

**В.Я. Молчанов, Ю.И. Китаев,
А.И. Колесников, В.Н. Нарвер, А.З. Розенштейн,
Н.П. Солодовников, К.Г. Шаповаленко**

ТЕОРИЯ И ПРАКТИКА СОВРЕМЕННОЙ АКУСТООПТИКИ

Научная монография



Москва 2015

УДК 535
Т33

Монография издана при организационной и финансовой поддержке
авторов А.З. Розенштейна и К.Г. Шаповаленко

Рецензенты:

д-р физ.-мат. наук, проф. *В.И. Балакиев* (МГУ им. М.В. Ломоносова);
д-р физ.-мат. наук, проф., чл.-корр. РАН *Ю.Н. Пархоменко* (НИТУ «МИСиС»)

Авторы: В.Я. Молчанов, Ю.И. Китаев, А.И. Колесников, В.Н. Нарвер,
А.З. Розенштейн, Н.П. Солодовников, К.Г. Шаповаленко

Теория и практика современной акустооптики [Текст] : науч. моногр. /
Т33 В.Я. Молчанов [и др.]. – М. : Изд. Дом МИСиС, 2015. – 459 с.
ISBN 978-5-87623-483-4

В монографии рассмотрен широкий спектр теоретических проблем, возникающих при изучении взаимодействия света с полем акустической волны, пути их решения и представлены результаты технической реализации полученных результатов в спектроскопии, оптической обработке информации, лазерной технике, оптоволоконной связи, кристаллофизике, микробиологии.

Теоретически обоснована возможность создания акустооптических (АО) адаптивных мягких диафрагм для мощных лазерных машин. Впервые представлен дисперсионный вид АО взаимодействия, который характеризуется комплексными спектральными аппаратными функциями. Рассмотрено формирование произвольных спектральных функций пропускания монохроматоров, не имеющих аналогов в классической спектрометрии. Представлены результаты исследований управления фемтосекундными и субпикосекундными лазерными импульсами в ОРСРА и СРА лазерных системах посредством АО дисперсионных линий задержки. Изложена теория многочастотной дифракции. Рассмотрены гиперспектральные и спектрополяриметрические методы и АО аппаратура анализа изображений объектов. Разобраны примеры наблюдательных артефактов. Проанализированы нанотехнологические аспекты изготовления АО приборов, которые не имеют физических и химических механизмов деградации свойств во времени, и физические принципы разработки и конструирования электронных систем управления для АО приборов, в том числе дисперсионных. Детально рассмотрены принципы работы сканирующих АО систем. Представлена новая лазерная система с энергетическим воздействием на исследуемый объект в области локализации единичного пикселя. Уделено внимание созданию и применению АО сканирующих систем в волоконных линиях связи. Рассмотрены структура, свойства, способы выращивания и дефекты одного из самых востребованных в фотонике АО материалов – монокристаллов парателлурита. Показана динамика развития технологии выращивания и повышения структурной и оптической однородности этих кристаллов.

Настоящая монография предназначена для исследователей и научных работников в области фотоники, лазерной физики и спектроскопии, может быть рекомендована студентам старших курсов и аспирантам соответствующих специальностей.

УДК 535

ОГЛАВЛЕНИЕ

К читателю	8
Предисловие.....	9
Глава 1. Преобразование пространственного спектра когерентного излучения при дифракции на акустических волнах	16
1.1. Дифракция света на акустических волнах	16
1.1.1. Историческое введение. Основные понятия и определения. Дифракция Рамана–Ната и дифракция Брэгга	16
1.1.2. Дифференциальный метод решения задачи при дифракции Брэгга	22
1.1.3. Квантомеханическое представление об акустооптическом взаимодействии	27
1.2. Теория взаимодействия расходящихся световых и звуковых пучков в сильном акустическом поле	34
1.2.1. Дифракция ограниченной световой волны на ультразвуке	34
1.2.2. Формирование углового спектра пространственных гармоник дифрагированной волны	36
1.2.3. Модификация профиля лазерного пучка в зоне акустооптического взаимодействия. Акустооптическое устройство как мягкая лазерная диафрагма	38
1.2.4. Распределение поля дифрагированного света в дальней зоне при сильном взаимодействии	43
1.2.5. Различие между дифракцией света на акустических волнах и дифракцией на отверстии	45
Библиографический список	49
Глава 2. Спектральные акустооптические приборы в астрофизике и в космосе	53
2.1. Спектральные акустооптические фильтры. Основные определения	53
2.2. Особенности приборов на монокристаллах парателлурита для ультрафиолетового диапазона длин волн	58
2.3. Концепция акустооптического спектрометра изображений	62
2.3.1. Спектрометр изображений. Основные определения	62
2.3.2. Искажения спектральных изображений при акустооптической фильтрации.....	66
2.4. Спектральные акустооптические системы для неполяризованного излучения.....	74
2.5. Астрономический спектрометр изображений	80
2.5.1. Акустооптический спектрометр изображений	82
2.5.2. Астрономические наблюдения с акустооптическим спектрометром.....	85
2.6. Спектральные акустооптические приборы в космических исследованиях.....	96
Библиографический список	103

Глава 3. Адаптивные дисперсионные линии задержки для фемтосекундных лазерных систем.....	113
3.1. Адаптивное управление спектральными амплитудами и фазами электромагнитного излучения с помощью пространственного фотон-фононного взаимодействия в кристалле	113
3.2. Акустооптические приборы: дисперсионные линии задержки и перестраиваемые фильтры с квазиколлинеарной геометрией взаимодействия в монокристалле парателлуриата	120
3.3. Варианты оптимизации квазиколлинеарного взаимодействия в различных приборах в зависимости от системных требований.....	124
3.4. Уменьшение углового чирпа дифрагированного фемтосекундного пучка	130
3.5. Спектральные характеристики квазиколлинеарных акустооптических устройств на монокристалле парателлуриата в монохроматическом режиме	133
3.6. Квазиколлинеарные акустооптические устройства УФ диапазона длин волн на основе монокристалла KDP	136
3.7. Особенности управления спектральной амплитудой и спектральной фазой фемтосекундных импульсов.....	143
3.7.1. Особенности спектрального синтеза аппаратной функции дисперсионной линии задержки при управлении спектральными амплитудами. Согласованная трансформация оптического спектра.....	143
3.7.2. Аспекты управления спектральной фазой фемтосекундного импульса. Двухкаскадная дисперсионная линия задержки.....	149
3.8. Дисперсионные методы формирования произвольных спектральных функций пропускания квази-ЛЧМ сигналом для задач согласованной оптической спектральной фильтрации	155
3.9. Дисперсионная обработка широкополосных фемтосекундных спектров.....	162
3.9.1. Дисперсионная линия задержки в ОРСПА фемтосекундной лазерной системе.....	162
3.9.2. Трансформация широкополосного спектра фемтосекундных лазерных импульсов дисперсионной линии задержки	165
3.10. Дисперсионные линии задержки для обработки узкополосных спектров. Спектральная коррекция субпикосекундных лазерных импульсов в регенеративном усилителе на основе неодимового фосфатного стекла	167
Библиографический список	174
Глава 4. Системы возбуждения ультразвуковых волн в акустооптических приборах.....	181
4.1. Пьезопреобразователи акустооптических устройств	181
4.2. Нанотехнология изготовления пьезопреобразователей методом вакуумной интердиффузии атомов в химически активных ультратонких слоях. Входной импеданс пьезопреобразователя со связующим слоем	185

4.3. Задача электрического согласования	197
4.4. Толстые, тонкие и ультратонкие связующие слои	200
4.5. Алгоритмы и методы синтеза согласующих цепей акустооптических устройств по диаграммам Смита	204
4.6. Увеличение спектрального диапазона перестройки акустооптических фильтров при применении пьезопреобразователей из ниобата лития с регулярной доменной структурой	210
Библиографический список	215
Глава 5. Многочастотная акустооптическая дифракция	219
5.1. Многочастотная изотропная дифракция Брэгга	219
5.1.1. Уравнения связанных волн при многочастотной акустооптической дифракции	219
5.1.2. Применение метода медленно меняющихся амплитуд к уравнениям связанных волн	222
5.1.3. Диаграммы Фейнмана	223
5.1.4. Интегралы по пути	224
5.1.5. Вычисление интегралов по пути	227
5.1.6. Спектральный состав излучения при многочастотной акустооптической дифракции	228
5.1.7. Правила отбора путей	230
5.1.8. Эффективность многочастотной дифракции	231
5.1.9. Кроссмодуляция оптических мод при многочастотной дифракции	233
5.1.10. Интермодуляционные составляющие спектра оптических мод	235
5.2. Анизотропная многочастотная дифракция	237
5.2.1. Векторные диаграммы при анизотропной акустооптической дифракции	237
5.2.2. Многочастотная акустооптическая дифракция при сканирующих акустических пучках	241
Глава 6. Разработка и конструирование электронных систем управления для применения в области акустооптики	256
6.1. Общие принципы построения электронных систем управления для применения в области акустооптики	256
6.2. Основы конструирования генераторов	261
6.2.1. Неуправляемые генераторы	261
6.2.2. Управляемые генераторы с электронной перестройкой частоты	268
6.2.3. Переходные процессы в ТВГ	272
6.2.4. Шумы ТВГ	273
6.2.5. Схемотехнические особенности и устойчивость колебаний ТВГ	274
6.2.6. ТВГ с быстрой перестройкой частоты	277
6.2.7. Структурная схема задающего генератора для акустооптических устройств на основе ТВГ с быстрой перестройкой	280

6.3. Выбор усилителей ВЧ мощности для акустооптических систем	309
6.3.1. Современные технологии конструирования широкополосных усилителей	309
6.3.2. Основные параметры усилителя ВЧ мощности.....	312
6.3.3. Балансный широкополосный усилитель с регулируемой выходной мощностью	317
6.3.4. Акустооптические фильтры	318
Библиографический список	326
Глава 7. Акустооптические сканирующие системы для ультрафиолетового и инфракрасного когерентного излучения	329
7.1. Акустооптические сканирующие системы для ультрафиолетового излучения	330
7.1.1. Диапазоны УФ спектра	330
7.1.2. Лазеры УФ диапазона.....	331
7.1.3. Акустооптические дефлекторы и сканеры для УФ излучения	333
7.1.4. Лазерные сканирующие системы для УФ излучения с лучевым воздействием на объект	339
7.1.5. Перспективные лазерные сканирующие системы для УФ излучения	343
7.2. Акустооптические лазерные информационные системы	347
7.2.1. Акустооптическая лазерная информационная система векторного отображения информации	348
7.2.2. Акустооптическая лазерная информационная система с оптоволоконным экраном	352
7.2.3. Лазерная информационная система с УФ лазером	354
7.3. Применение акустооптических сканирующих систем ИК диапазона в волоконных линиях связи.....	357
7.3.1. Структура современных волоконно-оптических сетей.....	358
7.3.2. Полностью оптические маршрутизаторы.....	362
7.3.3. Возможная реализация структуры матрицы оптического коммутатора на элементах MEMS	369
7.3.4. Матрица оптического коммутатора на многоканальном акустооптическом элементе на базе кристалла арсенида галлия.....	371
7.3.5. Матрица оптического коммутатора на акустооптическом элементе на основе кристалла парателлурита.....	381
7.3.6. Технологии создания и тестирования оптоволоконных матриц	386
7.4. Акустооптические оптоволоконные коммутаторы на базе элементов интегральной оптики	392
7.4.1. Характеристика акустооптических оптоволоконных коммутаторов.....	392
7.4.2. Оптимизация параметров функциональных элементов интегрального акустооптического коммутатора	393
7.4.3. Материалы для интегральной акустооптики.....	394
7.4.4. Планарные оптические волноводы и линзы.....	396

7.4.5. Расчет параметров геодезической линзы с учетом аберраций.....	397
7.4.6. Устройства возбуждения поверхностных акустических волн.....	399
Библиографический список	403
Глава 8. Акустооптические материалы	407
8.1. Основные требования к акустооптическим материалам.....	407
8.2. Дефекты в акустооптических кристаллах.....	416
8.3. Монокристаллы парателлурита.....	419
8.3.1. Структура и свойства парателлурита	419
8.3.2. Способы выращивания кристаллов парателлурита	435
8.3.3. Структурные и оптические дефекты в кристаллах парателлурита	441
Библиографический список	455

К читателю

Предсказанное А. Эйнштейном в начале XX века фотон-фононное взаимодействие и желание физиков с его помощью определить тепловые флуктуации звука в конденсированных средах в 1922 году было строго описано Л. Бриллюэном и дало начало разделу теоретической физики, называемому сегодня «акустооптика». С этого момента и на протяжении последующих 40 лет до создания лазеров акустооптика являлась областью многочисленных теоретических исследований, авторы которых, соревнуясь друг с другом, использовали множество прекрасных аналитических средств для доказательства существования и единственности решений уравнений, найденных в жестких граничных условиях, иногда применяя при этом методы, слабо связанные с физической сущностью изучаемого явления. По меткому замечанию крупнейшего американского профессора акустооптики А. Корпела: «...многое из того, что привело к рождению акустооптики сегодняшнего дня, предано забвению в пыльных томах недавнего прошлого вместе с именами людей, ее создававших».

