых полей.

2. Изучено влияние дисперсии главных показателей преломления йодноватой кислоты на характеристики широкоапертурной дифракции. Показано, что сильный спектральный дрейф, присущий большинству вариантов углового НФС в этом кристалле, затрудняет его применение в изображающих АО фильтрах, работающих в широких спектральных интервалах. Исключение составляет область длин волн вблизи точки экстремума угла оптических осей, где этот дрейф выражен наименее ярко. Обнаружено, что дисперсия оптических осей оказывает существенное влияние на спектральную селективность приосевых режимов широкоапертурной дифракции. В частности, в этом случае точки низкоселективной и некритичной по длине волны геометрии фундаментально не совпадают друг с другом. Указано, что заметная частотная селективность последней открывает пути для управления амплитудным профилем ультракоротких лазерных импульсов с широким временным спектром.

3. Исследована возможность создания на кристалле йодноватой кислоты АО приборов со сверхвысоким спектральным разрешением. Проведен сравнительный анализ характеристик ячеек, выполненных по квазиколлинеарной и высокоразрешающей неколлинеарной схеме с углом падения света на звуковой столб, близким к  $80^\circ$ . Установлено, что при одинаковой длине АО взаимодействия эти схемы обеспечивают сопоставимое энергопотребление и спектральное разрешение. На основании расчетов предложены конкурентные компактные АО дисперсионные линии задержки видимого и ближнего ИК-диапазона на йодноватой кислоте. Указано, что при использовании материалов с выраженной оптической и умеренной акустической анизотропией такие АО приборы предпочтительно выполнять по неколлинеарной схеме, не предъявляющей высоких требований к точности изготовления ячейки.

4. Изучено влияние гиротропии йодноватой кислоты на геометрию и характеристики приосевых вариантов дифракции в плоскости оптических осей. Установлено, что в этом случае наблюдается богатое разнообразие новых режимов НФС, среди которых имеются две особые широкоугольные геометрии с переходной топологией ДПФ V-типа, а также широкополосная геометрия АО рассеяния на плоские участки поверхности рефракции. Выяснено, что во всех таких режимах один из световых пучков распространяется в непосредственной близости от оптической оси. Доказано, что влияние активности на параметры и ширину ФС остальных режимов дифракции света в йодноватой кислоте, в том числе низкоселективной геометрии, исчезающе мало, и им можно пренебречь. Указано, что подобная ситуация характерна для всех двуосных кристаллов с высоким двулучепреломлением и умеренным значением действующего параметра гирации  $G_c$ .

5. Проведен детальный анализ характеристик низкоселективных режимов рассеяния света в йодноватой кислоте на продольной акустической волне вдоль диэлектрической оси  $Y$ . Для таких вариантов АО дифракции исследована форма частотных зависимостей углов Брэгга, диапазонов взаимодействия и двумерных передаточных функций. Обоснована возможность создания на их основе функциональных АО дефлекторов, способных сканировать как слабо расходящиеся гауссовы пучки, так и бездифракционные пучки с широким угловым спектром. Установлено, что они будут заметно превосходить существующие парателлуритные аналоги не только по угловой апертуре, но и по диапазону углов сканирования. Выяснены требования к точности ориентирования звуковой грани образцов под АО приборы такого типа. Доказана перспективность применения обозначенных режимов дифракции в многофункциональных сдвигателях частоты оптического излучения, пространственных АО модуляторах, а также в АО системах визуализации фазовых объектов.

## ГЛАВА 5. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА В АКУСТИЧЕСКОМ ПОЛЕ ФАЗИРОВАННОГО ПЬЕЗОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

В предыдущих главах амплитудно-фазовая неоднородность акустического поля в области взаимодействия света и ультразвука рассматривалась как негативный фактор, снижающий характеристики АО устройств. Важно подчеркнуть, что сказанное относилось к естественной неоднородности, возникающей вследствие дифракционной расходимости ультразвука или его поглощения в АО материале и связанными с этим поглощением температурными градиентами. В то же время хорошо известно, что искусственно созданная неоднородность специального вида может, напротив, способствовать повышению характеристик АО устройств. Так, в работе [223] показано, что применение излучателей, возбуждающих ультразвуковое поле с монотонно спадающей от центра к краям амплитудой, позволяет подавить перекачку световой энергии в старшие порядки и тем самым заметно расширить предельные диапазоны ячейки на изотропной дифракции. Перспективность использования подобных излучателей в перестраиваемых АО фильтрах со сниженным пропусканием вне основной полосы продемонстрирована в работе [224]. Еще большие возможности для улучшения характеристик АО приборов открываются при использовании в роли возбуждателя ультразвука фазированных решеток пьезопреобразователей (ФРП), направление максимального излучения которых зависит от частоты поданного на них радиосигнала. Исторически первым излучателем такого типа был пленочный преобразователь на ступенчатом буфере, предложенный в работе [225] для расширения диапазона  $\Delta\phi_a$  углов сканирования АОД, функционирующего на основе изотропной дифракции (в качестве среды для взаимодействия света и ультразвука в нем выступала вода). Высота ступенек буфера в этой ячейке была равна половине длины АВ на центральной частоте, что вместе с противофазным возбуждением соседних секций обеспечивало эффективное подавление паразитного лепестка диаграммы направленности (ДН) излучателя во всем рабочем диапазоне частот. Вместе с этим ее главный лепесток подстраивался под меняющийся угол Брэгга, чем достигалась расширение диапазона  $\Delta\phi_a$  до значений, типичных для появившихся позднее широкополосных дефлекторов на основе анизотропной АО дифракции. Пути дальнейшего повышения характеристик АОД со ступенчатым преобразователем обсуждались в работе [226]. В частности, в ней предложено отдельное (по фазе) управление половинами излучателя, которое производилось включением в электрическую цепь одной из половин цифрового фазовращателя.

### 5.1. Акустооптические ячейки с планарной ФРП

Переход от пленочных к более эффективным пластинчатым преобразователям потребовал пересмотреть топологию ФРП, в результате чего были предложены технологичные планарные структуры [227]. Попытка модифицировать дизайн ступенчатого излучателя под новый тип

преобразователей была предпринята в работе [228], однако предложенный в ней модульный квазиступенчатый возбудитель ультразвука оказался трудным в изготовлении и не получил широкого распространения. Вместе с этим упомянутые ранее планарные структуры ФРП по сложности реализации мало отличаются от однородных излучателей. Отдельные элементы в них формируются с помощью пропилов в цельной пластинке пьезоэлектрика и разделением внешнего электрода (рис. 5.1а). Далее они соединяются так, что соседние секции излучают в противофазе. Угловой спектр мощности такой ФРП состоит из двух идентичных максимумов, расположенных симметрично относительно оси излучателя (рис. 5.1в). Подобную ДН можно рассматривать как наложение двух АВ с эквивалентными волновыми фронтами, образующими углы  $\sigma_{\pm} \approx \pm \lambda/2d$  с плоскостью преобразователей, где  $d$  – период решетки (способ их построения понятен из рис. 5.1а). Этот формализм позволяет трактовать оптимальные углы падения, при которых в ячейках с ФРП происходит наиболее сильная АО дифракция, как углы Брэгга для системы эквивалентных волновых фронтов [227]. В работе [74] показано, что при падении света под такими углами эффективность дифракции может достигать 100% (в теории), но для этого требуется бóльшая, чем в АО ячейке с однородным излучателем, акустическая мощность.

Как уже отмечалось в разделе 3.3.3, главным недостатком АО приборов с противофазной планарной ФРП является их низкая энергоэффективность, связанная с высокой концентрацией акустической мощности в паразитном лепестке ДН. Важно также указать, что в АОД на основе изотропной дифракции этот лепесток порождает сильную перекачку оптической энергии в старший порядок, происходящую в центре частотного диапазона [227]. Планарный излучатель с нарушенной симметрией ДН, решающий обе упомянутые проблемы, предложен в работе [229]. В ней на звуковую грань ячейки перед напылением преобразователя наносилась периодическая структура, обеспечивающая на центральной частоте  $f_c$  дополнительный сдвиг фазы в  $\pi/2$  между пучками от соседних секций, которые возбуждались в противофазе. Этим достигалось заметное подавление паразитного лепестка ДН, расположенного здесь на втрое большем удалении от оси излучателя, чем основной лепесток. На частотах отличных от  $f_c$  ДН такого излучателя содержит три лепестка, причем в широком диапазоне  $\Delta f \sim f_c$  подавляющая часть мощности приходится именно на главный лепесток. Существенно, что при использовании акустического буфера ФРП подобного типа может быть реализована и на пластинчатых преобразователях.

Стремительное развитие в 1990-гг. АО процессоров инициировало поиски новых решений в области дизайна ФРП для перспективных сверхширокополосных ячеек. Были предложены многоэлементные структуры с переменными параметрами (шагом и толщиной пьезослоя) [230] или (и) со сложной частотной зависимостью сдвига фазы на секцию [231,232], обеспечивающие точную подстройку под угол Брэгга в широкой полосе частот. По ряду причин (трудности изготовления и согласования с генератором, низкая эффективность возбуждения объемных АВ

используемыми преобразователями и т.д.) такие ФРП не нашли широкого применения. В 2000-гг. вектор исследований сместился в сторону сочетания преимуществ анизотропной дифракции и вращающейся ДН. Было установлено, что подбором периода противофазной ФРП можно гибко управлять центральной частотой АОД, функционирующего на основе геометрии ЧНФС [233], а также корректировать форму перестроечной кривой широкоапертурного АОФ [234]. В частности, как показано в недавней работе [235], применение противофазных решеток с малой величиной  $d$  позволяет значительно расширить диапазон перестройки видео-фильтра при том же интервале частот ультразвука в одну октаву. Эта работа интересна еще и тем, что в ней доказана возможность эффективного возбуждения сдвиговых объемных АВ многоэлементной решеткой с встречно-штыревым внешним и цельным внутренним электродами в широкой полосе частот  $\Delta f \sim f_c/4$ , на которых период структуры сопоставим с длиной АВ в материале преобразователя. Для расширения этой полосы до октавы авторами предложено использовать модульную ФРП с дискретно меняющимся периодом секций и толщиной пьезокристалла.

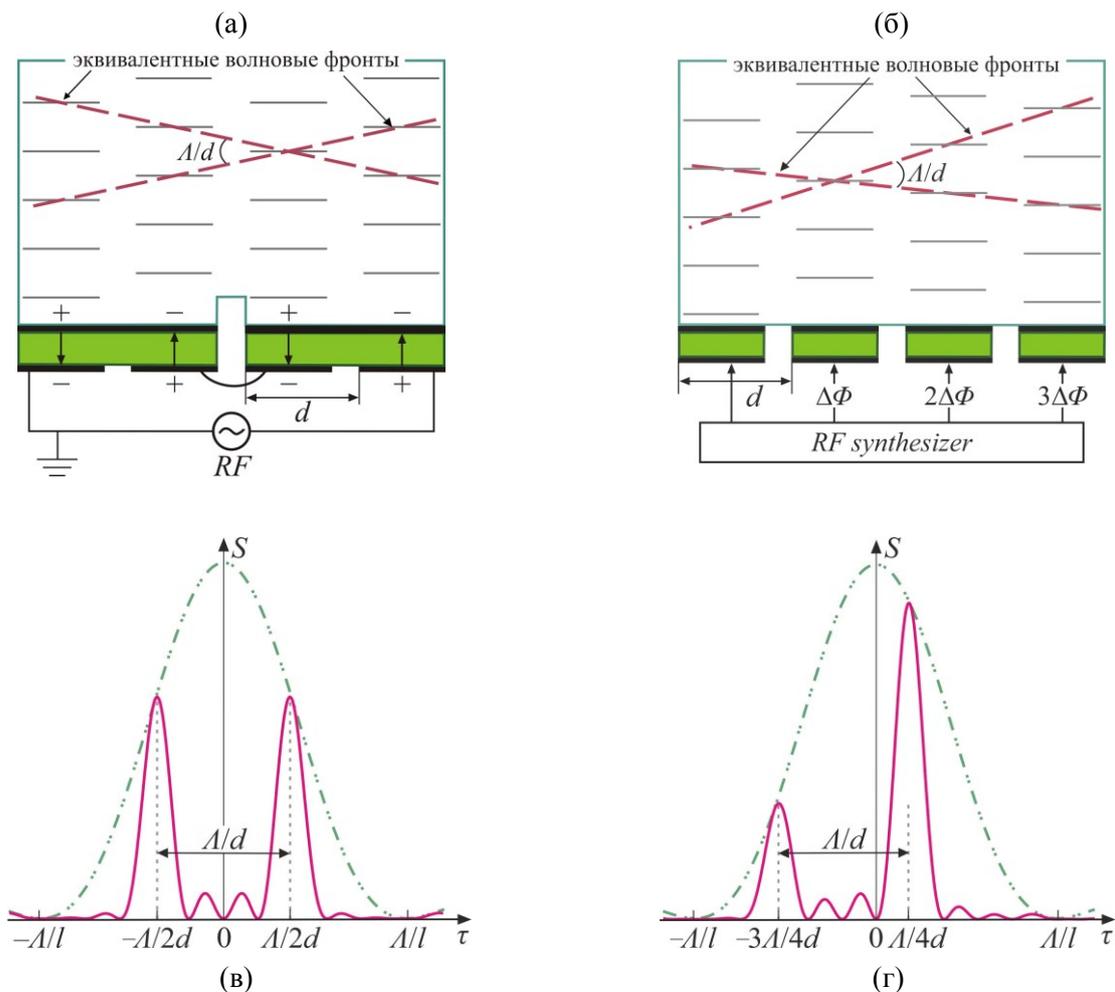


Рис. 5.1. АО ячейки с противофазной (а,в) и электронно-управляемой (б,г) планарной решеткой пьезопреобразователей из  $N=4$  секций: способ электрического подключения секций (а,б) и угловой спектр мощности излучателя (в,г). Величина сдвига фазы между соседними секциями решетки  $\Delta\Phi$  равна  $\pi$  (а,в) и  $\pi/2$  (г). Штрихпунктирными кривыми (в,г) показана огибающая углового спектра мощности излучателя.

Все вышеперечисленные конфигурации ФРП объединяет то, что электрический сигнал в них подается сразу на всю решетку. С одной стороны, это заметно удешевляет управляющую электронику (как и в АО ячейках с однородным излучателем, подаваемый на ФРП радиосигнал здесь формируется одноканальным генератором с одним выходным усилителем мощности), что позволяет использовать многоэлементные структуры, а с другой – снижает эффективность или технологичность пьезопреобразователя при отсутствующей возможности управления его ДН. Указанных недостатков лишены излучатели с индивидуальным управлением секций [236,237]. Хотя первые рабочие макеты АО устройств с ФРП такого типа были созданы в начале 1980-гг., начало их широкого применения в акустооптике датируется 2010-гг. Главной причиной тому являлось невысокое быстродействие ( $\sim 10$  кГц) используемых в них цифровых фазовращателей, благодаря которым и обеспечивалось независимое (по фазе) управление секциями. Ситуация изменилась с появлением в начале 2000-гг. коммерчески доступных быстродействующих ВЧ двухканальных генераторов с синхронизацией каналов, а позднее и многоканальных цифровых синтезаторов с точностью установки фазы порядка  $1^\circ$  и быстродействием в десятки наносекунд. Преимущества использования ФРП с активным управлением ДН, осуществляемым подобными генераторами (далее будем называть такую ФРП активной), для расширения диапазона углов сканирования АОД на основе изотропной дифракции продемонстрированы в работах [236,237]. В них показано, что применение активной решетки позволяет получить выигрыш в интервале  $\Delta\phi_a$  по отношению к АО ячейке с однородным излучателем, сравнимый с числом ее секций, без снижения энергоэффективности. Эта особенность легла в основу разработки германиевых АОД среднего ИК-диапазона с улучшенными характеристиками. Важно отметить, что в настоящее время такие приборы вышли на широкий рынок (серийно выпускаются компанией «Isomet»).

Принципиальная схема коммерчески доступной германиевой ячейки с четырехэлементной активной ФРП представлена на рис. 5.1б. Управление секциями излучателя в ней производится четырехканальным генератором, позволяющим оперативно изменять величину сдвига фазы  $\Delta\Phi$  на секцию в диапазоне от 0 до  $2\pi$ . Угловой спектр мощности такой ФРП при значении  $\Delta\Phi = \pi/2$  показан на рис. 5.1г. Можно видеть, что, в отличие от противофазной решетки, максимумы ДН здесь заметно отличаются по высоте. Так, при небольшом (меньше 10%) относительном зазоре между секциями на паразитный лепесток (расположен дальше от оси излучателя) приходится в 5-6 раз меньшая акустическая мощность, а потому его наличие практически не сказывается на энергоэффективности преобразователя. При уменьшении  $\Delta\Phi$  оба лепестка смещаются влево, что приводит к еще большему подавлению паразитного лепестка, тогда как при увеличении  $\Delta\Phi$  наблюдается обратная ситуация. Отметим также, что угловое расстояние между максимумами ДН обсуждаемой активной ФРП практически не зависит от величины сдвига фазы на секцию и приближенно равно  $\lambda/d$ .

Возможность гибкого электронного управления направлением максимального излучения активной ФРП позволяет с ее помощью осуществлять точную подстройку под угол Брэгга даже в условиях частотного НФС, когда зависимость  $\theta_B(f)$  является неоднозначной. Эта особенность открывает новые возможности для расширения диапазона углов сканирования коммерческих широкополосных АОД на кристалле парателлуриата. Так, в работе [238] экспериментально показано, что применение двухэлементной активной ФРП в режиме высокой эффективности дифракции ( $\zeta_{\max} \sim 1$ ) позволяет получить более чем двукратный выигрыш в величине  $\Delta\phi_a$  (при оценке по уровню  $-0.5$  дБ) относительно однородного излучателя без повышения управляющей мощности. Кроме того, имеющаяся у активной ФРП возможность оперативного переключения ДН позволяет гибко управлять формой угловой характеристики АО дифракции, особенно если она происходит в условиях УНФС. Этот принцип лег в основу функционирования новых АО формирователей пучка, управляемых не частотой поданного на преобразователь радиосигнала, а величиной сдвига фазы между его излучающими секциями [239]. Важным преимуществом таких приборов является минимизация искажений амплитудного профиля формируемого пучка, вызываемых в существующих аналогах смещением топологического центра ДПФ АО фильтра при изменении частоты ультразвука. Наконец, в разделах 5.4, 5.5 будет показано, что известную возможность бесшовного электронного сканирования главного лепестка ДН активной ФРП можно использовать для компенсации неточности ориентирования звуковой грани ячейки под варианты АО взаимодействия, высокочувствительные к направлению волнового вектора АВ.

## 5.2. Теоретическое рассмотрение задачи

Несмотря на кажущуюся изученность закономерностей дифракции света в акустическом поле ФРП и давнюю известность методик анализа ее характеристик [225-227,240], в настоящее время сохраняется потребность в создании унифицированных методов расчета, применимых к АО взаимодействию любого типа и силы в ячейках на оптически анизотропных материалах с ФРП из произвольного числа секций. Традиционный подход предполагает рассмотрение этой задачи в приближении слабого взаимодействия, опираясь на известную связь между угловой характеристикой ячейки, взятой как функция фазовой АО расстройки, и амплитудно-фазовым распределением ультразвукового поля на ее акустической грани (в режиме низкой эффективности дифракции они связаны преобразованием Фурье [1]). Мощным инструментом такого подхода является формализм эквивалентных волновых фронтов (ЭФ), ассоциируемых с максимумами ДН ФРП [226,227], который сводит обсуждаемую задачу к хорошо изученной проблеме анализа векторных диаграмм. Из них могут быть найдены оптимальные углы падения света, имеющие смысл углов Брэгга для системы ЭФ, а также диапазоны допустимых значений АО расстройки. В работах [230,232] этот формализм распространен на многоэлементные ФРП с переменными

параметрами и произвольным законом сканирования ЭФ; в [233-235] проведено его обобщение на случай дифракции в средах с ярко выраженной акустической и оптической анизотропией.

Основным препятствием для создания столь же стандартизированного и экономичного подхода в практически важном случае сильного взаимодействия является его принципиальная нелинейность по звуку, проявляющаяся здесь в зависимости характеристик АО дифракции от удаления падающего светового пучка от акустической грани. В такой ситуации теряет смысл одна из важнейших характеристик АО ячейки – ее ДПФ, что делает некорректным применение спектрального метода. Вместо него для расчета дифракционного спектра следует использовать координатный подход, моделируя структуру звукового поля в ячейке и численно решая в нем систему уравнений двумерных связанных мод. Упрощение задачи достигается через допущение [238,240], что область АО взаимодействия целиком располагается в так называемой поршневой зоне излучателя, где амплитудно-фазовое распределение поля мало отличается от взятого на звуковой грани ячейки. Проверка адекватности сделанного допущения для ФРП из разного числа элементов будет проведена в конце настоящего раздела. В рамках такого подхода акустические пучки от секций ФРП представляются однородными ультразвуковыми столбами, а расчет дифракционного спектра сводится к последовательному решению системы уравнений (1.9) в каждом из этих столбов [74,164].

При компьютерной реализации обсуждаемый метод применим к ФРП любого типа (в том числе к непериодическим решеткам) с произвольным распределением амплитуд и фаз сигналов, возбуждающих излучающие секции. В то же время, как показал анализ литературы (раздел 5.1), в современной акустооптике прослеживается тенденция применения решеток из идентичных элементов, на которые подаются радиосигналы с равной амплитудой и линейно нарастающей от секции к секции фазой. В работах [238,239] на примере двухэлементной ФРП показано, что в этом случае для эффективности АО дифракции в ячейке получается компактное аналитическое выражение. Целью настоящего раздела было обобщение этого выражения на случай решеток из произвольного числа элементов и выяснение условий, при которых в таких ячейках достигается максимальная эффективность дифракции.

Постановку задачи иллюстрирует рис. 5.2. Звуковое поле представляется суперпозицией из  $N$  однородных столбов шириной  $l_c = l \cos \alpha$ , где  $\alpha$  – угол акустического сноса в плоскости АО дифракции, следующих с зазором  $a_c = a \cos \alpha$ , так что общий размер области АО взаимодействия в направлении оси  $x$  составляет  $L_c = N(l_c + a_c)$ . Фазы колебаний акустического поля в столбах равны  $\Phi_i$ . На входе такой системы (т.е. при  $x=0$ ) задается плоская световая волна с волновым вектором  $k_i$  и амплитудой  $C_0 = 1$ , угол падения которой на акустический столб равен  $\varphi_i = \theta_i + \alpha$ . Световое поле на выходе такой системы (при  $x=L_c$ ) ищем как суперпозицию волн 0-го и 1-го (она имеет волновой вектор  $k_d$  и угол дифракции  $\theta_d$ ) порядков с амплитудами  $C_0(L_c)$  и  $C_1(L_c)$ .

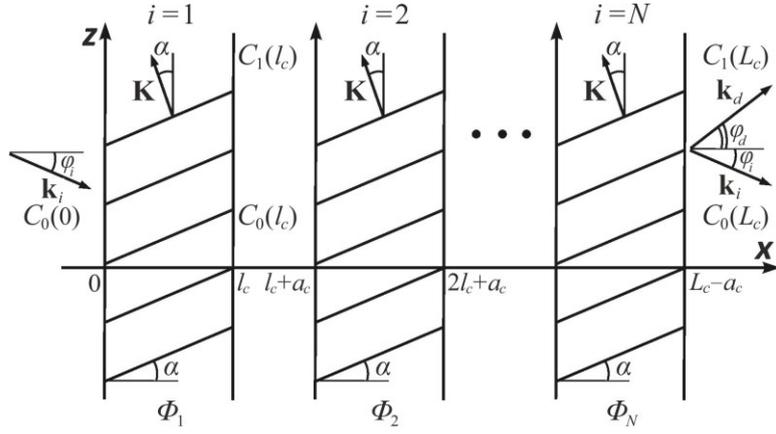


Рис. 5.2. Постановка задачи АО дифракции в неоднородном акустическом поле, возбуждаемом несинфазной решеткой пьезопреобразователей.

