

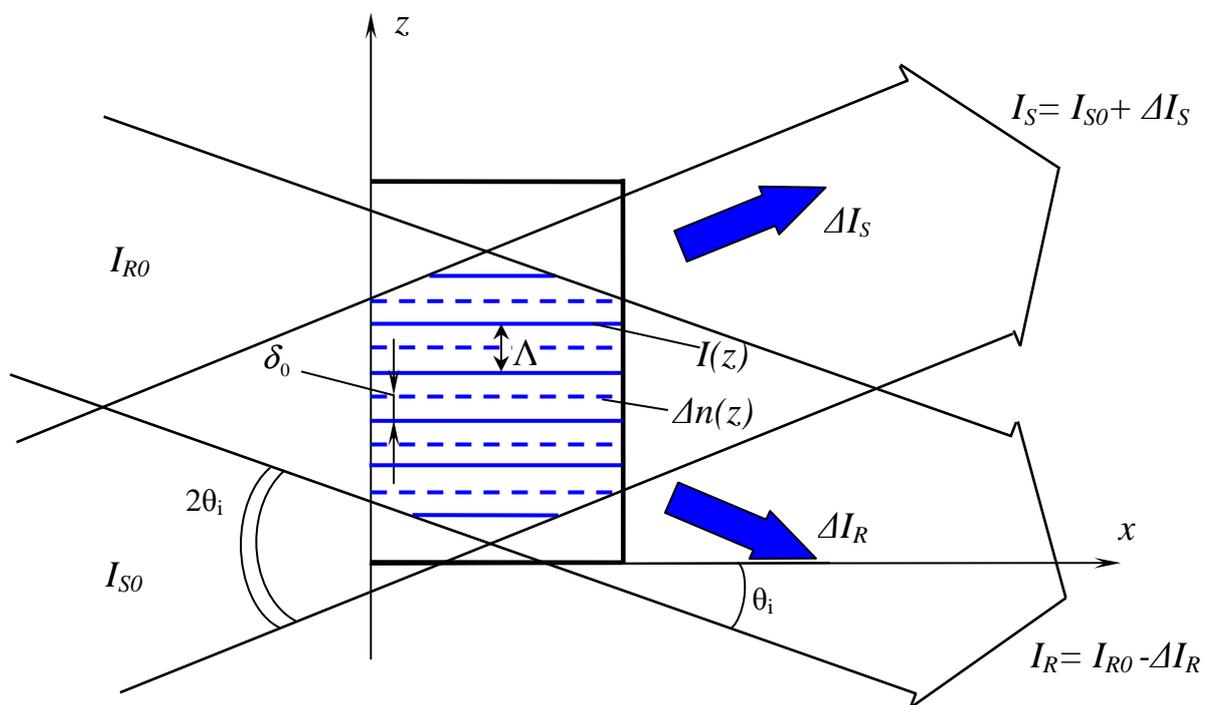


КАФЕДРА ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ (ЭП)

Н.И. Буримов, С.М. Шандаров

Оптическая физика

Учебно-методическое пособие по выполнению курсовой работы



Министерство образования и науки Российской Федерации

**Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего профессионального образования**

**ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ**

Кафедра Электронных приборов

Н.И. Буримов, С.М. Шандаров

Оптическая физика

Учебно-методическое пособие по выполнению курсовой работы

2012

Рекомендовано к изданию кафедрой Электронных приборов Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники (ТУСУР)

УДК 537.8

Рецензент:

Шандаров В.М., доктор физико-математических наук, профессор каф. СВЧ и КР Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники;

Оптическая физика: учебно-методическое пособие по выполнению курсовой работы // Буримов Н.И., Шандаров С.М./ Под ред. С.М. Шандарова. – Томск: Изд-во Том. гос. ун-та систем управления и радиоэлектроники, 2012. - 55 с.

В учебно-методическом пособии приведены основные материалы по выполнению курсовых работ по учебной дисциплине «Оптическая физика». Рассмотрены общие принципы выполнения расчетных и исследовательских курсовых работ, представлены варианты заданий на курсовые работы, даны рекомендации по проведению исследований и расчетов. Представлены методические указания по анализу литературы, проведению расчетов и экспериментальных исследований распространения, взаимодействия и преобразования световых волн в кристаллах.

Учебно-методическое пособие предназначено для выполнения курсовой работы по дисциплине «Оптическая физика» для студентов всех форм обучения по направлению подготовки 200600 «Фотоника и оптоинформатика». Учебно-методическое пособие может быть полезным для студентов направления подготовки 200600 «Фотоника и оптоинформатика» при проведении занятий по курсу «Научно-исследовательская работа» и «Учебно-исследовательская работа», а также при подготовке студентами выпускных квалификационных работ.

© Буримов Н.И., Шандаров С.М., 2012

© Томский гос. ун-т систем управления и радиоэлектроники, 2012.

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Томский государственный университет систем управления и
радиоэлектроники»

Кафедра электронных приборов

УТВЕРЖДАЮ
Зав.кафедрой ЭП
_____С.М. Шандаров
«___» _____ 2012 г.

Оптическая физика

Учебно-методическое пособие по выполнению курсовой работы для студентов,
обучающихся по направлению подготовки 200600 «Фотоника и
оптоинформатика»

Разработчики:
доцент каф. ЭП
_____Н.И. Буримов
зав. каф. ЭП
_____С.М. Шандаров
«___» _____ 2012 г.

Содержание

1. ВВЕДЕНИЕ.....	5
2. Цель и задачи курсовой работы.....	6
3. Предлагаемые темы курсовых работ.....	7
4. Содержание курсовой работы.....	8
4.1. Общие сведения.....	8
4.1.1. Обзор литературы.....	9
4.1.2. Выбор методики исследования.....	10
4.1.3. Проведение эксперимента.....	11
4.1.4. Обработка результатов эксперимента.....	12
4.2. Структура курсовой работы.....	13
4.3. Общие рекомендации по организации работы.....	13
5. Исходные данные для проектирования.....	14
5.1. Качественное описание основных эффектов динамической голографии.....	15
5.2. Модель зонного переноса.....	22
5.3. Приближение малых контрастов интерференционной картины.....	26
5.4. Диффузионный механизм записи фоторефрактивной решетки.....	29
5.5. Формирование фоторефрактивной решетки в постоянном внешнем поле.....	31
5.6. Фоторефрактивная решетка при знакопеременном внешнем поле.....	34
5.7. Основы динамической голографии.....	36
5.7.1. Самодифракция световых волн на фоторефрактивных голограммах. Уравнения связанных волн.....	36
5.7.2. Приближение неистощаемой накачки.....	40
5.7.3. Самодифракция световых волн на фоторефрактивной решетке при чисто нелокальном отклике.....	41
Список литературы.....	44
Приложение 1.....	47
Приложение 2.....	51

ВВЕДЕНИЕ

Данное методическое пособие посвящено вопросам, касающимся курсовой работы по учебной дисциплине «Оптическая физика».

Курсовая работа по дисциплине «Оптическая физика», являющейся одной из базовых дисциплин направления подготовки бакалавров 200600 «Фотоника и оптоинформатика», позволяет обобщить полученные в процессе изучения курса знания и применить их для решения конкретных теоретических задач и проведения экспериментальных исследований.

Наличие экспериментальной базы, соответствующей мировым стандартам и высококвалифицированных специалистов, позволяет в качестве заданий на курсовую работу предлагать студентам не только выполнение расчетных работ, но и проведение экспериментальных и теоретических исследований по перспективной тематике в рамках научно-исследовательских работ, проводимых кафедрой Электронных приборов.

Естественно, что комплексный характер предлагаемых заданий на курсовую работу вызывает определенные трудности у начинающих разработчиков и исследователей, к которым относятся студенты младших курсов. Поэтому, в данном учебно-методическом пособии делается главный упор на рассмотрение вопросов, связанных с методиками решения конкретных теоретических задач и проведения экспериментальных исследований. Полагая, что необходимые теоретические сведения и практические навыки получены студентами на лекционных, практических и лабораторных занятиях.

Следует отметить, что одной из составляющих успешной работы над курсовой работой является правильное распределение времени. Для самооценки проделанной работы следует ориентироваться на приблизительные объемы основных этапов выполнения работы:

1. Анализ поставленной задачи.
2. Обзор литературы.
3. Выбор и обоснование методики исследования.
4. Теоретическое решение поставленной задачи.

5. Проведение экспериментальных исследований
6. Анализ полученных результатов.
7. Оформление пояснительной записки, защита курсовой работы.