Драматизм описанной ситуации лишь подтверждает заслуги первооткрывателя Л. Бриллюэна, предложившего ряд идей, используемых в современной акустооптике: синхронное взаимодействие плоских волн, слабое рассеяние, сдвиг частоты, вторичное рассеяние и т.д.

Сегодня акустооптика из раздела теоретической физики превратилась в раздел фотоники, имеющий важнейшее научно-практическое значение для решения широкого спектра практических задач, прежде всего, в области обработки оптической информации. Следует отметить, что в настоящее время далеко не все возможности акустооптики исчерпаны и разработчикам предстоит осознать и использовать их, в частности, для временного и спектрального анализа сверхкоротких широкополосных однократных электромагнитных импульсов.

Предлагаемая читателю книга написана сотрудниками Научно-технологического и учебного центра (НТиУЦ) Акустооптики Национального исследовательского технологического университета «МИСиС» и коллегами и партнерами из Тверского и Воронежского государственных университетов.

В значительной степени в монографии представлены результаты работы, выполненной в последние 10–15 лет в НИТУ «МИСиС».

Тот факт, что в книгу помимо собственно акустооптики включены такие темы, как электронные схемы управления акустооптическими устройствами, а также материаловедческие проблемы выращивания оптически совершенных монокристаллов диоксида теллура, подчеркивает необходимость рассмотрения всех аспектов, в конечном счете влияющих на характеристики акустооптических систем.

Именно такая тенденция просматривается в деятельности ведущих мировых разработчиков и производителей акустооптики (например, Gooch & Housego). В частности этим представленный труд и отличается от большинства книг по акустооптике.

*Директор Научно-технологического и учебного центра
Акустооптики Национального исследовательского
технологического университета «МИСиС»*

С.И. Чижиков

Предисловие

В монографии рассмотрен широкий спектр теоретических проблем, возникающих при изучении взаимодействия света с полем акустической волны, пути их решения и представлены результаты технической реализации полученных результатов в спектроскопии, оптической обработке информации, лазерной технике, оптоволоконной связи, кристаллофизике, микробиологии. Многие решения запатентованы как в России, так и за рубежом. Настоящая монография предназначена для исследователей и научных работников в области фотоники, лазерной физики и спектроскопии.

В монографии восемь глав. В конце каждой главы приведен библиографический список.

Первая глава посвящена теоретическому исследованию преобразования пространственного спектра когерентного оптического излучения при дифракции Брэгга на акустических волнах в изотропной среде в сильном акустическом поле при нарушении 1-го борновского приближения. Получен ряд аналитических выражений для дифракции гауссова лазерного пучка в слабом поле. Уделено внимание различию между дифракцией света на акустических волнах и классической дифракцией на отверстии. Данная особенность позволяет адаптивно формировать пространственно однородные лазерные пучки методом, отличным от традиционных решений, применяемых в лазерной технике.

При дифракции на отверстии пространственный спектр световой волны расширяется, так как он определяется сверткой пространственных спектров падающей волны и функции пропускания отверстия. При дифракции световой волны на ультразвуковой имеет место эффект ограничения пространственного спектра падающей световой волны, и акустооптическое устройство является одномерным фильтром пространственных гармоник с окном прозрачности, определяемым конкретным видом распределения акустического поля пьезопреобразователя.

Получено выражение для распределения поля многомодового когерентного пучка в области взаимодействия в сильном акустическом поле. Существует принципиальное отличие акустооптической дифракции от дифракции на отверстии: в области взаимодействия имеет место преобразование профиля лазерного пучка в плоскости дифракции, а не диафрагмирование. Так, в слабом акустическом поле гауссов профиль падающего лазерного пучка преобразуется в новый профиль с плато и плавным уменьшением пропускания на краях, и акустооптическое устройство работает как одномерная мягкая диафрагма падающего излучения. Теоретически обосновано создание акустооптических адаптивных мягких диафрагм. Повышение пространственной однородности лазерных пучков существенно при создании сверхмощных лазерных систем, так как позволяет передавать большую часть энергии лазерного импульса к мишени.

Во второй главе представлены главным образом акустооптические методы гиперспектрального и спектрополяриметрического анализа изображений астрофизических объектов. Дан обзор технических решений устройств фильтрации не-

поляризованного излучения. Проведен анализ физических причин, вызывающих искажения пространственных спектров объектов при акустооптической фильтрации. Особое внимание уделено введению дополнительных дисперсионных элементов в оптический тракт монохроматора изображений. В определенных практических применениях компенсация либо, наоборот, искусственное создание более высокой угловой дисперсии монохроматора может являться вредным, в других – необходимым. Разобраны примеры наблюдательных артефактов, обусловленных дифракцией на боковых максимумах монохроматора. При наблюдении эмиссионных линейчатых спектров протяженных объектов эффект угловой дисперсии монохроматора может быть использован для организации его работы в режиме спектрографа изображений, что позволяет пространственно отделить искомое изображение в нужных слабых линиях от ложных изображений, порожденных соседними, более интенсивными эмиссионными линиями.

Первый вариант акустооптического спектрометра изображений был установлен в 2001 году на телескопе Zeiss-600 Южной станции МГУ имени М.В. Ломоносова. Специальный раздел посвящен результатам наблюдений и интерпретации спектральных изображений астрофизических объектов, выполненных со спектрометром со времени установки. Высокое спектральное пропускание прибора позволило впервые обнаружить на малом телескопе феномен временной переменности спектрального профиля эмиссионной линии На сейфертовской галактики NGC 4151. В заключительном разделе рассмотрены особенности акустооптической спектральной аппаратуры, установленной на орбитальных аппаратах международных космических миссий «Марс-Экспресс» и «Венера-Экспресс» Европейского космического агентства.

В третьей главе впервые описан наиболее общий вид акустооптического взаимодействия – дисперсионный, который открывает новые, ранее неизвестные функциональные возможности спектральной аппаратуры. Такое взаимодействие имеет место, например, в акустооптических дисперсионных приборах при работе в фемтосекундных лазерных системах, в акустооптических спектральных системах согласованной фильтрации, при адаптивном формировании произвольных спектральных функций пропускания монохроматоров и т.д. Это новый класс акустооптических приборов, который имеет комплексные, а не действительные спектральные аппаратные функции. Адаптивный синтез комплексных спектральных аппаратных функций акустооптических устройств мы называем дисперсионным, поскольку он основан на искусственном формировании заданных дисперсий высших порядков в оптическом тракте. В дисперсионных приборах в общем случае все три спектра, участвующие в акустооптическом взаимодействии: спектр оптического излучения на входе прибора, спектр акустического поля и спектр дифрагированного излучения на выходе, вообще говоря, предполагаются комплексными. Принципиальное отличие электронного управления дисперсионными приборами от обычных заключается в синтезе управляющего квази-ЛЧМ акустического сигнала или во введении в управляющий ЛЧМ сигнал амплитудной и фазовой модуляции.

Оптические элементы мощной лазерной системы ультракоротких импульсов, в том числе стретчер и компрессор, вносят главным образом спектральные фазовые искажения, а усилители – и амплитудные, и фазовые искажения. В результате длительность лазерного импульса после компрессии может значительно превышать Фурье-ограниченный предел, импульс может иметь выраженный пьедестал, низкий контраст и т.д. Соответственно, уменьшается пиковая мощность в импульсе. Если в лазерной системе применить специальное дисперсионное устройство – акустооптическую линию задержки, которая вносит в лазерную систему искусственные дисперсии высших порядков, равные по значениям существующим, но с обратным знаком, то дисперсии высших порядков лазерного тракта могут быть скомпенсированы, и на выходе после компрессии будет получен Фурье-ограниченный импульс.

Рассмотрены функциональные особенности адаптивных дисперсионных методов формирования произвольных спектральных функций пропускания приборов, принципиально недостижимые для классических спектральных приборов, например, формирования множества окон прозрачности для задач согласованной оптической спектральной фильтрации, временного профилирования со скоростью света ультракоротких лазерных импульсов, спектрального кодирования и т.п. Уделено внимание конструктивным особенностям дисперсионных линий задержки, рассмотрен вариант двухкаскадного прибора с разделением функций спектрального амплитудного и фазового управления. Детально представлены особенности работы дисперсионных линий задержки при обработке как широкополосных фемтосекундных спектров в субпетаваттной ОРСПА лазерной системе на основе параметрического усиления в кристаллах KD^*P с задающим $Cr:forsterite$ генератором, так и узкополосных субпикосекундных спектров в СПА системах с применением адаптивной коррекции спектрального коэффициента усиления в регенеративном усилителе на основе неодимового фосфатного стекла.

В четвертой главе рассмотрены физические принципы изготовления акустооптических приборов. Дан обзор наиболее распространенных методов изготовления пьезоэлектрических преобразователей акустооптических устройств. Подробно рассмотрена оригинальная вакуумная нанотехнология соединения призмы акустооптического кристалла с пластинкой пьезоэлектрического преобразователя. Идея этой технологии заключается в применении комбинации разноименных металлических нанослоев, обладающих высоким коэффициентом интердиффузии и высокой степенью взаимной химической активности. Эти металлические слои в вакууме вступают в химическую реакцию с образованием устойчивых химических интерметаллических соединений, которые не обладают физическими или химическими механизмами деградации свойств во времени, что обеспечивает высокую стабильность параметров приборов. Предложен групповой метод изготовления пьезопреобразователей акустооптических приборов. Проанализировано влияние параметров промежуточного связующего слоя на частотную характеристику пьезоэлектрического преобразователя акустооптического устройства. В качестве примеров рассмотрены толстые, тон-

кие и ультратонкие связующие слои. Показано, что переход от наноразмерных связующих слоев к микроразмерным, вообще говоря, уменьшает полосу эффективно излучаемых в акустооптический кристалл акустических волн. Разработаны алгоритмы расчета и практические методы синтеза согласующих цепей акустооптических устройств с использованием диаграммы Смита. Приведены практические примеры согласования. Рассмотрены методы увеличения спектрального диапазона перестройки акустооптических фильтров при применении пьезопреобразователей из ниобата лития со сформированной регулярной доменной структурой.

Пятая глава посвящена теоретическому исследованию дифракции гармонической плоской оптической волны на акустической волне, представляющей собой сумму нескольких плоских волн с различными частотами колебаний. Такое акустооптическое взаимодействие является типичным для работы многолучевых акустооптических модуляторов. Предполагается, что множество акустических частот конечно. Теория многочастотной акустооптической дифракции является естественным развитием теории одночастотной дифракции, рассмотренной в гл. 1. Имеются практически важные применения многочастотной акустооптической дифракции, такие как спектральный анализ радиосигналов, генерация символьных образов, коммутация оптических сигналов.

Рассмотрены уравнения связанных волн применительно к изотропной многочастотной дифракции. Для анализа спектрального излучения при многочастотной акустооптической дифракции применен формализм диаграмм Фейнмана. Проанализированы интермодуляционные составляющие спектра оптических мод. Рассмотрены особенности анизотропной многочастотной дифракции. Глава завершается большим разделом, в котором представлен анализ многочастотной дифракции в устройствах, работающих на высоких частотах и при высокой акустической мощности, когда существенными становятся явления нелинейной акустики.