Наша цель состоит в определении эффективности дифракции в АО ячейке, т.е. величины  $|C_1(L_c)|^2$ , при заданных значениях угла падения света  $\theta_i$ , частоты ультразвука  $f$ , а также фазы  $\Phi_i$  и параметра Рамана-Ната  $\Gamma_i$  для каждого отдельного звукового пучка. Для этого необходимо получить рекуррентные соотношения, связывающие нормированные комплексные амплитуды  $C_0$  и  $C_1$  взаимодействующих световых волн на входе в соседние два акустических столба. Связь между указанными амплитудами устанавливается посредством комплексной матрицы передачи  $i$ -го столба  $\mathbf{T}^{(i)}$ , впервые предложенной в работе [240]:

$$\begin{cases} C_0(x_{i+1}) \\ C_1(x_{i+1}) \end{cases} = \mathbf{T}^{(i)} \begin{cases} C_0(x_i) \\ C_1(x_i) \end{cases}. \quad (5.1)$$

Здесь  $x_i = (i-1)(l_c + a_c)$  – значение  $x$  на входе в  $i$ -ый ультразвуковой столб. В режиме сильного АО взаимодействия эта матрица имеет следующий вид [A4]:

$$\mathbf{T}^{(i)} = \begin{pmatrix} T_0 \exp(jpR\xi/2) & -T_1 \exp[-jp(\Phi_i - R\xi/2)] \\ T_1 \exp[jp(\Phi_i - R\xi/2)] & T_0^* \exp(-jpR\xi/2) \end{pmatrix}, \quad (5.2)$$

где  $p$  – порядок АО дифракции;  $\xi = a/l$  – величина относительного зазора между секциями ФРП. Фигурирующие в ней коэффициенты  $T_0$  и  $T_1$  выражаются через передаточные функции  $H_0$  и  $H_1$  0-го и 1-го порядка в АО ячейке с однородным излучателем [1]:

$$\begin{aligned} T_0 &= \cos\left(\sqrt{\Gamma^2 + R^2}/2\right) + jpR \sin\left(\sqrt{\Gamma^2 + R^2}/2\right) / \sqrt{\Gamma^2 + R^2} \equiv H_0 \exp(jpR/2); \\ T_1 &= -p\Gamma \sin\left(\sqrt{\Gamma^2 + R^2}/2\right) / \sqrt{\Gamma^2 + R^2} \equiv H_1 \end{aligned} \quad (5.3)$$

Последовательно применяя (5.1) к каждому из звуковых столбов, для полной матрицы передачи  $\mathbf{T}_\Sigma$  области пространства от  $x=0$  до  $x=L_c$ , занятого акустическим полем, имеем:

$$\mathbf{T}_\Sigma = \mathbf{T}^{(N)} \cdot \mathbf{T}^{(N-1)} \cdot \dots \cdot \mathbf{T}^{(2)} \cdot \mathbf{T}^{(1)}. \quad (5.4)$$

Важно указать, что при получении (5.4) не накладывалось никаких условий взаимосвязи параметров  $\Gamma_i$  и фаз  $\Phi_i$  в разных звуковых столбах. Вместе с этим, как уже отмечалось, наиболее интересен случай равных значений  $\Gamma_i = \Gamma$  и линейно нарастающей фазы  $\Phi_i = (i-1)\Delta\Phi$ , где  $\Delta\Phi$  –

величина сдвига фазы на секцию. Для такой ФРП матрицу передачи  $\mathbf{T}^{(i)}$  удобно представить в несколько ином виде:

$$\mathbf{T}^{(i)} = \mathbf{W}_i^\times \cdot \begin{pmatrix} T_0 \exp(jpR\zeta/2) & -T_1 \exp(jpR\zeta/2) \\ T_1 \exp(-jpR\zeta/2) & T_0^* \exp(-jpR\zeta/2) \end{pmatrix} \cdot \mathbf{W}_i \equiv \mathbf{W}_i^\times \cdot \mathbf{T}^{(1)} \cdot \mathbf{W}_i, \quad (5.5)$$

где  $\mathbf{W}_i$  – матрица фазового сдвига:

$$\mathbf{W}_i = \begin{pmatrix} \exp(jp\Phi_i/2) & 0 \\ 0 & \exp(-jp\Phi_i/2) \end{pmatrix}. \quad (5.6)$$

Рассмотрим вклад в матрицу  $\mathbf{T}_\Sigma$  от соседних  $i$ -го и  $(i-1)$ -го столбцов:

$$\dots \cdot (\mathbf{T}^{(i)} \cdot \mathbf{T}^{(i-1)}) \cdot \dots = \dots \cdot \mathbf{W}_i^\times \cdot \mathbf{T}^{(1)} \cdot (\mathbf{W}_i \cdot \mathbf{W}_{i-1}^\times) \cdot \mathbf{T}^{(1)} \cdot \mathbf{W}_{i-1} \cdot \dots \quad (5.7)$$

С учетом очевидного соотношения

$$\mathbf{W}_i \cdot \mathbf{W}_{i-1}^\times = \begin{pmatrix} \exp(jp\Delta\Phi/2) & 0 \\ 0 & \exp(-jp\Delta\Phi/2) \end{pmatrix} \quad (5.8)$$

его можно записать в следующем виде:

$$\dots \cdot (\mathbf{T}^{(i)} \cdot \mathbf{T}^{(i-1)}) \cdot \dots = \dots \cdot \mathbf{W}_i^\times \cdot \mathbf{T}^{(1)} \cdot \mathbf{T}_{\text{ef}} \cdot \mathbf{W}_{i-1} \cdot \dots, \quad (5.9)$$

где введена эффективная матрица передачи  $\mathbf{T}_{\text{ef}}$ :

$$\mathbf{T}_{\text{ef}} = \begin{pmatrix} T_0 \exp[jp(R\zeta + \Delta\Phi)/2] & -T_1 \exp[jp(R\zeta + \Delta\Phi)/2] \\ T_1 \exp[-jp(R\zeta + \Delta\Phi)/2] & T_0^* \exp[-jp(R\zeta + \Delta\Phi)/2] \end{pmatrix}. \quad (5.10)$$

Повторяя эту процедуру для всех остальных пар звуковых столбцов, для матрицы  $\mathbf{T}_\Sigma$  получаем:

$$\mathbf{T}_\Sigma = \mathbf{W}_{N+1}^\times \cdot (\mathbf{T}_{\text{ef}})^N. \quad (5.11)$$

Существенно, что матрица  $\mathbf{T}_{\text{ef}}$  является унимодулярной. Для таких матриц известна формула возведения в произвольную натуральную степень [99]:

$$\begin{pmatrix} A & -B^* \\ B & A^* \end{pmatrix}^N = \frac{1}{\sin \beta} \begin{pmatrix} A \sin N\beta - \sin(N-1)\beta & -B^* \sin N\beta \\ B \sin N\beta & A^* \sin N\beta - \sin(N-1)\beta \end{pmatrix}, \quad (5.12)$$

причем

$$\beta = \arccos [(A + A^*)/2]. \quad (5.13)$$

Используя соотношения (5.10) и (5.13), для угла  $\beta$ , отвечающего матрице  $\mathbf{T}_{\text{ef}}$ , имеем:

$$\beta = \arccos [\operatorname{Re}(A)] = \arccos \{|T_0| \cdot \cos[\arg(T_0) + p(R\zeta + \Delta\Phi)/2]\}. \quad (5.14)$$

Как  $\arg(T_0)$  здесь обозначен аргумент комплексного коэффициента  $T_0$ . Учитывая граничные условия  $C_0(0) = 1$ ,  $C_1(0) = 0$  на входе в 1-ый звуковой столб, для нормированных интенсивностей волн 0-го и 1-го порядка на выходе АО ячейки из (5.11) получаем:

$$\begin{aligned} I_0 &= |C_0(L_c)|^2 = \cos^2(N\beta) + [\operatorname{Im}(A)]^2 \sin^2(N\beta) / \sin^2 \beta; \\ I_d &\equiv \zeta = |C_1(L_c)|^2 = \zeta^{(1)} \sin^2(N\beta) / \sin^2 \beta, \end{aligned} \quad (5.15)$$

что и является решением поставленной задачи. Фигурирующие в формулах (5.15) параметры  $A$  и  $\zeta^{(1)}$  представляют собой первый диагональный элемент матрицы  $\mathbf{T}_{ef}$  (5.10) и эффективность АО дифракции на акустическом пучке от отдельной секции соответственно.

В ходе анализа полученных выражений было установлено, что подбором угла падения  $\theta_i$  и управляющей мощности во всех таких АО ячейках (т.е. при любых значениях  $\Delta\Phi$  и  $N$ ) в теории можно обеспечить полную перекачку световой энергии в 1-ый порядок дифракции. Для этого величины  $\Gamma$  и  $R$  должны удовлетворять следующей системе уравнений:

$$\begin{cases} \arg(T_0) + p(R\zeta + \Delta\Phi)/2 = \pi \cdot m \\ \zeta^{(1)} = \sin^2[\pi/(2N)], \end{cases} \quad (5.16)$$

где  $m$  – произвольное целое число. Первое уравнение этой системы удобно записать как

$$R\zeta + \Delta\Phi + 2 \cdot \arctan \left[ R \tan \left( \sqrt{\Gamma^2 + R^2} / 2 \right) / \sqrt{\Gamma^2 + R^2} \right] = 2\pi \cdot m. \quad (5.17)$$

Следуя [74], назовем угол падения, при котором удовлетворяется система (5.16), оптимальным углом падения  $\theta_{opt}$ . Как уже отмечалось в разделе 5.1, оптимальные углы являются обобщением углов Брэгга на случай АО дифракции в поле несинфазной ФРП. Строго говоря, системе (5.16) удовлетворяет бесконечное число пар оптимальных значений  $\Gamma_{opt}$  и  $R_{opt}$  параметров  $\Gamma$  и  $R$  (и, как следствие, существует множество оптимальных углов падения света на ячейку [230]), каждая из которых отвечает своему значению  $m$ . Однако практический интерес представляют лишь две такие пары, относящиеся к процессам АО рассеяния на главных лепестках ДН ФРП (рис. 5.1), поскольку только для них потребляемая акустическая мощность не слишком высока (требуемое значение параметра  $\Gamma$  не сильно отличается от  $\pi/N$ ).

Любопытно отметить, что в частном случае  $\zeta \equiv a/l = 0$  система (5.16) имеет аналитическое решение. Так, например, для противофазной решетки с  $a = 0$  оптимальные значения параметров  $\Gamma$  и  $R$  оказываются следующими:

$$\Gamma_{opt} = \pi \cdot \sin(\pi/2N); \quad R_{opt} = \mp \pi \cdot \cos(\pi/2N). \quad (5.18)$$

На практике случай  $a/l \rightarrow 0$  и  $\Delta\Phi = \pi$  соответствует преобразователям на основе периодически поляризованного ниобата лития [235]. Формулы (5.18) полезны тем, что позволяют проследить тенденцию изменения  $\Gamma_{opt}$  и  $R_{opt}$  при увеличении числа элементов  $N$ . Из них следует, что в таком случае величина  $|R_{opt}|/\pi$  монотонно возрастает от  $1/\sqrt{2}$  до 1. При этом для излучателей с  $N \geq 8$  ее отличие от 1 становится меньше 2%. Качественно так же ведет себя и величина  $N\Gamma_{opt}/\pi$ , однако диапазон ее изменения является более узким (от  $\sqrt{2}$  до  $\pi/2$ ). Более детальный анализ показал, что описанный характер изменения величин  $|R_{opt}|/\pi$  и  $N\Gamma_{opt}/\pi$  при увеличении  $N$  свойственен и для ФРП с  $\Delta\Phi \neq \pi$  и  $\zeta \neq 0$ , решение системы (5.16) для которых может быть найдено численными методами. В этом случае предельные значения  $R_{opt}$  при  $N \rightarrow \infty$  оказываются следующими:

$$R_{opt}^{(neg)} = -\Delta\Phi \cdot l/d; \quad R_{opt}^{(pos)} = (2\pi - \Delta\Phi) \cdot l/d. \quad (5.19)$$

Хорошо известно [1,4], что по разным причинам АО приборы часто работают при уровнях управляющей мощности, ощутимо меньших требуемого для достижения 100% эффективности дифракции. В этом контексте полезно сравнить величины  $R_{\text{opt}}$ , отвечающие разным значениям параметра АО связи. При заданном  $\Gamma < \Gamma_{\text{opt}}$  их следует определять из условия максимальности величины  $\zeta$  (5.15). Расчеты показали, что для двухэлементных решеток различие  $R_{\text{opt}}$  в режимах с  $\zeta_{\text{max}} \sim 100\%$  и  $\sim 10\%$  довольно существенное и может превышать 6%. Вместе с тем уже для излучателей с  $N=4$  оно становится меньше 1% и в большинстве случаев может не учитываться.

Проецируя соотношение (3.8) для вектора  $\mathbf{R}$  АО расстройки на направления в плоскости решетки и вдоль оси  $z$  на рис. 5.2 (эта проекция должна быть равна нулю), приходим, с учетом найденных из (5.16) или (5.15) значений  $R = R_{\text{opt}}$ , к следующей системе уравнений на угол  $\theta_{\text{opt}}$ :

$$n_d \cos \theta_d = n_i \cos \theta_{\text{opt}} \pm \lambda / d_{\text{ef}}; \quad f = pV [n_d \sin(\theta_d + \alpha) - n_i \sin(\theta_{\text{opt}} + \alpha)] / (\lambda \cos \alpha). \quad (5.20)$$

Фигурирующий здесь параметр  $d_{\text{ef}} = 2\pi l / |R_{\text{opt}}|$  зависит от размера и числа элементов, сдвига фаз  $\Delta\Phi$  и управляющей мощности, а также от используемого лепестка ДН излучателя. Например, для противофазной ФРП с большим числом секций  $d_{\text{ef}} \approx 2d$ . Решением системы (5.20) являются частотные зависимости оптимальных углов падения  $\theta_{\text{opt}}(f)$ , форма которых задается не только срезом используемого кристалла, но и характерным значением параметра  $d_{\text{ef}}$  [164, A13], а также законом его изменения с частотой. Это открывает новые возможности для гибкого управления селективными свойствами дифракции при заданном направлении АВ [238, A4], а также делает возможным реализацию принципиально новых геометрий взаимодействия света и ультразвука, которые не могут наблюдаться в АО ячейках с однородным преобразователем [164, A4].

Способ решения системы (5.20) зависит от того, какой закон сканирования ЭФ реализует используемая ФРП. В наиболее простом случае противофазного излучателя, для которого  $d_{\text{ef}}$  не зависит от частоты, удобно использовать те же алгоритмы (подробно описаны в разделе 1.2.2), что и при расчете зависимостей  $\theta_B(f)$ . Действительно, наличие постоянного слагаемого  $\pm \lambda / d_{\text{ef}}$  в первом уравнении (5.20) не отменяет возможности его решения относительно переменной  $\theta_d$  сразу для всех значений  $f$ . В то же время появляющееся вращение ЭФ с частотой ультразвука определяет более сложную и разнообразную структуру зависимостей  $\theta_{\text{opt}}(f)$ , чем наблюдаемая в ячейках с однородным пьезопреобразователем. Детальный анализ формы  $\theta_{\text{opt}}(f)$  и характера ее трансформации при изменении параметра  $d_{\text{ef}}$  в различных срезах плоскости оптических осей двуосного кристалла будет проведен в следующих разделах. Здесь же остановимся на вопросе расположения их особых точек, отвечающих широкоугольной и широкополосной геометриям, в которых соответственно  $\partial_f \theta_{\text{opt}} \rightarrow \infty$  и  $\partial_f \theta_{\text{opt}} \rightarrow 0$ . Из второго соотношения (5.15) легко заметить, что условие широкоапертурности  $\partial_{\theta} \zeta = 0$  сводится к требованию  $\partial_{\theta} R = 0$ , для удовлетворения которому, как и при дифракции в поле однородного излучателя, необходима параллельность групповых скоростей взаимодействующих световых пучков. Вместе со сканированием ЭФ это

означает, что применение ФРП реализует уникальную возможность перехода (путем изменения  $\lambda$  или  $d_{ef}$ ) между вариантами углового НФС в одной ячейке, которую можно использовать как для коррекции перестроечной кривой АОФ [235], так и для адаптивного управления структурой его ДПФ [239].

Особенностью широкополосной АО дифракции в ячейках с ФРП является зависимость оптимальной конфигурации диаграммы волновых векторов от закона сканирования ЭФ. Вместе с тем наиболее интересен случай, когда ее широкополосность  $\partial_f \zeta = 0$  обеспечивается в первую очередь выполнением условия  $\partial_f R = 0$ , максимизирующего частотный диапазон АОД. Как и в ячейках с однородным излучателем, здесь оно сводится к требованию параллельности лучевого вектора дифрагировавшего светового пучка и звуковой грани образца, т.е. к равенству лучевого угла дифракции  $\theta'_d$  нулю. В этом случае, как уже ранее отмечалось, применение ФРП позволяет изменять центральную частоту АО дефлектора в заданном срезе кристалла [164,233], а также, при использовании электронного сканирования ДН, гибко управлять формой и шириной его частотной характеристики [238].

Еще одним актуальным вопросом теории является задача определения границ диапазонов взаимодействия в ячейках с ФРП. Напомним, что при использовании однородного излучателя они определяются из условия на АО расстройку  $|R| \leq 0.8\pi$  (оценка по уровню  $-3$  дБ в режиме  $\zeta_{\max} \sim 1$ ). Анализ общего соотношения (5.15) для эффективности дифракции  $\zeta$  в ячейках с ФРП показал, что предельное отклонение  $R$  от величины  $R_{\text{opt}}$  здесь при тех же условиях составляет

$$|R - R_{\text{opt}}|_{\max} \cong 0.8(\pi l/d)/N \pm 0.16(\pi l/d)^2 \partial_R \zeta^{(1)} / (\zeta^{(1)} N^2). \quad (5.21)$$

Важно указать, что формула (5.21) получена в предположении постоянства параметра  $d_{ef}$ . Тем не менее, при оценке угловой апертуры дифракции ее можно использовать и для излучателей с более сложным законом сканирования ЭФ. Сравнение с численным расчетом показало, что для решеток с  $N \geq 4$  эта формула позволяет определить ширину диапазона допустимых расстроек с точностью не хуже 1%, тогда как для двухэлементных излучателей получаемая из нее величина имеет несколько заниженное (до 5% в практически важном случае  $a/l < 1/2$ ) значение. Второе слагаемое в правой части (5.21) учитывает асимметрию характеристики  $\zeta(R)$ , причиной которой служит монотонное уменьшение величины  $\zeta^{(1)}$  по мере роста  $|R|$ . В расчетах обнаружилось, что его влияние наиболее существенно для противофазных решеток с небольшим относительным зазором  $\zeta$  между секциями. Так, например, в случае  $\zeta = 0.2$  величины  $|R - R_{\text{opt}}|_{\max}$ , отвечающие разным склонам  $\zeta(R)$  для двух (четырех) элементного излучателя с  $\Delta\Phi = \pi$ , отличаются на 10% (6%). Отсюда нетрудно заключить, что селективность АО дифракции в акустическом поле ФРП из  $N \geq 4$  секций определяется ее полной шириной  $L_{pl} = Nd$  и при прочих равных эквивалентна таковой в поле однородного излучателя той же ширины.

Более широкие диапазоны изменения  $R$  могут быть получены только при использовании ФРП с частотно-зависимым сдвигом фазы  $\Delta\Phi$ . Их предельные значения достигаются в случае точной подстройки ЭФ под оптимальный угол  $\theta_{\text{opt}}$ , осуществимой исключительно в АО ячейках с активной ФРП [238]. В таком случае для каждой частоты ультразвука из рабочего диапазона  $\Delta f$  АОД величина  $\Delta\Phi$  должна удовлетворять уравнению (5.17). Используя эту особенность, для зависимости вспомогательного угла  $\beta$  (5.14) и эффективности дифракции  $\zeta$  (5.15) от расстройки  $R$  в такой ячейке получаем:

$$\beta = \arccos(|T_0|) = \arcsin(|T_1|); \quad \zeta = \sin^2(N\beta). \quad (5.22)$$

Анализ полученной зависимости  $\zeta(R)$  показал, что в режиме сильного взаимодействия активная ФРП из  $N=2$  ( $N=4$ ) элементов способна обеспечить расширение диапазона расстроек в 2.8 (5.9) раза. При оценке по уровню  $-1$  дБ выигрыш еще более значителен и составляет 3.5 (7.4) раза. Интересно отметить, что при уменьшении управляющей мощности (параметра  $\Gamma$ ) приведенные значения быстро уменьшаются, приближаясь к числу секций решетки. Так, например, в режиме  $\zeta_{\text{max}} = 0.8$  расширение диапазона  $|R - R_{\text{opt}}|$ , достигаемое в ячейке с двухэлементным излучателем, не превышает 2.5 раза. Эта особенность, обусловленная быстрым ростом крутизны  $\zeta(\beta)$  (5.22) с уменьшением угла  $\beta$  относительно его оптимального значения  $\pi/(2N)$ , была впервые подмечена в работе [238] для частного случая решетки из двух секций.

При выводе общего соотношения (5.15) для эффективности дифракции в ячейках с ФРП предполагалось, что амплитудно-фазовая структура ультразвукового поля, «воспринимаемая» светом, повторяет таковую на акустической грани. В реальных АО устройствах применимость этого допущения ограничивается размером поршневой зоны излучателя, который в случае ФРП соизмерим с дифракционной длиной  $L_d$  пучка от отдельной секции. При распространении АВ в среде с акустической анизотропией величина  $L_d$  выражается как [153]

$$L_d = l^2 / (AW_p), \quad (5.23)$$

где  $W_p$  – значение тензора дифракции АВ в направлении периодичности ФРП. Таким образом, применимость формул (5.15), строго говоря, ограничивается случаями, когда расстояние  $H$  от края области АО взаимодействия до звуковой грани ячейки не превышает  $L_d$ . С учетом (5.23) это условие можно записать как

$$H < (f/V)l^2 / W_p. \quad (5.24)$$

Используя (5.24), оценим пороговое значение  $l_{\text{min}}$  ширины секций  $l$ , при котором рассчитывать  $\zeta$  по формуле (5.15) становится некорректно. Анализ проведем для реальных значений  $l \sim 10$  мкм,  $H \sim 1$  см, типичных для коммерческих неколлинеарных АО ячеек. В таком случае для сред со слабой акустической анизотропией ( $W_p \sim 1$ ) получаем  $l_{\text{min}} \sim 0.3$  мм. Применение направлений АВ с подавленной дифракционной расходимостью ( $W_p \sim 0.1$ ) понижает эту оценку до  $l_{\text{min}} \sim 0.1$  мм. В

обратной ситуации (т.е. при больших значениях  $W_p \sim 10$ ) ширина  $l_{\min}$  возрастает до  $l_{\min} \sim 1$  мм. Из полученных данных следует, что область применимости формул (5.15) существенно зависит от значения параметра  $W_p$ . В этом контексте уместно указать, что излагаемые в разделах 5.3-5.5 результаты анализа характеристик АО ячеек с ФРП относятся к срезам плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha$ -НіО<sub>3</sub> (Тl<sub>3</sub>AsS<sub>4</sub>), близким к низкоселективному, в которых  $W_p \approx 1$  ( $W_p \approx 0.3$ ). При общей ширине решетки  $L_{pt} > 2$  мм такие значения  $W_p$  гарантируют корректность сделанных приближений для излучателей из  $N \leq 6$  ( $N \leq 10$ ) элементов.

Численное моделирование задачи дифракции узкого светового пучка в широкополосной ячейке на кристалле  $\alpha$ -НіО<sub>3</sub> с противофазной многоэлементной ФРП показало, что форма и ширина ее частотной характеристики  $\zeta(f)$  слабо зависят от расстояния  $H$  до звуковой грани, на котором происходит АО взаимодействие, даже если оно ощутимо больше  $L_d$ . В последнем случае заметное искажение амплитудно-фазовой структуры звукового поля отражается только на уровне боковых лепестков  $\zeta(f)$ , что позволяет и в этой области рассчитывать диапазоны по формулам (5.20),(5.21). Отметим, что не обнаруженный в моделировании сдвиг максимума  $\zeta(f)$  хорошо коррелирует с гипотезой о применимости формализма ЭФ к дифракции любой силы в ячейках с многоэлементной ФРП [235], а также со сделанным ранее выводом о независимости величины  $R_{opt}$  от параметра АО связи  $\Gamma$  при использовании структур с большим числом секций. Опираясь на выявленную корреляцию подходов, можно предложить универсальный алгоритм расчета зависимостей  $\theta_{opt}(f)$ , совмещающий преимущества метода ЭФ, заключающиеся в более точном учете акустической анизотропии среды [235], с более эффективной оценкой параметра  $d_{ef}$ , проводимой с использованием (5.15),(5.16). В основе данного алгоритма лежит разложение продольной компоненты  $K_{\parallel}$  волнового вектора  $\mathbf{K}$  акустического пучка в анизотропной среде по степеням его поперечной компоненты  $K_{\perp}$  [153]:

$$K_{\parallel} = K_0 - K_{\perp} \tan \alpha - W_p \cdot K_{\perp}^2 / (2K_0). \quad (5.25)$$

Здесь  $K_0 = 2\pi f/V$  – волновое число осевой компоненты пучка. Подставляя в (5.25) найденное из (5.15),(5.16) значение  $K_{\perp} = \pm 2\pi/d_{ef}$  (его знак зависит от используемого лепестка ДН) и разрешая это уравнение относительно переменной  $K_0$ , для зависимости  $f(\theta_{opt}, \theta_d)$  получаем:

$$f = (V/\lambda) \left\{ c_1 + c_2 \tan \alpha + \sqrt{(c_1 + c_2 \tan \alpha)^2 + 2W_p c_2^2} \right\} / 2. \quad (5.26)$$

Фигурирующие здесь параметры  $c_1$  и  $c_2$  имеют следующий вид:

$$c_1 = p(n_d \sin \theta_d - n_i \sin \theta_{opt}); \quad c_2 = \pm \lambda / d_{ef}. \quad (5.27)$$

Отметим, что для определения неизвестной величины  $K_{\parallel}$  в (5.25) использовалось условие ФС в проекции на нормаль к акустической грани. Из этого же условия находится недостающая связь между переменными  $\theta_{opt}$  и  $\theta_d$  (первое уравнение в (5.20)). Сравнение зависимости (5.26) с аналогом (5.20), полученным в модели однородных звуковых столбов, показало, что ее отличие

кроется во втором подкоренном слагаемом, возникающем в результате аппроксимации сечения поверхности медленностей вблизи  $\mathbf{K}_0$  не плоскостью, а параболой. Вклад  $\delta f$  этого слагаемого в значение частоты  $f$  можно оценить как

$$2f \delta f \cong W_p (V/d_{ef})^2. \quad (5.28)$$

Формула (5.28) интересна тем, что дает количественную оценку погрешности вычисления  $f$  из (5.20). Так, например, выбирая допустимую величину относительной ошибки  $\delta f/f$  равной  $10^{-3}$ , для отвечающего ей порогового значения частоты получаем:

$$f \approx 20V \sqrt{W_p} / d_{ef}. \quad (5.29)$$

Используя (5.29), оценим значения  $d_{ef}$ , которым отвечает длина волны ультразвука  $\lambda \sim 10$  мкм в конкретизированных ранее срезах кристаллов  $\alpha$ - $\text{PbO}_3$  и  $\text{Ti}_3\text{AsS}_4$ . Находим, что в них  $d_{ef} \sim 0.2$  мм и  $d_{ef} \sim 0.1$  мм соответственно. С учетом структуры выражения (5.28) при  $d_{ef} \sim 0.5$  мм эти данные гарантируют корректность формул (5.15) и (5.20) вплоть до частот  $f \sim 10$  МГц. Уместно указать, что именно для таких или бóльших значений  $d_{ef}$  проводились все последующие расчеты.