2. ЦЕЛЬ И ЗАДАЧИ КУРСОВОЙ РАБОТЫ

Согласно определению, данному в образовательном стандарте ВУЗА ОС ТУСУР 2002 г., *курсовая работа (КР) – учебная работа, содержащая результаты теоретических и (или) практических (экспериментальных) исследований по отдельной учебной дисциплине.*

Цель курсовой работы по дисциплине «Оптическая физика» состоит в закреплении и более глубоком усвоении теоретических знаний по данной дисциплине, а также в приобретении навыков и освоении методик теоретических и экспериментальных исследований процессов взаимодействия оптических излучений с веществом для и применении полученных навыков для решения конкретных задач.

В процессе самостоятельной работы студента (под руководством преподавателя) решаются следующие задачи:

- развитие навыков самостоятельного поиска и использования справочной литературы (включая источники в Интернет);
- развитие самостоятельности при выборе методов расчета и творческой инициативы при решении конкретных задач;
- получение навыков теоретических, экспериментальных исследований и закрепление представлений обо всех этапах решения задач;
- усвоение комплекса организационных мер и приемов при выполнении работ большого объема;
- ознакомление с процедурой защиты курсовой работы перед комиссией;
- подготовка к выполнению дипломной работы (проекта).

Курсовая работа выполняется по индивидуальным заданиям. В соответствии с заданием должна быть разработана тема, утвержденная заведующим кафедрой. Общее руководство осуществляет преподаватель. За

принятые в работе решения, правильность выбранных схемных решений, расчетов, качество подготовки текстовых документов, а также за своевременность подготовки и защиты курсовой работы в целом отвечает студент. В процессе выполнения работы студент должен правильно организовать свой труд, регулярно работать над заданием, проявлять максимум инициативы и самостоятельности в решении поставленных задач.

3. ПРЕДЛАГАЕМЫЕ ТЕМЫ КУСОВЫХ РАБОТ

Предлагаемые темы курсовых работ, определяются программой курса «Оптическая физика», связаны с предыдущими и последующими дисциплинами. Тематика курсовых работ может быть разделена на две категории:

1. Расчетные работы, связанные с анализом процессов распространения, взаимодействия и самовоздействия световых волн в кристаллах.

2. Исследовательские работы, связанные с проведением экспериментальных и теоретических исследований процессов распространения, взаимодействия и самовоздействия световых волн в кристаллах.

Тематика исследовательских работ должна быть связана с научными исследованиями, ведущимися на кафедре, с разработкой новых лабораторных установок по учебным курсам, обеспечиваемых кафедрой, с тематикой работ предприятий и организаций, в которых студент планирует выполнять выпускную квалификационную работу. Желательно, чтобы тематика курсовой работы была связана с профилирующими дисциплинами кафедры.

Основными направлениями, которым должна соответствовать тематика исследовательской курсовой работы, являются:

- разработка и создание перспективных методик анализа взаимодействия и самовоздействия световых волн в фоторефрактивных пьезокристаллах;
- разработка новых лабораторных установок, в т.ч. в варианте компьютерной лабораторной работы, по основным учебным дисциплинам, обеспечиваемым кафедрой.
- создание и исследование установок на основе ионно-плазменных технологий для обработки оптических элементов для устройств и систем фотоники и оптоинформатики
- исследование фотоиндуцированных явлений в фоторефрактивных пьезокристаллах
- создание и исследование динамических голографических интерферометров на основе фоторефрактивных пьезокристаллов для оптических измерительных систем
- синтез перспективных оптических материалов и создание на их основе устройств управления оптическим излучением.

Варианты заданий на курсовую работу обеих категорий приведены в Приложении 1.

4. СОДЕРЖАНИЕ КУРСОВОЙ РАБОТЫ

4.1 Общие сведения

В результате выполнения курсовой работы по предмету «Оптическая физика» студент должен изучить и глубоко усвоить современные подходы и методы, используемые для анализа и описания оптических явлений, базовые принципы оптической физики, детально изучить основные линейные и нелинейные оптические процессы, эффекты и явления в конденсированных средах.

После получения задания студент последовательно выполняет следующие задачи:

- анализ технического задания,
- постановка задачи проектирования,

- обзор литературы по указанной теме,
- выбор и обоснование методики экспериментальных и теоретических исследований,
- разработка текстовой документации,
- оформление отчета по курсовой работе,
- защита курсовой работы перед комиссией.

Для успешного выполнения основных этапов курсовой работы исследовательской категории необходимо придерживаться следующих положений.

4.1.1. Обзор литературы

Любое исследование, любая новая разработка начинаются со сбора первичного материала, его изучения. Изучив имеющийся литературный материал в монографиях, журналах, трудах конференций и патентах, нужно его критически осмыслить и после этого еще раз продумать цели и задачи работы, внося соответствующие изменения и дополнения.

Каждая работа должна иметь теоретическое и практическое значение в решении тех или иных вопросов, проблем или внедрении новых идей. Для специалистов в области Оптической физики важно выработать в себе привычку систематически следить за новыми работами, публикуемыми по изучаемому вопросу. Учитывая значительный объем информации, имеющийся в иностранных монографиях и периодических изданиях, знание иностранного языка, умение бегло читать иностранный текст приобретают особенно большое значение.

Самое главное в процессе изучения литературного материала это не только его познание, глубокий анализ, но и стимуляция мыслей, идей, замыслов. Недостаточно просто прочитать книгу или статью, необходимо интересную и важную работу аннотировать. Аннотация - краткое изложение содержания статьи или книги, иногда с критической оценкой. Аннотация позволяет в любое время восстановить в памяти основные вопросы, рассматриваемые в работе, а также все нужные детали. Аннотировать нужно не

только работы, непосредственно касающиеся данного узкого вопроса, но и косвенно касающиеся его. В аннотацию следует записывать фамилию и инициалы автора, название книги или журнала, название статьи, год издания, номер, месяц, страницы. В результате детального изучения научной проблемы или вопроса по литературным источникам составляется реферат. Иногда ограничиваются обзором литературы. Реферат - это обобщение и систематизация литературного материала по данному вопросу. В реферате приводятся данные из различных работ, проводится глубокий и всесторонний анализ материала, сравниваются применяемые методы исследования, и полученные результаты, высказываются критические замечания и выводы о направлении исследования. Критика – движущая сила науки, а НИР – школа научной критики. Глубокий и всесторонний анализ материала позволяет исключить из рассмотрения тупиковые направления, миновать многие весьма трудоемкие этапы разработки проблемы и узнать о новых научных и технических путях ее решения.

4.1.2 Выбор методики исследования

Выбор правильной методики теоретических и экспериментальных исследований определяет успех выполнения курсовой работы. Предварительную информацию о используемых методах исследования решаемой научно – проблемы получают из книг, статей, отчетов о НИР и докладов на конференциях. При этом следует избегать простого копирования известных методик. Опыт предыдущих исследований необходимо учитывать, но методику нужно каждый раз совершенствовать, вносить что-то свое новое. На первом этапе приходится руководствоваться интуицией, умением охватывать самые существенные факторы и создавать качественную картину изучаемого явления, базируясь на определенных гипотезах и моделях. В начале работы иногда полезно провести исследование менее точными приближенными методами, чтобы получить общее представление об изучаемом явлении. После этого, когда общая закономерность выявлена, можно перейти к более

детальному исследованию более точными методами. Никогда не следует забывать о всех факторах, обуславливающих то или иное развитие явления.

При выполнении курсовой работы, следуя научной логике, необходимо проникнуться высокой поэзией и красотой научного исследования, ощутить гармонию и стройность решения поставленной задачи. Объективными оценками выбранной методики являются аргументированная обоснованность модели, погрешность математического описания явления и область применения полученных результатов.

4.1.3. Проведение эксперимента

Либо в поиске идеи, либо в осуществлении уже найденной идеи исследователь обращается к эксперименту. В ожидании ответа на поставленные вопросы перебираются тысячи возможных вариантов и возражений, выдвигаются и отвергаются гипотезы. Проведение эксперимента требует большого внимания и тщательности. Прежде чем приступить к выполнению основной части работы, следует провести пробные опыты, приближенное моделирование для проверки методики и схемы эксперимента. В экспериментальной части научных исследований почти всегда встречаются факторы, которые не были учтены в начале работы и которые могут осложнить работу в процессе ее выполнения. Мелочей в научных исследованиях не бывает, малейшая неясность, недосмотр могут стать причиной дальнейших больших просчетов и неудач. При проведении предварительных опытов окончательно отрабатывается методика эксперимента, вносятся изменения в теоретические расчеты. В то же время планируется порядок проведения всей работы. Последовательность операций, способы обработки результатов. Нужно очень серьезно и критически относиться к полученным результатам. Иногда после одного опыта получают хорошие данные. Однако необходимо повторить в подобных условиях опыт и только после этого делать выводы. На всех этапах НИР предполагается использование компьютера: обзор литературы с привлечением Internet, обработка теоретических и экспериментальных результатов, а также оформление графиков и теоретических временных

диаграмм по формулам в среде MathCad, оформление таблиц с помощью Excel. Экспериментатор должен быть готов и к разочарованиям, и к неудачам. Ни один поиск истины, ни одно постижение нового не проходят гладко. В преодолении трудностей закаляется характер и приобретается опыт ученого-исследователя.