Шестая глава посвящена разработке и конструированию электронных систем управления для акустооптических приборов. Акустооптическую систему, ориентированную на практическое применение, можно рассматривать как оптоэлектронную систему, включающую три компонента: источник оптического сигнала или наблюдаемый объект; акустооптическую среду, в которой происходит взаимодействие оптического сигнала с акустическим полем; электронную систему управления, задачей которой является формирование акустического поля и динамическое управление параметрами этого поля. Компоненты оптоэлектронной системы являются взаимосвязанными, выбор параметров одного из них определяет параметры других.

С момента изобретения лазера возникла проблема управления лазерным излучением. На этом этапе развития оптоэлектроники типичным источником оптического сигнала было монохроматическое излучение. Для управления параметрами такого излучения акустооптическими устройствами достаточно было иметь генератор с электронной перестройкой частоты и усилитель мощности. По мере развития оптоэлектронных систем в области оптической обработки ин-

формации становилось ясным, что акустооптические приборы являются эффективными для обработки и управления не только монохроматическими, но и широкополосными некогерентными источниками оптического сигнала. В этом случае электронная система управления, близкая к оптимальной, может быть построена на основе методов прямого цифрового синтеза DDS.

С развитием лазерных технологий в конце XX века появились новые источники лазерного излучения, в которых формируются оптические импульсы ультракороткой длительности. В сверхмощных лазерных системах ультракороткие лазерные импульсы претерпевают и амплитудные, и фазовые искажения. Применение дисперсионных акустооптических линий задержки позволяет управлять формой импульсов. При этом электронная система управления должна синтезировать ЛЧМ радиосигнал и с амплитудной, и с фазовой модуляцией. В этом случае оптимальным решением построения электронной системы дисперсионного управления акустооптическими приборами представляется принцип формирования радиосигнала по методам AWG: алгоритмическим расчетам, цифровым формированием радиочастотного сигнала произвольной формы.

В седьмой главе подробно рассмотрены принципы работы сканирующих акустооптических систем для УФ, видимого и ИК диапазонов когерентного излучения и приведены примеры их практической реализации. Впервые представлена лазерная сканирующая система для работы в УФ диапазоне с возможностью энергетического воздействия на исследуемый объект в области локализации единичного пикселя. Показаны перспективы развития сканирующих систем УФ диапазона для воздействия когерентным излучением как на органические, так и неорганические структуры; картографирования распределений органических веществ на поверхности микрообъекта с высоким временным и пространственным разрешением; исследования минеральных примесей в структуре микрообъектов; силового воздействия сфокусированным пучком на выбранные элементы исследуемых микрообъектов; решения ряда задач микроэлектроники и клеточной инженерии, когда в процессе сканирования необходимо получать информацию о локальных координатах исследуемой микроструктуры. Рассмотрены различные варианты использования акустооптических приборов в лазерных системах отображения информации с дисплеями, использующими пиксельную графику, с оптоволоконными и флуоресцентными экранами.

Большое внимание уделено применению акустооптических сканирующих систем ИК диапазона в волоконных линиях связи. Рассмотрена возможность использования акустооптических матриц в оптических коммутаторах современных волоконно-оптических сетей архитектуры 8×8 каналов (на основе многоканального дефлектора) и 1×1024 канала и более (на основе двухкоординатного дефлектора). Детально описана технология создания и тестирования оптоволоконных матриц. Показано, что ограничение числа коммутируемых каналов в системе с двухкоординатным дефлектором определяется технологическими возможностями изготовления приемной оптоволоконной матрицы. В завершение рассматривается ряд аспектов создания оптоволоконных коммутаторов на базе интегральной оптики.

Восьмая глава содержит сведения о материалах, в основном монокристаллах, наиболее часто применяемых при изготовлении современных акустооптических устройств. Подробно рассмотрены наиболее важные для акустооптики свойства кристаллов – диапазон прозрачности, показатели преломления и ослабления света, скорость звука, затухание ультразвука, коэффициент акустооптического качества. Обсуждены другие существенные для акустооптического взаимодействия, а также для технологии изготовления и условий применения устройств физические и химические свойства кристаллов – плотность, твердость, анизотропия модуля Юнга, температурные зависимости коэффициентов расширения, растворимость и т.д. Затронуты метрологические аспекты выбора и оценки качества акустооптического материала. Приведены основные контролируемые параметры однородности кристаллов и способы их измерения. Рассмотрены структурные дефекты различных размерностей, ухудшающие акустооптические характеристики кристаллов, причины их возникновения при росте, а также методы, способствующие уменьшению концентраций дефектов. В табличном виде представлены характеристики материалов, наиболее часто применяемых в акустооптике.

Специальный большой разд. 8.2 посвящен структуре, свойствам, способам выращивания и дефектам одного из самых востребованных в фотонике акустооптических материалов – монокристаллов парателлурита, обладающего уникальной комбинацией оптических, упругих, фотоупругих и материальных констант. Показана динамика развития технологий выращивания, последовательное повышение структурной и оптической однородности этих кристаллов. Описаны перспективы дальнейшего улучшения качества парателлурита, связанные с применением уже не только в акустооптике, но и в других новых областях, в частности в ядерной физике.

Авторы выражают благодарность директору НТиУЦ Акустооптики НИТУ «МИСиС» С.И. Чижикову и сотрудникам Центра К.Б. Юшкову, С.П. Аникину, О.Ю. Макарову за ценные дискуссии и помощь в экспериментах. Авторы выражают признательность сотрудникам ТвГУ и ТвГТУ И.А. Каплунову, Р.М. Гречишкину, И.В. Талызину, С.Е. Ильяшенко, оказавшим содействие при проведении ряда экспериментов, связанных с выращиванием и исследованием свойств акустооптических кристаллов, а также при подготовке и оформлении графических и фотоматериалов. Авторы благодарны сотрудникам ГАИШ МГУ имени М.В. Ломоносова В.Ф. Есипову и А.М. Татарникову за концептуальную помощь, организацию и проведение экспериментальных работ на телескопе, а также профессору кафедры квантовой электроники СПбГПУ Е.Т. Аксенову, любезно предоставившему материалы по интегральной оптике. Существенный вклад в подготовку материалов монографии внесли В.М. Кондрачев, осуществлявший оптические работы при создании акустооптических приборов и Л.А. Рогачёва, выполнявшая работы по оформлению рукописи.

Авторы признательны рецензентам В.И. Балакшему, доктору физико-математических наук, профессору кафедры физики колебаний физического факультета

МГУ имени М.В. Ломоносова, и Ю.Н. Пархоменко, члену-корреспонденту РАН, профессору, заведующему кафедрой материаловедения полупроводников и диэлектриков НИТУ «МИСиС», за труд по рецензированию рукописи и конструктивные рекомендации.

Необходимо назвать имена ученых, к сожалению, ушедших из жизни, без которых было бы невозможно издание монографии в данном виде: это – автор, доцент кафедры электроники ВорГУ Ю.И. Китаев, главный научный сотрудник профессор ГАИШ МГУ им. М.В. Ломоносова В.М. Люты́й и профессор кафедры математики НИТУ «МИСиС» В.А. Треногин, один из ярких создателей легендарной системы Физтеха.

Монография – совместный труд коллектива авторов. Авторы глав: В.Я. Молчанов – предисловие, гл. 1, гл. 2 (в работе над разд. 2.3.2 принимал участие К.Б. Юшков, разд. 2.6 написан совместно с сотрудником ИКИ РАН Д.А. Беяевым), гл. 3 (в работе над разд. 3.6 принимал участие О.Ю. Макаров, разд. 3.8 написан совместно с К.Б. Юшковым), гл. 4 (в работе над разд. 4.5 принимал участие О.Ю. Макаров); Ю.И. Китаев – гл. 5; Н.П. Солодовников, Ю.И. Китаев – гл. 6; В.Н. Нарвер, А.З. Розенштейн и К.Г. Шаповаленко – гл. 7 (разд. 7.3.4 написан В.Я. Молчановым); А.И. Колесников – гл. 8.

Sapere aude... Дерзай знать... Эта книга ориентирована, прежде всего, на молодых исследователей, аспирантов и студентов старших курсов, на развитие их профессиональной творческой интуиции и предвидения. Авторы стремились передать читателям дух научной романтики и методологии исследования.

Авторы отдают себе отчет в том, что некоторые положения монографии, устремленные в будущее, дискуссионны, и с благодарностью примут конструктивную критику читателей.

Глава 1. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СПЕКТРА КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ДИФРАКЦИИ НА АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛНАХ

1.1. Дифракция света на акустических волнах

1.1.1. Историческое введение. Основные понятия и определения. Дифракция Рамана–Ната и дифракция Брэгга

В 1922 г. Л. Бриллюэном [1] была теоретически предсказана дифракция света на ультразвуковых волнах в прозрачной среде. Независимо в 1926 г. Л. Мандельштамом [2] было исследовано рассеяние света неоднородной средой. Экспериментальное подтверждение открытого нового явления было выполнено спустя десять лет П. Дебаем и Ф. Сирсом [3] и Р. Люка и П. Бикаром [4], которые обнаружили наличие множественных дифракционных порядков. В 1933 г. Л. Бриллюэн [5] выдвигает теоретическое объяснение этого явления. По-видимому, с этого исторического момента начинается длительный период академических исследований этого феномена, который после открытия вынужденного когерентного усиления света и создания в 1960 г. первых квантовых генераторов оптического диапазона (лазеров) претерпел лавинообразное развитие и оформился как самостоятельное научно-техническое направление «Акустооптика», без которого сейчас невозможно представить успехи и будущее современной фотоники.

Отправной точкой работ по теории дифракции света на ультразвуковых волнах, как правило, являлось волновое уравнение для электрического поля в диэлектрической среде, возмущенной прохождением ультразвуковой волны. Различия – в приближениях, при которых оно решалось, и самих методах решения. Потребовались десятки лет теоретических исследований, чтобы сформировались современные представления о взаимодействии реальных расходящихся световых и звуковых полей, и в том числе преобразовании пространственного спектра светового излучения. В свое время Л. Бриллюэн [1, 5], П. Дебай и Ф. Сирс [3] рассматривали классическую математическую абстракцию – плоские световые волны. Ультразвуковое поле предполагалось настолько слабым, что истощением падающей световой волны за счет рассеяния можно было пренебречь. С. Рытов [6, 7] провел детальное исследование решения [1, 5] в зависимости от углов падения и наблюдения и исчерпывающе объяснил появления селективного брэгговского отражения. Интересно отметить, что С. Рытов, несмотря на исходное предположение о плоской падающей световой волне, фактически решал дифракционную задачу для ограниченных пучков – факт, современными исследователями, судя по всему, забытый. С. Рытов интегрировал по конечному объему взаимодействия, тем самым ограничивая плоские световые

и звуковые волны. Тот же прием в случае слабого ультразвукового поля неоднократно был повторен уже после создания первых лазеров с той лишь разницей, что световые пучки имели ограниченные размеры, а интегрирование велось в бесконечных пределах [8–11]. По сути дела, уже в работах С. Рытова было выведено выражение для распределения дифрагированного светового поля, которое сводилось к произведению Фурье-образов распределений взаимодействующих световых и звуковых пучков – хорошо известному результату, заново полученному спустя несколько десятилетий рядом авторов [8, 10, 12].

Отказ от первого порядка теории возмущений (борновского приближения) был предпринят Л. Бриллюэном в 9–12 главах монографии [5] в связи с попыткой рассчитать дифракционные спектры высших порядков. Ограничения первого порядка теории возмущений были сняты в классической серии работ С. Рамана и Н. Ната [13], сформулировавших метод решения дифракционной задачи для плоских волн (13, ч. IV и V), который впоследствии получил название метода дифференциально-разностных уравнений и с успехом применялся как в акустооптике [14–16], так и в голографии [17]. Как хорошо известно, суть метода заключается в том, что решение волнового уравнения для возмущенной среды записывается в виде набора плоских волн, распространяющихся под разными углами. Решение дифференциально-разностных уравнений для нормального падения света для ± 1 порядка было выполнено Н. Натом в работе [18]. Ультразвуковое поле предполагалось достаточно слабым, чтобы не возбуждать высшие дифракционные порядки. Однако поле, слабое в смысле приближения работы [18], является сильным в смысле теории возмущений, и Н. Нат обнаружил не только эффект истощения плоской падающей световой волны, но и эффект погашения ± 1 порядков при еще большей величине ультразвукового поля. Хронологически работа [18] была первой публикацией, где дифракционная задача плоской световой волны была решена для брэгговского режима и по сути дела за пределами борновского приближения. В этой связи нельзя не упомянуть также работу П. Паризе [19], который обобщил решение Н. Ната [18] на случай произвольного угла падения и подтвердил расчеты А. Бхатиа и В. Нобл [20] для -1 брэгговского порядка. Схема решения П. Паризе неоднократно воспроизводилось впоследствии рядом авторов [14, 17], а система дифференциально-разностных уравнений в том виде, в котором она была записана в [19], известна сейчас под названием уравнений связанных волн.