### 5.3. Диапазоны взаимодействия в поле ФРП в кристалле тиаарсенида таллия

На основании результатов предыдущего раздела можно заключить, что влияние ФРП на характеристики дифракции происходит через поворот воспринимаемого светом ЭФ звукового поля, угол  $\sigma$  которого, помимо параметра  $d_{ef}$  решетки, зависит от частоты. Существенно, что в случае оптически анизотропной среды сила этого влияния определяется не только характерной величиной угла  $\sigma$ , но и структурой зависимостей  $\theta_B(f)$  в используемом срезе кристалла, а также ее чувствительностью к направлению АВ. Известно [1], что в одноосных материалах последняя является довольно слабой, так что для использования в комбинации с ФРП наиболее подходят срезы с небольшим (от  $2^\circ$  до  $8^\circ$ ) углом  $\chi$  [235, А4], где частоты приосевых режимов НФС не слишком высоки. Кардинально иная ситуация наблюдается в двуосных кристаллах, форма  $\theta_B(f)$  в которых может радикально изменяться даже при небольшом повороте волнового вектора АВ. Как показано в разделе 3.3.1, такой случай возникает в срезах диэлектрической плоскости  $XZ$  с углом  $\chi \approx \gamma$  и затрагивает участки ветвей  $\theta_B(f)$  вблизи рабочей точке НС геометрии (рис. 3.4). Из этого следует, что в АО ячейках с ФРП целесообразно использовать такие срезы указанной плоскости, в которых для обеспечения параллельности ЭФ и бирадиали кристалла на частотах  $f$ , близких к частоте  $f_0$  НС геометрии, не требуются слишком малые значения параметра  $d_{ef}$  [А13].

Для исследования характеристик АО дифракции в кристалле  $\text{Ti}_3\text{AsS}_4$  в акустическом поле противофазной ФРП в настоящем разделе был выбран срез  $\chi = 17.5^\circ$  его плоскости  $XZ$ . Как и в главе 3, все последующие расчеты проводились для длины волны  $\lambda = 1.06$  мкм, на которой угол его лучевых осей составляет  $16.85^\circ$ . Зависимости  $\theta_B(f)$  для  $qo \rightarrow qe$  и  $qe \rightarrow qo$  рассеяния света на сдвиговой АВ с сагиттальной поляризацией, возбуждаемой в нужном направлении однородным

преобразователем, показаны на рис. 5.3а. Исчерпывающий анализ структуры  $\theta_B(f)$  для близких срезов этого АО материала проведен в разделе 3.3.1; здесь же ограничимся лишь обсуждением параметров ФС вариантов широкоапертурного и широкополосного взаимодействия (точки "Т" и "D" на рис. 5.3а). Из графиков видно, что в таком случае СЧ (НЧ) широкоугольная геометрия наблюдается при угле падения  $qo$ -волны  $\theta_i = 5.2^\circ$  ( $\theta_i = -4.9^\circ$ ), а геометрия ЧНФС в +1-ый (-1-ый) порядок реализуется на той же световой моде и возникает на частоте  $f = 72.2$  МГц ( $f = 13.7$  МГц). При этом угловая селективность обоих вариантов широкополосной дифракции оказывается тут довольно высокой, что не позволяет использовать их в широкоугольных АОД. Эту особенность хорошо иллюстрирует рис. 5.3б, на котором представлены диапазоны взаимодействия для ветви  $-lqo$  на рис. 5.3а. Расчет проведен для преобразователя с  $l_{pt} = 1$  см и параметра АО связи  $\Gamma = \pi$ , поэтому при выполнении условия ФС эффективность дифракции достигает 100%.

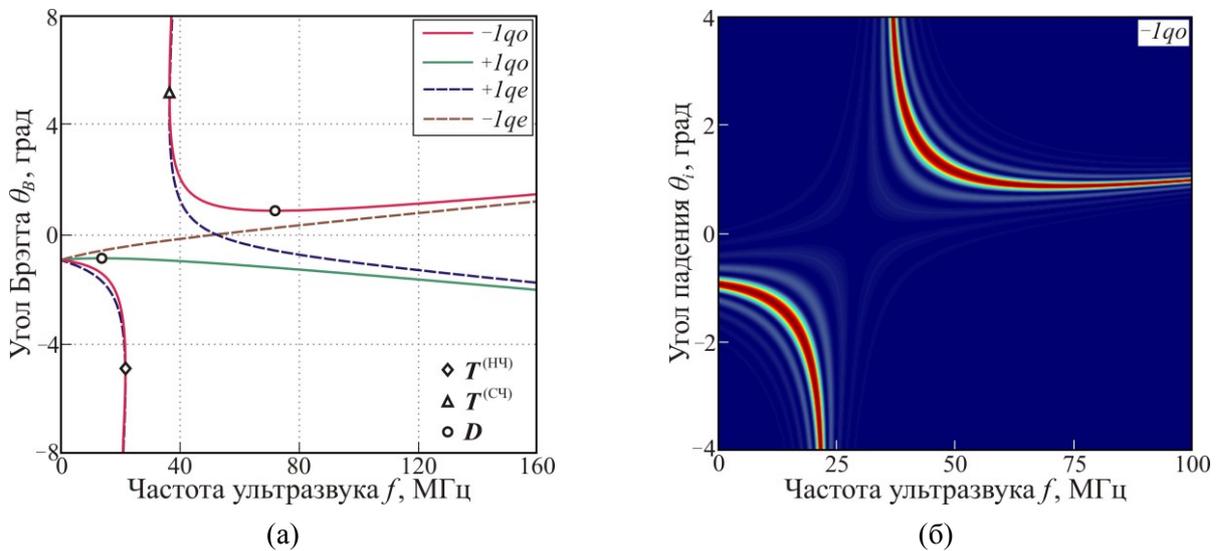


Рис. 5.3. Анизотропная дифракция света в акустическом поле однородного излучателя в срезе  $\chi = 17.5^\circ$  плоскости  $XZ$  кристалла  $Tl_3AsS_4$ : частотные зависимости углов Брэгга (а) и область взаимодействия для процесса  $qo \rightarrow qe$  в -1-ый порядок (б). "Т" и "D" – рабочие точки вариантов углового и частотного НФС.

Частотные зависимости оптимальных углов падения  $\theta_{opt}(f)$  в поле противофазной ФРП в том же срезе кристалле  $Tl_3AsS_4$  представлены на рис. 5.4. В расчетах величина зазора  $a$  между секциями решетки выбиралась равной 0.2 мм, а ширина  $l$  ее излучающих элементов изменялась от 3 до 1 мм. Величина параметра  $\Gamma$  в каждом из случаев выбиралась в соответствии с условием (5.16) полной перекачки световой энергии в рабочий порядок. Для облегчения восприятия на графиках показаны только ветви  $\theta_{opt}(f)$ , соответствующие падающей  $qo$ -волне.

Можно видеть (рис. 5.4а), что при достаточно больших периодах  $d$  каждая из ветвей  $\theta_B(f)$  на рис. 5.3а расщепляется на две ветви  $\theta_{opt}(f)$ , отвечающие синхронному рассеянию на разных лепестках ДН. Величина этого расщепления определяется углом  $2\sigma \equiv \sigma_+ - \sigma_- \approx V/(fd_{ef})$  между ЭФ и монотонно уменьшается по мере роста  $f$ . Условимся далее считать, что угол  $\sigma_+$  ( $\sigma_-$ ) отражает

поворот ЭФ по (против) часовой стрелки, т.е. в сторону бóльших (меньших) значений угла  $\chi$ . В таком случае сплошные (штрихпунктирные) кривые на рис. 5.4 относятся к АО дифракции на лепестке ДН с эквивалентным углом  $\chi_- = \chi + \sigma_-$  ( $\chi_+ = \chi + \sigma_+$ ). Существенно, что величины  $\chi_-$  и  $\chi_+$  зависят от частоты, поэтому ветви  $\theta_{\text{opt}}(f)$  представляют собой «склеюку» из зависимостей  $\theta_B(f)$ , в которой каждой частоте соответствует свое значение угла среза. Как было показано в разделе 2.2, характерной особенностью структуры ФС в плоскости  $XZ$  неактивного двуосного кристалла является наличие точек смены порядка дифракции (точки с  $f=0$ ), отвечающих распространению света вдоль одной из оптических осей. За счет наличия дополнительного члена  $\pm\lambda/d_{ef}$  в первом уравнении (5.20) в случае ФРП аналогичная смена порядка происходит в точках, отстоящих от оптической оси, и соответствует обнулению компоненты  $K_{\parallel}$  эквивалентного волнового вектора ультразвука  $\mathbf{K}$ . Поскольку знак другой его компоненты при этом не претерпевает изменений, то смена порядка здесь сопровождается сменой лепестка ДН (рис. 5.4).

В разделе 5.2 упоминалось, что варианты широкоапертурной дифракции, реализующиеся в поле ФРП, правомерно ассоциировать с режимами УНФС в эквивалентных срезах с  $\chi_-$  и  $\chi_+$ , различие между которыми, помимо параметра  $d_{ef}$ , определяется крутизной зависимости  $f_0(\chi_v)$  на рис. 2.7г в точке  $\chi_v = \chi$  для ВЧ, СЧ или НЧ геометрии. При этом конкретные значения  $\chi_-$  и  $\chi_+$  находятся как точки пересечения  $f_0(\chi_v)$  и  $\chi_{\pm}(f)$  при заданном  $d_{ef}$ . Например, СЧ (НЧ) геометрии на ЭФ с углом  $\sigma_-$  в случае на рис. 5.4а отвечает эквивалентный срез с  $\chi_- \approx 17.2^\circ$  ( $\chi_- \approx 17.1^\circ$ ), где  $\theta_0 \approx 3.8^\circ$  ( $\theta_0 \approx -3.1^\circ$ ). Поскольку в АО ячейках с ФРП угол  $\theta_i$  отсчитывается не от ЭФ звукового поля, а от плоскости излучателя, его значения в приведенном примере равны  $\theta_i \approx 3.5^\circ$  ( $\theta_i \approx -3.5^\circ$ ). Иная ситуация наблюдается для широкополосной геометрии, варианты которой в поле ФРП не имеют прямых аналогов среди режимов ЧНФС в поле однородного преобразователя. Причина заключается в сканировании ЭФ, определяющем иную оптимальную конфигурацию диаграммы волновых векторов, в которой по касательной к ПНР должен быть направлен не сам вектор  $\mathbf{K}$ , а его продольная компонента. При определенных условиях это сканирование может так изменять форму соответствующего участка кривой  $\theta_B(f)$ , что смещение рабочей точки "D" обсуждаемой геометрии будет происходить в сторону, противоположную прогнозируемой с использованием формализма ЭФ и зависимости  $f_0(\chi_v)$  на рис. 2.7б. Именно такая ситуация возникает на рис. 5.4а для обоих вариантов широкополосной АО дифракции в +1-ый порядок.

При уменьшении  $d_{ef}$  вначале наиболее низкочастотная точка "D" на ветви  $+1q_0$  смещается в область еще меньших значений  $f$  и при  $d_{ef} \approx 6.5$  мм переходит на соседнюю ветвь  $-1q_0$ . Далее эта ветвь (ей отвечает лепесток ДН излучателя, развернутый в сторону нормали к лучевой оси) деформируется так, что расположенные на ней рабочие точки вариантов широкоапертурной и широкополосной дифракции сближаются друг с другом по частоте и углу падения (рис. 5.4б). Наконец, при  $d_{ef} \approx 3.5$  мм все перечисленные режимы АО взаимодействия объединяются в одну

НС геометрию, в окрестности рабочей точки "LS" которой ветвь  $-lqo$  принимает характерный X-образный вид (рис. 5.4в). В выбранном срезе  $Tl_3AsS_4$  эта геометрия реализуется при  $\theta_i = 0^\circ$  на частоте  $f = f_0 \approx 29.3$  МГц. При этом отвечающий ей угол  $\chi_-$  ЭФ практически в точности равен  $\gamma$ , что обусловлено высокой крутизной зависимости  $\theta_0(\chi_v)$  для СЧ геометрии при  $\chi_v \approx \gamma$  на рис. 2.7в.

При дальнейшем уменьшении  $d_{ef}$  зависимость  $\theta_{opt}(f)$  для  $qo \rightarrow qe$  рассеяния на ЭФ с углом  $\chi_-$  в  $-1$ -ый порядок вновь распадается на две несвязные ветви, принимающие качественно иной вид (рис. 5.4г). Так, СЧ и НЧ варианты широкоапертурной геометрии при дифракции на этом ЭФ больше не реализуются, а широкополосная геометрия наблюдается на  $qe$ -волне. В разделе 5.5 будет показано, что второе из перечисленных изменений в структуре ветвей  $\theta_{opt}(f)$  приводит к появлению новых поляризационно-независимых режимов АО дифракции [A13].

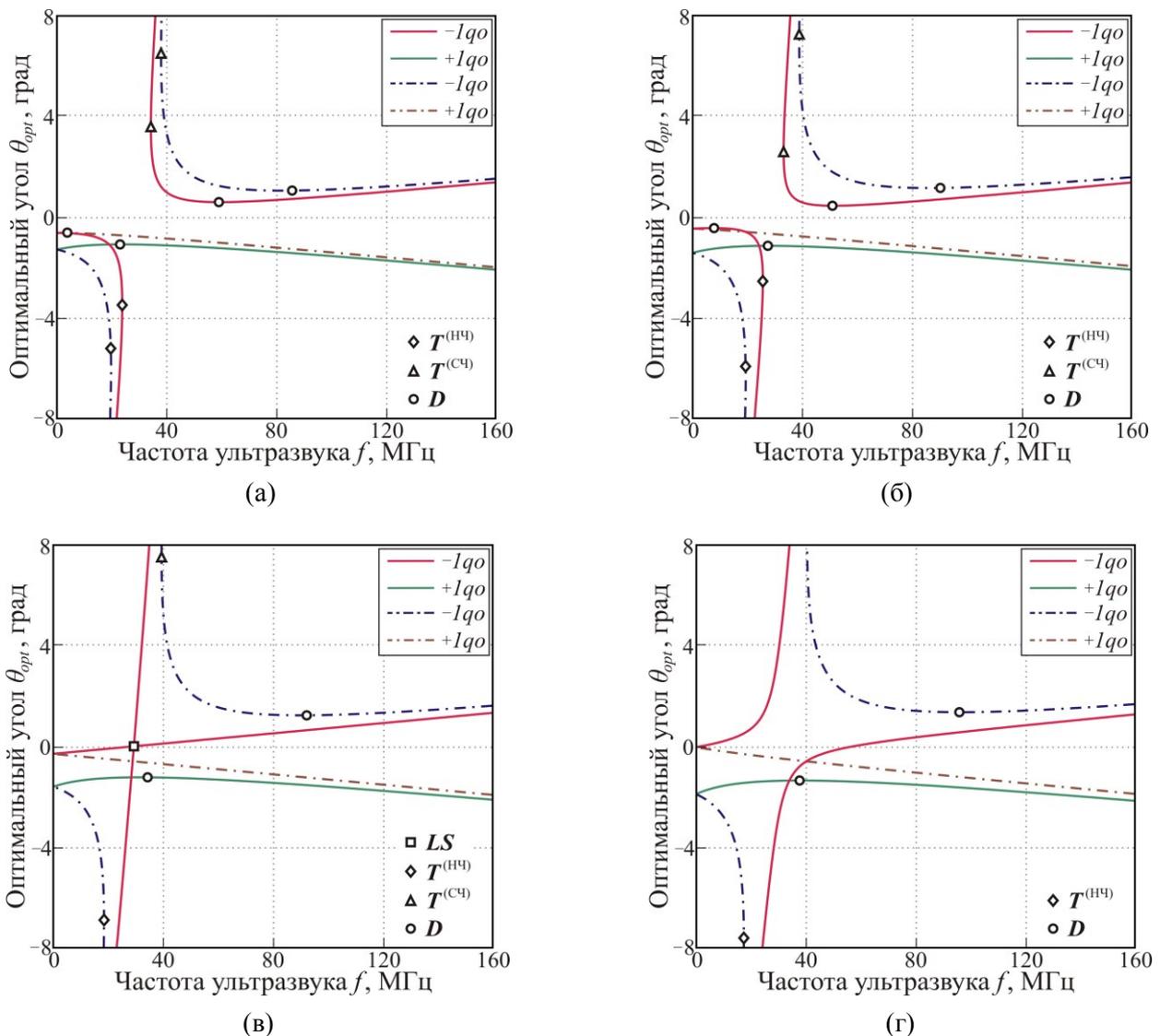


Рис. 5.4. Частотные зависимости оптимальных углов падения в акустическом поле противофазной ФРП в срезе  $\chi = 17.5^\circ$  плоскости  $XZ$  кристалла  $Tl_3AsS_4$ . Параметры ФРП:  $N=4$ ,  $l=3$  мм,  $a=0.2$  мм (а);  $N=4$ ,  $l=2$  мм,  $a=0.2$  мм (б);  $N=8$ ,  $l=1.5$  мм,  $a=0.2$  мм (в);  $N=8$ ,  $l=1$  мм,  $a=0.2$  мм (г). "T" и "D" – варианты широкоапертурной и широкополосной дифракции; "LS" – рабочая точка низкоселективной геометрии.

Сопоставляя графики, представленные на рис. 5.4 и рис. 3.4, легко заметить, что эволюция ветвей  $-1q_0$  для ЭФ с углом  $\chi_-$  при изменении  $d_{ef}$  вблизи 3.5 мм и тенденция изменения тех же ветвей брэгговских кривых с углом  $\chi$  при  $\chi \approx \chi_{ls}$ , где  $\chi_{ls} \equiv \gamma$ , имеют одинаковый характер [A13]. Эту особенность хорошо иллюстрирует рис. 5.5, на котором показаны угло-частотные области АО взаимодействия для всех четырех ветвей  $-1q_0$  на рис. 5.4. Появление побочных максимумов  $\zeta(\theta_i, f)$  с заметными значениями  $\zeta$  на рис. 5.5а,б связано с высоким уровнем боковых лепестков ДН ФРП из четырех секций для направлений вблизи оси излучателя. Из сравнения с картинками на рис. 3.6 ясно, что изменением параметра  $d_{ef}$  решетки можно придать внутренним диапазонам на рис. 5.5 форму областей  $\zeta(\theta_i, f)$  в поле однородного пьезопреобразователя в любом срезе  $\chi_{eq}$ , близком к низкоселективному  $\chi_{ls}$ . Для этого величину  $d_{ef}$  следует взять равной  $(\chi - \chi_{eq})(V/f_0)$ , где  $f_0$  – рабочая частота НС геометрии на рис. 5.4в.

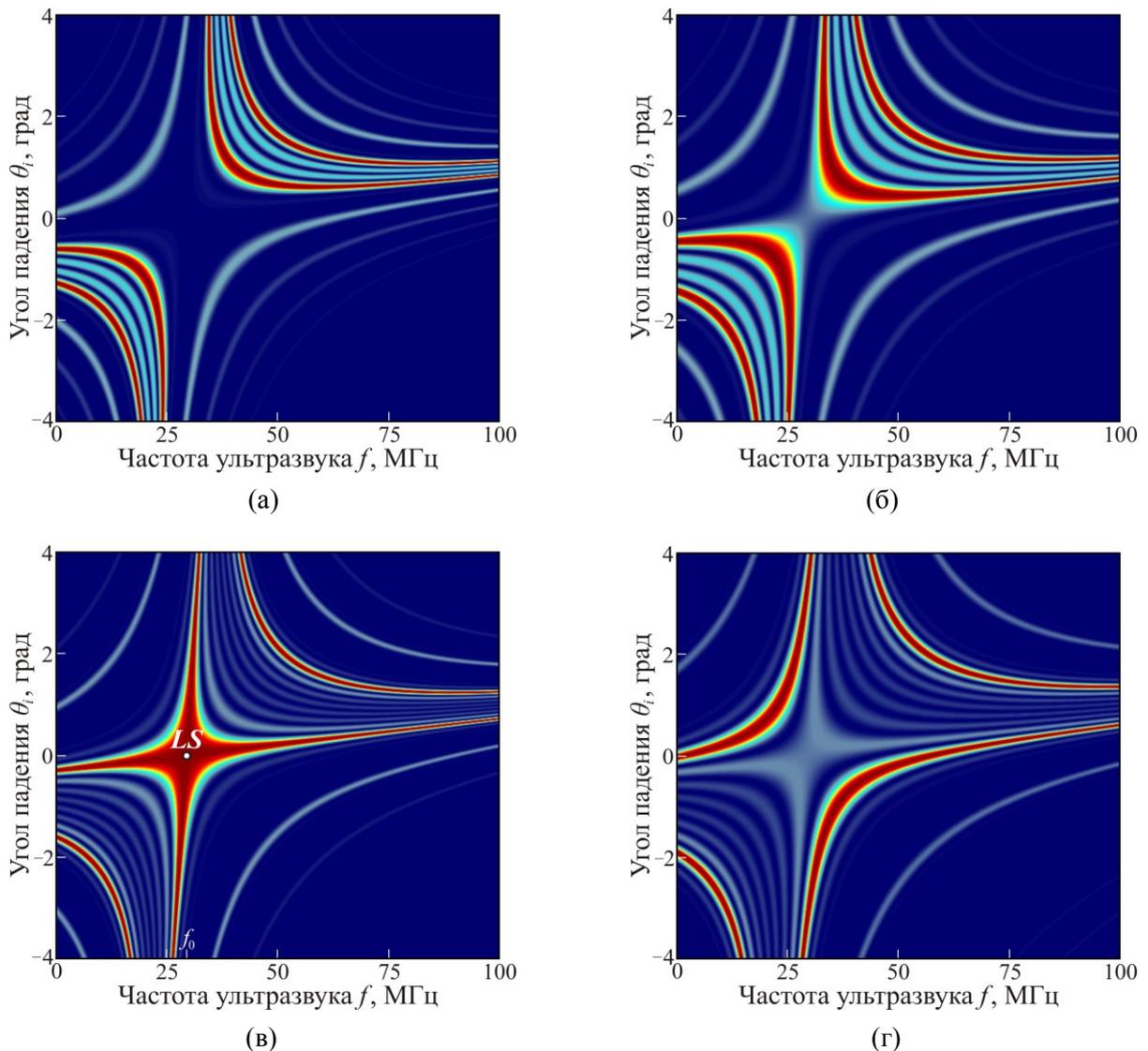


Рис. 5.5. Угло-частотные характеристики АО дифракции в акустическом поле противофазной ФРП в срезе  $\chi = 17.5^\circ$  плоскости  $XZ$  кристалла  $\text{Ti}_3\text{AsS}_4$ ; процесс  $q_0 \rightarrow q_e$  в  $-1$ -ый порядок. Параметры ФРП:  $a = 0.2$  мм (а-г);  $N = 4, l = 3$  мм (а);  $N = 4, l = 2$  мм (б);  $N = 8, l = 1.5$  мм (в);  $N = 8, l = 1$  мм (г). "LS" – рабочая точка низкоселективной геометрии, реализующейся при  $\theta_i = 0^\circ$  и  $f = f_0 \approx 29.3$  МГц.

Картина на рис. 5.5в представляет особый практический интерес. Она показывает, что при использовании ФРП режим низкоселективного АО рассеяния может наблюдаться в широком диапазоне срезов плоскости  $XZ$  двуосного кристалла со значениями угла  $\chi$  как большими, так и меньшими  $\chi_{ls}$ . Для оценки этого результата необходимо учесть, что в большинстве из них для его практической реализации не требуется сверхвысокая параллельность звуковой грани и оси  $Y$ . Как и при дифракции в однородном поле, в ячейках с ФРП этот уникальный режим возникает в ситуации, когда звуковая грань образца параллельна лучевому вектору как падающей, так и дифрагировавшей световой волны. Используя это условие, для требуемого значения параметра  $d_{ef}$  решетки из (5.20) получаем:

$$d_{ef} = \lambda / \left| n_Y - \sqrt{n_X^2 \cos^2 \chi + n_Z^2 \sin^2 \chi} \right| \cong (\lambda / \Delta\gamma_a) / \left| \chi - \gamma + \cot 2\gamma (\chi - \gamma)^2 \right|. \quad (5.30)$$

Здесь, как и прежде,  $\Delta\gamma_a = n_Y \Delta\gamma$  – раствор конуса внешней рефракции выбранного кристалла в воздухе. Согласно (5.30), даже в материалах с большой величиной  $\Delta\gamma_a$  существует довольно широкий диапазон срезов, в которых требуемые значения  $d_{ef}$  не слишком малы. Так, например, в случае кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> и света с  $\lambda = 1.06$  мкм ( $\Delta\gamma_a \approx 6^\circ$ ) при  $|\chi - \gamma| = 2^\circ$  получаем  $d_{ef} \approx 0.3$  мм. Этот факт открывает пути для создания конкурентоспособных широкоугольных АОД на основе материалов с большим раствором конуса внешней рефракции. Здесь, однако, важно указать, что в случае противофазной ФРП адекватный выбор значения параметра  $d_{ef}$  (5.30) возможен лишь при известной с точностью не хуже  $\Delta\chi$  (3.23) ориентации звуковой грани образца, что с учетом косоного направления АВ выглядит малореалистичным.