4.1.4. Обработка результатов эксперимента

Все записи, включая и черновые, при выполнении НИР рекомендуется делать в журнале большого формата 203x288 мм. Экспериментальные результаты записываются в развернутые таблицы, информационная полнота которых заранее продумывается. В таблицу вносятся все опытные данные и все результаты промежуточных и окончательных расчетов с указанием условий, даты и времени проведения работы. Такая подробная таблица необходима для полного представления об условиях опыта, так как конечная расчетная величина не дает этого представления. Последовательность в занесении показаний приборов очень важна в случае обработки опытных данных через какой-то промежуток времени. После эксперимента необходимо проанализировать полученные результаты и сделать соответствующие выводы из работы. Для удобства анализа таблицу экспериментальных результатов необходимо обработать и составить таблицу изучаемой зависимости, в которой число значащих цифр должно соответствовать точности опыта. Для большей наглядности на основании табличных данных строят график. При построении очень важно выбрать правильное соотношение масштабов по осям X и Y, так как это облегчит вывод закономерности. Если одна из переменных изменяется в исследуемом интервале на несколько порядков, то рекомендуется использовать полулогарифмический масштаб. На график наносятся точки с их областями ошибок и через области ошибок проводится плавная кривая. Если интервал между точками велик, то можно использовать методы интерполяции. Для количественной оценки правильности проведения кривой и выбора из нескольких вариантов лучшего можно применить метод наименьших квадратов. Исследуемая кривая анализируется, выявляется исследуемая

закономерность и вскрываются причины зависимости. Результаты эксперимента, проиллюстрированные графически, следует представить в аналитической форме. Связь между исследованными величинами можно выразить полуэмпирической, эмпирической или теоретической формулой.

4.2. Структура курсовой работы

Курсовая работа должна содержать:

- текстовый документ (ТД);
- графический материал.

Объем текстового документа подготавливаемого студентом в процессе выполнения курсовой работы составляет приблизительно 20-30 страниц машинописного текста формата А4.

Чертежи, входящие в работу, должны строго соответствовать требованиям ЕСКД.

При оформлении курсовой работы следует пользоваться стандартом вуза ОС ТУСУР 6.1-97, где сформулированы правила оформления курсовых и дипломных проектов (работ) [1].

4.3. Общие рекомендации по организации работы

Организация работы по курсовому проектированию со стороны студента заключается в планировании и самоконтроле выполнения КР, во взаимодействии с руководителем проектирования

Планирование работы на среднесрочную перспективу (1-2 недели) имеет смысл вести в письменной форме (или электронной форме), с тем чтобы были очевидны при подведении текущих итогов работы и достижения, и промахи. Это позволяет постоянно чувствовать ритм работы и ее соответствие долговременному плану (КР), корректировать оперативные планы работы на краткосрочную перспективу. Кроме того, такие планы позволят более целенаправленно использовать время еженедельных встреч с руководителем курсовой работы, особенно если итоги работы по этим планам подводятся накануне встреч с руководителем. При составлении среднесрочных планов

следует постоянно учитывать отмеченный выше риск невыполнения КР и пути его минимизации.

При планировании и выполнении работ не следует спешить. Поспешные решения могут повлечь за собой ошибки и привести к дополнительным затратам времени. Ни в коем случае не следует откладывать оформление КР на последний месяц семестра.

Систематическая работа над оформлением результатов, тщательное планирование и выполнение текущих работ, вынесение наиболее трудоемких работ на первый план в начале разработки создают необходимый деловой настрой, повышают производительность труда и являются залогом успешного и своевременного выполнения и защиты КР.

При защите КР студент не имеет права обосновывать принятые решения ссылками на рекомендации руководителя (обоснования должны быть технически аргументированы!).

Регулярное взаимодействие студента с руководителем курсовой работы позволяет вводить коррективы в планирование работы над КР, нормализовать психологический климат и избегать чрезвычайных ситуаций. Кроме того, оно дает возможность своевременно корректировать ТЗ (в случае необходимости).

Для обеспечения нормальной организации работы на этапе разработки рекомендуется завести рабочую тетрадь(РТ), в которой регулярно фиксировать:

- используемые литературные источники,
- краткую информацию по используемым литературным источникам,
- список задач, которые должны быть решены в процессе курсовой работы, основные вопросы, возникающие в процессе работы,
- расчетные формулы, интересные факты, описание функций, модулей и используемых данных.

5. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ

Для выполнения курсовой работы исследовательского типа, связанной с тематикой исследований, проводимых на кафедре Электронных приборов, обратимся к краткому изложению основных представлений о

фоторефрактивном эффекте и динамических фоторефрактивных голограммах, подробно рассмотренных в монографиях и обзорных статьях [1-9].

5.1. Качественное описание основных эффектов динамической голографии

Рассмотрим фоторефрактивный кристалл (рис. 1.1), в котором происходит интерференция двух плоских световых волн, опорной (R) и сигнальной (S) с одинаковыми частотами ω и волновыми векторами \mathbf{k}_R и \mathbf{k}_S :

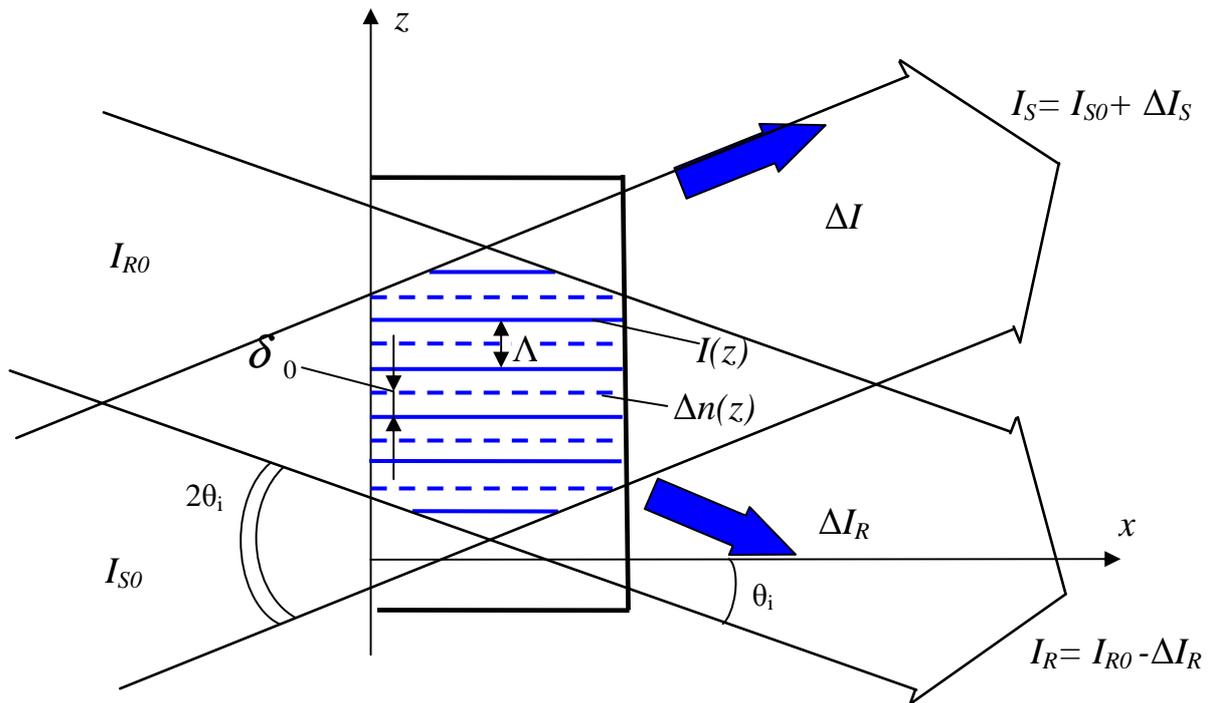


Рис. 1.1. Двухпучковое взаимодействие световых волн на пропускающей фоторефрактивной решетке

$$\dot{\mathbf{E}}_R(\mathbf{r}, t) = \dot{\mathbf{E}}_R^m \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_R \cdot \mathbf{r})], \quad (1.1)$$

$$\dot{\mathbf{E}}_S(\mathbf{r}, t) = \dot{\mathbf{E}}_S^m \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_S \cdot \mathbf{r})], \quad (1.2)$$

где $\dot{\mathbf{E}}_S^m$, $\dot{\mathbf{E}}_R^m$ - комплексные амплитуды.