А. Бхатиа и В. Нобл являются наиболее видными представителями исследователей, исходящих не из волнового, а из интегрального уравнения для электрического поля волны, распространяющейся в возмущенной ультразвуковым полем среде. Такое описание электромагнитных волн в оптике было известно и ранее (см., например, [21]): падающая волна в каждом элементе объема среды индуцирует осциллирующую поляризацию, излучающую, в свою очередь, вторичную волну. Применительно же к дифракции света на ультразвуке такой подход был предпринят впервые. Он получил название интегрального. Разумеется, принципиального различия в описании распространения электромагнитных

волн интегральным или дифференциальным (волновым) уравнением нет [22]. Достоинством работы А. Бхатиа и В. Нобл [20] являлось то, что интегральное уравнение для электрического поля было решено, когда ограничения борновского приближения были сняты. В результате крайне громоздких вычислений была, в частности, рассчитана интенсивность -1 брэгговского порядка для произвольного угла падения плоской световой волны и впервые теоретически предсказан эффект 100 %-ного перехода световой энергии из нулевого дифракционного порядка в брэгговский. Из других публикаций, применяющих интегральный метод, следует упомянуть работу [23] для среды с двулучепреломлением. Так же как и в [20], в работе [23] была решена дифракционная задача для плоской падающей световой волны и сильного акустического поля.

Из наиболее значимых публикаций конца XX в. выделяется серия теоретических исследований В. Парыгина, Л. Чиркова и В. Балакшего [24–26]. Оригинальный метод, развитый авторами, можно классифицировать как дифференциальный, хотя авторы исходят не из волнового уравнения. Этот метод – метод выделения тонкого слоя – рассматривает изменение фазы плоской световой волны при ее прохождении через бесконечно тонкий слой среды, возмущенной ультразвуковым полем. Полученное в результате дифференциальное уравнение для амплитуд дифрагированных волн дает возможность найти дифракционный спектр в более широких пределах, чем классический метод С. Рамана и Н. Ната [13].

В заключение данного краткого исторического обзора методов решения дифракционной задачи рассеяния света на ультразвуковых волнах следует привести ссылки на современные монографии, посвященные данной проблематике в области теории, эксперимента, приборов и применений [22, 24, 27–46].

Качественно явления дифракции света на акустических волнах традиционно описывают так. Звуковая волна распространяется в прозрачной среде и создает в ней локальные участки механического сжатия и разряжения материала среды. Вследствие эффекта фотоупругости из-за механических напряжений возникают изменения диэлектрической проницаемости и, следовательно, показателя преломления среды. В среде образуются периодические слои с измененным показателем преломления. Эти слои движутся со скоростью звука. При прохождении света через такую слоистую структуру показателя преломления возникает дифракция света.

Принято различать два вида (режима) дифракции, отличающиеся разными угловыми дифракционными спектрами: Рамана–Ната и Брэгга. Дифракция Рамана–Ната наблюдается на низких звуковых частотах и при не слишком большой длине взаимодействия света с акустическими волнами. При нормальном падении света, т.е. параллельно волновому фронту звуковой волны, дифракционный спектр Рамана–Ната прошедшего светового пучка представляет собой расположенные симметрично по обе стороны от прошедшего пучка равноотстоящие друг от друга дифракционные максимумы. При наклонном падении света симметрия в интенсивности максимумов, возникающих по обе стороны от прошедшего пучка, нарушается, но их угловые направления остаются неиз-

мененными. Угловое направление дифракционных максимумов (рис. 1.1) относительно нулевого максимума, соответствующего прямо прошедшему свету, определяется формулой

$$\sin \theta_m = \frac{m\lambda}{\Lambda}, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (1.1)$$

где θ_m – угловое направление на дифракционный максимум m -порядка; λ – длина световой волны в среде; Λ – длина звуковой волны. Знак плюс соответствует максимумам, которые расположены с той стороны, куда отражается свет от фронтов звуковой волны.

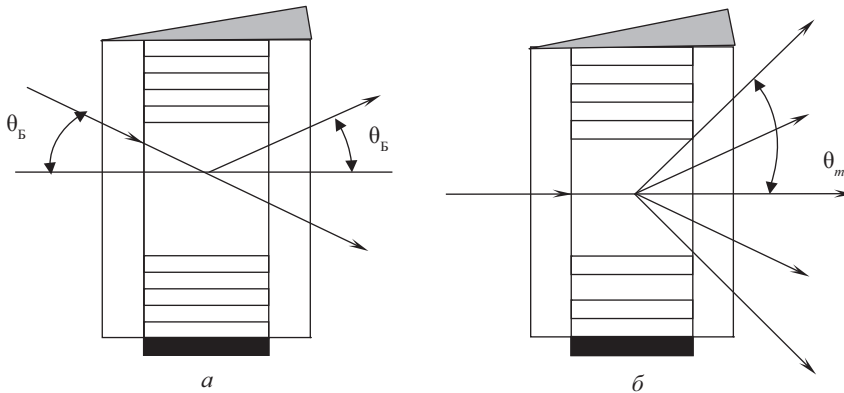


Рис. 1.1. Ход световых лучей при дифракции Брэгга (а) и при дифракции Рамана–Ната (б)

Вследствие эффекта Допплера частота света в максимуме m -порядка сдвинута относительно частоты ω падающего света на величину, пропорциональную акустической частоте Ω , и равна $\omega + m\Omega$. О дифракции Брэгга говорят в том случае, когда дифракционный спектр состоит из двух максимумов, соответствующих значениям $m = 0$ и $m = 1$ (рис. 1.1, а). Дифракционные максимумы минус первого и высших порядков пренебрежимо малы. Интенсивность первого максимума будет наибольшей, если свет падает под углом к волновому фронту акустической волны, удовлетворяющим условию Брэгга:

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda}{2\Lambda}. \quad (1.2)$$

Угол θ_B , определяемый выражением (1.2), называется углом Брэгга. Дифракцию Брэгга наблюдают на высоких частотах при значительной длине взаимодействия света с акустическими волнами.

Физическую интерпретацию рассмотренных выше типов дифракции принято давать в следующем изложении. На низких звуковых частотах и при малой

длине взаимодействия направление распространения падающего света внутри области взаимодействия остается прямолинейным и оптическая неоднородность среды, связанная с изменением показателя преломления, влияет только на фазу света, прошедшего через акустическое поле. Для света роль акустической волны в этом случае сводится к созданию фазовой решетки, движущейся со скоростью звука и с периодом, равным длине звуковой волны. Такая ситуация соответствует дифракции Рамана–Ната. Дифракция света в режиме Рамана–Ната происходит по законам дифракции на обычной фазовой решетке, чем и объясняется наличие симметрично расположенных дифракционных максимумов. Частоты света в дифракционных максимумах сдвинуты согласно эффекту Доплера из-за движения фазовой решетки.

При увеличении акустической частоты или длины взаимодействия направление распространения падающего света внутри области взаимодействия с акустической волной уже нельзя считать прямолинейным, а возникшую периодическую структуру – только фазовой решеткой. Свет испытывает как фазовые, так и амплитудные возмущения, и происходит постепенный переход от дифракции на фазовой решетке (дифракции Рамана–Ната) к рассеянию на объемной периодической структуре (дифракции Брэгга). В переходной области между режимами Рамана–Ната и Брэгга при падении света под углом Брэгга помимо первого максимума наблюдаются дифракционные максимумы высших порядков. Угловые направления этих максимумов относительно падающего света сохраняются такими же, как и при дифракции Рамана–Ната, но распределение интенсивностей становится асимметричным. Наибольшую интенсивность имеет брэгговский (первый) максимум. Наконец, на высоких частотах и при значительной глубине звукового поля акустооптическое взаимодействие целиком приобретает объемный характер и происходит селективное отражение света под углом Брэгга от движущейся периодической структуры, созданной ультразвуковой волной. Дифракция света в режиме Брэгга аналогична хорошо известному явлению дифракции рентгеновских лучей на кристаллической решетке в твердом теле.

Условия, при которых наблюдается тот или иной вид дифракции, были предметом тщательных исследований многих работ начиная с первых публикаций 30-х годов XX в. [3, 13]. Когда заходит речь о критерии, разграничивающем условия дифракции Рамана–Ната и дифракции Брэгга, то в акустооптике обычно принято ссылаться на работу [14]. Согласно этому критерию вид дифракции зависит от величины безразмерного параметра

$$Q = 2\pi \frac{L\lambda}{\Lambda^2}, \quad (1.3)$$

где L – длина области взаимодействия света со звуковой волной.

Принято считать, что при $Q \ll 1$ имеет место дифракция Рамана–Ната, при $Q \gg 1$ – дифракция Брэгга, значения $Q \approx 1$ соответствуют переходной области. Иногда считают [47], что практически дифракция Брэгга наблюдается уже при

$$Q \geq 4\pi, \quad (1.4)$$

когда в высшие порядки дифрагирует незначительная (менее 5 %) часть света.

Последнее условие физически означает, что падающий под углом Брэгга световой пучок пересекает две или более соседние плоскости с экстремумом показателя преломления. Считают также [47], что дифракция Рамана–Ната наблюдается уже при

$$Q \leq 0,3. \quad (1.5)$$

С точки зрения практики и это условие представляется излишне сильным, поскольку уже при

$$Q \leq \pi \quad (1.6)$$

в высшие порядки дифрагирует более 40 % падающего света, в связи с чем условие (1.6) целесообразно принять за верхний предел дифракции Рамана–Ната, а область параметров

$$\pi < Q < 4\pi \quad (1.7)$$

отнести к промежуточному режиму дифракции.

Максимальное и минимальное значения параметра Q , определяемые (1.4) и (1.6), в данном изложении примем соответственно за нижний предел дифракции Брэгга и верхний предел дифракции Рамана–Ната.

Фотографии спектров дифракции Рамана–Ната и Брэгга показаны на рис. 1.2, *а*, *б* и *в* соответственно. Типичные спектры соответствуют дифракции лазерного излучения с длиной волны 532 нм в одном и том же монокристалле молибдата свинца на частотах 28 и 160 МГц и длиной взаимодействия 7 мм. Параметры $Q = 0,51$ и $Q = 16,7$ соответственно.

Сделаем следующее замечание. Критерии (1.3) – (1.7) являются традиционными и весьма условными и применяются для оценки при изотропной дифракции света. Если акустическая волна излучается неоднородным пьезопреобразователем, то ее угловой спектр видоизменяется, соответственно видоизменяется количественно критерий, разграничивающий дифракцию Брэгга и дифракцию

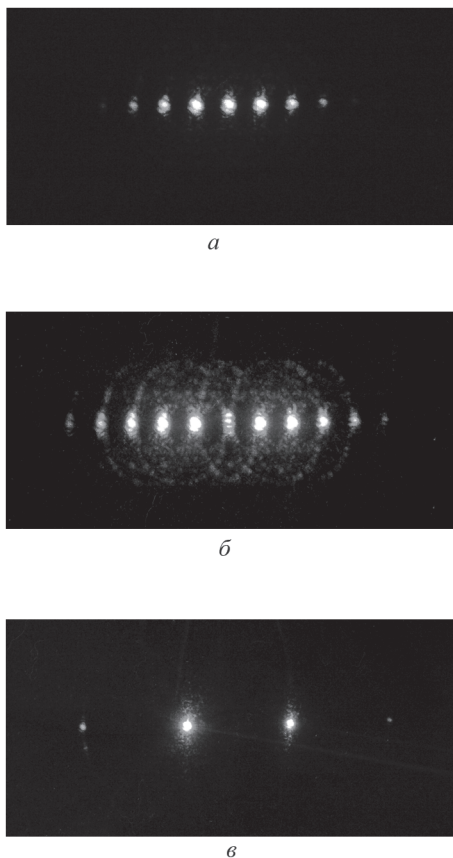


Рис. 1.2. Фотографии дифракционных спектров:
а – дифракция Рамана–Ната, слабое акустическое поле. $Q = 0,51$;
б – дифракция Рамана–Ната, сильное акустическое поле. $Q = 0,51$;
в – дифракция Брэгга. $Q = 16,7$

Рамана–Ната (см., например, работу [48]). При анизотропной дифракции данными критериями пользоваться не принято. При анизотропной дифракции возможны, например, такие варианты геометрии акустооптического взаимодействия, при которых, скажем, второй порядок принципиально не наблюдается, или, наоборот, его интенсивность весьма высока (эффект вырождения при анизотропном взаимодействии). Разумеется, при одном и том же параметре Q интенсивность дифракционных максимумов зависит от акустической мощности (см. рис. 1.2, *a, б*).