Любопытно, что, несмотря на идентичность характеристик  $\zeta(\theta_i, f)$  в главной плоскости АО дифракции, режим НС рассеяния света на рис. 5.5в отличается от аналога в поле однородного преобразователя (рис. 3.6в) топологией ДПФ, принадлежащей здесь к О-типу. Причиной этому служит то, что в выбранном срезе он реализуется в режиме анизотропного  $s \rightarrow f$  взаимодействия и, как следствие, уже не является переходным вариантом геометрии УНФС (здесь он относится к СЧ геометрии). При этом его широкополосность обеспечивается смещением центра ДПФ и превращением ее в кольцо на частотах как больших, так и меньших  $f_0$ .

Более подробный анализ показал, что режимы НС рассеяния в срезах  $0.5\Delta\gamma < |\chi - \gamma| < 1.5\Delta\gamma$  двуосного кристалла мало пригодны для использования в широкоугольных АОД. Препятствием является существующая в них перекачка световой энергии в  $-2$ -ой или  $+1$ -ый порядок, которая происходит на том же лепестке ДН излучателя, что и сама НС геометрия. Кроме того, за счет близкого распространения одного из световых пучков к оптической оси кристалла эти режимы предъявляют весьма высокие требования к параллельности звуковой грани образца и оси  $Y$ . По указанным причинам для создания конкурентных АО приборов такого класса предпочтительно использовать срезы с углом  $\chi - \gamma > 3\Delta\gamma$ , если величина  $\Delta\gamma$  не очень высока. Получаемые в них

близкие значения кривизны  $\kappa^{(s)}$  ПНР для падающей и прорифрагировавшей световой волны обеспечивают необходимую квазиодномерность ДПФ ячейки на частотах  $f \neq f_0$  и допускают снижение требований к точности ориентирования ее звуковой грани до уровня  $\Delta\gamma/10$  и ниже. Например, применение НС режима в срезе  $\chi = 19.1^\circ$  кристалла  $\text{Ti}_3\text{AsS}_4$ , для которого  $d_{ef} \approx 1$  мм, позволяет на 20% (относительно геометрии в срезе  $\chi = \chi_{ls}$ ) увеличить угол разделения световых пучков и смягчить требования к точности изготовления АО ячейки до уровня  $0.3^\circ$ .

Использованию указанных срезов в материалах с большой величиной  $\Delta\gamma$  препятствует получаемое в них низкое отношение оптимального периода  $d$  решетки к резонансной толщине  $h_{pt}$  пьезослоя. Из (5.30) это отношение можно оценить как

$$d/h_{pt} \approx (V/V_{pt})/|\chi - \gamma|, \quad (5.31)$$

где  $V_{pt}$  – скорость АВ в материале преобразователя. Для среза йодноватой кислоты с  $\chi = \gamma + 3\Delta\gamma$  формула (5.31) дает оценку  $d/h_{pt} \approx 3$ , при этом оптимальная величина  $d$  в нем составляет 30 мкм. Необходимо отметить, что эффективное возбуждение объемной АВ преобразователем с таким соотношением  $d/h_{pt}$  в широкой полосе частот возможно только при использовании структур со специальной топологией [235]. По этой причине широкоугольные АОД на кристаллах с  $\Delta\gamma > 2^\circ$  следует изготавливать на основе НС режимов в срезах с  $|\chi - \gamma| < \Delta\gamma/10$ , предъявляющих те же (порядка  $\Delta\gamma/10$ ) или более низкие требования к параллельности звуковой грани АО ячейки и диэлектрической оси  $Y$ . Как будет показано в следующем разделе, использование таких срезов в комбинации с активной ФРП устраняет необходимость высокоточного измерения ориентации граней образца и, как следствие, делает реалистичной практическую реализацию обсуждаемого АО прибора. Здесь же отметим, что аналогичному режиму НС дифракции в одноосных кристаллах, существующему исключительно в поле ФРП [А4], еще более свойственна проблема низкого соотношения  $d/h_{pt}$ . Особенно ярко она проявляется для срезов, реализующих хорошее разделение световых пучков  $\phi_a$ . Например, в срезе парателлурита  $\chi = 10.5^\circ$ , для которого  $\phi_a = 3^\circ$  (в воздухе), соотношение  $d/h_{pt} \approx 2$ .

#### 5.4. Низкоселективная дифракция в поле ФРП в кристалле йодноватой кислоты

В разделах 3.3.2, 4.3.6 было показано, что широкоугольный АОД, работающий на основе НС геометрии, будет иметь тем лучшие предельные характеристики, чем бóльшим раствором конуса внешней рефракции будет обладать используемый двуосный кристалл. К сожалению, в материалах с большой величиной  $\Delta\gamma$  эта уникальная геометрия АО взаимодействия оказывается крайне чувствительной к направлению АВ, что предъявляет за пределами высокие требования к точности изготовления ячейки. Вместе с тем, как было продемонстрировано в разделе 5.3, для ее варианта в плоскости  $XZ$  эту проблему удастся обойти применением противофазной ФРП вместо однородного излучателя. В таком случае обсуждаемый режим может быть реализован в

широком диапазоне срезов указанной плоскости, близких к НС, что позволяет скомпенсировать ошибку выведения звуковой грани выбором параметра  $d_{ef}$  решетки в соответствии с (5.30). Для этого, однако, требуется очень точно (не хуже 1') определить ее реальную ориентацию, что по ряду причин на практике сделать не всегда возможно. Предлагаемый выход из сложившейся ситуации состоит в замене противофазной ФРП на активную и использовании образца с углом  $\chi \approx \chi_{ls}$ , ориентированного (пусть и с некоторой ошибкой  $\Delta\chi$ ) под режим НС дифракции в поле однородного излучателя. Благодаря возможности электронного управления величиной сдвига фазы на секцию  $\Delta\Phi$ , активная ФРП позволяет получить любое требуемое значение  $1/d_{ef}$ , не превышающее достигаемое при  $\Delta\Phi = \pi$  (из соображений минимизации энергопотребления АОД здесь предполагается, что в работе может быть задействован только главный лепесток ДН), что позволяет скомпенсировать ошибку  $\Delta\chi$ , если она не слишком велика. При этом из (5.30) и симметрии ДН противофазной ФРП очевидно, что именно выбор НС среза ( $\chi_{ls} \equiv \gamma$ ) в качестве проектного максимизирует допустимую величину  $\Delta\chi$ . Кроме того, нулевые значения кривизны  $\kappa^{(s)}$  ПНР для падающей и дифрагировавшей световой волны в этом срезе гарантируют высокую толерантность характеристик АО прибора к непараллельности звуковой грани и оси  $Y$ . Целью настоящего раздела являлась проверка эффективности предлагаемой компенсации и оценка ее предельных диапазонов применительно к широкоапертурному АОД на кристалле  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub>. Как и в главе 4, все дальнейшие расчеты проводились для длины волны  $\lambda = 633$  нм, на которой угол лучевых осей  $\gamma$  данного кристалла равен  $25.19^\circ$ , а величина  $\Delta\gamma$  составляет  $3.26^\circ$ .

Далее будет показано, что в случае кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> и четырехэлементной активной ФРП предельная для компенсации ошибка ориентирования образца под обсуждаемый АО прибор составляет  $\sim 0.3^\circ$ . Эта величина хорошо согласуется с найденным ранее отклонением  $\Delta\chi \sim \Delta\gamma/10$  нормали АВ, при котором заметно ужесточаются допуски на непараллельность звуковой грани ячейки и оси  $Y$ . Данный факт позволяет ассоциировать ее с границей диапазона срезов  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub>, подходящих для создания конкурентоспособных широкоапертурных АОД. Тем не менее, для придания полноты исследованию в рассмотрение были включены и все остальные срезы его плоскости  $XZ$ , где НС дифракция происходит без смены типа оптической моды, т.е. является изотропной (процесс  $s \rightarrow s$ ). При этом учитывалась оптическая активность материала, которая, как показано в разделе 4.3.6, сужает диапазон углов  $\chi$ , отвечающий таким срезам, до интервала  $\chi_1^{(a)} \leq \chi \leq \chi_2^{(a)}$  и изменяет значение  $\chi$  в НС срезе (с  $\gamma$  на  $\chi_{ls}^{(a)}$ ). Для света с  $\lambda = 633$  нм фигурирующие здесь углы  $\chi_1^{(a)}$  и  $\chi_2^{(a)}$  имеют следующие значения:  $\chi_1^{(a)} \approx 23.8^\circ$ ,  $\chi_2^{(a)} \approx 26.7^\circ$ , а угол  $\chi_{ls}^{(a)}$  отличается от  $\gamma$  менее чем на 1'' и составляет  $25.19^\circ$ .

Векторная диаграмма низкоселективной  $s \rightarrow s$  дифракции в плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> в акустическом поле ФРП показана на рис. 5.6а. Без потери общности рассматривается случай  $\chi > \gamma$ ; в срезах с углом  $\chi < \gamma$  конфигурация взаимодействия отличается направлением компоненты

$\mathbf{K}_\perp$  эквивалентного волнового вектора ультразвука  $\mathbf{K}$ . В то же время другая его компонента  $\mathbf{K}_\parallel$ , нормальная к плоскости решетки, во всех вышеуказанных срезах должна быть направлена по касательной к ПНР кристалла в точках, отвечающих падающей и дифрагировавшей  $s$ -волне. Замыкание диаграммы обеспечивается выбором параметра  $d_{ef}$  ФРП в соответствии с графиком на рис. 5.6б, который хорошо аппроксимируется зависимостью (5.30). Причиной служит узкий ( $\sim 0.1^\circ$  вблизи оптической оси) диапазон заметного влияния гиротропии йодноватой кислоты на параметры оптических мод, не захватывающий используемые в НС режиме направления света. Эта особенность хорошо заметна на рис. 5.6в, на котором представлены распределения рабочей частоты  $f_0$  данного режима и отвечающего ему коэффициента  $M_2$ . Подчеркнем, что деформация зависимостей  $f_0(\chi)$  и  $M_2(\chi)$  при  $\chi \approx \chi_1^{(a)}$  или  $\chi \approx \chi_2^{(a)}$  вызвана как раз гиротропией кристалла.

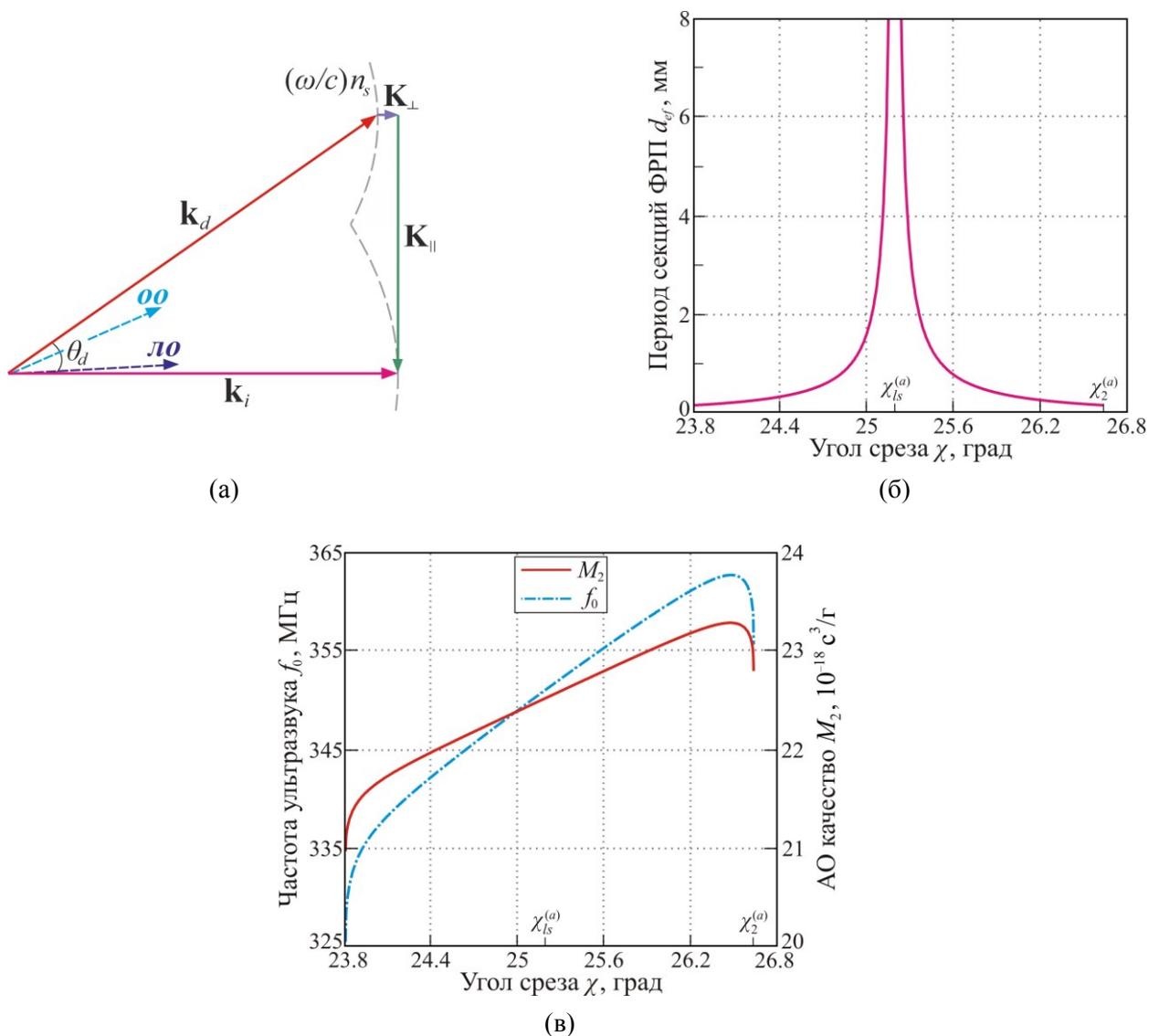


Рис. 5.6. Низкоселективная изотропная (процесс  $s \rightarrow s$ ) дифракция света в плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha\text{-NiO}_3$  в акустическом поле фазированного пьезопреобразователя: векторная диаграмма АО рассеяния (а); оптимальный период секций излучателя  $d_{ef}$  (б), рабочая частота ультразвука  $f_0$  (в) и коэффициент АО качества  $M_2$  (в), как функции угла среза  $\chi$ . "oo", "ло" – оптическая и лучевая оси кристалла.

Анализ графика на рис. 5.6б показал, что в срезах кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> с углом  $\chi$  из диапазона  $|\chi - \chi_{ls}^{(a)}| \leq 0.4^\circ$  требуемое для реализации НС дифракции значение параметра  $d_{ef}$  ФРП превышает 0.8 мм. Тем не менее, в случае активной ФРП даже такая ширина ( $l \approx 0.3$  мм) отдельной секции делает ее сложной в изготовлении. Из этих соображений оценку предельно допустимой ошибки  $\Delta\chi \equiv |\chi - \chi_{ls}^{(a)}|$  ориентирования образца йодноватой кислоты под широкоугольный АОД проведем для следующих реалистичных параметров:  $l = 0.5$  мм,  $a = 0.1$  мм. При таких  $l$  и  $a$  минимальное значение  $d_{ef}$  составляет  $d_{ef} \approx 1.3$  мм ( $\approx 1.6$  мм) для излучателя из четырех (двух) секций. Отсюда и из расчетов на рис. 5.6б находим, что применение четырех (двух) элементной активной ФРП с указанными параметрами позволяет скомпенсировать ошибку  $\Delta\chi$ , если она не превышает  $0.25^\circ$  ( $0.2^\circ$ ). Сравнение полученных значений с предельно допустимой величиной  $\Delta\chi$  (3.23) в случае однородного излучателя с той же  $l_{pt} = 2.4$  мм (1.2 мм) показало снижение требований к точности выведения звуковой грани АО ячейки в 10 раз (в 4 раза). Для оценки этого результата следует учесть, что коммерческие образцы нелинейных двуосных кристаллов обычно изготавливаются с допуском ориентации угла среза менее  $0.25^\circ$  (для геометрий в главных плоскостях). Данный факт позволяет прогнозировать возможное применение обсуждаемого многофункционального АОД в устройствах оптоэлектроники. Уместно также указать, что при  $L_{pt} = 2.4$  мм предельная ширина его частотного диапазона  $\Delta f_{\max}$  (3.15) для коллимированного светового пучка составит  $f_0/2$ , т.е. будет немного ниже типичного для серийных узкоапертурных аналогов уровня.

Как следует из диаграммы волновых векторов на рис. 5.6а, рассматриваемый здесь способ компенсации ошибки изготовления ячейки не предполагает изменение параметра  $d_{ef}$  решетки с частотой. Поэтому, как было показано в разделе 5.3, концептуально он может быть реализован и с противофазной ФРП. Вместе с тем при использовании активной ФРП возможен и другой, более эффективный способ компенсации, состоящий в таком электронном сканировании ее ДН с частотой, при котором направление эквивалентного вектора  $\mathbf{K}$  ультразвукового поля остается ортогональным лучевой оси кристалла во всем рабочем диапазоне  $\Delta f$  АОД. Здесь, однако, стоит отметить, что такой способ требует несколько меньших размеров  $l$  и  $a$  решетки и более сложен в реализации, т.к. построен на измерении ДПФ АО ячейки. Перечисленные недостатки делают применение предложенного ранее способа более предпочтительным. На практике оптимальную величину сдвига фазы  $\Delta\Phi$  в нем можно определить минимизацией провала характеристики  $\zeta(f)$  АО ячейки, снимаемой для коллимированного светового пучка при угле падения  $\theta_i = 0^\circ$ . В то же время сохраняющуюся возможность электронного переключения ДН ФРП можно использовать для расширения диапазона  $\Delta\phi_a$  АОД при работе со слабо расходящимися световыми пучками.

Для объективности сравнения со случаем однородного излучателя (рис. 4.35) дальнейший анализ характеристик НС дифракции в поле ФРП проводился для решеток шириной  $L_{pt} \approx 5$  мм. Из тех же соображений рассматривался режим работы решетки с фиксированным значением

параметра  $d_{ef}$ . В этом случае ширина рабочих диапазонов АО ячейки определяется в основном размером  $L_{pt}$  решетки и слабо меняется с величиной  $\Delta\Phi$ , которая далее без потери общности полагалась равной  $\pi$ . Конкретные расчеты выполнялись для срезов  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub> с углом  $\chi = \chi_{ls}^{(a)} - 3'$  и  $\chi = 25.5^\circ$ , в которых испытуемый НС режим реализуется на частоте  $f_0 = 350.6$  МГц и 354.4 МГц соответственно. Выбор именно таких срезов был мотивирован тем, что первый из них (для него  $\Delta\chi = 3'$ ) является предельным для компенсации с использованием активной ФРП из двух секций с  $L_{pt} \approx 5$  мм (в нем  $d_{ef} \approx 6.5$  мм). Второй срез с  $\Delta\chi \approx 0.3^\circ$  имеет тот же смысл для ФРП из четырех секций с  $L_{pt} \approx 2$  мм (в нем  $d_{ef} \approx 1$  мм). При оговоренном выборе полной ширины  $L_{pt}$  и величины  $\Delta\Phi$  решетчатых преобразователей ее оптимальные параметры в исследуемых срезах йодноватой кислоты оказались следующими:  $N=2, l=2.2$  мм,  $a=0.2$  мм и  $N=10, l=0.4$  мм,  $a=0.1$  мм.

Угло-частотные характеристики изотропной  $s \rightarrow s$  АО дифракции в  $-1$ -ый порядок в поле противофазной ФРП в испытуемых срезах кристалла  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub> приведены на рис. 5.7. В расчетах величина акустической мощности выбиралась такой, чтобы обеспечить 100% эффективность дифракции  $\zeta$  в точках "LS" НС геометрии; ориентация поляризатора и анализатора была той же, что на рис. 4.35а. Можно видеть, что в обоих срезах внутренние диапазоны  $\zeta(\theta_i, f)$ , отвечающие рассеянию на лепестке ДН, развернутом в сторону нормали к лучевой оси, имеют характерную X-образную форму. Как и в случае однородного пьезообразователя (рис. 4.35а), деформация и последующий обрыв ветвей  $\zeta(\theta_i, f)$  здесь происходят вблизи точек осевой АО дифракции. Внешние дугообразные диапазоны обязаны своим существованием второму лепестку ДН противофазной ФРП, а различие их формы на рис. 5.7а и рис. 5.7б связано с разной ориентацией этого лепестка относительно нормали к лучевой оси.

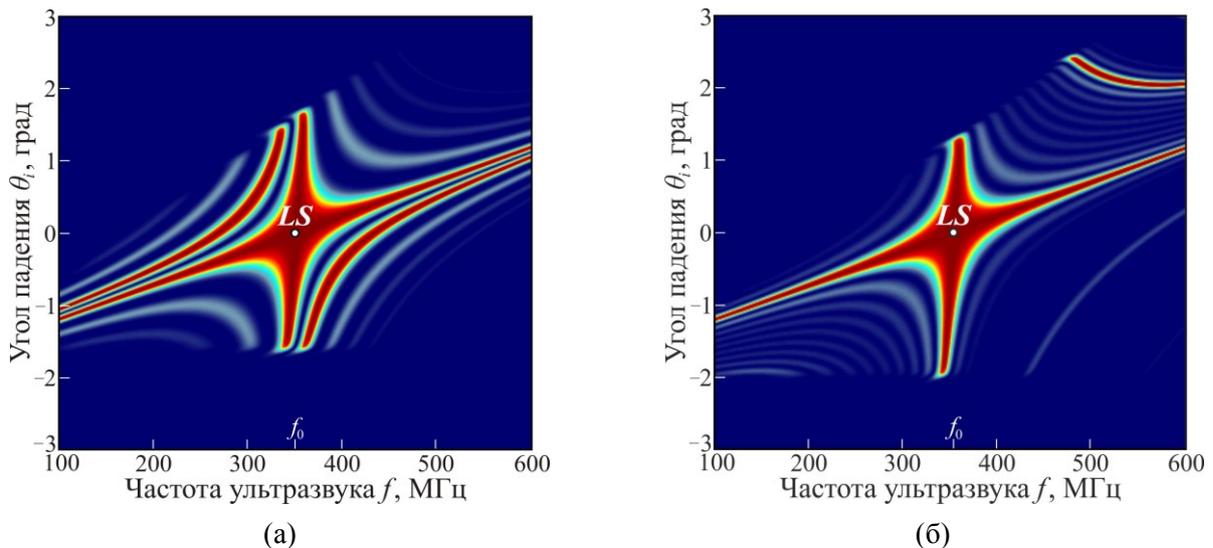


Рис. 5.7. Угло-частотные характеристики АО дифракции в акустическом поле противофазной ФРП в срезах с  $\chi - \chi_{ls}^{(a)} = -0.05^\circ$  (а) и  $\chi = 25.5^\circ$  (б) плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha$ -НЮ<sub>3</sub>; процесс  $s \rightarrow s$  в  $-1$ -ый порядок. Параметры ФРП:  $N=2, l=2.2$  мм,  $a=0.2$  мм (а);  $N=10, l=0.4$  мм,  $a=0.1$  мм (б). "LS" – рабочая точка низкоселективной геометрии, реализующейся при  $\theta_i \approx 0^\circ$  и  $f=f_0 \approx 350.6$  МГц (а),  $f=f_0 \approx 354.4$  МГц (б).