Изменение показателя преломления среды за счет фоторефрактивного эффекта определяются распределением интенсивности света в кристалле и представляют собой динамическую голограмму, которая в рассматриваемом

случае называется **фоторефрактивной решеткой**. Найдем распределение интенсивности света в кристалле:

$$I = \left| \dot{\mathbf{E}}_R + \dot{\mathbf{E}}_S \right|^2 = \left| \dot{\mathbf{E}}_R^m \right|^2 + \left| \dot{\mathbf{E}}_S^m \right|^2 + \dot{\mathbf{E}}_R^{m*} \dot{\mathbf{E}}_S^m \exp[i(\mathbf{k}_R - \mathbf{k}_S) \cdot \mathbf{r}] + \dot{\mathbf{E}}_R^m \dot{\mathbf{E}}_S^{m*} \exp[-i(\mathbf{k}_R - \mathbf{k}_S) \cdot \mathbf{r}] = I_R + I_S + 2\sqrt{I_R I_S} \cos \alpha \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \Phi_{SR}) \quad (1.3)$$

где $I_{R,S} = \left| \dot{\mathbf{E}}_{R,S}^m \right|^2$ - интенсивности опорной и сигнальной волн; $\Phi_{SR} = \Phi_S - \Phi_R$; Φ_S и Φ_R - начальные фазы волн; α - угол между векторами поляризации волн; $\mathbf{K} = \mathbf{k}_R - \mathbf{k}_S$ - вектор фоторефрактивной решетки.

С квантовомеханической точки зрения образование интерференционной картины вида (1.3) можно представить как взаимодействие двух фотонов, при котором выполняется закон сохранения

$$\Omega = \omega_R - \omega_S, \quad (1.4)$$

$$\mathbf{K} = \mathbf{k}_R - \mathbf{k}_S, \quad (1.5)$$

где $\Omega \neq 0$ при разных частотах взаимодействующих волн.

Однако если нет среды взаимодействия, или некоторого измерительного прибора (квадратичного фотоприемника, фотопленки и т.д.), то никакого воздействия друг на друга опорная и сигнальная волны не производят, а также не исчезают, рождая фотоэлектроны. Тем не менее, данную интерференционную картину можно рассматривать как физический объект с определенной скоростью движения $V = \Omega/|\mathbf{K}|$ и вектором решетки $\mathbf{K} = \mathbf{p}(\Omega/V) = \mathbf{p}(2\pi/\Lambda)$, где Λ - ее пространственный период.

Наибольшая интенсивность интерференционной картины наблюдается при одинаковой поляризации волн ($\alpha = 0$, $\cos \alpha = 1$, $\mathbf{E}_S^m \parallel \mathbf{E}_R^m$).

Схему на рис. 1.1 принято называть симметричной, поскольку пучки падают на границу кристалла под одинаковыми углами θ_i . Векторная диаграмма для этого случая, при равных длинах k_R и k_S , изображена на рис. 1.2. Отсюда получаем

$$\mathbf{K} = -z_0 \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad \Lambda = \frac{2\pi}{|\mathbf{K}|} = \frac{2\pi}{2K \sin \theta} = \frac{\lambda}{2n \sin \theta}, \quad (1.6)$$

где $K = |\mathbf{K}|$ - волновое число решетки, n – показатель преломления среды, а θ - угол в кристалле, $n \sin \theta = \sin \theta_i$. С учетом сделанных обозначений находим

$$\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \theta_i}, \quad (1.7)$$

где период интерференционной картины определяется через угол θ_i между осью z и векторами \mathbf{k}_R и \mathbf{k}_S в воздухе.

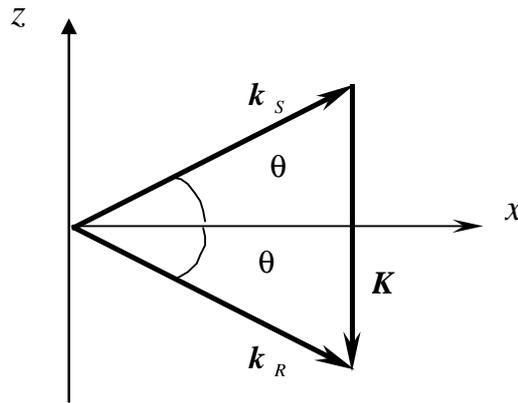


Рис. 1.2. Векторная диаграмма для двухволнового взаимодействия света на пропускающей фоторефрактивной решетке

Если знаки проекций волновых векторов опорной и предметной волн \mathbf{k}_R и \mathbf{k}_S на ось x являются одинаковыми, то формируемая ими фоторефрактивная решетка называется **пропускающей**, а взаимодействие волн на такой решетке называют **попутным** (см. рис. 1.1 и 1.2).

С учетом сделанных упрощений, при $\Phi_{SR} = 0$ распределение света представим в виде

$$I(z) = I_0 [1 + m \cos(Kz)], \quad (1.8)$$

где $m = 2\sqrt{I_R I_S} / I_0$ - контраст интерференционной картины (глубина модуляции интенсивности), $I_0 = I_R + I_S$ - суммарная интенсивность пучков (рис. 1.3).

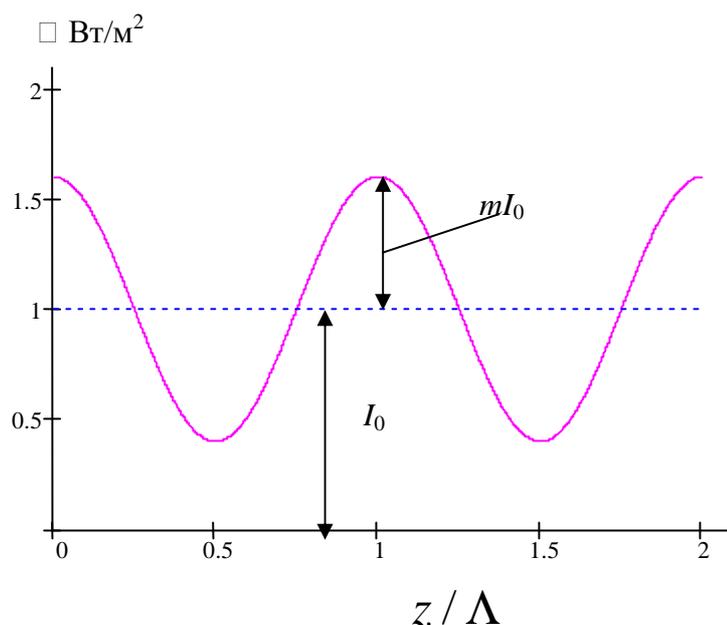


Рис. 1.3. Распределение интенсивности света в интерференционной картине при интерференции световых волн с интенсивностями $I_1 = 0.9$ и $I_2 = 0.1$ Вт/м²

Формируемая благодаря фоторефрактивному эффекту в освещенном такой картиной кристалле решетка изменения показателя преломления имеет тот же самый период и вектор \mathbf{K} , что и интерференционная картина. Однако эта решетка может быть сдвинута в пространстве относительно интерференционной картины на величину δ_0 (см. рис. 1.1), и в общем случае вносимые ею изменения в показатель преломления среды описывается выражением

$$\Delta n(z) = \Delta n_0 + \Delta n_m \cos(Kz + \delta_0) = \Delta n_0 + \Delta n_m \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \delta_0\right). \quad (1.9)$$

Дифракция света на этой решетке в процессе ее формирования приводит к тому, что опорная и сигнальная волны изменяют свои интенсивности I_R и I_S на ΔI_R и ΔI_S , соответственно. Первая добавка вызвана дифракцией на решетке сигнальной волны, вторая – опорной. В зависимости от величины сдвига δ_0 , изменяются фазы таких вкладов. При $\delta_0 = \Lambda/4$, волны с интенсивностями I_S и ΔI_S будут в фазе, и волны I_R и ΔI_R - в противофазе. В этом случае будет

происходить усиление сигнальной волны за счет перекачки в нее энергии опорной волны (накачки). При $\delta_0=0$ и $\delta_0=\pi$ перекачки энергии не происходит, однако происходит перекачка фазы - то есть фаза сигнальной волны изменяется при «включении» опорной волны. Эти эффекты динамической голографии получили название «самодифракция».