Большинство акустооптических приборов работает в режиме дифракции Брэгга, но достаточно часто широкополосные акустооптические устройства допускают работу в промежуточном режиме, при котором интенсивность высших дифракционных порядков невелика, по сравнению с интенсивностью брэгговского максимума.

1.1.2. Дифференциальный метод решения задачи при дифракции Брэгга

В данном разделе введены основные определения и рассмотрены исходные уравнения в случае изотропного акустооптического взаимодействия.

Рассматривается прозрачная изотропная немагнитная среда, диэлектрическая проницаемость которой является функцией координат и времени. Предполагается также, что токи и объемные заряды отсутствуют и в среде вдоль оси X декартовой системы координат XYZ распространяется бегущая акустическая волна $S(x, t)$:

$$S(x, t) = \text{Re } S_0 \exp[-i(\Omega t - kx)]. \quad (1.8)$$

Пусть бегущая акустическая волна ограничена по оси Y интервалом $(0 - L)$. Данная область называется областью акустооптического взаимодействия света со звуковой волной.

Вследствие эффекта фотоупругости акустическая волна вызывает периодическое изменение диэлектрической проницаемости среды по закону

$$\varepsilon(x, t) = \varepsilon_0 - \text{Re } \varepsilon_0^2 p S_0 \exp[-i(\Omega t - kx)]. \quad (1.9)$$

В выражениях (1.8) и (1.9) приняты следующие обозначения: S_0 – амплитуда деформации; ε_0 – диэлектрическая проницаемость среды в отсутствие акустической волны; Ω – акустическая частота; $k = 2\pi/\lambda$ – модуль волнового вектора света; p – эффективная фотоупругая константа; Re – действительная часть.

Теория фотоупругости устанавливает следующую тензорную связь между деформацией S_{ml} и изменением диэлектрической непроницаемости ΔB_{ij} [33]:

$$\Delta B_{ij} = p_{ijml} S_{ml}. \quad (1.10)$$

Коэффициенты P_{ijml} образуют тензор четвертого ранга и называются фотоупругими или упругооптическими. Изменение диэлектрической непроницаемости ΔB_{ij} определяется соотношением

$$\Delta B_{ij} = \Delta(\varepsilon^{-1})_{ji}. \quad (1.11)$$

Связь между компонентами тензоров диэлектрической проницаемости ε_{ni} и диэлектрической непроницаемости B_{ij} определяется с помощью следующего выражения:

$$\varepsilon_{ni} B_{ij} = \delta_{nj}. \quad (1.12)$$

После дифференцирования выражения (1.12) и умножения результата на ε_{jk} с учетом (1.10) и (1.11) получается соотношение между упругой деформацией, вызываемой звуковой волной, и изменением диэлектрической проницаемости [12]:

$$\Delta \varepsilon_{nk} = -\varepsilon_{ni} P_{ijml} S_{ml} \varepsilon_{jk}. \quad (1.13)$$

Последнее выражение упрощается для изотропного вещества, в котором взаимодействуют световая и звуковая волна заданной поляризации. В этом случае выражение (1.13) можно записать в виде, свободном от тензорных обозначений:

$$\Delta \varepsilon = -\varepsilon_0^2 p S_0. \quad (1.14)$$

Данная форма представления использована в формуле (1.9).

Пусть слева на область распространения акустической волны в плоскости XY (рис. 1.3) под углом θ к оси Y падает световая волна $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$.

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})], \quad (1.15)$$

где ω – частота света; \mathbf{k} – волновой вектор света; \mathbf{r} – радиус-вектор.

При этом угол θ , вообще говоря, отличен от угла Брэгга θ_B , определяемого равенством

$$\theta_B = \frac{\lambda}{2\Lambda}. \quad (1.16)$$

Электрическое поле в среде с возмущенной диэлектрической проницаемостью удовлетворяет уравнению

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \text{grad} \left[\frac{1}{\varepsilon_0} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \text{grad} \varepsilon(x, t) \right] = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\varepsilon(x, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)]. \quad (1.17)$$

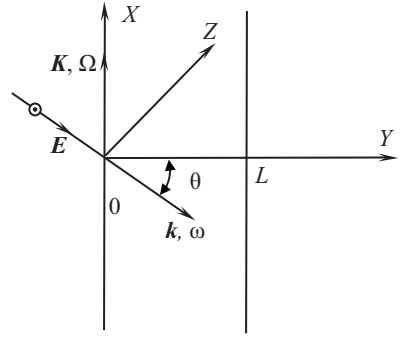


Рис. 1.3. Геометрические соотношения при дифракции плоской световой волны ($K = 2\pi/\Lambda$ – модуль волнового вектора звука)

Если падающая световая волна линейно поляризована так, что электрический вектор перпендикулярен плоскости падения (случай H -поляризации), то скалярное произведение в скобках в уравнении (1.17) равно нулю.

Сделанное выше ограничение на поляризацию световой волны не является принципиальным. На это обстоятельство указано, например, в работе [17]. В данной работе уравнение типа (1.17) решено как для H -, так и для E -поляризации и показано, что соответствующие уравнения связанных волн для нулевого и первого порядков различаются только скалярным произведением единичных векторов в направлении падающей световой волны и оси Y перед коэффициентом связи. Таким образом, можно считать, что при малых углах Брэгга характер дифракции не зависит от ориентации плоскости поляризации. В случае больших углов Брэгга вторым членом в уравнении (1.17), вообще говоря, пренебрегать нельзя. Такая ситуация имеет место, например, в теории фазовых диэлектрических решеток [49, 50].

Итак, в предположении $\theta_b \rightarrow 0$ без ограничения общности можно считать, что электрический вектор световой волны перпендикулярен плоскости падения и уравнение (1.17) имеет вид

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\varepsilon(x, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)] = 0. \quad (1.18)$$

Уравнение (1.18) есть волновое уравнение для электрического поля, распространяющегося в среде с возмущенной диэлектрической проницаемостью. Ниже рассматривается решение волнового уравнения (1.18) для плоских волн в соответствии с дифференциальным подходом (см., например, [19]).

При дифракции Брэгга полями всех дифракционных порядков, кроме первого и нулевого, можно пренебречь. Тогда в возмущенной среде распространяются только две волны: падающая E^i и дифрагированная E^d . Решение волнового уравнения (1.18) ищется в виде

$$E(\mathbf{r}, t) = E^i(y) \exp\{i(\omega t - kx \sin \theta - ky \cos \theta)\} + E^d(y) \exp\{i(\omega - \Omega)t - (k \sin \theta - K)x - ky \cos \theta\}. \quad (1.19)$$

Пусть амплитуды $E^i(Y)$ и $E^d(Y)$ – медленно меняющиеся функции координаты, так что их вторыми производными в (1.18) можно пренебречь. С учетом того, что $\Omega \ll \omega$, собирая в (1.18) коэффициенты при экспонентах и приравнивая их к нулю, получаем систему уравнений:

$$\frac{dE^i(Y)}{dY} = -\frac{KW}{2} E^d(Y), \quad (1.20a)$$

$$\frac{dE^d(Y)}{dY} + i\beta E^d(Y) = \frac{KW}{2} E^i(Y). \quad (1.20b)$$

Здесь

$$\beta = \frac{K(\sin \theta - \sin \theta_B)}{\cos \theta}, \quad (1.21)$$

$$W = -\frac{\varepsilon_0 \rho S_0 k}{2K \cos \theta}. \quad (1.22)$$

Уравнения (1.20а) и (1.20б) известны как уравнения связанных волн. Физический смысл их заключается в том, что они определяют взаимосвязь между амплитудами падающей и дифрагированной волн по мере их распространения в области акустооптического взаимодействия от $Y = 0$ до $Y = L$. Величина W зависит от амплитуды акустической деформации S_0 и определяет степень связи между ними. При отсутствии акустического возмущения $S_0 = 0$ и уравнения становятся независимыми.

Система (1.20а) и (1.20б) сводится к одному линейному дифференциальному уравнению второго порядка относительно E^d или E^i , которое легко решается при условиях на границе $Y = 0$: $E^d(0) = 0$, $E^i(0) = E^0$. На выходе из области акустооптического взаимодействия при $Y = L$ амплитуда дифрагированной плоской волны E^d определяется следующим выражением:

$$E^d(Y) = -E^0 \exp\left(-i\frac{\beta}{2}Y\right)W \frac{\sin \frac{\pi Y}{\Lambda \cos \theta} \sqrt{W^2 + (\sin \theta_B - \sin \theta)^2}}{\sqrt{W^2 + (\sin \theta_B - \sin \theta)^2}}. \quad (1.23)$$

Из выражения (1.23) следует, что интенсивность дифрагированного света при данной длине взаимодействия L зависит от амплитуды деформации S_0 и угла падения θ . Интенсивность света в нулевом максимуме I_0 определяется из решения уравнений связанных волн или из равенства $I_0 = I^0 - I^d$. Фактически I_0 есть интенсивность волны, прошедшей через акустооптическое устройство без изменения направления. Выражение (1.23) показывает, что при достижении некоторой длины взаимодействия весь падающий свет дифрагирует и интенсивность прошедшего света обращается в ноль. Полученные формулы и выводы строго справедливы только для плоской падающей волны.

Амплитуда деформации S_0 , вызванная бегущей звуковой волной, связана с акустической мощностью P_a следующим соотношением [8]:

$$P_a = \frac{1}{2} \rho V^3 S_0 S_0^* L H, \quad (1.24)$$

где ρ – плотность среды; V – скорость звука; H – ширина области взаимодействия света со звуковой волной. (Знак * обозначает комплексное сопряжение.)

С учетом (1.24) выражение (1.22) примет вид:

$$W = \frac{\Lambda}{n\lambda} \sqrt{\frac{P_a M_2}{2LH}}. \quad (1.25)$$

Как показано выше, амплитуда дифрагированной плоской волны определяется из выражения (1.23). Если падение плоской световой волны на область акустооптического взаимодействия происходит строго под углом Брэгга $\theta = \theta_B$, то с учетом (1.25) и (1.24) выражение для интенсивности дифрагированного поля примет классический вид:

$$I^d = I^0 \sin^2 \left(\frac{\pi}{\lambda_0 \cos \theta} \sqrt{\frac{P_a L}{2H}} M_2 \right), \quad (1.26)$$

где $\lambda_0 = \frac{\lambda}{n}$ – длина световой волны в вакууме; n – показатель преломления.

Величина

$$M_2 = \frac{n^6 p^2}{\rho V^3} \quad (1.27)$$

есть комбинация констант данной акустооптической среды. Она определяет интенсивность дифрагированного света независимо от размеров пьезопреобразователя и величины акустической мощности и называется коэффициентом акустооптического качества M_2 . Коэффициент акустооптического качества M_2 был введен в работе [8]. Там же было получено выражение для интенсивности дифрагированного поля в форме (1.26). Коэффициент акустооптического качества M_2 является важнейшей характеристикой акустооптического материала. (Следует отметить также, что в работах [8, 51] был введен другой коэффициент каче-

ства $M_1 = \frac{n^7 p^2}{\rho V}$, определяющий произведение эффективности на полосу частот,

а в работе [52] – третий коэффициент $M_3 = \frac{n^7 p^2}{\rho V^2}$. Практика показала, что коэф-

фициенты M_1 и M_3 имеют ограниченное применение и в дальнейшем изложении они рассматриваться не будут.) Коэффициент качества M_2 обычно измеряют по отношению к коэффициенту качества плавленого кварца для дифракции света на продольной акустической волне, когда световая волна поляризована в плоскости взаимодействия. Абсолютное значение M_2 для плавленого кварца в этом случае равно $1,56 \cdot 10^{-18} \text{ с}^3/\text{г}$. Коэффициенты качества M_2 и другие характеристики наиболее распространенных акустооптических материалов приведены в гл. 8.