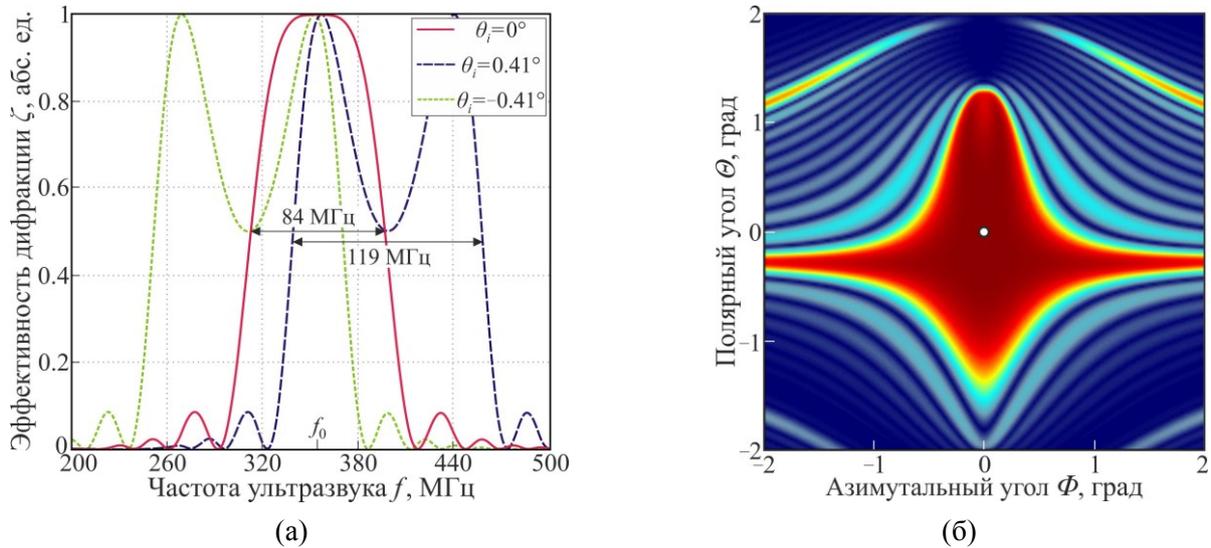


Рис. 5.8. Низкоселективная  $s \rightarrow s$  дифракция света в срезе  $\chi = 25.5^\circ$  плоскости  $XZ$  кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> в акустическом поле противофазной ФРП: частотные характеристики АО ячейки (а) и двумерная передаточная функция при  $f = f_0 \approx 354.4$  МГц (б). Параметры ФРП:  $N = 10$ ,  $l = 0.4$  мм,  $a = 0.1$  мм.

Эффективность предлагаемого метода компенсации ошибки ориентации образца двуосного кристалла под широкоапертурный АОД можно оценить из рис. 5.8а, на котором представлены частотные характеристики  $\zeta(f)$  варианта НС  $s \rightarrow s$  дифракции на рис. 5.7б для трех различных углов падения света:  $\theta_i = 0^\circ$  и  $\theta_i = \pm 0.41^\circ$ . Сопоставляя зависимости  $\zeta(f)$  на рис. 5.8а и рис. 4.35б (последний относится к НС геометрии в поле однородного излучателя), легко заметить, что, за исключением разного уровня боковых лепестков, они повторяют друг друга. В частности, в обеих геометриях предельный частотный диапазон  $\Delta f_{\max}$  ячейки составляет 119 МГц ( $\Delta \phi_a \approx 2.2^\circ$ ) и достигается при  $\theta_i = 0.41^\circ$ . ДПФ исследуемого здесь варианта НС дифракции на частоте  $f = f_0$  приведена на рис. 5.8б. Сравнение с аналогом в ячейке с однородным пьезопреобразователем (рис. 4.13а) показало, что она с хорошей точностью может быть приближена ДПФ на рис. 4.13а, сдвинутой вниз на величину  $\Delta \chi$ . При этом существенно, что минимальная полуширина ДПФ в точке (0,0) составляет  $0.6^\circ$ , т.е. смещение локуса НС дифракции относительно топологического центра структуры ФС в исследуемом срезе еще не сужает угловую апертуру АОД. Более того, в расчетах оказалось, что, несмотря на сканирование ЭФ с частотой, характер эволюции ДПФ на рис. 5.8б при изменении  $f$  повторяет показанный на рис. 4.13. Как следствие, диапазоны  $\Delta \phi_a$  и  $\Delta \theta_a$  широкоугольного АОД в таком срезе кристалла  $\alpha$ -ННО<sub>3</sub> будут определяться селективностью НС дифракции именно в плоскости  $XZ$ , что и делает компенсацию эффективной.

### 5.5. Дифракция неполяризованного излучения в поле ФРП в кристалле тиаурсенида таллия

В разделе 5.3 упоминалось, что изменение структуры зависимостей  $\theta_{\text{opt}}(f)$ , происходящее в срезах плоскости оптических осей двуосного кристалла при уменьшении  $d_{ef}$  относительно его

значения, требуемого для реализации НС дифракции, приводит к появлению в них новых, не чувствительных к поляризации падающего излучения режимов АО рассеяния. Существование таких режимов в кристалле  $\text{Ti}_3\text{AsS}_4$  демонстрирует рис. 5.9а, на котором показаны зависимости  $\theta_{\text{opt}}(f)$  в срезе  $\chi = 17.5^\circ$  его плоскости  $XZ$ , рассчитанные для  $d_{\text{ef}} = 3.4$  мм. Из графиков видно, что в этом случае ветви  $-1qe$  и  $-1qo$  ( $+1qe$  и  $+1qo$ ) пересекаются в точке "M" на частоте  $f_m = 83$  МГц ( $f_m = 74.2$  МГц), где их форма близка к линейной. Как уже отмечалось в разделе 3.3.3, область с такими свойствами оптимальна для АОМ неполяризованного света. Необходимо отметить, что в обнаруженной поляризационно-независимой геометрии разные оптические моды кристалла рассеиваются на разных лепестках ДН излучателя, которые должны иметь тут близкую высоту. По этой причине она существует как в двуосных, так и одноосных материалах [74,164,A13], но реализуется исключительно в поле противофазной ФРП. Существенно, что ее рабочая частота  $f_m$  определяется как срезом кристалла, так и величиной параметра  $d_{\text{ef}}$ , изменяя которые можно гибко управлять характеристиками АОМ [A4]. Для понимания силы и характера зависимости  $f_m$  от этих величин укажем, что при  $d_{\text{ef}} = 3.1$  мм вариант данной геометрии, происходящий в  $-1$ -ый порядок, наблюдается на частоте  $f_m = 175$  МГц (рис. 5.9б). С другой стороны, в срезе  $\text{Ti}_3\text{AsS}_4$  с углом  $\chi = 18^\circ$  такой величине  $f_m$  отвечает ощутимо меньшее значение  $d_{\text{ef}} \approx 1.8$  мм. Отметим, что очевидная из этих данных сильная зависимость  $f_m(\chi)$  предъявляет крайне высокие требования к точности измерения угла среза  $\chi$  образца, необходимой для соответствия рабочих диапазонов АОМ заданным параметрам. Так, для режимов на рис. 5.9б расчеты показали, что при ошибке измерения  $\Delta\chi = \pm 1'$  их частоты  $f_m$  отклонятся от проектного значения примерно на 10%, тогда как в случае с режимами на рис. 5.9а та же ошибка  $\Delta\chi$  либо изменит их рабочую частоту почти на 50% (при  $\Delta\chi = -1'$ ), либо вовсе приведет к их исчезновению (при  $\Delta\chi = 1'$ ).

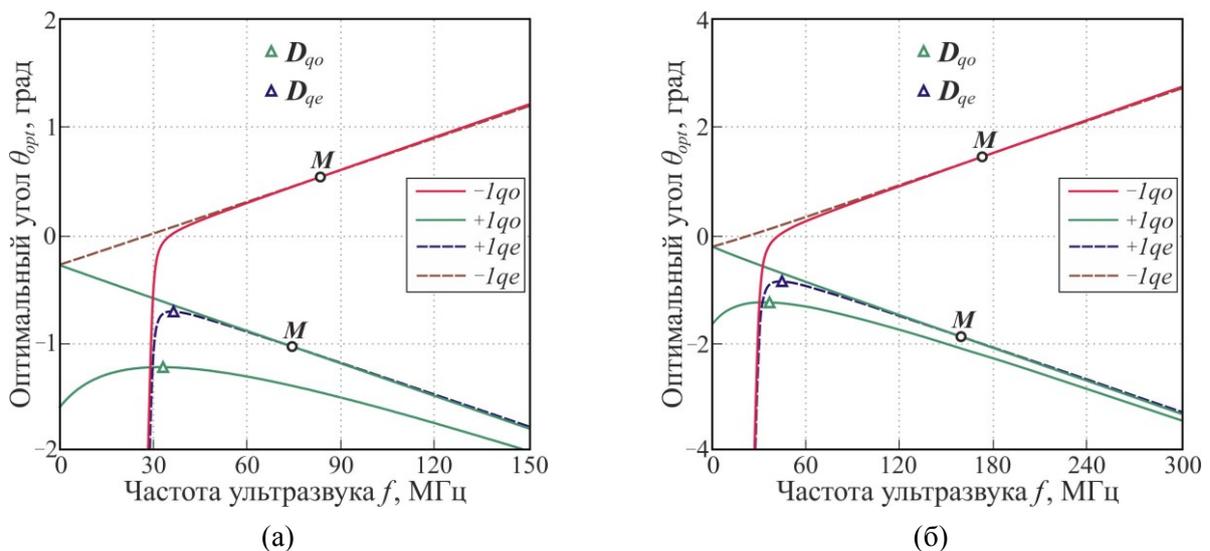


Рис. 5.9. Частотные зависимости оптимальных углов падения в акустическом поле противофазной ФРП в срезе  $\chi = 17.5^\circ$  плоскости  $XZ$  кристалла  $\text{Ti}_3\text{AsS}_4$ . Параметры ФРП:  $N = 2$ ,  $l = 1.1$  мм,  $a = 0.2$  мм (а);  $N = 2$ ,  $l = 1$  мм,  $a = 0.2$  мм (б). "M" – рабочие точки поляризационно-нечувствительных АО модуляторов.

Особый интерес на рис. 5.9 представляет пересечение ветвей  $+lqe$  и  $+lqo$ , содержащих рабочие точки " $D_{qo}$ " и " $D_{qe}$ " вариантов широкополосной АО дифракции, реализующихся на  $qo$ - и  $qe$ -волне. Поскольку обе эти ветви относятся к рассеянию света на ЭФ ультразвукового поля с углом  $\sigma_-$  ( $\sigma_- < 0$ ), причиной к такой ситуации служит поляризационно-независимая геометрия на рис. 3.13. Отсюда понятно, что место этого пересечения зависит от угла среза  $\chi$  и параметра  $d_{ef}$  ФРП, а отвечающая ему частота является общей точкой зависимостей  $\chi_-(f)$  и  $f_m(\chi_v)$  (рис. 3.13б). При этом, как показали расчеты, определенным выбором  $d_{ef}$  можно добиться его расположения между точками " $D_{qo}$ " и " $D_{qe}$ ", совмещенными по углу падения  $\theta_i$  [A13]. Этот уникальный случай иллюстрирует рис. 5.10а, на котором представлены зависимости  $\theta_{opt}(f)$  в срезе  $\text{P}_3\text{AsS}_4$  с углом  $\chi = 17.9^\circ$ , рассчитанные для  $d_{ef} = 0.56$  мм. При таких значениях  $\chi$  и  $d_{ef}$  пересечение ветвей  $+lqe$  и  $+lqo$  (точка " $D$ " на рис. 5.10а) происходит на частоте  $f_w = 107.3$  МГц и реализует общую для обеих оптических мод широкую частотную область, оптимальную для использования в АОД неполяризованного света. Анализ векторных диаграмм показал, что в материалах с умеренным двулучепреломлением частота  $f = f_w$  и угол падения  $\theta_i = \theta_w$ , отвечающие найденной геометрии, следующим образом выражаются через параметр  $d_{ef}$  ФРП:

$$\theta_w \approx -p \sqrt{2\lambda/d_{ef}} / \sqrt{n_y} - \phi_{LS}/2; \quad f_w \approx V \sqrt{2n_y} / \sqrt{\lambda d_{ef}}. \quad (5.32)$$

Здесь  $\phi_{LS}$  – угол разделения пучков для НС геометрии в выбранном срезе кристалла, а порядок АО дифракции  $p = 1$  ( $p = -1$ ) при  $\chi > \gamma$  ( $\chi < \gamma$ ). Интересно отметить, что по своей структуре вторая формула (5.32) повторяет известный аналог в оптически изотропной среде [240]. Кардинальное отличие состоит в том, что оптимальная величина  $d_{ef}$  здесь определяется срезом кристалла (т.е. не может задаваться произвольно) и находится как

$$1/d_{ef} \approx n_y \{ 2(\chi - \gamma)^2 + (\phi_{LS}/2)^2 / 2 \} / \lambda. \quad (5.33)$$

С учетом (5.32) это определяет линейную зависимость  $f_w(\chi)$  в представляющей практический интерес области  $|\chi - \gamma| \gg \Delta\gamma$ , наклон которой практически не зависит от двуосности и раствора конуса внешней рефракции используемого материала. Получаемый при этом широкий диапазон изменения  $f_w$  позволяет оптимизировать диапазоны поляризационно-нечувствительного АОД под каждую конкретную решаемую задачу.

Частотные характеристики поляризационно-независимой АО дифракции в срезе  $\text{P}_3\text{AsS}_4$  с углом  $\chi = 17.9^\circ$  в поле противофазной ФРП из  $N = 12$  секций с  $L_{pt} \approx 3.4$  мм показаны на рис. 5.9б. В расчетах угол падения был выбран таким ( $\theta_i \approx -2.4^\circ$ ), чтобы обеспечить наиболее широкий частотный диапазон  $\Delta f$  дифракции неполяризованного излучения по уровню  $-1$  дБ. Как следует из графиков, для исследуемой АО ячейки он составляет 29 МГц, что соответствует диапазону углов сканирования  $\Delta\phi_a \approx 1.5^\circ$ . Здесь необходимо отметить, что вследствие разной крутизны зависимостей  $\theta_i(d_{ef})$  в точках " $D_{qo}$ " и " $D_{qe}$ " на рис. 5.10а для получения близких значений  $\Delta\phi_a$  в

такой ячейке точность измерения угла среза образца должна быть не ниже  $2'$ . Эта особенность затрудняет применение в предлагаемом АОД материалов с  $\Delta\gamma > 0.5^\circ$ .

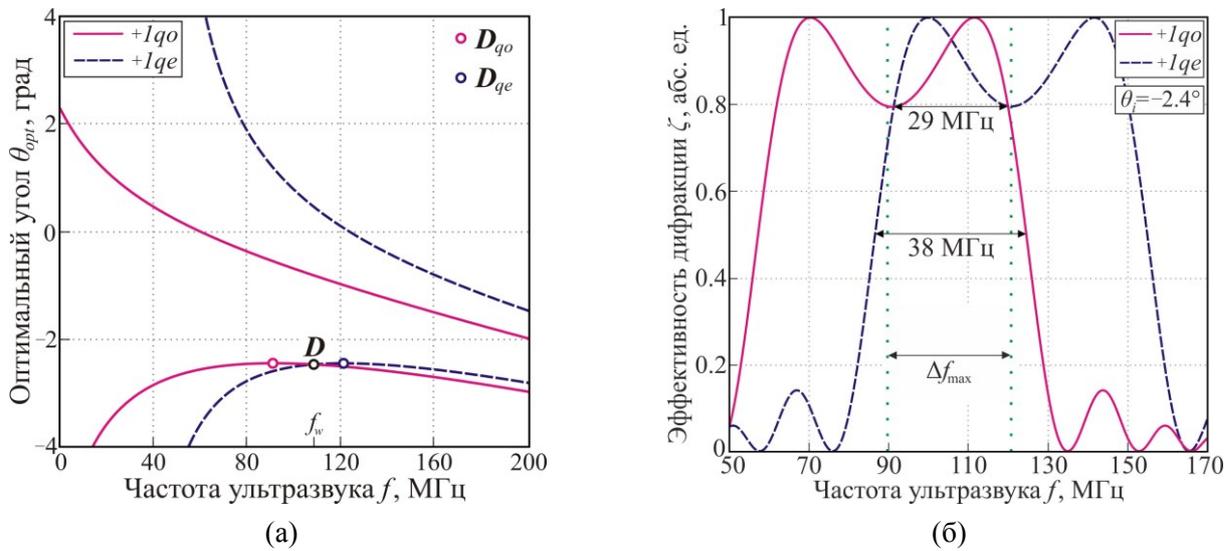


Рис. 5.10. Поляризационно-независимая широкополосная дифракция в срезе  $\chi = 17.9^\circ$  кристалла  $Tl_3AsS_4$  в акустическом поле противофазной ФРП: частотные зависимости оптимальных углов падения (а) и частотная характеристика дифракции при  $\theta_i = -2.4^\circ$  (б). Параметры ФРП:  $N = 12$ ,  $l = 0.18$  мм,  $a = 0.1$  мм. Рабочая точка поляризационно-нечувствительного АО дефлектора отмечена как "D" на рис. 5.10а. Зеленый пунктир (б) – центры областей интенсивной перекачки энергии световых мод в +2-ой порядок.

Более подробный анализ показал, что в исследуемой АО ячейке указанное ранее значение  $\Delta f = 29$  МГц достижимо только в режиме низкой эффективности дифракции. При этом в режиме  $\zeta_{max} \sim 1$  предельная величина  $\Delta f$  составляет порядка 23 МГц и ограничивается перекачкой света в +2-ой порядок, которая происходит на паразитном лепестке ДН противофазной ФРП вблизи точек " $D_{qo}$ " и " $D_{qe}$ " на рис. 5.10а. Интервал  $\Delta f_{max}$  между центрами областей перекачки энергии для разных оптических мод в выбранном срезе  $Tl_3AsS_4$  равен 30 МГц, причем на более низких частотах перекачку испытывает  $qe$ -волна. Ширину  $\Delta f_{et}$  областей перекачки можно оценить как

$$\Delta f_{et} \approx V / |L_{pt} \sin \theta'_w|, \quad (5.34)$$

где  $\theta'_w$  – лучевой угол падения, разный для  $qo$ - и  $qe$ -волны. Принимая во внимание (5.34) и тот факт, что ширина частотного диапазона для каждой из мод здесь пропорциональна  $1/\sqrt{L_{pt}}$ , легко понять, что применение в предлагаемом АОД материалов с бóльшим значением  $\Delta\gamma_a$  позволит получить выигрыш в величине  $\Delta\phi_a$ , но не в относительной рабочей полосе  $\Delta f/f_w$ . Для получения бóльших значений  $\Delta f/f_w$  необходимо использовать ФРП с нарушенной симметрией ДН. Так, в случае четырехфазной решетки с  $\Delta\Phi = \pi/2$  предельная для геометрии на рис. 5.10а величина  $\Delta f$  возрастает до 40 МГц (по уровню  $-1$  дБ) и достигается при  $L_{pt} = 2.4$  мм. Важно указать, что при использовании такой ФРП обсуждаемый прибор целесообразно изготавливать из материалов с низким двулучепреломлением. Это обеспечит лучшее перекрытие характеристик  $\zeta(f)$  для  $qo$ - и

$qe$ -волны и позволит радикально снизить требования к точности измерения угла среза образца. Препятствием к применению подобной ФРП является ее низкая технологичность, связанная, в том числе с вдвое меньшим периодом структуры, необходимым для достижения того же  $d_{ef}$ .

Еще большие возможности для управления неполяризованным излучением предоставляют срезы плоскости  $XZ$  кристалла  $Tl_3AsS_4$ , немного меньшие НС. Причиной этому служит то, что в них поляризационно-независимая геометрия реализуется даже в поле однородного излучателя (раздел 3.3.3). Ее главным недостатком является сильная зависимость частоты ФС  $f_m$  от угла  $\chi$  в области умеренных значений  $f_m$  (рис. 3.13б), предъявляющая за пределами высокие требования к точности изготовления АО ячейки. Вместе с тем, опираясь на результаты раздела 5.4, можно прогнозировать возможность значительного снижения этих требований за счет использования активной ФРП. Для подробного анализа такой возможности был выбран срез с углом  $\chi = 16.7^\circ$ , частотные зависимости углов Брэгга в котором представлены на рис. 5.11а. Из графиков видно, что поляризационно-независимые режимы (точки "М") в  $-1$ -ый и  $+1$ -ый порядок реализуются в нем при  $f_m = 238$  МГц и  $f_m = 232.6$  МГц соответственно. В ходе расчетов было установлено, что при ошибке ориентации звуковой грани ячейки  $\Delta\chi = \pm 3'$  относительное изменение частоты ФС этих режимов достигает 20%, что является критичным даже для широкополосного АОМ. В то же время при использовании срезов с  $\chi \approx 16.8^\circ$ , в которых  $f_m \sim 140$  МГц, та же ошибка  $\Delta\chi$  может отклонить центральную частоту АОМ от проектной более чем на 50%.

Возможность гибкого управления частотой  $f_m$  исследуемой здесь геометрии за счет ФРП иллюстрирует рис. 5.11б-г, на котором показана эволюция зависимостей  $\theta_{opt}(f)$  в выбранном срезе кристалла  $Tl_3AsS_4$  при уменьшении параметра  $d_{ef}$  противофазной ФРП от 9.9 до 4.7 мм. Можно видеть, что для значений  $d_{ef} < 4.7$  мм в каждом из порядков наблюдается по три (ВЧ, СЧ и НЧ) различных поляризационно-независимых режима дифракции. Наиболее высокочастотные из них реализуются при рассеянии на ЭФ с  $\sigma_-$  (на лепестке ДН, развернутом в сторону меньших углов  $\chi$ ), тогда как остальные – на ЭФ с  $\sigma_+$ . В случае  $d_{ef} \approx 4.7$  мм СЧ и НЧ режимы объединяются в один, наблюдающийся на частоте  $f_m \approx 135$  МГц, и исчезают при дальнейшем уменьшении  $d_{ef}$ . Такая ситуация отвечает касанию и последующему отдалению зависимостей  $f_m(\chi_v)$  (рис. 3.13б) и  $\chi_+(f)$ . Из приведенных данных нетрудно заключить, что при использовании активной ФРП из двух элементов с  $d \approx 1$  мм в выбранном срезе  $Tl_3AsS_4$  можно получить любое значение  $f_m$  (путем изменения сдвига фазы  $\Delta\Phi$ ) от 30 до 270 МГц. Более того, требуемые для этого значения  $|\Delta\Phi|$  не превышают  $0.5\pi$ . На практике продемонстрированный способ управления частотой  $f_m$  даст возможность заметно понизить требования к точности ориентирования образца кристалла под поляризационно-нечувствительный АОМ. Так, например, при проектном значении  $\chi = 16.8^\circ$  и центральной частоте  $f_m = 120$  МГц активная ФРП с вышеуказанными параметрами позволяет скомпенсировать ошибку  $\Delta\chi$  выведения звуковой грани ячейки, если она не превышает  $\pm 0.2^\circ$ .

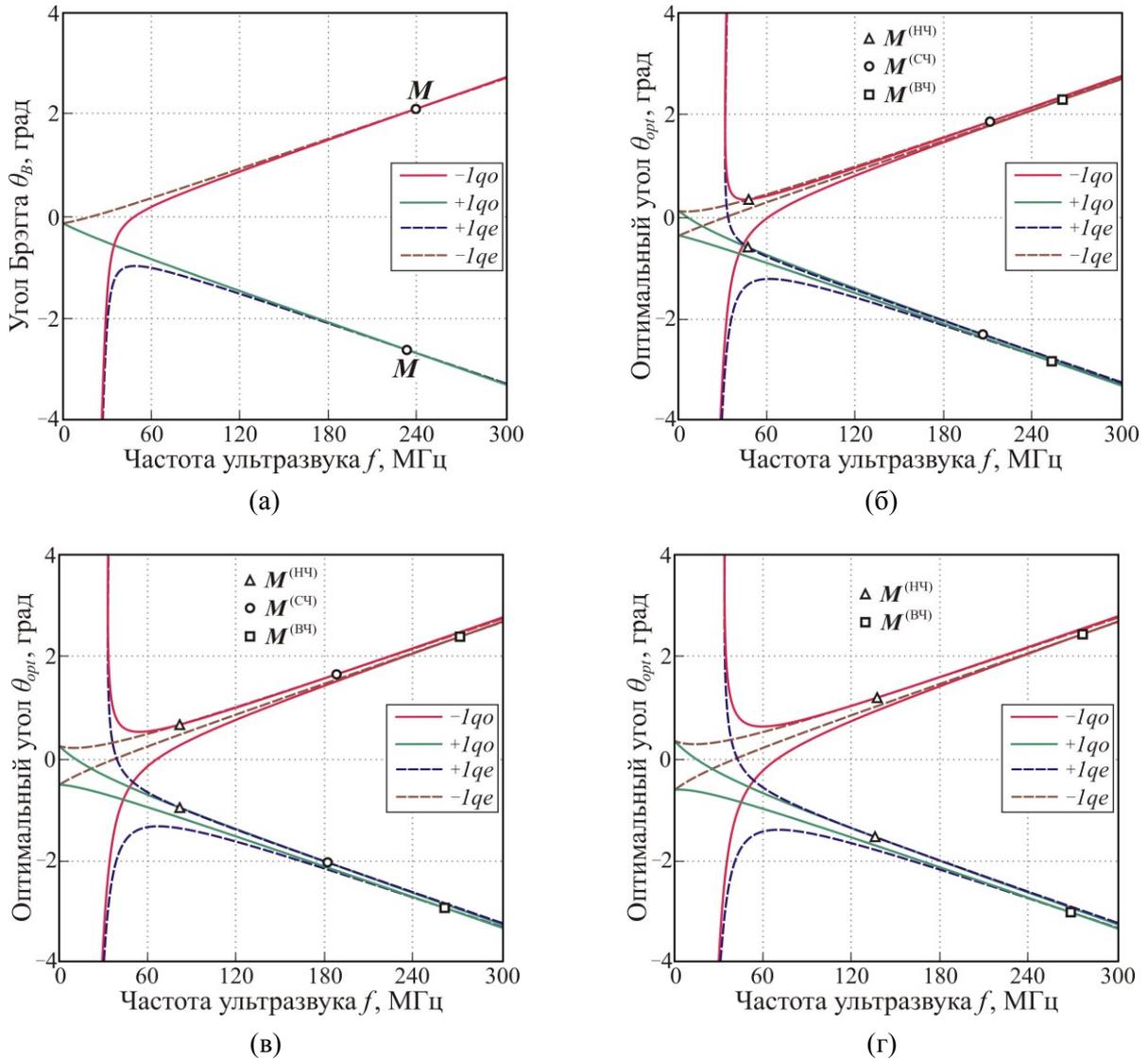


Рис. 5.11. Частотные зависимости оптимальных углов падения в срезе  $\chi = 16.7^\circ$  плоскости  $XZ$  кристалла  $Tl_3AsS_4$  в акустическом поле однородного пьезопреобразователя (а) и противофазной ФРП (б-г) с параметрами:  $N=2$ ,  $l=3.4$  мм,  $a=0.2$  мм (б);  $N=2$ ,  $l=2$  мм,  $a=0.2$  мм (в);  $N=2$ ,  $l=1.6$  мм,  $a=0.2$  мм (г). "M" – рабочие точки АО модуляторов интенсивности неполяризованного света.