Перечислим основные эффекты динамической голографии.

1. *Оптическая память*, время хранения от миллисекунд (10^{-3} с) для GaAs до нескольких лет в LiNbO₃:Fe. Количество голограмм в одном кристалле – 10000. Принцип кодирования и доступ к данной голограмме осуществляется за счет высокой угловой селективности объемных голограмм, путем изменения положения опорного (считывающего) пучка. Количество циклов перезаписи неограниченно.

2. *Оптические межсоединения в оптических нейрокомпьютерах* между излучателями и фотоприемниками; величина каждой связи может изменяться в процессе «обучения» вследствие динамического характера фоторефрактивных голограмм.

3. *Усиление оптических изображений*, при котором реализуется коэффициент усиления по мощности в сотни и тысячи раз. Используется эффект перекачки мощности на сдвинутых решетках $\Delta n(z)$ относительно $I(z)$.

4. *Обращение волнового фронта световых пучков*. Схема обращения изображена на рис. 1.4. Здесь зеркало М отражает пучок накачки во встречном направлении. При дифракции на пропускающей фоторефрактивной решетке, формируемой при взаимодействии пучков с интенсивностями I_{S0} и I_{R0} , возникает дифрагированная волна с интенсивностью $I_{обр}$, распространяющаяся точно в обратном направлении по отношению к сигнальной. Такой эффект, называемый еще *фазовым сопряжением* светового пучка, может происходить с увеличением мощности обращенной волны. В рассматриваемом случае предполагается формирование только пропускающей решетки, вклад в которое дают попутно распространяющиеся пучки с

интенсивностями I_{S0} и I_{R0} , и встречные им, но тоже попутно распространяющиеся пучки с интенсивностями I_R^{omp} и $I_S^{обп}$. Таким образом, в формировании фоторефрактивной решетки принимают участие четыре волны, поэтому рассматриваемое взаимодействие называют четырехволновым.

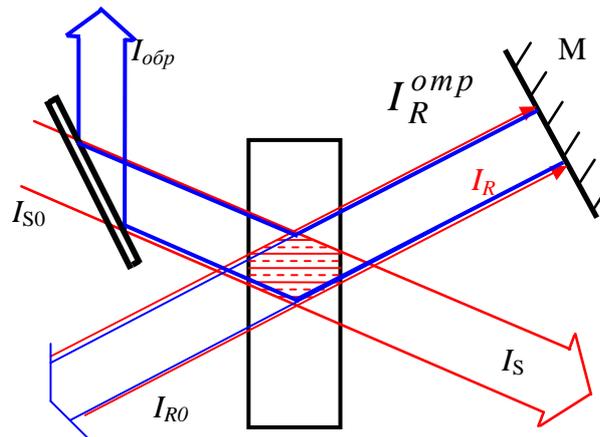


Рис. 1.4. Обращение сигнального светового пучка на пропускающей фоторефрактивной решетке при попутном четырехволновом взаимодействии

5. Фотоиндуцированное рассеяние света.

Рассеяние на оптических неоднородностях на входной грани кристалла опорного пучка и усиление рассеянных волн за счет эффекта перекачки мощности из него в рассеянные волны приводит с течением времени к образованию «шумовой» картины (рис. 1.5.) Каждое световое пятно на этой картине соответствует усиленной рассеянной волне. Картина распределения световых максимумов отражает случайный характер распределения рассеивающих центров и анизотропию усиления световых волн, формирующих фоторефрактивные решетки с различными направлениями волновых векторов K относительно кристаллофизических осей. Это связано как с зависимостью

эффективности переноса заряда от направления вектора решетки \mathbf{K} , так и с анизотропией электрооптического эффекта.

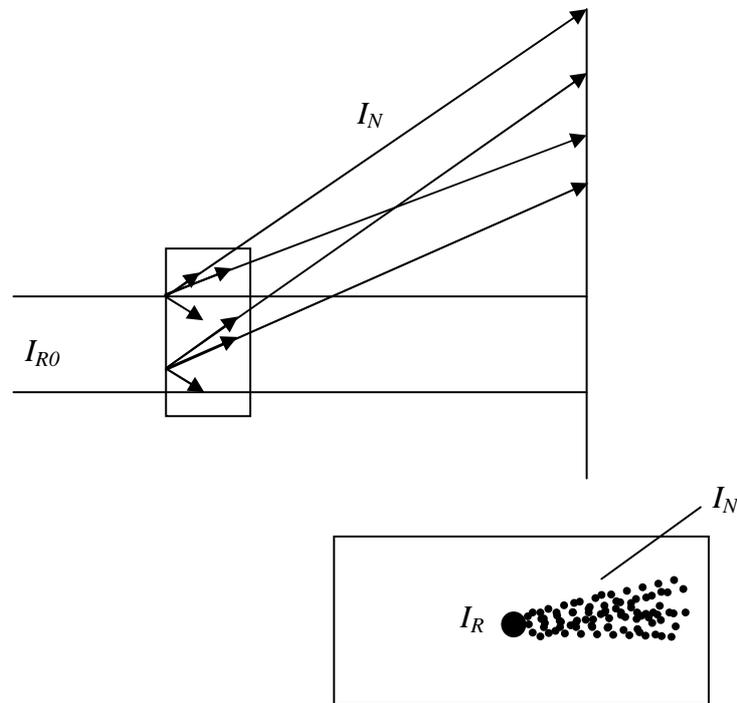


Рис. 1.5. Фотоиндуцированное рассеяние света в фоторефрактивных кристаллах

6. Самообращение волнового фронта световых пучков.

Одна из схем самообращения, использующая эффекты усиления, фотоиндуцированного рассеяния и обращение волнового фронта, называется петлевым генератором. Схема петлевого генератора поясняется рис. 1.6.

Здесь пучок I_{ex} испытывает фотоиндуцированное рассеяние на входной грани фоторефрактивного кристалла (ФРК) и, отражаясь от зеркал 31 и 32, снова проходит через ФРК (в обратном направлении). Часть фотоиндуцированного рассеяния, отражающаяся последовательно от зеркал 31 и 32, распространяется в направлении, противоположном входному пучку. Этот рассеянный пучок имеет преимущественное усиление, а его волновой фронт

является обращенным по отношению к I_{ex} . Коэффициент отражения в этой схеме, $K_{отр} = I_{обр} / I_{ex}$, может составлять десятки процентов.

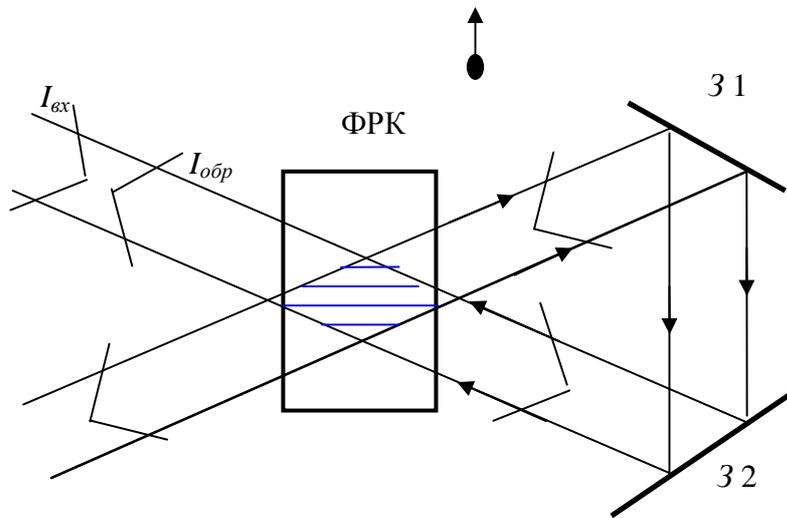


Рис. 1.6. Самообращение волнового фронта в схеме петлевого генератора на фоторефрактивном кристалле. Стрелка в верхней части рисунка указывает направление перекачки мощности

5.2. Модель зонного переноса

В настоящее время описание физических процессов, имеющих место при перераспределении носителей заряда в фоторефрактивных кристаллах, основано на моделях зонного переноса, первая из которых, называемая одноуровневой, была развита в работах [10-14]. В рамках одноуровневой монополярной модели зонного переноса предполагается, что кристалл имеет один тип примесных центров донорного типа. Доноры при фотовозбуждении поставляют неравновесные носители заряда в зону проводимости (электроны), или в валентную зону (дырки). Мы будем полагать, что перенос зарядов в фоторефрактивном кристалле осуществляется электронами в зоне проводимости. Упрощенно уровни энергии нейтральных доноров, ионизированных доноров и компенсирующих неактивных акцепторов, расположенные в запрещенной зоне кристалла, изображены на рис. 1.7.