Величину η , равную отношению интенсивности дифрагированного I^d и падающего I^0 света, называют эффективностью дифракции.

$$\eta = \frac{I^d}{I^0}. \quad (1.28)$$

Эффективность дифракции является одной из важнейших характеристик акустооптических устройств.

Будем считать акустическое поле слабым и, соответственно, говорить о слабом акустооптическом взаимодействии, если мощность акустического поля такова, что дифрагирует небольшая часть падающего света, т.е. выполняется условие $\eta \ll 100\%$. В квантовой механике это соответствует первому борновскому приближению. В слабом поле интенсивность дифрагированного света линейно зависит от акустической мощности. На практике линейность начинает нарушаться, если эффективность превышает 20...40%. Если эффективность дифракции превышает это значение, то будем говорить о сильном акустическом поле или о сильном акустооптическом взаимодействии.

Выражение (1.26) показывает, что эффективность дифракции, или интенсивность дифрагированного света, зависит от длины акустооптического взаимодействия и акустической мощности одинаковым образом. В частности, при акустической мощности P_a , равной

$$P_a = \frac{\lambda_0^2 \cos^2 \theta_B}{2M_2} \frac{H}{L}, \quad (1.29)$$

отклонится 100% падающего света. Это имеет место только при выполнении основного предположения, при котором выведена формула (1.26), а именно в предположении плоской падающей световой волны. В реальных акустооптических условиях в той или иной мере это условие нарушается. В этом случае, как будет показано в дальнейшем, полностью осуществить трансформацию энергии из падающего светового пучка в дифрагированный нельзя в принципе. На практике возможно лишь приближение к формуле (1.26) с той или иной степенью точности в тех случаях, когда расходимость падающей световой волны (например, в акустооптических дефлекторах) много меньше расходимости звуковой волны.

1.1.3. Квантомеханическое представление об акустооптическом взаимодействии

Между уравнениями и соотношениями в теории рассеяния света на акустических волнах и в квантовой теории рассеяния частиц существуют определенные математические формальные аналогии. Такие аналогии являются следствием единства математического аппарата в указанных областях физики, что дает возможность использовать квантовую терминологию, в частности, формализм векторных диаграмм, для описания акустооптического взаимодействия.

Рассмотрим волновое уравнение (1.18). Это уравнение в нашей ситуации является волновым уравнением для электрического поля, распространяющегося в среде с возмущенной диэлектрической проницаемостью.

Осуществим, пользуясь фундаментальным решением оператора Гельмгольца, формальный переход от дифференциального волнового уравнения (1.18) к интегральному уравнению. Разделяя пространственную и временную части электрического поля и с учетом $\Omega \ll \omega$, приведем уравнение (1.18) к следующему варианту уравнения Гельмгольца:

$$(\nabla^2 + k^2)E(r) = \varepsilon_0 k^2 \rho S_0 e^{ikx} E(r). \quad (1.30)$$

Уравнение (1.30) превращается в классическое уравнение Гельмгольца при отсутствии акустического возмущения $S_0 = 0$.

В этом случае световая волна $E^i(r)$, падающая на область взаимодействия проходит последнюю без изменений и удовлетворяет уравнению (1.30). В присутствии акустического поля $S_0 \neq 0$ и решение уравнения (1.30), как обычно, может быть представлено в виде суммы

$$E(r) = E^i(r) + E^d(r), \quad (1.31)$$

где $E^d(r)$ характеризует поле дифрагированного света, а $E^i(r)$ – поле недифрагированного света.

Используя фундаментальное решение $\exp(-ikr)/4\pi r$ оператора Гельмгольца, с помощью операции свертки, сведем уравнение (1.30) к интегральному уравнению

$$E^d(r) = \frac{1}{4\pi} \varepsilon_0 k^2 \rho \int_{G(r)} S_0 e^{ikx'} [E^i(r') + E^d(r')] \frac{e^{-ik|r-r'|}}{|r-r'|} dr'. \quad (1.32)$$

Подобные уравнения решаются методом теории возмущений, который оказывается эффективным лишь в первом – борновском – приближении, когда дифрагированное поле предполагается ничтожно малым по сравнению с падающим полем $E^d(r) \ll E^i(r)$, так что недифрагируемое поле $E^i(r)$ не испытывает при дифракции изменения и в области взаимодействия его амплитуду можно считать постоянной.

Таким образом, в первом приближении полем $E^d(r)$ по сравнению с $E^i(r)$ можно пренебречь.

Пределы интегрирования в (1.32) определяются областью взаимодействия $G(r)$, в которой $S_0 \neq 0$. Будем считать, что область $G(r)$ ограничена размерами L и H по осям y и z соответственно (см. рис. 1.3).

Предполагая дифрагированное поле настолько слабым, что выполняется условие первого порядка теории возмущений, перепишем, наконец, уравнение (1.32) в том виде, в котором оно фигурирует в теории акустооптической дифракции ограниченных пучков в слабом акустическом поле [8]:

$$E^d(xyz) = \frac{\varepsilon_0 k^2 \rho S_0}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^L \int_0^H e^{ikx'} E^i(x'y'z') \frac{e^{-ik|r-r'|}}{|r-r'|} dx'dy'dz' . \quad (1.33)$$

Равенство (1.33) дает первое приближение решения уравнения Фредгольма второго рода относительно поля дифрагированного света $E^d(r)$.

Соотношения такого типа хорошо известны из квантовой механики. В квантовой теории рассеяния данный вид имеет, например, уравнение Шредингера для частицы [53]. Проведенные математические преобразования иллюстрируют единство дифференциального и интегрального подходов в волновой теории рассеяния световых волн на акустических волнах и теории рассеяния частиц в квантовой механике.

Квантомеханическое представление оказывается эффективным для построения векторных диаграмм рассеяния. Векторная диаграмма служит наглядной и весьма информативной иллюстрацией угловых соотношений при дифракции Брэгга в изотропных и анизотропных средах. Процесс дифракции света на ультразвуковой волне можно представить как трехчастичное фотон-фононное рассеяние, сопровождающееся рождением (поглощением) фонона. К процессу рассеяния применимы законы сохранения энергии и импульса.

Закон сохранения энергии определяет соотношение между частотами рассеянного фотона ω_1 и фонона Ω : $\omega_1 = \omega \pm \Omega$. Знак плюс (минус) соответствует поглощению (рождению) фонона.

Закон сохранения импульса для этих двух процессов соответственно запишется в виде

$$\mathbf{k}_d = \mathbf{k}_i \pm \mathbf{K} , \quad (1.34)$$

где \mathbf{k}_i – волновой вектор падающего фотона в среде; \mathbf{k}_d – волновой вектор рассеянного фотона; \mathbf{K} – волновой вектор фонона.

Разумеется, имеет место гигантская разница между энергией кванта света и кванта звука. Она определяется соотношением частот — $\sim 10^9$. Аспекты

процессов рассеяния сверхмощного оптического излучения были исследованы в серии работ Ю. Гуляева, В. Проклова, Г. Шкердина [46, 54]. Было показано, что при высокой интенсивности света акустооптическое взаимодействие может инициировать такие эффекты, как поглощение или усиление звуковых волн [46, 54–56]. В акустооптических приборах характерное значение потока фононов составляет единицы ватт на квадратный сантиметр при высоких уровнях эффективности дифракции. Для того чтобы заметно повлиять на такой поток фононов необходим световой поток порядка 10^9 Вт/см², что превышает предельное значение лазерной стойкости акустооптических материалов, например, таких, как парателлурит [55]. В практических устройствах мощность светового потока значительно меньше, поэтому доля фононов, поглощенных (или рожденных) при

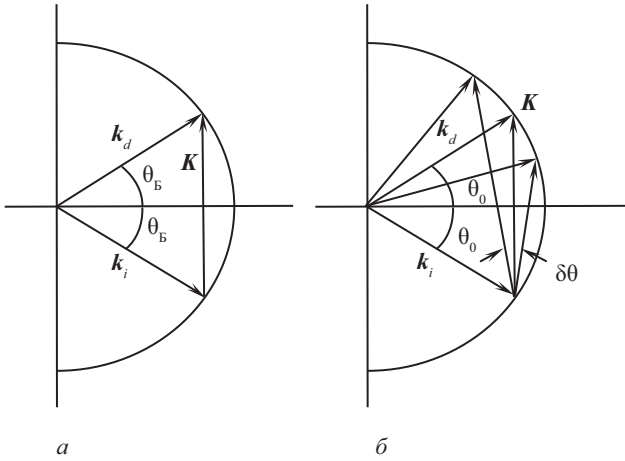


Рис. 1.4. Векторные диаграммы рассеяния плоской световой волны на плоской звуковой (а) и плоской световой волны на расходящейся звуковой (б) в случае изотропной дифракции

нее равенство означает, что при дифракции конец вектора k_d всегда находится на окружности радиусом, равным k_i (рис. 1.4, а). Угол, на который поворачивается в среде волновой вектор дифрагированного света, равен $2\theta_B$ и, как видно на рис. 1.4, а, определяется соотношением

$$\sin \theta_B = \frac{K}{2k_i} = \frac{\lambda}{2\Lambda}. \quad (1.35)$$

Из (1.35) следует, что угол θ_B , под которым при рассеянии должна падать световая волна, есть угол Брэгга в среде. Из (1.34) и рис. 1.4, а можно сделать вывод, что при изменении частоты акустической волны (изменяется K) рассеяние под прежним углом невозможно, так как в противном случае нарушается закон сохранения импульса (1.34). Равенство (1.34) сохранится, если рассеяние будет происходить под новым углом, определяемым для нового значения K , как и раньше, соотношением (1.35). Аналогичное явление имеет место при отклонении угла падения от брэгговского при неизменной акустической частоте; если угол падения отличается от брэгговского, то рассеяния не произойдет. Подобная ситуация, разумеется, имеет место только при взаимодействии волн с идеально плоским фронтом, т.е. при взаимодействии бесконечно широких пучков. Но векторные диаграммы могут оказаться полезными и для случаев, когда один или оба из взаимодействующих пучков расходятся.

В качестве примера далее рассматриваются особенности дифракции плоской световой волны на расходящейся акустической волне (рис. 1.4, б). Расходящаяся (т.е. ограниченная) волна представляет собой набор плоских волн, распространяющихся в различных направлениях с определенными амплитудами. Волновые

рассеянии фотонов, крайне мала и, таким образом, влияние светового потока на звуковой фактически отсутствует.

Векторная диаграмма рассеяния света на звуке при поглощении фонона (знак плюс в выражении (1.34)) и в акте рассеяния изображена на рис. 1.4, а. Так как акустическая частота пренебрежимо мала по сравнению с оптической ($\Omega \ll \omega$), то частота рассеянного фотона практически равна частоте фотона падающего и $k_d = k_i$. Послед-

векторы этих плоских волн заключены в некотором угловом интервале $\delta\theta$. Это в полной мере относится и к ограниченной акустической волне. Как видно на рис. 1.4, б, данному углу падения света θ_0 из всего набора плоских волн, характеризующих расходящуюся акустическую волну, соответствует лишь одна – с волновым вектором \mathbf{K} . При изменении угла падения рассеяние будет происходить на акустической волне с другим вектором, находящимся в пределах углового интервала $\delta\theta$. Изменение в определенных пределах частоты звука также не нарушит рассеяние при прежнем угле падения.

Следует подчеркнуть, что в рассмотренных примерах дифрагированная волна является плоской. Тем самым иллюстрируется одно из наиболее общих свойств акустооптического взаимодействия, состоящее в том, что расходимость дифрагированного поля определяется наименьшей из расходимостей взаимодействующих светового и акустического полей.

Векторные диаграммы рассеяния фотонов на фонах являются удобным математическим формализмом, который позволяет рассматривать основные параметры анизотропных акустооптических устройств на основе анизотропного взаимодействия в кристаллах в зависимости от направления падающего светового излучения и направления распространения фазовой скорости акустической волны в кристалле.