Но еще более важно, что при использовании в комбинации с активной ФРП обсуждаемая поляризационно-независимая геометрия позволяет реализовать конкурентный светосильный АОД неполяризованного излучения. Идея состоит в расширении частотного диапазона АО дифракции за счет электронной подстройки главного лепестка ДН решетки под меняющийся с частотой угол Брэгга. К сожалению, вследствие разной селективности процессов  $qo \rightarrow qe$  и  $qe \rightarrow qo$  точная подстройка здесь возможна только для одной из оптических мод. По этой причине в таком АОД величина  $\Delta\Phi$  на каждой частоте из рабочего диапазона  $\Delta f$  должна выбираться так, чтобы уравнивать и по возможности максимизировать значения эффективности дифракции для обеих мод. В дальнейших расчетах она бралась в виде линейной комбинации оптимальных значений  $\Delta\Phi$  для  $qo$ - и  $qe$ -моды, веса в которой были разными для разных

склонов характеристики  $\zeta(f)$  и подбирались из соображений максимизации общего для обеих мод частотного диапазона по уровню  $-1$  дБ.

Дальнейший анализ возможности создания такого АОД на кристалле  $\text{Тl}_3\text{AsS}_4$  проводился для среза с углом  $\chi = 16.8^\circ$ . За основу был взят вариант поляризационно-независимой геометрии в  $-1$ -ый порядок, реализующийся в поле однородного излучателя при  $\theta_i = 1.1^\circ$  и  $f_m \approx 140$  МГц. Расчеты проводились для активной ФРП из двух секций со следующими параметрами:  $l = 1$  мм,  $a = 0.2$  мм. Частотные характеристики дифракции в такой ячейке при угле падения света  $\theta_i = 1.1^\circ$  показаны на рис. 5.12а. Из графиков ясно, что в этом случае общий для  $qo$ - и  $qe$ -моды диапазон по уровню  $-1$  дБ составляет  $\Delta f = 32$  МГц ( $\Delta\phi_a \approx 1.6^\circ$ ). Важно отметить, что, поскольку в основе этого АОД лежит критичный по частоте вариант АО рассеяния, его диапазон  $\Delta\phi_a$  может быть заметно расширен при понижении центральной частоты  $f_w$ . Для этого, согласно результатам на рис. 5.11, необходимо уменьшить угол падения  $\theta_i$  и выбрать такую величину сдвига фазы  $\Delta\Phi_w$  на частоте  $f_w$ , чтобы для этой частоты реализовалась поляризационно-независимая геометрия. Полученные в рамках такого подхода частотные характеристики  $\zeta(f)$  для значения  $f_w = 100$  МГц ( $\theta_i \approx 0.75^\circ$ ,  $\Delta\Phi_w \approx \pi/9$ ) представлены на рис. 5.12б. Можно видеть, что в этом случае общий для обеих мод диапазон  $\Delta f$  расширяется до 40 МГц ( $\Delta\phi_a \approx 2.1^\circ$ ).

Как и в случае с АОМ, электронный способ управления частотой  $f_w$  здесь позволяет также заметно понизить требования к точности изготовления АО ячейки. Например, при центральной частоте  $f_w = 100$  МГц (случай на рис. 5.12б) допустимая ошибка  $\Delta\chi$  ориентирования звуковой грани образца  $\text{Тl}_3\text{AsS}_4$  составляет порядка  $0.2^\circ$ . Уместно также указать, что полученные здесь диапазоны  $\Delta\phi_a$  не являются предельными и могут быть заметно расширены при использовании материалов с  $\Delta\gamma < 0.5^\circ$  в комбинации с четырехэлементной активной ФРП.

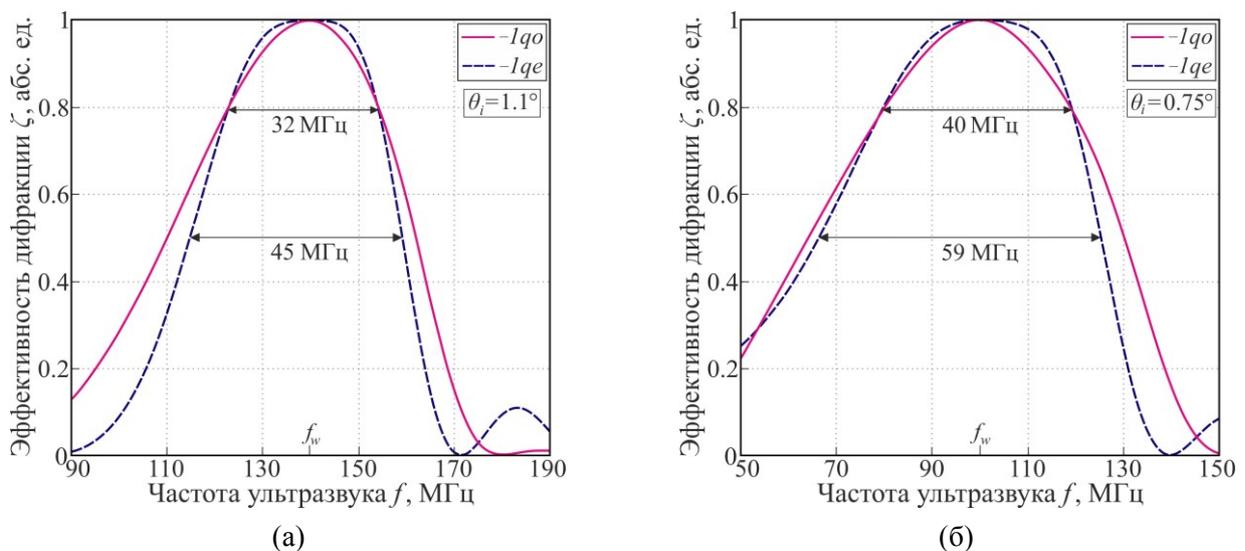


Рис. 5.12. Частотные характеристики поляризационно-независимой широкополосной дифракции света при  $\theta_i = 1.1^\circ$  (а) и  $\theta_i = 0.75^\circ$  (б) в АО ячейке на кристалле  $\text{Тl}_3\text{AsS}_4$  с углом среза  $\chi = 16.8^\circ$  плоскости  $XZ$  и электронно-управляемой ФРП с параметрами:  $N = 2$ ,  $l = 1$  мм,  $a = 0.2$  мм.

## Основные результаты Главы 5

В данной главе используются материалы, опубликованные в статьях [А4,А13].

1. Получено строгое решение задачи АО дифракции в акустическом поле, создаваемом фазированной решеткой пьезопреобразователей, на элементы которой подаются одинаковые по амплитуде гармонические электрические сигналы с линейно нарастающей от секции к секции фазой. Полученное решение справедливо в режимах слабого и сильного АО взаимодействия, а также произвольного числа секций. Определены условия, при которых в АО ячейках с ФРП, работающей в таком режиме, достигается наибольшая эффективность дифракции. Для решеток с фиксированным сдвигом фазы на секцию разработан метод расчета частотных зависимостей оптимальных углов падения, являющихся обобщением углов Брэгга на случай ФРП.

2. На примере кристалла йодноватой кислоты проведено исследование характеристик низкоселективной геометрии АО дифракции в плоскости оптических осей в акустическом поле противофазной ФРП. Установлено, что в таком случае эта геометрия может быть реализована в широком диапазоне срезов кристалла. Данный факт открывает возможности для компенсации неточности ориентирования звуковой грани ячейки, вырезанной под низкоселективный режим дифракции в поле однородного преобразователя. Показано, что при использовании электронно-управляемой ФРП из двух секций требования к точности изготовления ячейки снижаются примерно в 4 раза.

3. На примере кристалла тиаорсенида таллия изучены характеристики нечувствительных к поляризации падающего излучения геометрий анизотропного АО взаимодействия в плоскости оптических осей, реализующихся в акустическом поле противофазной ФРП. Установлено, что в них разные оптические моды двуосного кристалла могут рассеиваться как на разных лепестках диаграммы направленности преобразователя, так и на одном и том же лепестке. Доказано, что на основе одной из таких геометрий может быть реализован широкополосный АО дефлектор неполяризованного излучения. Обнаружено, что при использовании противофазной решетки его предельный диапазон углов сканирования в режиме сильного взаимодействия определяется процессами перекачки световой энергии в старший порядок. Предложен светосильный АО дефлектор, лишенный этого недостатка, который функционирует на основе поляризационно-независимого режима АО дифракции в акустическом поле электронно-управляемой ФРП.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

В диссертационной работе проведено теоретическое исследование особенностей АО взаимодействия в оптически двуосных кристаллах. Основные результаты и выводы диссертационной работы заключаются в следующем:

1. Проведен исчерпывающий анализ структуры АО синхронизма в главных плоскостях двуосного кристалла. Установлено, что в двух из них реализуются три различных режима широкоапертурной дифракции – низкочастотная (НЧ), среднечастотная (СЧ) и высокочастотная (ВЧ), тогда как в третьей плоскости существует только ВЧ геометрия. Показано, что в одном из срезов плоскости оптических осей наблюдается уникальный, одновременно широкоапертурный и широкополосный режим АО взаимодействия, названный низкоселективным.

2. Установлено, что в плоскости оптических осей двуосного кристалла существует особая геометрия АО дифракции, при которой обе световые моды испытывают одновременное рассеяние в один порядок. Показано, что такая геометрия оптимальна для АО модулятора интенсивности неполяризованного излучения. Частота ее фазового синхронизма зависит от угла среза кристалла и варьируется в широких пределах, что позволяет оптимизировать рабочий диапазон частот АО модулятора под каждую конкретную задачу.

3. Для всех конфигураций широкоапертурной АО дифракции в главных плоскостях двуосного кристалла исследована форма двумерной передаточной функции. Установлено, что для вариантов ВЧ и НЧ геометрий такая функция имеют Х-образную структуру, а для СЧ геометрии – О-образный вид. Кроме того, существуют переходные топологии V-, U- и  $\Omega$ -типа.

4. Проведен детальный анализ характеристик низкоселективных режимов АО рассеяния в двуосном кристалле в ситуации, когда направление ультразвука либо принадлежит плоскости оптических осей, либо ортогонально к ней. Для таких вариантов дифракции света исследована форма частотных зависимостей углов Брэгга, диапазонов взаимодействия и двумерных передаточных функций. Обоснована возможность создания на их основе специальных АО дефлекторов, способных сканировать оптические пучки с широким угловым спектром. Доказано, что подобные приборы могут заметно превосходить существующие аналоги не только по угловой апертуре, но и по диапазону углов сканирования.

5. Получено строгое решение задачи АО дифракции в акустическом поле, создаваемом фазированной решеткой преобразователей (ФРП), на элементы которой подаются электрические сигналы с линейно нарастающей от секции к секции фазой. Полученное решение справедливо в режимах слабого и сильного АО взаимодействия, а также произвольного числа секций. Для частного случая противофазной решетки разработаны методы расчета частотных зависимостей оптимальных углов, являющихся обобщением углов Брэгга на случай ФРП.

6. Исследованы характеристики поляризационно-независимых режимов АО рассеяния, реализующихся в плоскости оптических осей кристалла тимоарсенида таллия в акустическом поле антифазной ФРП. Доказано, что на основе одной из таких геометрий может быть реализован конкурентоспособный АО дефлектор неполяризованного излучения. Предложен также и другой способ создания такого АО прибора, состоящий в использовании поляризационно-независимого режима АО дифракции в акустическом поле электронно-управляемой ФРП.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает глубокую благодарность и признательность людям, без которых появление данного труда было бы невозможным:

моему научному руководителю, Балакшию Владимиру Ивановичу, за предоставленную тему, чуткое руководство и помощь на всех этапах работы, терпение и доброе отношение;

моим родителям за понимание, терпение, поддержку и мотивацию;

Манцевичу Сергею Николаевичу, Юшкову Константину Борисовичу и Волошинову Виталию Борисовичу за плодотворное сотрудничество, конструктивную критику и интерес к работе;

Поликарповой Наталье Вячеславовне, Милькову Максиму Германовичу, Дьяконову Евгению Алексеевичу, Хоркину Владимиру Сергеевичу и всему коллективу лаборатории акустооптики и оптоэлектроники кафедры физики колебаний физического факультета МГУ за поддержку и приятную атмосферу в коллективе.

## ПУБЛИКАЦИИ АВТОРА ТО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

*Публикации в рецензируемых журналах, удовлетворяющих*

*Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова:*

- A1. V.I. Balakshy, **М.И. Купрейчик**. *Anisotropic light diffraction in a biaxial crystal of alpha-iodic acid* // *Physics of Wave Phenomena*, 2016, Vol. 24, No. 1, P. 58–63. Импакт-фактор 1.3 (JIF). EDN: VOQNWD. Общий объем статьи = 0.4 п.л., личный вклад = 0.2 п.л.
- A2. **М.И. Купрейчик**, В.И. Балакший. *Пространственная структура акустооптического синхронизма в двуосном кристалле йодноватой кислоты* // *Оптика и спектроскопия*, 2017, Т. 123, № 3, С. 439–446. Импакт-фактор 0.27 (РИНЦ). EDN: ZFRKFR. Общий объем статьи = 0.5 п.л., личный вклад = 0.3 п.л.  
Переводная версия: **М.И. Купрейчик**, V.I. Balakshy. *The spatial structure of acousto-optic phase matching in biaxial crystal of alpha-iodic acid* // *Optics and Spectroscopy*, 2017, Vol. 123, No. 3, P. 463–470. Импакт-фактор 0.145 (SJR). EDN: UXYPQD. Общий объем статьи = 0.5 п.л., личный вклад = 0.3 п.л.
- A3. **М.И. Купрейчик**, V.I. Balakshy. *Peculiarities of acousto-optic interaction in biaxial crystal of alpha-iodic acid* // *Applied Optics*, 2018, Vol. 57, No. 20, P. 5549–5555. Импакт-фактор 1.7 (JIF). EDN: YCBFKP. Общий объем статьи = 0.6 п.л., личный вклад = 0.4 п.л.
- A4. V. Balakshy, **М. Купрейчик**, S. Mantsevich, V. Molchanov. *Acousto-optic cells with phased-array transducers and their application in systems of optical information processing* // *Materials*, 2021, Vol. 14, No. 2, P. 451. Импакт-фактор 3.2 (JIF). EDN: DWAJVL. Общий объем статьи = 0.8 п.л., личный вклад = 0.3 п.л.
- A5. В.И. Балакший, **М.И. Купрейчик**, С.Н. Манцевич, В.Э. Пожар. *Акустооптические устройства на основе двуосных кристаллов ромбической сингонии* // *Известия Российской академии наук. Серия физическая*, 2021, Т. 85, № 6, С. 788–793. Импакт-фактор 0.438 (РИНЦ). EDN: HFQQYL. Общий объем статьи = 0.4 п.л., личный вклад = 0.2 п.л.  
Переводная версия: V.I. Balakshy, **М.И. Купрейчик**, S.N. Mantsevich, V.E. Pozhar. *Acousto-optical devices based on biaxial crystals of rhombic syngony* // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, 2021, Vol. 85, No. 6, P. 612–616. Импакт-фактор 0.253 (SJR). EDN: VHFUGZ. Общий объем статьи = 0.4 п.л., личный вклад = 0.2 п.л.
- A6. **М.И. Купрейчик**, V.I. Balakshy, V.E. Pozhar. *Wide-angle acousto-optic devices based on isotropic light scattering in biaxial crystals* // *Journal of Physics: Conference Series*, 2021, Vol. 2091, P. 012010. Импакт-фактор 0.187 (SJR). EDN: OKVHJQ. Общий объем статьи = 0.5 п.л., личный вклад = 0.3 п.л.

- A7. **M.I. Kupreychik**, K.B. Yushkov. *Topological evolution of acousto-optic transfer functions in biaxial crystals* // Journal of the Optical Society of America B, 2022, Vol. 39, No. 12, P. 3169–3177. Импа́кт-фа́ктор 1.9 (JIF). EDN: VYYIOW. Общий объем статьи = 0.7 п.л., личный вклад = 0.4 п.л.
- A8. **M.I. Kupreychik**, A.I. Chizhikov, K.B. Yushkov. *Biaxial AOTF transfer functions for spatial image filtering* // Proceedings of SPIE – The International Society for Optical Engineering, 2022, Vol. 12316, P. 1231603. Импа́кт-фа́ктор 0.146 (SJR). DOI: 10.1117/12.2641893. Общий объем статьи = 0.4 п.л., личный вклад = 0.2 п.л.
- A9. В.Я. Молчанов, **M.I. Купрейчик**, Н.Ф. Науменко, А.И. Чижиков, К.Б. Юшков, С.И. Чижиков. *Акустооптическое взаимодействие в двуосных кристаллах* // Кристаллография, 2023, Т. 68, № 5, С. 677–696. Импа́кт-фа́ктор 0.477 (РИНЦ). EDN: DKZBPS. Общий объем статьи = 1.5 п.л., личный вклад = 0.5 п.л.
- Переводная версия: V.Ya. Molchanov, **M.I. Kupreychik**, N.F. Naumenko, A.I. Chizhikov, K.B. Yushkov, S.I. Chizhikov. *Acousto-optic interaction in biaxial crystals* // Crystallography Reports, 2023, Vol. 68, No. 5, P. 653–671. Импа́кт-фа́ктор 0.5 (JIF). EDN: EURING. Общий объем статьи = 1.5 п.л., личный вклад = 0.5 п.л.
- A10. **M.I. Купрейчик**, В.И. Балакший, В.Э. Пожар. *Квазиколлинеарная акустооптическая дифракция в двуосном кристалле  $Tl_3PSe_4$*  // Оптический журнал, 2023, Т. 90, № 11, С. 17–28. Импа́кт-фа́ктор 0.21 (РИНЦ). EDN: CGMSCH. Общий объем статьи = 0.7 п.л., личный вклад = 0.5 п.л.
- Переводная версия: **M.I. Kupreychik**, V.I. Balakshy, V.E. Pozhar. *Quasi-collinear acousto-optic diffraction in a biaxial crystal of  $Tl_3PSe_4$*  // Journal of Optical Technology, 2023, Vol. 90, No. 11, P. 646–653. Импа́кт-фа́ктор 0.6 (JIF). EDN: NMXRVE. Общий объем статьи = 0.7 п.л., личный вклад = 0.5 п.л.

*Прочие публикации по теме диссертации:*

- A11. **M.I. Kupreychik**, V.I. Balakshy. *Investigation of close to collinear anisotropic acousto-optic interaction in a biaxial crystal of alpha-iodic acid* // Proceedings of SPIE – The International Society for Optical Engineering, 2019, Vol. 11210, P. 112100O. Импа́кт-фа́ктор 0.146 (SJR). EDN: LBRGRU. Общий объем статьи = 0.5 п.л., личный вклад = 0.4 п.л.
- A12. **M.I. Kupreychik**, V.I. Balakshy, S.N. Mantsevich. *Extraordinary variants of anisotropic acousto-optic interaction in optically biaxial crystals* // Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems, WECOMF – Conference Proceedings, 2020, P. 9131520. Импа́кт-фа́ктор 0.146 (SJR). EDN: EWXQKS. Общий объем статьи = 0.6 п.л., личный вклад = 0.4 п.л.

- A13. **M.I. Kupreychik**, V.I. Balakshy, S.N. Mantsevich. *Diffraction of unpolarized radiation in acousto-optic cells based on biaxial crystals with phased-array transducers* // Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems, WECONF – Conference Proceedings, 2021, P. 9470694. Импакт-фактор 0.146 (SJR). EDN: MEYLOC. Общий объем статьи = 0.6 п.л., личный вклад = 0.4 п.л.
- A14. **M.I. Kupreychik**, V.I. Balakshy, S.N. Mantsevich. *Spectral-polarization acousto-optic filtration based on alpha-iodic acid biaxial crystals* // Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems, WECONF – Conference Proceedings, 2022, P. 9803450. Импакт-фактор 0.146 (SJR). EDN: PNBHZF. Общий объем статьи = 0.5 п.л., личный вклад = 0.3 п.л.
- A15. **M.I. Kupreychik**, V.I. Balakshy, V.E. Pozhar. *Spatial filtering of optical images in acousto-optic cells based on biaxial crystal* // 2022 International Conference on Information, Control, and Communication Technologies (ICCT), 2022, P. 9976765. DOI: 10.1109/ICCT56057.2022.9976765. Общий объем статьи = 0.6 п.л., личный вклад = 0.4 п.л.
- A16. **M.I. Kupreychik**, A.I. Chizhikov, K.B. Yushkov. *Biaxial AOTF transfer functions for spatial image filtering* // Proceedings of SPIE, 2022, Vol. 12316 (Advanced Optical Imaging Technologies V), P. 1231603. Импакт-фактор 0.146 (SJR). DOI: 10.1117/12.2641893. Общий объем статьи = 0.4 п.л., личный вклад = 0.2 п.л.
- A17. **M.I. Kupreychik**, V.I. Balakshy. *Infrared acousto-optic filters based on a biaxial crystal of indium iodide for combined spectral-polarization analysis of optical images* // Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems, WECONF – Conference Proceedings, 2023, P. 10147927. Импакт-фактор 0.146 (SJR). EDN: GIPQYW. Общий объем статьи = 0.4 п.л., личный вклад = 0.3 п.л.
- A18. **M.I. Kupreychik**, V.I. Balakshy. *Optical frequency comb with broadly tunable spacing generation with achromatic wide-angle acousto-optic diffraction in  $\text{LiNa}_5\text{Mo}_9\text{O}_{30}$  biaxial crystal* // Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems, WECONF – Conference Proceedings, 2024, P. 10564637. Импакт-фактор 0.146 (SJR). EDN: MYAGNV. Общий объем статьи = 0.4 п.л., личный вклад = 0.3 п.л.
- A19. **M.I. Kupreychik**, S.N. Mantsevich, V.I. Balakshy. *Applications of achromatic low-selective acousto-optic diffraction in alpha-iodic acid biaxial crystal for tunable optical frequency comb generation* // Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems, WECONF – Conference Proceedings, 2025, P. 11017251. Импакт-фактор 0.146 (SJR). EDN: FGSOUV. Общий объем статьи = 0.4 п.л., личный вклад = 0.3 п.л.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков. Физические основы акустооптики. — М. : Радио и Связь, 1985. — С. 289.
2. Л.Н. Магдич, В.Я. Молчанов. Акустооптические устройства и их применение. — М. : Сов. радио, 1978. — С. 112.
3. С.В. Кулаков. Акустооптические устройства спектрального и корреляционного анализа сигналов. — Л. : Наука, 1978. — С. 144.
4. В.Я. Молчанов, А.И. Колесников, Ю.И. Китаев и др. Теория и практика современной акустооптики. — М. : МИСИС, 2015. — С. 459. — ISBN: 978-5-87623-483-4.
5. А. Корпел. Акустооптика / Пер. с англ. — М. : Мир, 1993. — С. 240. — ISBN: 5-03-002598-7.
6. Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices / Ed. by A. Goutzoulis, D. Pape. — N.Y. : Marcel Dekker, 1994. — P. 497. — ISBN: 0-8247-8930-X.
7. J. Xu, R. Stroud. Acousto-Optic Devices: Principles, Design, and Applications. — N.Y. : Wiley, 1992. — P. 672. — ISBN: 0-471-61638-9.
8. А.С. Задорин. Динамика акустооптического взаимодействия. — Томск: Изд-во ТГУ, 2004. — С. 349. — ISBN: 5-94621-096-3.
9. А.С. Задорин, С.М. Шандаров, С.Н. Шарангович. Акустические и акустооптические свойства монокристаллов. — Томск: Изд-во ТГУ, 1987. — С. 151.
10. Акустооптические и акустоэлектронные устройства радиоэлектронных систем / Сб. науч. тр. под ред. С.В. Кулакова. — Л. : ФТИ, 1985. — С. 178.
11. В.Н. Парыгин, В.И. Балакший. Оптическая обработка информации. — М. : Изд-во МГУ, 1987. — С. 141.
12. Акустооптические процессоры спектрального типа / Под ред. В.В. Проклова, В.Н. Ушакова. — М: Радиотехника, 2012. — С. 193. — ISBN: 978-5-88070-313-5.
13. Ю.В. Гуляев, М.А. Казарян, Ю.М. Мокрушин, О.В. Шакин. Акустооптические лазерные системы формирования телевизионных изображений. — М. : Физматлит, 2016. — С. 240. — ISBN: 978-5-9221-1647-3.
14. D.J. Knuteson, N.B. Singh, M. Gottlieb et al. Crystal growth, fabrication, and design of mercurous bromide acousto-optic tunable filters // Opt. Eng. — 2007. — Vol. 46, no. 6. — P. 064001–064010.
15. N. Gupta, V.B. Voloshinov, G.A. Knyazev, L.A. Kulakova. Tunable wide-angle acousto-optic filter in single-crystal tellurium // J. Opt. — 2011. — Vol. 14. — P. 035502–035510.
16. N. Gupta. Acousto-optic tunable filters for infrared imaging // Proc. SPIE. — 2005. — Vol. 5953. — P. 595300.
17. N. Uchida, Y. Ohmachi. Elastic and photoelastic properties of TeO<sub>2</sub> single crystal // J. Appl. Phys.— 1969.— Vol. 40, no. 12.— P. 4692–4695.