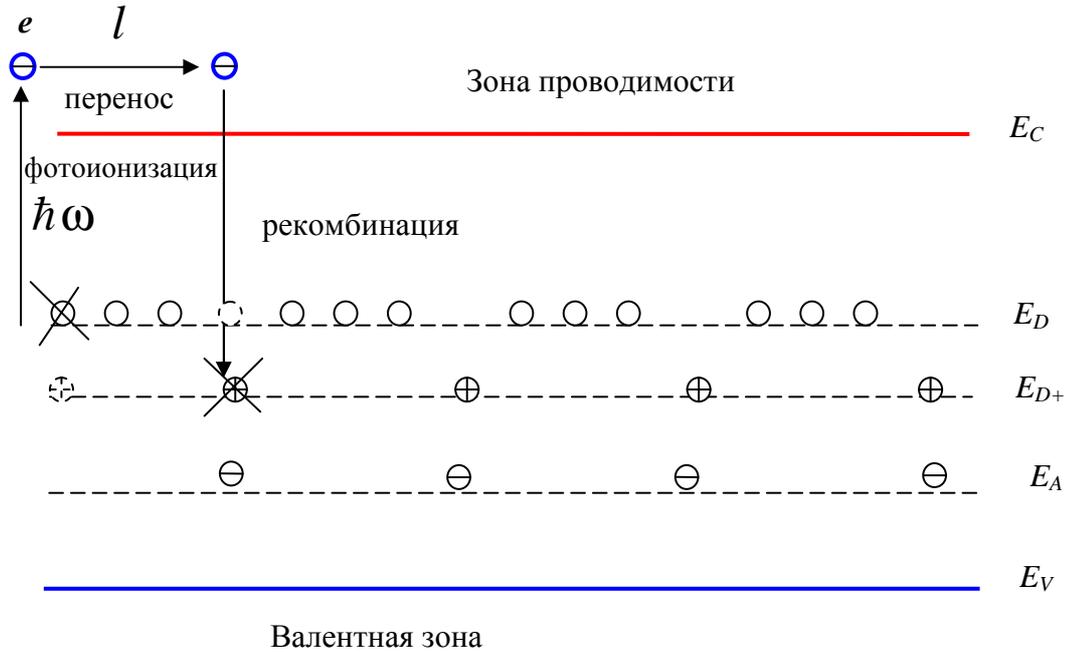


Рис. 1.7. Энергетическая диаграмма фоторефрактивного кристалла для одноуровневой модели зонного переноса

В темноте в кристалле существуют как ионизированные доноры с концентрацией N_{DT}^+ , так и неионизированные (нейтральные) доноры с концентрацией N_{DT} . Электронейтральность кристалла обеспечивается отрицательно заряженными акцепторами, на которые свет не действует. Очевидно, что в темноте в кристалле должно содержаться равное количество ионизированных доноров и акцепторов:

$$N_{DT}^+ = N_A. \quad (1.10)$$

При неоднородном освещении кристалла в освещенной области происходит фотоионизация ионизированных доноров, при этом рождаются, в данной точке кристалла, ионизированный донор и электрон в зоне проводимости. Электрон за время своего существования в зоне проводимости переместится на расстояние l за счет эффектов диффузии и дрейфа во внешних и внутренних электрических полях. Далее он рекомбинирует, восстанавливая ионизированный донорный центр до неионизированного. Как математически

описать этот процесс? Процессы фотоионизации и рекомбинации можно описать скоростным уравнением:

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = SI(N_D - N_D^+) - \gamma_R n N_D^+, \quad (1.11)$$

Здесь левая часть - скорость изменения концентрации ионизированных доноров. Она пропорциональна сечению фотоионизации S , интенсивности света I и числу неионизированных доноров $N_D - N_D^+$, где N_D - полная концентрация доноров в кристалле (например, атомов Fe в LiNbO_3). Произведение SI равно вероятности фотовозбуждения одного донора в единицу времени, а $SI(N_D - N_D^+)$ представляет полное число фотоионизированных доноров в единицу времени. Процесс рекомбинации уменьшает число ионизированных доноров, поэтому второй член в (1.11) имеет отрицательный знак. Скорость рекомбинации характеризует γ_R - коэффициент двухчастичной рекомбинации, а полное изменение N_D^+ в единицу времени пропорционально произведению как концентрации электронов в зоне проводимости (которые и могут рекомбинировать), так и числу (концентрации) ионизированных доноров в данной точке кристалла N_D^+ . Если $n=0$ или $N_D^+=0$, то рекомбинация в данной точке произойти не может.

Поскольку в кристалле образуется объемный заряд и электрическое поле (которое можно считать электростатическим), воспользуемся уравнением Максвелла

$$\text{div } \mathbf{D} = \rho. \quad (1.12)$$

Чему равен объемный заряд? Очевидно,

$$\rho = e(N_D^+ - n - N_A). \quad (1.13)$$

Учтем, что интенсивность света у нас зависит только от координаты z (см. формулу (1.8)). В этом случае и все остальные величины тоже зависят от z , и вместо (1.12) получаем

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{e}{\epsilon}(N_D^+ - n - N_A). \quad (1.14)$$

Уравнений (1.11) и (1.14) для описания процессов переноса недостаточно – в них входят три неизвестных функции $N_D^+(z,t)$, $n(z,t)$ и $E(z,t)$. Дополним их уравнением непрерывности

$$\operatorname{div}(\delta_{np} + \delta_{cmop}) = -\frac{\partial \rho}{\partial t}. \quad (1.15)$$

Сторонними токами являются диффузионный ток и фотовольтаический ток:

$$\delta_{diff} = k_B T \mu \operatorname{grad} n, \quad (1.16),$$

$$\delta_{ph} = \beta : EE^* ; \delta_m^{ph} = \beta_{mkl} \tilde{E}_k \tilde{E}_l^*, \quad (1.17)$$

где β_{mkl} - компоненты фотовольтаического тензора 3-го ранга; \tilde{E}_k - составляющие вектора напряженности светового поля в кристалле. Последний вид тока был обнаружен в 1974 году [15] в простейшем варианте $\delta_m^{ph} = \beta_{mmm} I$. Учитывая, что

$$\delta_{np} = e \mu n E, \quad (1.18)$$

где μ - подвижность электрона, с учетом (1.13) из (1.15) получаем

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial N_D^+}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial t} \left[e \mu n E + k_B T \mu \frac{\partial n}{\partial z} + \delta_3^{ph} \right]. \quad (1.19)$$

Система материальных уравнений (1.11), (1.14) и (1.19) является замкнутой и позволяет найти неизвестные функции $N_D^+(z,t)$, $n(z,t)$ и $E(z,t)$. Выпишем ниже эти уравнения и формулу (1.8) для $I(z)$:

$$I(z) = I_0 + \frac{m I_0}{2} \exp(iKz) + \frac{m^* I_0}{2} \exp(-iKz), \quad (1.20)$$

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = S I (N_D - N_D^+) - \gamma_R n N_D^+, \quad (1.21)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial N_D^+}{\partial t} = \mu \frac{\partial}{\partial z} (n E) + \frac{k_B T}{e} \mu \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial z} \delta_3^{ph}, \quad (1.22)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{e}{\varepsilon} (N_D^+ - n - N_A). \quad (1.23)$$

Система уравнений (1.21)–(1.23) является нелинейной и не имеет аналитического решения в общем случае. Для анализа процессов переноса

заряда поэтому используют различные приближения, а иногда и численные методы. Система (1.21)–(1.23) позволяет учесть и влияние внешних полей на перенос заряда, поскольку под E нужно понимать сумму внешнего поля, приложенного к кристаллу, и внутреннего поля пространственного заряда, образующегося при формировании динамической голограммы.