При дифракции световой волны в анизотропных средах соотношение $k_d = k_i$ может не иметь места, например, если поляризации падающей и дифрагированной волн различны. Такая ситуация имеет место при анизотропной акустооптической дифракции в оптически анизотропной среде. В оптически анизотропной среде в любом заданном направлении распространяются, вообще говоря, две световые волны с различной скоростью и с собственными состояниями поляризации [57, 58]. Собственные поляризации в общем случае – это ортогональные эллипсы. В оптически одноосных кристаллах при отсутствии амплитудной анизотропии и при отсутствии собственной гиротропии или гиротропии наведенной (например, вследствие эффекта Фарадея) – это линейные ортогональные поляризации [57, 58]. Анизотропная дифракция характерна тем, что если падающая световая волна в данном направлении обладает одной собственной поляризацией, то дифрагированная световая волна имеет другую ортогональную собственную поляризацию. Поэтому волновые векторы падающей, дифрагированной и звуковой волн не образуют равнобедренного треугольника ($k_d \neq k_i$) и угол падения световой волны не равен углу отклонения дифрагированной волны ($\theta_B \neq \theta_I$) (рис. 1.5).

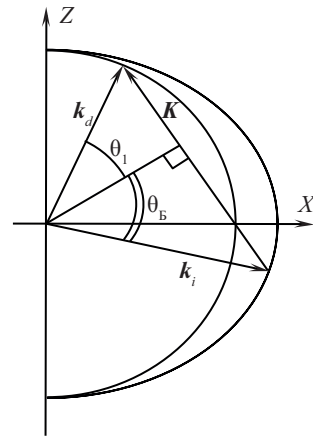


Рис. 1.5. Пример векторной диаграммы рассеяния при анизотропном акустооптическом взаимодействии

Формализм векторных диаграмм анизотропного взаимодействия, как более громоздкий, в отличие от изотропного взаимодействия допускает аналитическое представление результатов лишь в определенных случаях. Векторные диаграммы определяют зависимости брэгговского угла падения света и брэгговских углов дифрагированного поля от частоты акустооптического взаимодействия или частоты управляющего радиосигнала. Одна из основных особенностей анизотропных векторных диаграмм заключается в том, что при обмене энергии между ортогональными собственными поляризациями, вообще говоря, брэгговские углы падения не равны углам дифракции.

Векторные диаграммы дают необходимые, но не достаточные условия существования дифракции света на акустических волнах. Для существования дифракции необходимо, чтобы соответствующая эффективная фотоупругая константа в данном направлении была отлична от нуля. Необходимо также, чтобы имело место физическое перекрытие областей светового и акустических полей. Последнее обстоятельство является принципиальным в средах с выраженной оптической акустической анизотропией. Иными словами, если дифракция света имеет место, то она будет происходить по законам, предписываемым формализмом векторных диаграмм.

Понятия, широко используемые в литературе: брэгговский синхронизм, точная настройка на угол Брэгга, также требуют уточнения. Строго они применимы лишь к математической абстракции идеально плоских волн, когда волновые векторы взаимодействующих волн есть дельта-функции. В физике реальные акустические и световые поля описываются достаточно гладкими функциями. В этом смысле достаточно условными являются и другие распространенные в теории и практике акустооптики термины: нарушение брэгговского синхронизма, расстройка. В реальной среде всегда имеет место рассеяние фотонов на фонах вне зависимости от того, создан ли этот поток фононов искусственно внешним воздействием, например с помощью пьезопреобразователя или рассеянным акустическим полем в кристалле, или тепловыми колебаниями атомной решетки кристалла. Разумеется, в последнем случае эффект будет на 6–8 порядков слабее. Для заданной оптической частоты света и поляризации всегда найдется фонon соответствующей частоты с соответствующим пространственным направлением импульса, на котором произойдет акт рассеяния фотона, под каким бы направлением этот фотон не падал на среду взаимодействия.

Вместе с тем анизотропия оптических свойств среды является лишь необходимым условием для анизотропной дифракции, поскольку и в анизотропных средах при условии $k_d = k_p$, т.е. при условии сохранения поляризации, в принципе можно наблюдать изотропную дифракцию [59]. В изотропных средах изотропная дифракция – единственно возможный тип акустооптического взаимодействия.

Следует отметить, что векторные диаграммы не всегда допускают простую физическую интерпретацию в случае сильного акустического поля, когда обратный процесс рассеяния вносит существенный вклад. Например, интенсивность дифрагированного света, определяемая формулой (1.23), в слабом акустическом поле ($W \rightarrow 0$) обращается в ноль при падении света под углом Брэгга, если пространственная гармоника углового спектра звукового поля в этом направлении равна нулю. В сильном акустическом поле ($W \neq 0$) при падении света под тем же углом и нулевой пространственной гармонике, тем не менее, дифракция будет иметь место, но дифракции не будет при падении света под углом, где нужная пространственная гармоника углового спектра звукового поля отлична от нуля. На это обстоятельство указано А. Корпелом в работе [60], который ввел новое понятие «fuzzy» векторных диаграмм, чтобы физически объяснить вышеизложенные кажущиеся противоречия.

Формализм векторных диаграмм априорно предполагает принцип пространственно-временной инвариантности рассеяния, при котором условия процессов прямого рассеяния света и обратного рассеяния одинаковы. В быстротекающих процессах, например при высокочастотной импульсной модуляции света, даже в случае изотропного взаимодействия в сильном акустическом поле принцип инвариантности процессов рассеяния может нарушаться, что приводит к достаточно необычным дифракционным эффектам [61–63].

Последствия нарушения принципа пространственно-временной инвариантности рассеяния становятся драматическими при рассеянии в сильном поле ультракоротких световых импульсов в двулучепреломляющих средах. Эта ситуация имеет место в акустооптических дисперсионных линиях задержки, предназначенных для управления спектральными амплитудными и фазовыми компонентами фемтосекундных лазерных импульсов [64, 65]. Теоретический анализ, впервые выполненный в работах [66, 67], показал, что даже при отсутствии дисперсии групповых световых скоростей прямого и обратного процессов рассеяния при анизотропной дифракции в сильном поле имеет место деформация формы дифрагированного ультракороткого импульса и его временной сдвиг, обусловленные различными групповыми скоростями. При этом максимальная эффективность дифрагированного импульса в сильном поле в принципе не достигает 100 %.

Невзаимный акустооптический эффект [68, 69], феномен брэгговской дифракции в сильном поле без перемодуляции [70] также, вообще говоря, являются следствием нарушения принципа пространственно-временной инвариантности рассеяния.

В заключение еще раз следует подчеркнуть, что формализм векторных диаграмм строго справедлив в предельном случае взаимодействия плоских световых волн и в бесконечном пространстве.

1.2. Теория взаимодействия расходящихся световых и звуковых пучков в сильном акустическом поле

Настоящий раздел посвящен теоретическому описанию сильного акустооптического взаимодействия ограниченных световых и акустических пучков, имеющего место в лазерной физике.

1.2.1. Дифракция ограниченной световой волны на ультразвуке

После появления лазеров и создания первых акустооптических устройств стало ясно, что математическая абстракция неограниченной плоской световой волны для описания дифракции лазерного излучения на ультразвуке на практике далеко не всегда оказывается адекватной.

Рассмотрим выражение для амплитуды дифрагированной плоской волны E^d , представленное формулой (1.23). Это выражение справедливо для любой эффективности дифракции. Дифрагированная волна, так же как и падающая, является плоской. Ее амплитуда и фаза при прочих равных условиях определяется отклонением волновой нормали падающей волны от значения угла Брэгга. С математической точки зрения процесс образования дифрагированной волны из падающей формально можно представить состоящим из двух независимых операций: первая из них изменяет амплитуду и фазу волны согласно (1.23), вторая – направление распространения волны вследствие поворота волнового вектора на угол, равный $2\theta_B$.

Следует подчеркнуть, что в выражении (1.23) рассматриваются угловые соотношения только в плоскости дифракции. Если для простоты ограничиться малыми значениями угла Брэгга: $\theta_B \rightarrow 0$, то указанные угловые соотношения оказываются приближенно справедливыми и в плоскости, повернутой вокруг оси X на малый угол относительно плоскости дифракции.

Любую ограниченную в пространстве волну можно представить в виде набора пространственных гармоник, которые можно интерпретировать как плоские волны с амплитудами и фазами, зависящими от направления распространения. Это представление известно в оптике как разложение в угловой спектр по пространственным гармоникам или плоским волнам (см., например, [71]). Если падающую световую волну с произвольным распределением поля заменить набором элементарных плоских волн, то такой подход дает возможность независимо рассматривать дифракцию каждой из пространственных составляющих углового спектра падающей волны. Тогда дифрагированная волна представляет собой сумму дифрагированных элементарных плоских волн из углового спектра падающей волны (с разворотом волновых векторов и преобразованием амплитуд и фаз элементарных плоских волн). Математическое представление углового спектра ограниченной световой волны удобно тем, что позволяет оперировать не с самим распределением амплитуды падающей волны, а с ее угловым спектром и свести явление дифракции к эффекту эволюции углового спектра падающей волны. Разложение

исходного светового поля в угловой спектр пространственных гармоник позволяет описать его эволюцию вследствие акустооптического взаимодействия подобно тому, как это делается в оптике для обычной дифракции для описания явления дифракции световой волны на отверстии. Этот метод был впервые предложен в серии работ Л. Магдичем и В. Молчановым [28, 72, 73] для описания акустооптического взаимодействия произвольных расходящихся световых пучков в сильном поле, затем независимо Р. Чу, Т. Тамиром и Дж. Конгом в работах [74–76] для дифракции гауссова пучка на толстых диэлектрических решетках. Впоследствии исследование сильного взаимодействия расходящихся световых и звуковых пучков теоретически было продолжено рядом авторов [35, 77, 78].

Формирование углового спектра пространственных гармоник дифрагированного поля будет рассмотрено в разд. 1.2.2, но необходимо уже сейчас подчеркнуть следующее. Имеет место принципиальное отличие дифракции световой волны на ультразвуке от дифракции световой волны на отверстии. При дифракции на отверстии угловой спектр пространственных гармоник световой волны всегда уширяется. При дифракции Брэгга, наоборот, имеет место эффект дискриминации углового спектра падающей волны: угловой спектр дифрагированного поля всегда уже углового спектра падающей волны. Дискриминирующий эффект при акустооптическом взаимодействии объясняется существованием экстремума функции в правой части формулы (1.23), достигаемого при угле падения, равном θ_B .

Можно предположить, что распределение падающего светового поля описывается функциями с разделяющимися переменными. Такое приближение является вполне оправданным для большинства практических случаев в лазерной физике. Вполне оправданным является и приближение малых углов Брэгга $\theta_B \rightarrow 0$. Дальнейшие выводы будут получены с учетом этих допущений. Геометрия и область акустооптического взаимодействия – аналогичны рассматриваемым в разд. 1.1. На возмущенную область под углом Брэгга падает световая волна с произвольным распределением амплитуды $E^0(x, z)$. В системе координат xuz (рис. 1.6), повернутой относительно исходной XYZ вокруг оси z на угол θ_B (оси z и Z совпадают), выражение, описывающее падающую волну, имеет вид

$$E^0(x, z) \exp[i(\omega t - ky)] = E_1^0(x) E_2^0(z) \exp[i(\omega t - ky)]. \quad (1.36)$$

Далее символами $F[f(x, z)](f_x, f_z)$ (и F^{-1}) обозначается прямое (и соответственно обратное) двумерное преобразование Фурье-функции $f(x, z)$ по пространственным частотам f_x, f_z :

$$F[f(x, z)](f_x, f_z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, z) \exp[-i2\pi(f_x x + f_z z)] dx dz. \quad (1.37)$$

Тогда амплитуда падающей волны E^0 в нашем случае представится в виде

$$E^0(x, z) = F^{-1} \left[A^0(f_x, f_z) \right] (x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A^0(f_x, f_z) \exp[i2\pi(f_x x + f_z z)] df_x df_z, \quad (1.38)$$

где

$$A^0(f_x, f_z) = F \left[E^0(x, z) \right] (f_x, f_z) = A_1^0(f_x) A_2^0(f_z) \quad (1.39)$$

есть по определению угловой спектр распределения амплитуды $E^0(x, z)$, соответствующий пространственным частотам f_x, f_z .