18. S. Mantsevich, E. Kostyleva. Shear acoustic wave attenuation influence on acousto-optic diffraction in tellurium dioxide crystal // *Appl. Opt.* — 2020. — Vol. 59, no. 22. — P. 6796–6802.
19. С.Н. Манцевич, В.И. Балакший. Акустооптическое взаимодействие в неоднородном акустическом поле. // *Опт. и спектр.* — 2015. — Т. 118, № 4. — С. 646–652.
20. С.Н. Антонов, А.В. Вайнер, В.В. Проклов, Ю.Г. Резвов. Влияние пространственной структуры звукового поля на брэгговскую акустооптическую дифракцию в условиях сильной акустической анизотропии // *ЖТФ.* — 2010. — Т. 80, № 3. — С. 97–106.
21. S.N. Mantsevich, K.B. Yushkov. Optimization of piezotransducer dimensions for quasicollinear paratellurite AOTF // *Ultrasonics.* — 2021. — Vol. 112. — P. 106335.
22. S. Sun, H. Zhao, Q. Guo, Y. Wang. Spatial-dependent spectral response of acousto-optic tunable filters with inhomogeneous acoustic distribution // *Materials.* — 2024. — Vol. 17. — P. 4537.
23. J.A. Kusters, D.A. Wilson, D.L. Hammond. Optimum crystal orientation for acoustically tuned optical filters // *JOSA.* — 1974. — Vol. 64, no. 4. — P. 434–440.
24. H. Lee. Acousto-optic light modulation with large bandwidth and angular aperture // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Contr.* — 1987. — Vol. 34, no. 4. — P. 485–486.
25. С.В. Богданов, В.К. Сапожников. Акустооптическое взаимодействие в оптически двуосных кристаллах // *Автометрия.* — 1989. — № 5. — С. 3–10.
26. М.Г. Мильков, В.Б. Волошинов, Л.И. Исаенко, В.Н. Веденяпин. Экспериментальное исследование сверхширокополосной и сверхширокоапертурной неколлинеарной акустооптической дифракции в оптически двуосном кристалле калий арсенат титанил // *Вестн. МГУ. Сер. 3.* — 2018. — Т. 73, №1. — С. 84–89.
27. А.И. Чижиков, Н.Ф. Науменко, К.Б. Юшков и др. Акустооптическая модуляция поляризации излучения в моноклинных кристаллах // *Квант. электрон.* — 2021. — Т. 54, № 9. — С. 343–347.
28. A.I. Chizhikov, V.Y. Molchanov, N.F. Naumenko, K.B. Yushkov. Two-dimensional acousto-optic SLM // *Proc. SPIE.* — 2022. — Vol. 12318. — P. O123181J.
29. В.М. Котов. Коллинеарное взаимодействие двухцветного излучения с одной акустической волной в двуосных кристаллах // *ЖТФ.* — 1999. — Т. 69, №1. — С. 131–132.
30. D.A. Pinnow, R.W. Dixon. Alpha-iodic acid: a solution-grown crystal with a high figure of merit for acousto-optic device applications // *Appl. Phys. Lett.* — 1968. — Vol. 13. — P. 156–158.
31. S. Haussühl. Piezoelektrisches und elastisches Verhalten von  $\text{HfO}_3$  und  $\text{DfO}_3$  // *Acta Cryst.* — 1968. — A24. — P. 697–698.
32. Y. Ohmachi, N. Uchida. Acoustic and acousto-optical properties of  $\text{Pb}_2\text{MoO}_5$  single crystal // *J. Appl. Phys.* — 1971. — Vol. 42, no. 2. — P. 521–524.

33. М.Г. Мильков, М.Д. Волнянский, А.М. Антоненко, В.Б. Волошинов. Акустические свойства двуосного кристалла двойного молибдата свинца  $Pb_2MoO_5$  // Акуст. журн. — 2012. Т. 58, №2. — С. 206–212.
34. D.K. Biegelsen, T. Chen, J.C. Zesch. Acousto-optic parameters of  $Bi_2(MoO_4)_3$  // J. Appl. Phys. — 1975. — Vol. 46, no. 2. — P. 941–942.
35. T.J. Isaacs, M. Gottlieb, J.D. Feichtner. Optoacoustic properties of thallium phosphorous selenide,  $Tl_3PSe_4$  // Appl. Phys. Lett. — 1974. — Vol. 24, no. 3. — P. 107–109.
36. I. Martynyuk-Lototska, I. Roman, O. Gomonnai et al. Acoustic and elastic anisotropies of acousto-optic  $Tl_3PSe_4$  crystals // Acta Acust. United Acust. — 2018. — Vol. 104, no. 6. — P. 956–962.
37. M. Gottlieb, T.J. Isaacs, J.D. Feichtner, G.W. Roland. Acousto-optic properties of some chalcogenide crystals // J. Appl. Phys. — 1974. — Vol. 45, no. 12. — P. 5145–5151.
38. I. Martynyuk-Lototska, M. Kushnirevych, B. Zapeka et al. Acoustic anisotropy of acoustooptic  $Tl_3AsS_4$  crystals // Appl. Opt. — 2015. — Vol. 54, no. 6. — P. 1302–1308.
39. B. Mytsyk, T. Kryvyy, N. Demyanyshyn et al. Piezo-, elasto- and acousto-optic properties of  $Tl_3AsS_4$  crystals // Appl. Opt. — 2018. — Vol. 57, no 14. — P. 3796–3801.
40. R.M. Yevych, S.I. Perechinskii, A.A. Grabar et al. Temperature dependence of the Brillouin spectra in  $Sn_2P_2S(Se)_6$  ferroelectric crystals // Cond. Matt. Phys. — 2003. — Vol. 6, no. 2. P. 315–323.
41. O.G. Mys, I.Yu. Martynyuk-Lototska, A.A. Grabar et al. Piezooptic coefficients of  $Sn_2P_2S_6$  crystals // Ferroelectrics. — 2007. — Vol. 352, no. 1. — P.171–175.
42. Д.Л. Пороховниченко, Е.А. Дьяконов, В.Б. Волошинов и др. Акустооптическое взаимодействие в кристалле моноиодида индия // Докл. РАН. — 2017. Т. 476, №3. — С. 276–279.
43. D.L. Porokhovnichenko, E.A. Dyakonov, S.V. Kuznetsov et al. Indium iodide single crystal: breakthrough material for infrared acousto-optics // Opt. Lett. — 2020. — V. 45, no. 13. — P. 3435–3448.
44. Г.С. Беликова, Л.М. Беляев, М.И. Головей и др. Выращивание кристаллов бифталатов рубидия и цезия и исследование их оптико-акустических и нелинейно-оптических свойств // Кристаллография. — 1974. — Т. 19, №3. — С. 566–572.
45. A.V. Kityk, A.V. Zadorozhna, Ya.I. Shchur et al. Lattice instability of  $Cs_2HgCl_4$  crystals. 1. Elastic properties // Phys. Stat. Sol. B. — 1998. — Vol. 210, no. 35. — P. 35–45.
46. M.V. Kaidan, A.V. Zadorozhna, A.S. Andrushchak, A.V. Kityk. Photoelastic and acousto-optical properties of  $Cs_2HgCl_4$  crystals // Appl. Opt. — 2002. — Vol. 41, no. 25. — P. 5341–5345.

47. D.Yu. Velikovskii, A.I. Kokshaiskii, M.G. Milkov, V.A. Sukharev. Acoustic properties of LNM crystal // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2019. — Vol. 1421. — P. 012067.
48. M.M. Mazur, D.Yu. Velikovskiy, L.I. Mazur et al. Elastic and photo-elastic characteristics of laser crystals potassium rare-earth tungstates  $KRE(WO_4)_2$ , where RE = Y, Yb, Gd and Lu // *Ultrasonics.* — 2014. — Vol. 54, no. 5. — P. 1311–1317.
49. M.M. Mazur, L.I. Mazur, V.E. Pozhar. Specific directions of ultrasound propagation in double potassium tungstates for light modulation // *Ultrasonics.* — 2017. — Vol. 73, no. 1. — P. 231–235.
50. M. Gottlieb, N.B. Singh, R.H. Hopkins, R. Mazelsky. Noncollinear acousto-optic tunable filter: thallium phosphorus selenide system // *Opt. Eng.* — 1994. — Vol. 33, no. 8. — P. 2503–2508.
51. A. Goutzoulis, M. Gottlieb, K. Davies, Z. Kun. Thallium arsenic sulfide acoustooptic Bragg cells // *Appl. Opt.* — 1985. — Vol. 24, no. 23. — P. 4183–4188.
52. М.М. Мазур, Л.И. Мазур, В.Э. Пожар и др. Акустооптические модуляторы на кристалле KYW // *Квант. электрон.* — 2017. — Т. 47, №7. — С. 661–664.
53. Q. Wu, Z. Gao, X. Tian et al. Biaxial crystal  $\beta$ -BaTeMo<sub>2</sub>O<sub>9</sub>: theoretical analysis and the feasibility as high-efficiency acousto-optic Q-switch // *Opt. Express.* — 2017. — Vol. 25, no. 21. — P. 24893–24900.
54. F. Liu, Z. Gao, G. Li et al. An  $\alpha$ -BaTeMo<sub>2</sub>O<sub>9</sub> acousto-optical Q-Switch for all-fiber lasers // *IEEE Photon. Technol. Lett.* — 2021. — Vol. 33, no. 9. — P. 445–448.
55. A.V. Pushkin, M.M. Mazur, A.A. Sirotkin et al. Powerful 3- $\mu$ m lasers acousto-optically Q-switched with KYW and KGW crystals // *Opt. Lett.* — 2019. — Vol. 44, no. 19. — P. 4837–4840.
56. М.М. Мазур, Л.И. Мазур, А.А. Сироткин и др. Акустооптические модуляторы мощного лазерного излучения на кристаллах KGW и KYW // *Квант. электрон.* — 2020. — Т. 20, №10. — С. 957–961.
57. M.S. Kharusi, G.W. Farnell. Shear-wave acoustooptic diffraction in nonsymmetry planes of biaxial crystals // *Proc. IEEE.* — 1970. — Vol. 58, no. 2. — P. 275–276.
58. Ю.В. Писаревский, И.М. Сильвестрова. Рассеяние света на упругих волнах в оптически двуосных кристаллах // *Кристаллография.* — 1973. — Т. 18, № 5. — С. 1003–1013.
59. I.C. Chang. Noncollinear acousto-optic tunable filters with large angular aperture // *Appl. Phys. Lett.* — 1974. — Vol. 25. — P. 370–372.
60. I.C. Chang. Acousto-optic tunable filters // *Opt. Eng.* — 1981. — Vol. 20, no. 6. — P. 824–829.
61. R.W. Dixon. Acoustic diffraction of light in anisotropic media // *IEEE J. Quant. El.* — 1967. — Vol. QE-3, no. 2. — P. 85–93.
62. В.И. Балакший, В.Б. Волошинов, В.Н. Парыгин. Акустическое сканирование света в анизотропной среде // *Радиотехн. и электрон.* — 1971. — Т. 16, № 11. — С. 2226–2229.

63. T. Yano, M. Kawabuchi, A. Fukumoto, A. Watanabe. TeO<sub>2</sub> anisotropic Bragg light deflector without midband degeneracy // *Appl. Phys. Lett.* — 1975. — Vol. 26, no. 12. — P. 689–691.
64. J.E.B. Oliveira, E.L. Adler. Wide angular aperture acousto-optic configurations in biaxial crystals // *Electron. Lett.* — 1990. — Vol. 26, no. 13. — P. 931–933.
65. K.B. Yushkov. Noncritical acousto-optic Bragg phase matching: analysis of orthorhombic and monoclinic crystal systems // *Appl. Opt.* — 2021. — Vol. 60, no. 2. — P. 7113–7121.
66. A.Yu. Tchernyatin. Analysis and application of Bragg acousto-optic diffraction in biaxial media // *Proc. SPIE.* — 2005. — Vol. 5953. — P. 59530U.
67. Г.В. Кулак. Акустооптическое взаимодействие световых пучков в условиях внутренней конической рефракции // *Опт. и спектр.* — 2001. — Т. 90, № 3. — С. 464–467.
68. В.Н. Белый, Г.В. Кулак, Г.В. Крох, О.В. Шакин. Коллинеарное акустооптическое преобразование бесселевых световых пучков в двуосных гиротропных кристаллах // *Ж. прикл. спектр.* — 2016. — Т. 83, № 2. — С. 305–309.
69. O. Krupych, D. Adamenko, M. Kostyrko, R. Vlokh. Anisotropy of acousto-optic figure of merit for the case of a Bragg-diffracted wave propagating along an optic axis in optically biaxial crystals: Tl<sub>3</sub>AsS<sub>4</sub> crystals // *Appl. Opt.* — 2020. — Vol. 59, no. 13. — P. 4022–4029.
70. O. Buryy, N. Andrushchak, A. Ratych et al. Global maxima for the acousto-optic effect in SrB<sub>4</sub>O<sub>7</sub> crystals // *Appl. Opt.* — 2017. — Vol. 56, no 7. — P. 1839–1845.
71. Дж. Най. Физические свойства кристаллов / Пер. с англ. — М. : Мир, 1967. — С. 385.
72. Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. Основы кристаллофизики. — М. : Наука, 1979. — С. 640.
73. Акустические кристаллы. Справочник. / Под ред. М.П. Шаскольской. — М. : Наука, 1982. — С. 632.
74. A.S. Voloshin, V.I. Balakshy, S.N. Mantsevich. Unpolarized light diffraction in an acoustic field created by a phased-array transducer // *Proc. of 2016 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS).* — P. 7728646.
75. L. Brillouin. Diffusion de la lumiere et des rayons X per un corps transparent homogene // *Ann. Phys.* — 1922. — Vol. 17. — P. 88–122.
76. P. Debye, F.W. Sears. On the scattering of light by supersonic waves // *Proc. Nat. Acad. Sci.* — 1932. — Vol. 18. — P. 409–414.
77. R. Lucas, P. Biquard. Proprietes optiques des milieux solides et liquids soumis aux vibrations elastiques ultra sonores. // *J. Phys. Radium.* — 1932. — Vol. 3, no. 10. — P. 464–477.
78. C.V. Raman, N.S. Nath. The diffraction of light by high frequency sound waves. Part I // *Proc. Indian Acad. Sci.* — 1935. Vol. 2. — P. 406–413.

79. C.V. Raman, N.S. Nath. The diffraction of light by high frequency sound waves. Part II // Proc. Indian Acad. Sci. — 1935. Vol. 2. — P. 413–420.
80. C.V. Raman, N.S. Nath. The diffraction of light by high frequency sound waves. Part III // Proc. Indian Acad. Sci. — 1936. Vol. 3. — P. 75–84.
81. C.V. Raman, N.S. Nath. The diffraction of light by high frequency sound waves. Part IV // Proc. Indian Acad. Sci. — 1936. Vol. 3. — P. 119–125.
82. C.V. Raman, N.S. Nath. The diffraction of light by high frequency sound waves. Part V // Proc. Indian Acad. Sci. — 1936. Vol. 3. — P. 459–465.
83. С.М. Рытов. Дифракция света на ультразвуках // ДАН СССР. — 1936. — Т. 3, №4. — С. 151–156.
84. С.М. Рытов. Дифракция света на ультразвуковых волнах // Изв. АН СССР. Сер. физ. — 1937. — №2. — С. 223–259.
85. S.E. Harris, S.W. Wallace. Acoustooptic tunable filter. // J. Opt. Soc. Am. — 1969. — Vol. 59, no. 6. — P. 744–747.
86. В.И. Балакший, А.М. Богомолов, А.В. Виноградов и др. Система визуализации изображений в инфракрасном диапазоне // ПТЭ. — 1990. — № 2. — С. 167–170.
87. I.C. Chang. Collinear beam acousto-optic tunable filters // Electron. Lett. — 1992. — Vol. 28, no. 13. — P. 1255–1256.
88. D.A. Glenar, J.J. Hillman, B. Saif, J. Bergstrakh. Acousto-optic imaging spectropolarimetry for remote sensing // Appl. Opt. — 1994. — Vol. 33, no. 31. — P. 7412–7424.
89. V.B. Voloshinov. Anisotropic light diffraction on ultrasound in a tellurium dioxide single crystal // Ultrasonics. — 1993. — Vol. 31, no. 5. — P. 333–338.
90. K.B. Yushkov, V.Ya. Molchanov. Acousto-optic filters with arbitrary spectral transmission // Opt. Commun. — 2015. — Vol. 355. — P. 177–180.
91. М.М. Мазур, Ю.А. Судденюк, В.Э. Пожар. Многооконые акустооптические фильтры для корреляционной спектроскопии // Опт. и спектр. — 2020. — Т. 128, №2. — С. 284–289.
92. K.B. Yushkov, A.I. Chizhikov, O.Yu. Makarov, V.Ya. Molchanov. Optimization of noncollinear AOTF design for laser beam shaping // Appl. Opt. — 2020. — Vol. 59, no. 28. — P. 8575–8581.
93. С.Н. Антонов, Ю.Г. Резвов. Акустооптические устройства на основе многолучевой дифракции // ПТЭ. — 2020. — №6. — С. 46–52.
94. G.D. Reddy, P. Saggau. Fast three-dimensional laser scanning scheme using acousto-optic deflectors // J. Biomed. Opt. — 2005. — Vol. 10, no. 6. — P. 064038.
95. P.A. Kirkby, K.M. Nadella, R.A. Silver. A compact acousto-optic lens for 2D and 3D femtosecond based 2-photon microscopy // Opt. Express. — 2010. — Vol. 18, no. 13. — P. 13721–13745.

96. V.I. Balakshy, Y.I. Kuznetsov. Feedback in acousto-optic systems // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2006. — Vol. 137. — P. 14–18.
97. S.N. Mantsevich, V.I. Balakshy. Collinear acousto-optic filtration with electronically adjustable transmission function // *IEEE Photonics J.* — 2019. — Vol. 11, no. 2. — P. 1–15.
98. S. Mantsevich, G. Slinkov, N. Polikarpova, V.I. Balakshy. Collinear acousto-optic filtering of divergent optical beams in the presence of optoelectronic feedback // *Opt. Commun.* — 2024. — Vol. 552. — P. 130114.
99. А. Ярив, П. Юх. Оптические волны в кристаллах / Пер. с англ. — М. : Мир, 1987. — С. 616.
100. В.И. Балакший, Е.А. Никанорова, В.Н. Парыгин. Фазовые соотношения при дифракции Брэгга // *Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика. Астрономия.* — 1983. — Т. 24, № 6. — С. 70–75.
101. V.N. Parygin, A.V. Vershoubский, Y.G. Resvov. Collinear and quasi-collinear diffraction of bounded beams in crystals: Acousto-optic interaction by the example of paratellurite // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* — 2001. — Vol. 3, no. 4. — P. S32–S39.
102. С.Н. Шарангович. Особенности аномальной широкополосной дифракции света на фокусированном акустическом луче // *Опт. и спектр.* — 1985. — Т. 59, № 4. — С. 835–840.
103. В.Н. Белый, Г.В. Кулак, Г.В. Крох, О.В. Шакин. Поляризационно-независимая акустооптическая модуляция бесселевых световых пучков // *Ж. прикл. спектр.* — 2014. — Т. 81, № 1. — С. 75–80.
104. Е.А. Дьяконов, В.Б. Волошинов. Описание дифракции света на ультразвуке при помощи двумерного уравнения связанных мод // *Радиотехника и электроника.* — 2014. — Т. 59, № 5. — С. 498–509.
105. Е.А. Дьяконов. Брэгговская дифракция света на ультразвуке в средах с сильной оптической и акустической анизотропией // *Дисс. канд. физ.-мат. наук.* — М. : МГУ, 2016.
106. В.И. Балакший, А.С. Волошин. Акустооптическое взаимодействие в кристаллах с большой акустической анизотропией // *Опт. и спектр.* — 2011. — Т. 110, № 5. — С. 840–846.
107. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков. Теория волн. — М. : Наука, 1979. — С. 384.
108. W.R. Klein, B.D. Cook. Unified approach to ultrasonic light diffraction // *IEEE Trans. Son. Ultrason.* — 1967. — Vol. SU-14, № 3. — P. 123–134.
109. Э. Дьелесан, Д. Руайе. Упругие волны в твёрдых телах. Применение для обработки сигналов / Пер. с франц. — М. : Наука, 1982. — С. 424.
110. V.B. Voloshinov, V.I. Balakshy, L.A. Kulakova, N. Gupta. Acousto-optic properties of tellurium that are useful in anisotropic diffraction // *J. Opt. A.* — 2008. — Vol. 10. — P. 095002.
111. A. Yariv. Quantum theory for parametric interactions of light and hypersound // *IEEE J. Quant. Electron.* — 1965. — Vol. 1, no. 1. — P. 28–36.

112. L.J. Denes, M.S. Gottlieb, B. Kaminsky. Acousto-optic tunable filters in imaging applications // *Opt. Eng.* — 1998. — Vol. 37. — P. 1262–1267.
113. V.B. Voloshinov, V.Ya. Molchanov. Spectral and polarization analysis of optical images by means of acousto-optics // *Opt. Laser Technol.* — 1996. — Vol. 28, no. 2. — P. 119–127.
114. Е.А. Дьяконов, Д.Л. Пороховниченко. Спектрально-поляризационная акустооптическая фильтрация инфракрасного излучения в кристалле бромида ртути // *Изв. РАН. Сер. физ.* — 2022. — Т. 86, № 1. — С. 93–97.
115. K.B. Yushkov, S. Dupont, J.C. Kastelik, V.B. Voloshinov. Polarization-independent imaging with an acousto-optic tandem system // *Opt. Lett.* — 2010. — Vol. 35, no. 9. — P. 1416–1418.
116. V.B. Voloshinov, T.V. Yukhnevich. Two regimes of wide angle acousto-optic interaction in tellurium dioxide single crystal // *Appl. opt.* — 2013. — Vol. 52, no. 24. — P. 5912–5919.
117. A. Machikhin, A. Gorevoy, V. Batshev, V. Pozhar. Modes of wide-aperture acousto-optic diffraction in a uniaxial birefringent crystal // *J. Opt.* — 2021. — Vol. 23, no. 12. — P. 125607.
118. S.E. Harris, S.T.K. Nieh, D.K. Winslow. CaMoO<sub>4</sub> electronically tunable optical filter // *Appl. Phys. Lett.* — 1970. — Vol. 17, no. 5. — P. 223–225.
119. В.Б. Волошинов, Д.Д. Мишин. Квазиколлинеарная дифракция света на звуке в кристалле парателлурита // *Радиотехника и электроника.* — 1992. — Т. 37, № 10. — С. 1847–1853.
120. J. Sapriel, D. Charissoux, V. Voloshinov, V. Molchanov. Tunable acoustooptic filters and equalizers for WDM applications // *J. Lightwave Technol.* — 2002. — Vol. 20, no. 5. — P. 892–899.
121. В.Я. Молчанов, В.Б. Волошинов, О.Ю. Макаров. Квазиколлинеарные перестраиваемые акустооптические фильтры на основе кристалла парателлурита для систем спектрального уплотнения и селекции каналов // *Квант. электрон.* — 2009. — Т. 39, № 4. — С. 353–360.
122. P. Tournois. Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems // *Opt. Commun.* — 1997. — Vol. 140, no. 4–6. — P. 245–249.
123. V.Ya. Molchanov, K.B. Yushkov. Dispersive controlling of femtosecond laser radiation: new opportunities and developments // *Acta Phys. Pol. A.* — 2015. — Vol. 127, no. 1. — P. 20–24.
124. R. Maksimenka, P. Nuernberger, K.F. Lee et al. Direct mid-infrared femtosecond pulse shaping with a calomel acousto-optic programmable dispersive filter // *Opt. Lett.* — 2010. — Vol. 35, no. 21. — P. 3565–3567.
125. В.С. Бондаренко, В.П. Зоренко, В.В. Чкалова. Акустооптические модуляторы света. — М.: Радио и Связь, 1988. — С. 136.
126. A. Chizhikov, K. Yushkov, V. Molchanov. Acousto-optical modulator based on NaBi(MoO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> crystal // *Proc. SPIE.* — 2019. — Vol. 11210. — P. 112100B.

127. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики / Пер. с англ. — М. : Наука, 1973. — С. 720.
128. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. — М. : ФИЗМАТЛИТ, 2005. — С. 656. — ISBN: 5-9221-0123-4.
129. Ф.И. Федоров. Теория гиротропии. — Минск: Наука и техника, 1976. — С. 456.
130. Ф.И. Федоров. Оптика анизотропных сред. — М. : Едиториал УРСС, 2004. — С. 379. — ISBN: 5-354-00432-2.
131. M.V Berry, M.R Jeffrey, J.G Lunney. Conical diffraction: observations and theory // Proc. R. Soc. A. — 2006. — Vol. 462. — P. 1629–1642.
132. M.V. Berry, M.R. Jeffrey, M. Mansuripur. Orbital and spin angular momentum in conical diffraction // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. — 2005. — Vol. 7, no. 11. — P. 685–690.
133. А.Ф. Константинова, Б.Н. Гречушников, Б.В. Бокуть, Е.Г. Валяшко. Оптические свойства кристаллов. — Минск: Наука и техника, 1995. — С. 302. — ISBN: 5-343-01642-1.
134. А.Г. Хаткевич, С.Н. Курилкина. Коническая рефракция в гиротропных кристаллах // Ж. прикл. спектр. — 1989. — Т. 51, №6. — С. 1009–1015.
135. J.E.B. Oliveira, C.K. Jen. Backward collinear acoustooptic interactions in bulk materials // Appl. Opt. — 1990. — Vol. 29, no. 6. — P. 836–841.
136. S.N. Mantsevich, V.Ya. Molchanov, K.B. Yushkov et al. Acoustic field structure simulation in quasi-collinear acousto-optic cells with ultrasound beam reflection // Ultrasonics. — 2017. — Vol. 78. — P. 175–184.
137. K.B. Yushkov, N.F. Naumenko. Optical beam diffraction tensor in birefringent crystals // J. Opt. — 2021. — Vol. 23, no. 9. — P. 095602.
138. V. Pozhar, A. Machihin. Image aberrations caused by light diffraction via ultrasonic waves in uniaxial crystals // Appl. Opt. — 2012. — Vol. 51, no. 19. — P. 4513–4519.
139. V.B. Voloshinov, N. Gupta, L.A. Kulakova et al. Investigation of acousto-optic properties of tellurium-based glasses for infrared applications // J. opt. — 2016. — Vol. 18, no. 2. — P. 025402–025410.
140. В.С. Хоркин, В.Б. Волошинов, А.И. Ефимова, Л.А. Кулакова. Акустооптические свойства сплавов на основе германия, селена, кремния и теллура // Опт. и спектр. — 2020. — Т. 128, № 2. — С. 250–255.
141. V.B. Voloshinov, D.L. Porokhovnichenko, E.A. Dyakonov. Optimization of acousto-optic interaction geometry in KRS-5 crystal for far-infrared applications // Opt. Eng. — 2017. — Vol. 56, no. 8. — P. 087102.
142. V.B. Voloshinov, G.A. Knyazev, L.A. Kulakova, N. Gupta. Acousto-optic control of light beams in the infrared range // Phys. Wave Phen. — 2013. — Vol. 21, no. 2. — P. 134–138.

143. V.B. Voloshinov, V.S. Khorkin, L.A. Kulakova, N. Gupta. Optic, acoustic and acousto-optic properties of tellurium in close-to axis regime of diffraction // *J. Phys. Commun.* — 2017. — Vol. 1, no. 2. — P. 025006–025013.
144. N. Gupta, V.B. Voloshinov, G.A. Knyazev, L.A. Kulakova. Optical transmission of single crystal tellurium for application in acousto-optic cells // *J. opt.* — 2011. — Vol. 13. — P. 055702–055709.
145. J.-S. Kim, S.B. Trivedi, J. Soos et al. Development of mercurous halide crystals for acousto-optic devices // *Proc. SPIE.* — 2007. — Vol. 6661. — P. 66610B.
146. J.D. Feichtner, G.W. Roland. Optical properties of a new nonlinear optical material:  $\text{Ti}_3\text{AsSe}_3$  // *Appl. Opt.* — 1972. — Vol. 11, no. 5. — P. 993–998.
147. I.C. Chang, P. Katzka. Acousto-optic properties of chalcogenide compounds // *Proc. 1987 IEEE Ultrasonics Symposium, 1987.* — P. 511–514.
148. G.W. Roland, M. Gottlieb, J.D. Feichtner. Optoacoustic properties of thallium arsenic sulphide  $\text{Ti}_3\text{AsS}_4$  // *Appl. Phys. Lett.* — 1972. — Vol. 21, no. 2. — P. 52–54.
149. К.Н. Баранский. Физическая акустика кристаллов. — М. : МГУ, 1991. — С. 142. — ISBN: 5-211-00969-X.
150. Ф.И. Федоров. Теория упругих волн в кристаллах. — М. : Наука, 1965. — С. 386.
151. А.А. Ермаков, В.И. Балакшый, С.Н. Манцевич. Ray spectra and structure of acoustic beams in crystals // *Phys. Wave Phen.* — 2013. — Vol. 21, no. 4. — P. 314–319.
152. В.И. Балакший, С.Н. Манцевич. Распространение акустических пучков в кристалле парателлурита // *Акуст. журнал.* — 2012. — Т. 58, № 5. — С. 600–609.
153. А.Г. Хаткевич. Дифракция и распространение пучков ультразвукового излучения в монокристаллах // *Акуст. журн.* — 1978. — Т. 24, № 1. — С. 108–115.
154. N.F. Naumenko, V.Ya. Molchanov, S.I. Chizhikov, K.B. Yushkov. Anisotropic diffraction of bulk acoustic wave beams in lithium niobate // *Ultrasonics.* — 2015. — Vol. 63. — P. 126–129.
155. N.F. Naumenko, K.B. Yushkov, V.Ya. Molchanov. Extreme acoustic anisotropy in crystals visualized by diffraction tensor // *Eur. Phys. J. Plus.* — 2021. — Vol. 136, no. 1. — P. 95.
156. G.D. Reddy, K. Kelleher, R. Fink, P. Saggau. Three-dimensional random access multiphoton microscopy for functional imaging of neuronal activity // *Nat. Neurosci.* — 2008. — Vol. 11, no. 6. — P. 713–720.
157. J.-C. Kastelik, S. Dupont, K.B. Yushkov, J. Gazalet. Frequency and angular bandwidth of acousto-optic deflectors with ultrasonic walk-off // *Ultrasonics.* — 2013. — Vol. 53, no. 1. — P. 219–224.
158. A. Gordon. A review of acoustooptical deflection and modulation devices. // *Proc. IEEE.* — 1966. — Vol. 54, no. 10. — P. 1391–1401.

159. В.Б. Волошинов, О.В. Миронов, Е.В. Троц. Световые потоки на выходе перестраиваемых акустооптических фильтров // *Опт. и спектр.* — 1991. — Т. 71, № 3. — С. 526–531.
160. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин. Модуляция света акустическими волнами в анизотропной среде // *Радиотехника и электроника.* — 1980. — Т. 25, № 9. — С. 1957–1965.
161. С.Н. Антонов. Акустооптический дефлектор неполяризованного лазерного излучения // *ЖТФ.* — 2016. — Т. 86, № 1. — С. 136–139.
162. J.-C. Kastelik, J. Champagne, S. Dupont, K.B. Yushkov. Wavelength characterization of an acousto-optic notch filter for unpolarized near-infrared light // *Appl. Opt.* — 2018. — Vol. 57, no. 10. — P. C36–C41.
163. С.Н. Антонов. Акустооптические устройства управления неполяризованным светом и модуляторы поляризации на основе кристалла парателлурита // *ЖТФ.* — 2004. — Т. 74, № 10. — С. 84–89.
164. В.И. Балакший, М.И. Купрейчик, С.Н. Манцевич. Дифракция света на ультразвуке в пространственно периодическом акустическом поле // *Опт. и спектр.* — 2019. — Т. 127, № 4. — С. 660–666.
165. G.D. Georgiev, D.A. Glenar, J.J. Hillman. Spectral characterization of tunable acousto-optic filters used in imaging spectroscopy // *Appl. Opt.* — 2002. — Vol. 41, no. 1. — P. 209–217.
166. V.B. Voloshinov, K.B. Yushkov. Acousto-optic filters on potassium dihydrogen phosphate with optimal angle aperture and maximum beam deflection // *Opt. Eng.* — 2008. — Vol. 47, no. 7. — P. 073201.
167. V.I. Balakshy, A.S. Voloshin, V.Ya. Molchanov. Influence of acoustic energy walk-off on acousto-optic diffraction characteristics // *Ultrasonics.* — 2015. — Vol. 59. — P. 102–108.
168. O.A. Buryu, A.S. Andrushchak, O.S. Kushnir et al. Method of extreme surfaces for optimizing geometry of acousto-optic interactions in crystalline materials: example of  $\text{LiNbO}_3$  crystals // *J. Appl. Phys.* — 2013. — Vol. 113. — P. 083103.
169. S.K. Kurtz, T.T. Perry, J.G. Bergman. Alpha-iodic acid: a solution-grown crystal for nonlinear optical studies and applications // *Appl. Phys. Lett.* — 1968. — Vol. 12, no. 5. — P. 186–188.
170. D.N. Nikogosyan. *Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey.* — Berlin: Springer, 2005. — P. 427. — ISBN: 978-0-387-22022-2.
171. В.И. Беспалов, И.А. Батырева, Л.А. Дмитренко и др. Исследование поглощения света в ближнем ИК диапазоне в кристаллах KDP и  $\alpha\text{-HIO}_3$  с частичным дейтерированием // *Квант. электрон.* — 1977. — Т. 4, №7. — С. 1563–1566.
172. В.М. Мастихин, В.К. Сапожников, М.Г. Сербуленко и др. К выбору материала и исследованию акустооптических параметров светозвукопроводов дефлекторных ячеек // *Автометрия.* — 1975. — № 3. — С. 31–36.

173. H. Naito, H. Inaba. Measurement of the refractive indices of  $\alpha$ -iodic acid,  $\text{HIO}_3$  crystal // *Opto-electron.* — 1972. — Vol. 4, no. 3. — P. 335–337.
174. Е.Н. Волкова, В.А. Дианова, А.Л. Зуев и др. Электрооптические и пьезоэлектрические свойства кристаллов  $\alpha$ - $\text{HIO}_3$  // *Кристаллография.* — 1971. — Т. 16, №2. — С. 346–349.
175. Н.Р. Иванов, О.А. Чихладзе. Экспериментальное определение тензора гирации в ромбическом кристалле  $\alpha$ - $\text{HIO}_3$  // *Кристаллография.* — 1976. — Т. 21, № 1. — С. 125–132.
176. J.-I. Kushibiki, I. Takanaga, M. Arakawa, T. Sannomiya. Accurate measurements of the acoustical physical constants of  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$  single crystals // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.* — 1999. — Vol. 46, no. 5. — P. 1315–1323.
177. V.B. Voloshinov, K.B. Yushkov, B.B.J. Linde. Improvement in performance of a  $\text{TeO}_2$  acousto-optic imaging spectrometer // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* — 2007. — Vol. 9, no. 4. — P. 341–347.
178. V.I. Balakshy. Application of acoustooptic interaction for holographic conversion of light fields // *Opt. Laser Technol.* — 1996. — Vol. 28, no. 2. — P. 109–117.
179. В.И. Балакший, Д.Е. Костюк. Пространственная структура фазового акустооптического синхронизма в одноосных кристаллах // *Опт. и спектр.* — 2006. — Т. 101, № 2. — С. 298–304.
180. V.I. Balakshy, D.E. Kostyuk. Acousto-optic image processing // *Appl. Opt.* — 2009. — Vol. 48, no. 7. — P. C24–C32.
181. К.В. Yushkov, V. Ya. Molchanov, V.I. Balakshy, S.N. Mantsevich. Acousto-optic transfer functions as applied to S laser beam shaping // *Proc. SPIE.* — 2018. — Vol. 10744. — P. 107440Q.
182. A.V. Gorevoy, A.S. Machikhin, G.N. Martynov, V.E. Pozhar. Spatiospectral transformation of noncollimated light beams diffracted by ultrasound in birefringent crystals // *Photon. Res.* — 2021. — Vol. 9, no. 5. — P. 687–693.
183. В.М. Котов, Г.Н. Шкердин, А.Н. Булюк. К вопросу о выделении двумерного контура изображения в результате двукратной брэгговской дифракции // *Квант. электрон.* — 2011. — Т. 41, № 12. — С. 1109–1113.
184. В.М. Котов, С.В. Аверин, П.И. Кузнецов, Е.В. Котов. Акустооптический метод фильтрации пространственных частот, основанный на дифракции двух собственных мод кристалла // *Квант. электрон.* — 2017. — Т. 47, № 7. — С. 665–668.
185. D. Obydenov, K. Yushkov, V. Molchanov. Acousto-optic femtosecond laser beam shaping for bottle-beam generation // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2024. — Vol. 2822. — P. 012167.
186. V.N. Belyi, N.A. Khilo, S.N. Kurilkina, N.S. Kazak. Spin-to-orbital angular momentum conversion for Bessel beams propagating along the optical axes of homogeneous uniaxial and biaxial crystals // *J. Opt.* — 2013. — Vol. 15, no. 4. — P. 044018.
187. Z. Xu, H. Zhao, G. Jia et al. Optical schemes of super-angular AOTF-based imagers and system response analysis // *Opt. Commun.* — 2021. — Vol. 498. — P. 127204.

188. D.V. Obydenov, K.B. Yushkov, V.Ya. Molchanov. Ring-shaped optical trap based on acousto-optic tunable spatial filter // *Opt. Lett.* — 2021. — Vol. 46, no. 18. — P. 4494–4498.
189. А.И. Морозов, А.С. Мачихин, А.Б. Козлов, В.Э. Пожар. Оптический пинцет с акустооптическим управлением // *Оптич. ж.* — 2023. — Т. 90, № 11. — С. 71–78.
190. A. Machikhin, V. Batshev, V. Pozhar. Aberration analysis of AOTF-based spectral imaging systems // *J. Opt. Soc. Am.* — 2017. — Vol. 34, no. 7. — P. 1109–1113.
191. V. Batshev, A. Machikhin, A. Gorevoy et al. Spectral imaging experiments with various optical schemes based on the same AOTF // *Materials.* — 2021. — Vol. 14, no. 11. — P. 2984.
192. В.М. Епихин, Ю.К. Калинин. Компенсация спектрального дрейфа угла дифракции в неколлинеарном акустооптическом фильтре // *ЖТФ.* — 1989. — Т. 59, № 2. — С. 160–163.
193. S.Y. Ryu, J.-W. You, Y. Kwak, S. Kim. Design of a prism to compensate the angular-shift error of the acousto-optic tunable filter // *Opt. Express.* — 2008. — Vol. 16, no. 22. — P. 17138–17147.
194. М.М. Мазур, В.Н. Шорин, А.Ю. Абрамов и др. Спектрометр с двойным акустооптическим монохроматором // *Опт. и спектр.* — 1996. — Т. 81, № 3. — С. 521–523.
195. V.I. Pustovoit, V.E. Pozhar, M.M. Mazur et al. Double-AOTF spectral imaging system // *Proc. SPIE.* — 2005. — Vol. 5953. — P. 59530P.
196. М.М. Мазур, В.И. Пустовойт. Неколлинеарный акустооптический фильтр. — Патент на изобретение RU 2388030 С1 от 27.04.2010.
197. A. Machikhin, L. Burmak, O. Polschikova et al. Multispectral phase imaging based on acoustooptic filtration of interfering light beams // *Appl. Opt.* — 2018. — Vol. 57, no. 10. — P. C64–C69.
198. R. Xu, Z. He, H. Zhang et al. Calibration of imaging spectrometer based on acousto-optic tunable filter (AOTF) // *Proc. SPIE.* — 2012. — Vol. 8527. — P. 85270S.
199. А.С. Мачихин, А.В. Шурыгин, В.Э. Пожар. Пространственно-спектральная калибровка эндоскопического акустооптического видеоспектрометра // *ПТЭ.* — 2016. — № 5. — С. 70–76.
200. D.R. Suhre, L.J. Denes, N. Gupta. Telecentric confocal optics for aberration correction of acousto-optic tunable filters // *Appl. Opt.* — 2004. — Vol. 43, no. 6. — P. 1255–1260.
201. D.A. Belyaev, K.B. Yushkov, S.P. Anikin et al. Compact acousto-optic imaging spectropolarimeter for mineralogical investigations in the near infrared // *Opt. Express.* — 2017. — Vol. 25, no. 21. — P. 25890–25991.
202. H. Zhao, C. Cheng, Q. Guo et al. Analysis of phase mismatch for mercurous bromide-based non-collinear AOTF design in spectral imaging applications // *Materials.* — 2024. — Vol. 17, no. 7. — P. 1703.

203. T.V. Yukhnevich, V.B. Voloshinov, I.G. Pritulenko. Influence of refractive indices dispersion on parameters of imaging AOTFs operating with non-polarized light // *Acta Phys. Pol. A.* — 2015. — Vol. 127, no. 1. — P. 78–80.
204. A. Gorevoy, A. Machikhin, G. Martynov, V. Pozhar. Computational technique for field-of-view expansion in AOTF-based imagers // *Opt. Lett.* — 2022. — Vol. 47, no. 3. — P. 585–588.
205. I.C. Chang, P. Katzka. Enhancement of acousto-optic filter resolution using birefringence dispersion in CdS // *Opt. Lett.* — 1982. — Vol. 7, no. 11. — P. 535–536.
206. М.М. Мазур, В.Н. Шорин, А.В. Рябинин, В.Н. Шорин. Широкополосный акустооптический сдвигатель частоты лазерного излучения с волоконными вводами // *Квант. электрон.* — 2020. — Т. 50, № 10. — С. 954–956.
207. P. Coppin, T.G. Hodgkinson. Novel optical frequency comb synthesis using optical feedback // *Electron. Lett.* — 1990. — Vol. 26, no. 1. — P. 28–30.
208. S.N. Mantsevich, A.S. Voloshin, K.B. Yushkov. Optical-frequency-comb generation with collinear acousto-optic diffraction: Theory and simulations // *Phys. Rev. A.* — 2019. — Vol. 100, no. 1. — P. 013829.
209. В.М. Епихин, В.Н. Барышев, С.Н. Слюсарев и др. Акустооптические модуляторы для управляемого сдвига частоты в оптических и микроволновых стандартах частоты на холодных атомах // *Квант. электрон.* — 2019. — Т. 49, № 9. — С. 857–862.
210. М.М. Мазур, В.Э. Пожар. Спектрометры на акустооптических фильтрах // *Измерительная Техника.* — 2015. — Т. 58, № 9. — С. 29–33.
211. М.М. Мазур, Х.М. Махмудов, С.Е. Хмылева, Л.И. Мазур. Коллинеарный акустооптический фильтр на кристалле  $\text{NaBi}(\text{MoO}_4)_2$  // *ЖТФ.* — 1990. — Т. 60, № 9. — С. 148–150.
212. V.B. Voloshinov, N.V. Polikarpova, N.F. Declercq. Reflection of plane elastic waves in tetragonal crystals with strong anisotropy // *J. Acoust. Soc. Am.* — 2009. — Vol. 125, no. 2. — P. 772–779.
213. S.N. Mantsevich, V.I. Balakshy, K.B. Yushkov et al. Quasi-collinear AOTF spectral transmission under temperature gradients aroused by ultrasound power absorption // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.* — 2022. — Vol. 69, no. 12. — P. 3411–3421.
214. K.B. Yushkov, V.Ya. Molchanov. Randomly spaced phase-only transmission combs for femtosecond pulse shaping // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* — 2020. — Vol. 26, no. 5. — P. 8700108.
215. В.Б. Волошинов, Л.Н. Магдич, Г.А. Князев. Перестраиваемые акустооптические фильтры с многократным взаимодействием света и звука // *Квант. электрон.* — 2005. — Т. 35, № 11. — С. 1057–1063.

216. А.М. Гончаренко, В.Н. Белый, С.Н. Курилкина и др. Эффекты фокусировки и подавления дифракционной расходимости при распространении световых пучков в окрестности оптических осей двуосных гиротропных кристаллов // *Опт. и спектр.* — 1995. — Т.78, №5. — С.872–876.
217. Г.В. Кулак. Основы акустооптики гиротропных кристаллов. — Минск: Изд-во БГУ, 2005. — С. 127. — ISBN: 985-476-295-5.
218. Г.В. Кулак. Акустооптическое взаимодействие в одноосных гиротропных кристаллах парателлурита // *Письма в ЖТФ.* — 1997. — Т. 23, №1. — С. 84–89.
219. H. Zhang, H. Zhao. Accurate design of a TeO<sub>2</sub> noncollinear acousto-optic tunable filter with refractive index correction // *Opt. Lett.* — 2023. — Vol. 48, no. 13. — P. 3395–3398.
220. S.V. Kulakov, G.V. Kulak, O.V. Shakin. Acousto-optical modulation of airy light beams in crystals // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2023. — Vol. 2373. — P. 062010.
221. V.N. Belyi, N.A. Khilo, P.I. Ropot et al. Acousto-optic spatial scanning of bessel-like beams in far zone using paratellurite crystals // *Proc. 30th Intl. Conf. "WECONF-2025".* — 2025. — P. 11017299.
222. X. Liu, B. Braverman, R.W. Boyd. Using an acousto-optic modulator as a fast spatial light modulator // *Opt. Express.* — 2023. — Vol. 31, no. 2. — P. 1501–1515.
223. R. Pieper, A. Korpel, W. Hereman. Extension of the acousto-optic Bragg regime through Hamming apodization of the sound field // *J. Opt. Soc. Am. A.* — 1986. — Vol. 3, no. 10. — P. 1608–1619.
224. В.Н. Парыгин, А.В. Вершубский, Е.Ю. Филатова. Оптимизация функции пропускания акустооптической ячейки с аподизированным пьезопреобразователем // *ЖТФ.* — 2001. — Т. 71, № 9. — С. 73–78.
225. A. Korpel, R. Adler, P. Desmares, W. Watson. A television display using acoustic deflection and modulation of coherent light // *Proc. IEEE.* — 1966. — Vol. 54, no. 10. — P. 1429–1437.
226. G.A. Coquin, J.P. Griffin, L.K. Anderson. Wide-band acousto-optic deflectors using acoustic beam steering // *IEEE Trans. Son. Ultrason.* — 1970. — Vol. 17, no. 1. — P. 34–40.
227. G.A. Alphonse. Broadband acoustooptic deflectors: New results // *Appl. Opt.* — 1975. — Vol. 14, no. 1. — P. 201–207.
228. S.K. Yao, E.H. Young. Two-hundred (200) MHz bandwidth step-array acousto-optic beam deflector // *Proc. SPIE.* — 1976. — Vol. 90. — P. 23–27.
229. T.S. Chen, S.K. Yao. A novel phased array acousto-optic Bragg cell // *J. Appl. Phys.* — 1986. — Vol. 60, no. 10. — P. 3732–3734.
230. В.В. Петров. Метод создания широкополосных акустооптических гиперзвуковых брэгговских ячеек // *ЖТФ.* — 1997. — Т. 67, № 11. — С. 53–57.

231. Ю.Н. Медведский, Н.В. Савостьянова, К.И. Хрустачев. Акустооптический дефлектор. — Патент на изобретение RU 2038627 С1 от 27.06.1995.
232. И.С. Нефедов, В.В. Петров. Многоэлементные гиперзвуковые пьезопреобразователи с медленно меняющимися параметрами для акустооптических устройств // Письма в ЖТФ. — 1999. — Т. 25, № 5. — С. 70–75.
233. С.В. Заварин, Е.Л. Никишин. Особенности использования многоэлементных преобразователей в анизотропных акустических элементах Брэгга // Автометрия. — 2012. — Т. 48, № 1. — С. 114–119.
234. S. Kim, L. Gao, K. Wagner et al. Acousto-optic tunable filter using phased-array transducer with linearized RF to optical frequency mapping // Proc. SPIE. — 2005. — Vol. 5953. — P. 59530.
235. К.В. Yushkov, N.F. Naumenko, V.Ya. Molchanov. Design of a broadband acousto-optic filter using bulk acoustic wave beam steering with an interdigital transducer // Results Phys. — 2024. — Vol. 59, no. 7. — P. 107575.
236. J. Aboujeib, A. Perennou, V. Quintard, J.L. Bihan. Planar phased-array transducers associated with specific electronic command for acousto-optic deflectors // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. — 2007. — Vol. 9, no. 5. — P. 463–469.
237. I. Peled, R. Kaminsky, Z. Kotler. Acousto-optics bandwidth broadening in a Bragg cell based on arbitrary synthesized signal methods // Appl. Opt. — 2015. — Vol. 54, no. 16. — P. 5065–5073.
238. С.Н. Антонов, А.В. Вайнер, В.В. Проклов, Ю.Г. Резвов. Расширение углового диапазона сканирования акустооптического дефлектора с двухэлементным фазированным пьезопреобразователем // ЖТФ. — 2013. — Т. 83, № 9. — С. 108–113.
239. К.В. Yushkov, A.I. Chizhikov, D.V. Obydenov, V.Ya. Molchanov. Phase-tuned acousto-optic spatial filter // Opt. Lett. — 2024. — Vol. 49, no. 14. — P. 3866–3869.
240. R.J. Pieper, A. Korpel. Matrix formalism for the analysis of acoustooptic beam steering // Appl. Opt. — 1983. — Vol. 22, no. 24. — P. 4073–4081.