5.3. Приближение малых контрастов интерференционной картины

Для $|m| \ll 1$ можно линеаризовать систему уравнений (1.21)–(1.23), разлагая все функции в ряд Фурье

$$n(z, t) = n_0(t) + \frac{n_1(t)}{2} \exp(iKz) + \frac{n_1^*(t)}{2} \exp(-iKz) + \dots, \quad (1.24)$$

$$N_D^+(z, t) = N_{D0}^+(t) + \frac{N_{D1}^+(t)}{2} \exp(iKz) + \frac{N_{D1}^{+*}(t)}{2} \exp(-iKz) + \dots, \quad (1.25)$$

$$E(z, t) = E_0(t) + \frac{E_1(t)}{2} \exp(iKz) + \frac{E_1^*(t)}{2} \exp(-iKz) + \dots \quad (1.26)$$

Для динамической голографии важна первая пространственная гармоника, что позволяет ограничиться анализом только представленных здесь членов разложения. Кроме того, для $|m| \ll 1$ должны выполняться условия $|n_1| \ll n_0$, $|N_{D1}^+| \ll N_{D0}^+$, $|E_1| \ll E_0$. Последнее условие может иногда не выполняться (при $E_0 = 0$ и диффузионном механизме записи). Эти условия и позволяют линеаризовать систему уравнений (1.21)–(1.23) путем отбрасывания членов второго порядка малости.

Для простоты пренебрежем фотовольтаическим током в уравнении (1.22), и будем считать внешнее поле заданным, $E_{вн} = E_0(t)$. Методика анализа состоит в подстановке $n(z, t)$, $N_D^+(z, t)$ и $E(z, t)$ из уравнений (1.24)–(1.26) в систему (1.21)–(1.23) и в приравнивании членов при одинаковых фазовых множителях. Для нулевой пространственной гармоники из (1.23) находим

$$N_{D0}^+ - n_0 - N_A = 0, \quad N_{D0}^+ = N_A + n_0. \quad (1.27)$$

Подставляя N_{D0}^+ в уравнение для нулевой пространственной гармоники (1.21), получаем уравнение, содержащее и члены второго порядка малости:

$$\begin{aligned} \frac{dn_0}{dt} = & SI_0(N_D - N_A - n_0) - \frac{SI_0}{4} \left(mN_{D1}^{+*} + m^* N_{D1}^+ \right) - \gamma_R n_0 (N_A + n_0) \\ & - \frac{\gamma_R}{4} \left(n_1 N_{D1}^{+*} + n_1^* N_{D1}^+ \right). \end{aligned}$$

После их исключения уравнение для n_0 преобразуется к виду (см., например, [16]):

$$\frac{dn_0}{dt} = SI_0(N_D - N_A - n_0) - \gamma_R n_0 (N_A + n_0). \quad (1.28)$$

Хотя уравнение (1.28) имеет точное решение, приближение непрерывного низкоинтенсивного излучения позволяет существенно упростить конечный результат. Для низкой интенсивности ($I_0 \leq 10^3$ Вт/см² случае кристаллов типа $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$), что практически всегда имеет место, $n_0 \ll N_A$, и уравнение (1.28) упрощается

$$\frac{dn_0}{dt} + \frac{n_0}{\tau_R} = SI_0(N_D - N_A), \quad (1.29)$$

где $\tau_R = 1/(\gamma_R N_A)$ – время жизни электрона в зоне проводимости (среднее время между процессами фотовозбуждения и рекомбинации). В квазинепрерывном режиме, для $t \gg \tau_R \sim 10^{-5}$ с можно считать $dn_0/dt \approx 0$, и из (1.29) получить выражение для n_0 в виде

$$n_0 = \frac{SI_0(N_D - N_A)}{\gamma_R N_A} = SI_0(N_D - N_A)\tau_R. \quad (1.30)$$

Далее следует приравнять в уравнениях (1.21)–(1.23) члены при фазовом множителе $\exp(iKz)$, отбросив величины второго порядка малости:

$$\frac{dN_{D1}^+}{dt} = mSI_0(N_D - N_A - n_0) - SI_0 N_{D1}^+ - \gamma_R n_0 (N_{D1}^+ + n_1) - \gamma_R N_A n_1, \quad (1.31)$$

$$\frac{dn_1}{dt} - \frac{dN_{D1}^+}{dt} = iK\mu(E_0 n_1 + E_1 n_0) - K^2 \frac{k_B T \mu}{e} n_1, \quad (1.32)$$

$$iKE_1 = \frac{e}{\varepsilon}(N_{D1}^+ - n_1). \quad (1.33)$$

Исключая из уравнений (1.31)-(1.33) N_{D1}^+ и n_1 , получаем аналогичное найденному в [16] дифференциальное уравнение 2-го порядка для амплитуды первой пространственной гармоники поля пространственного заряда

$$\begin{aligned} \frac{d^2 E_1}{dt^2} + \left[\frac{1}{\tau_+} + \frac{1}{\tau_{di}} + \frac{1}{\tau_D} - \frac{i}{\tau_R} \frac{E_0}{E_\mu} \right] \frac{dE_1}{dt} + \left[\frac{1}{\tau_{di}\tau_+} + \frac{1}{\tau_I\tau_D} - \frac{i}{\tau_R\tau_I} \frac{E_0}{E_\mu} \right] E_1 = \\ = -im \frac{(E_D - iE_0)}{\tau_{di}n_0} SI_0 (N_D - N_A - n_0), \end{aligned} \quad (1.34)$$

где введены обозначения $\tau_+ = (SI_0 + 2\gamma_R n_0 + \gamma_R N_A)^{-1}$; $\tau_I = (SI_0 + \gamma_R n_0)^{-1}$, $\tau_{di} = \varepsilon/(e\mu n_0) = \varepsilon/\sigma$ - время диэлектрической релаксации; $\tau_D = (\mu K E_D)^{-1}$; $E_D = K(k_B T/e)$ - диффузионное поле; $E_\mu = (\mu K \tau_R)^{-1}$ - дрейфовое поле. Оценки показывают, что при обычно используемой интенсивности света выполняются неравенства

$$SI_0 \ll \gamma_R n_0, \quad \gamma_R n_0 \ll \gamma_R N_A. \quad (1.35)$$

Кроме того, в квазинепрерывном приближении и для низкочастотного внешнего поля, когда его период удовлетворяет условию $T \gg \tau_R$, можно отбросить вторую производную в уравнении (1.34). В результате получаем известное уравнение (см., например, [4]), описывающее временную эволюцию амплитуды первой гармоники поля пространственного заряда

$$\frac{dE_1}{dt} + \Gamma_1 E_1 = -mF_1, \quad (1.36)$$

где введены обозначения

$$\Gamma_1 = \frac{1 + E_D/E_q - iE_0/E_q}{\tau_{di} \left[1 + E_D/E_\mu - iE_0/E_\mu \right]}, \quad (1.37)$$

$$F_1 = \frac{E_0 + iE_D}{\tau_{di} \left[1 + E_D/E_\mu - iE_0/E_\mu \right]}, \quad (1.38)$$

и $E_q = eN_A/(\varepsilon K)$ - так называемое поле насыщения ловушек.

Таким образом, в приближении малого контраста интерференционной картины, $|m| \ll 1$, амплитуда первой пространственной гармоники поля пространственного заряда фоторефрактивной решетки описывается уравнением (1.36). Наиболее простой вид решение этого уравнения имеет при постоянном внешнем поле.

5.4. Диффузионный механизм записи фоторефрактивной решетки

Если внешнее поле к кристаллу не приложено, то решение уравнения (1.36) имеет вид:

$$E_1(t) = -im \frac{E_D}{1 + E_D/E_q} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1 + E_D/E_q}{\tau_{di}(1 + E_D/E_\mu)} t \right] \right\}. \quad (1.39)$$

Скорость формирования решетки в этом случае определяется временем релаксации

$$1/\tau = \frac{1 + E_D/E_q}{\tau_{di}(1 + E_D/E_\mu)}, \quad \tau = \tau_{di} \frac{(1 + E_D/E_\mu)}{(1 + E_D/E_\mu)}, \quad (1.40)$$

которое зависит от пространственного периода решетки Λ . Зависимость $E_1(t)$ можно переписать в форме

$$E_1(t) = -imE_{sc} \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau} \right) \right], \quad (1.41)$$

где введено обозначение

$$E_{sc} = \frac{E_D}{1 + E_D/E_q}.$$

График данной зависимости представлен на рис. 1.8.

Проанализируем выражение (1.41).

1. Поле пространственного заряда имеет первую пространственную гармонику, сдвинутую по фазе на $-\pi/2$ относительно интерференционной картины.
2. Амплитуда первой пространственной гармоники E_1 увеличивается с увеличением контраста интерференционной картины m .