Выражение

$$e^0 = A_1^0(f_x) df_x \exp(i(2\pi f_x x - k_y y)), \quad (1.40)$$

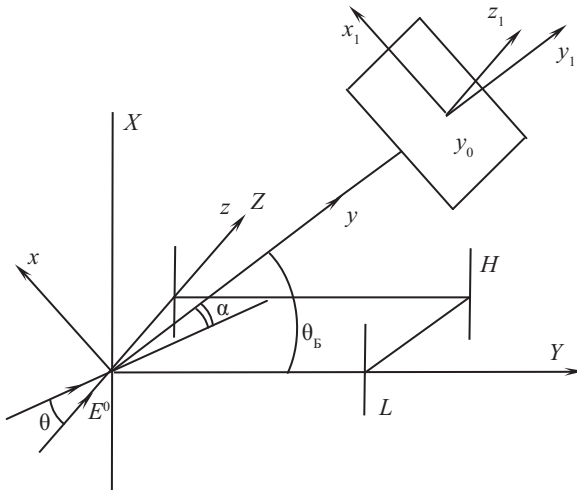


Рис. 1.6. Геометрические соотношения при дифракции расходящейся световой волны

где e^0 можно рассматривать как элементарную плоскую волну, распространяющуюся в плоскости дифракции под таким углом α к оси y (см. рис. 1.6), что

$$\sin \alpha = \lambda f_x \text{ или } \alpha \approx \lambda f_x. \quad (1.41)$$

Амплитуда этой плоской волны зависит от направления α и имеет вид $A^0(f_x) df_x$. Таким образом, угловой спектр $A^0(f_x)$ определяет комплексные амплитуды элементарных плоских волн в зависимости от направления их распространения. Исходная амплитуда падающей волны $E^0(x, z)$ определяется сум-

мированием всех элементарных волн по формуле (1.38) по всем возможным направлениям.

1.2.2. Формирование углового спектра пространственных гармоник дифрагированной волны

Угловой спектр дифрагированной волны $A^d(\alpha, \gamma)$ формируется из углового спектра падающей волны $A^0(\alpha, \gamma)$ согласно выражению (1.23) и в предположении $\alpha \rightarrow 0$ с точностью до фазового члена $\exp\left(-i\frac{\beta}{2}Y\right)$, не вносящего вклада в интенсивность, и имеет вид

$$A^d(\alpha, \gamma) = A^0(\alpha, \gamma)W \frac{\sin \frac{\pi L}{\Lambda} \sqrt{W^2 + \alpha^2}}{\sqrt{W^2 + \alpha^2}}. \quad (1.42)$$

Здесь

$$\sin \gamma = \lambda f_z. \quad (1.43)$$

Пространственная гармоника углового спектра дифрагированного поля в плоскости дифракции e^d запишется в виде

$$e^d = A^d(\delta) d\delta \exp \left[i \left(2\pi \frac{x}{\lambda} \delta - k_y y \right) \right], \quad (1.44)$$

где δ – угол между направлением распространения дифрагированной волны $E^d(x, z)$ и волновой нормалью пространственной составляющей углового спектра дифрагированного поля e^d .

При выполнении условия $\alpha^2 \text{tg} \theta \ll 2\theta_B$ [16] угол между плоскими падающей и дифрагированной волнами не зависит от угла θ и равен удвоенному углу Брэгга $2\theta_B$. В этом случае углы α и δ равны и амплитуда дифрагированного поля $E^d(x, z)$ определяется обратным Фурье-преобразованием ее углового спектра $A^d(\alpha, \gamma)$ в форме, вполне аналогичной выражению (1.38):

$$E^d(x, z) = E_2^0(z) W F^{-1} \left[\frac{\sin \frac{\pi L}{\Lambda} \sqrt{W^2 + \alpha^2}}{\sqrt{W^2 + \alpha^2}} F \left[E_1^0(x) \right] \left(\frac{\alpha}{\lambda} \right) \right] (x). \quad (1.45)$$

Угол α отсчитывается от направления распространения дифрагированной волны (см. рис. 1.6).

Выражение (1.45) есть общее искомое решение для распределения электрического поля ограниченной световой волны после дифракции на акустическом поле в случае точной настройки на угол Брэгга. Оно получено для произвольного распределения поля падающего ограниченного светового пучка и строго справедливо для любой эффективности дифракции. Распределение дифрагированного поля (1.45) определено непосредственно на выходе акустооптического взаимодействия – в плоскости $Y = L$. Выражение (1.45) позволяет сделать некоторые общие выводы. При акустооптическом взаимодействии распределение падающего светового поля искажается в плоскости дифракции. В ортогональной плоскости оно остается неизменным. Искажение падающего поля зависит от геометрии светового и акустического пучков и от величины акустической мощности.

Выражение (1.45) может быть обобщено и на случай падения под углом θ , не равным углу Брэгга θ_B . Предположим, что вначале выполнена точная настрой-

ка на угол Брэгга $\theta = \theta_{\text{Б}0}$ на частоте $f_0 = \frac{\Omega_0}{2\pi}$. Далее предположим, что акустическая частота изменилась и стала равной f_1 , так что $f_1 < f_0$. Тогда угол падения уже не будет совпадать с новым значением угла Брэгга: $\theta \neq \theta_{\text{Б}1}$.

Очевидно, что формирование углового спектра пространственных частот дифрагированного поля по правилам, изложенным выше, требует заменить угол α в (1.42) на угол $\alpha - \alpha_0$, где $\alpha_0 = \frac{\lambda}{2V}(f_0 - f_1)$. При этом выражение для углового спектра падающей волны $A^0(\alpha, \gamma)$ в (1.42) следует оставить без изменений. Тогда выражение для распределения дифрагированного поля (1.45) на частоте f_1 окончательно запишется в виде

$$E^d(x, z) = E_2^0(z)WF^{-1} \left[\frac{\sin \frac{\pi L}{\Lambda_1} \sqrt{W^2 + (\alpha - \alpha_0)^2}}{\sqrt{W^2 + (\alpha - \alpha_0)^2}} F \left[E_1^0(x) \right] \left(\frac{\alpha - 2\alpha_0}{\lambda} \right) \right] (x), \quad (1.46)$$

где Λ_1 – длина волны, соответствующая частоте f_1 .

1.2.3. Модификация профиля лазерного пучка в зоне акустооптического взаимодействия.

Акустооптическое устройство как мягкая лазерная диафрагма

В настоящем разделе решение (1.45) приводится к виду, удобному для практических применений.

Формулу (1.45) можно переписать в виде

$$E^d(x, z) = \frac{\pi}{\lambda} E_2^0(z) \int_{-\infty}^{\infty} E_1^0(x - x') J_0 \left(2\pi \frac{W}{\lambda} \sqrt{\left(\frac{L\lambda}{2\Lambda} \right)^2 - x'^2} \right) \text{rect} \left(\frac{\Lambda}{L\lambda} x' \right) dx', \quad (1.47)$$

где J_0 – функция Бесселя нулевого порядка;

$$\text{rect}(N_1 x) = \begin{cases} 1, & |x| \leq 1/2N, \\ 0, & |x| > 1/2N. \end{cases}$$

При выводе (1.47) использована теорема Бореля о свертке и следующее равенство [79]:

$$F^{-1} \left[\frac{\sin b_1 \sqrt{a_1^2 - v^2}}{\sqrt{a_1^2 - v^2}} \right] (x) = \begin{cases} 0, & |x| > \frac{b_1}{2\pi} \\ \pi J_0 \left(a_1 \sqrt{b_1^2 - (2\pi x)^2} \right), & |x| < \frac{b_1}{2\pi}. \end{cases}$$

Введем параметр ζ , равный превышению акустической мощности P_a над уровнем P_{a0} , при котором в случае плоской волны дифрагирует 100 % падающего излучения:

$$\zeta = \frac{P_a}{P_{a0}}. \quad (1.48)$$

P_{a0} определяется из (1.25) как

$$P_{a0} = \frac{\lambda^2 H n^2}{2 M_2 L}. \quad (1.49)$$

Тогда в терминах параметра ζ формула (1.47) переписется в виде

$$E^d(x, z) = \frac{\pi}{\lambda} E_2^0(z) \int_{-\infty}^{\infty} E_1^0(x - x') J_0 \left(2\pi \sqrt{\zeta} \sqrt{1 - \left(\frac{2\Lambda x'}{L\lambda} \right)^2} \right) \text{rect} \left(\frac{\Lambda}{L\lambda} x' \right) dx'. \quad (1.50)$$

Универсализм математического описания может быть достигнут при использовании помимо безразмерного параметра ζ параметра a , равного отношению расходимости светового и звукового пучков [9].

Для произвольных светового и звукового пучков дифракционной природы с характерными размерами M и N соответственно параметр a определится очевидной формулой

$$a = \frac{\lambda}{M} \frac{N}{\Lambda}. \quad (1.51)$$

Для гауссова распределения параметр a равен

$$a = \frac{2\lambda}{\pi \omega_0} \frac{L}{\Lambda}, \quad (1.52)$$

где $\frac{2\lambda}{\pi \omega_0}$ – дифракционная расходимость гауссова пучка на уровне $1/e^2$ по интенсивности; Λ/λ – дифракционная расходимость прямоугольного звукового пучка на уровне $4/\pi^2$ по интенсивности; ω_0 – радиус перетяжки.

Выражение (1.50) в терминах параметров a и ζ примет окончательный вид:

$$E^d(x, z) = \frac{\pi}{\lambda} E_2^0(z) \int_{-\infty}^{\infty} E_1^0(x - x') J_0 \left(2\pi \sqrt{\zeta} \sqrt{1 - \left(\frac{2x'}{aM} \right)^2} \right) \text{rect} \left(\frac{x'}{aM} \right) dx'. \quad (1.53)$$

Из выражения (1.53) следует, что дифрагированное поле не зависит от конкретных размеров пучков и характеристик акустооптической среды, а однозначно определяется только падающим полем и безразмерными параметрами a и ζ . Ширина падающего пучка M ограничивает область интегрирования. Разумеется, этот

вывод относится и к энергетическим характеристикам: акустооптические устройства с одинаковыми параметрами a и ζ будут иметь одинаковую эффективность.

Сделаем ряд общих выводов из (1.53) не конкретизируя вида светового распределения. Рассмотрим слабое акустическое поле (первое борновское приближение): $\zeta \rightarrow 0$. Решение (1.53) перепишем в виде

$$E^d(x, z) \approx \frac{\pi}{\lambda} E_2^0(z) \int_{-\infty}^{\infty} E_1^0(x - x') \operatorname{rect}\left(\frac{x'}{aM}\right) dx'. \quad (1.54)$$

1. $a \ll 1$. Дифракция очень широкого пучка (плоские волны). Акустооптическое устройство в такой ситуации обычно применяется как дефлектор. Используя одну из аппроксимаций δ -функции

$$\delta(x) = \lim_{N \rightarrow \infty} N_1 \operatorname{rect}(N_1 x) \quad (1.55)$$

и ее свойство

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - x_0) f(x) dx = f(x_0), \quad (1.56)$$

получаем с точностью до констант

$$E^d(x, z) \sim E_1^0(x) E_2^0(z). \quad (1.57)$$

Выражение (1.57) отражает хорошо известный факт: при дифракции широких (по сравнению с характерным размером $L \frac{\lambda}{\Lambda}$) пучков в дифрагированном пучке преобразования распределения поля падающего света не происходит: оно остается идентичным полю падающего света. На практике это обстоятельство при рассмотрении дефлекторов позволяет оперировать только с полем падающей волны.

2. $a \gg 1$. Дифракция сильно сфокусированного пучка. Этот режим на практике используют при визуализации акустического поля, излучаемого пьезопреобразователем. Действительно, если поперечный размер пучка много меньше $L \frac{\lambda}{\Lambda}$, то по аналогии с предыдущим случаем можно показать, что (1.54) упрощается до

$$E^d(x, z) \sim \operatorname{rect}\left(\frac{\Lambda}{L\lambda} x\right) E_2^0(z). \quad (1.58)$$

Факт (1.58) известен из практики визуализации акустического поля (см., например, [80, 81]): если область взаимодействия освещать сильно расходящимся пучком, то распределение дифрагированного поля в плоскости дифракции бу-