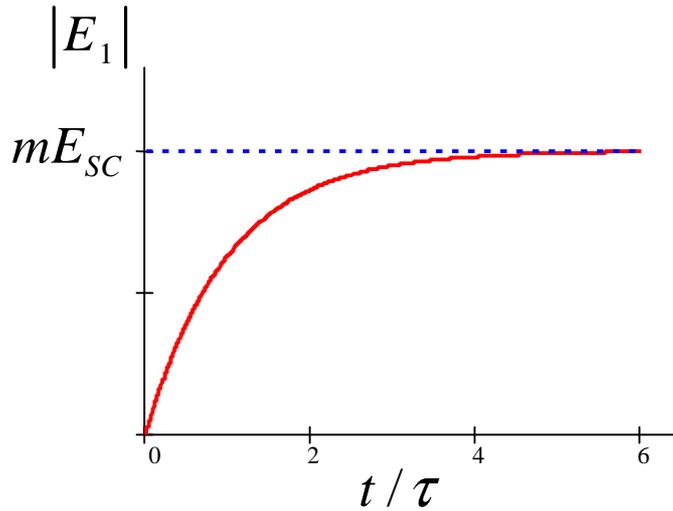


Рис. 1.8. Временная зависимость амплитуды первой гармоники поля пространственного заряда при диффузионном механизме формирования фоторефрактивной решетки

3. Поскольку диффузионное поле $E_D \sim 1/\Lambda$, а поле насыщения ловушек $E_q \sim \Lambda$, то с изменением периода решетки амплитуда E_1 достигает максимума при $E_D/E_q = 1$ (рис. 1.9). В общем случае зависимость поля E_{sc} от пространственного периода решетки имеет следующий вид:

$$E_{sc} = \frac{(2\pi/\Lambda)k_B T/e}{1 + (2\pi/\Lambda)^2 k_B T \epsilon / (e^2 N_A)}. \quad (1.42)$$

Оптимальный период решетки определяется соотношением:

$$\Lambda_{opt} = \frac{2\pi}{e} \sqrt{\frac{k_B T \epsilon}{N_A}}. \quad (1.43)$$

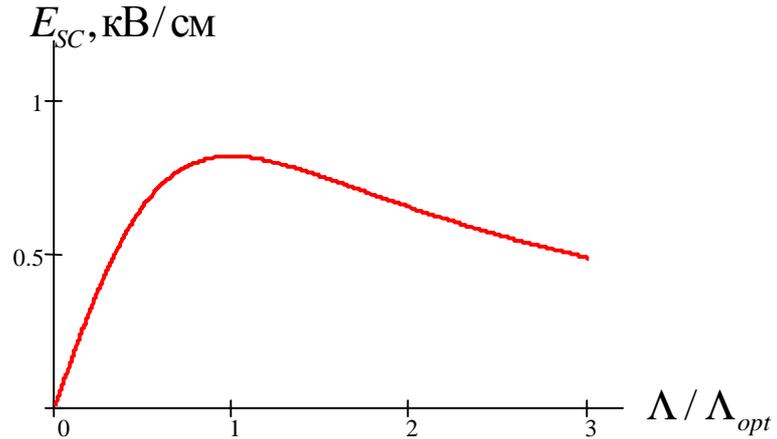


Рис. 1.9. Зависимость поля E_{sc} от пространственного периода фоторефрактивной решетки для $\Lambda_{opt} = 1$ мкм и температуры $T = 300$ К

Таким образом, определяя экспериментально Λ_{opt} , можно найти концентрацию компенсирующих акцепторных центров N_A для данного кристалла. Эти изменения лучше всего проводить в стационарном режиме, при $t \gg \tau$.

4. Скорость роста E_1 на начальном участке $t \ll \tau$ определяется выражением

$$E_1(t) = -im \frac{E_D}{\tau_{di} (1 + E_D/E_\mu)} t, \quad (1.44)$$

использование которого также возможно для определения материальных констант кристалла.

5.5. Формирование фоторефрактивной решетки в постоянном внешнем поле

Для увеличения амплитуды фоторефрактивной решетки к кристаллу может быть приложено внешнее постоянное электрическое поле (рис. 1.9). Следует отметить, что в этом случае необходимо обеспечить достаточно однородную засветку световыми пучками всего межэлектродного промежутка. В противном случае экранировка внешнего поля полем пространственного

заряда приведет к тому, что на затененных областях будет наблюдаться максимальное падение напряжения. Поэтому напряженность поля, приложенного к области локализации фоторефрактивной голограммы, будет существенно ниже, чем U_0/d , где d - межэлектродное расстояние.

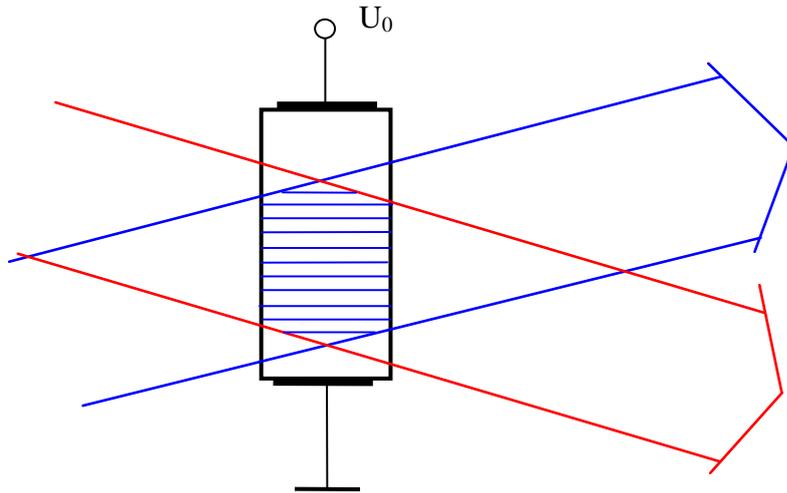


Рис. 1.9. Запись фоторефрактивной решетки в кристалле с приложенным постоянным электрическим полем

Решение уравнения (1.36) для $E_0 = const$ может быть получено в виде

$$E_1(t) = -m \frac{F_1}{\Gamma_1} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right], \quad (1.45)$$

где постоянная времени определяется следующим выражением:

$$\tau = \tau_{di} \frac{1 + E_D/E_\mu - i E_0/E_q}{1 + E_D/E_q - i E_0/E_q}. \quad (1.46)$$

Таким образом, постоянная времени оказывается комплексной, и установление стационарного режима носит колебательный характер (рис. 1.10). Стационарное значение поля пространственного заряда имеет в общем случае вещественную и мнимую составляющие:

$$\begin{aligned}
 E_{st} &= -m \frac{F_1}{\Gamma_1} = -m \frac{E_0 + iE_D}{1 + E_D/E_q - iE_0/E_q} \\
 &= -mE_0 \frac{E_q^2}{(E_q + E_D)^2 + E_0^2} - imE_q \frac{E_0^2 + E_D(E_q + E_D)}{(E_q + E_D)^2 + E_0^2}.
 \end{aligned}
 \tag{1.47}$$

Обычно постоянное поле используют для малых пространственных частот ($\Lambda > 10 \text{ мкм}$), так что выполняется условие $E_q \gg E_0 \gg E_D$.

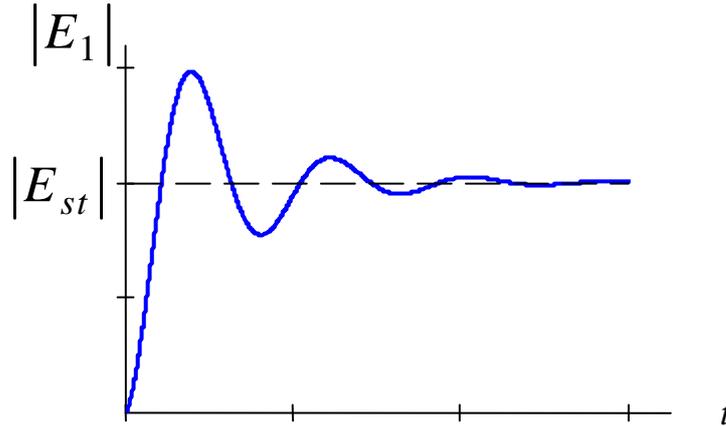


Рис. 1.10. Динамика поля пространственного заряда фоторефрактивной решетки, формирующейся в постоянном электрическом поле

В этом случае мнимая составляющая, характеризующая сдвиг фоторефрактивной решетки относительно интерференционной картины и связанная с диффузией носителей заряда, очень мала, и ею можно пренебречь. Тогда выражение для E_{st} упрощается и принимает вид

$$E_{st} \approx -mE_0, \tag{1.48}$$

так что в формирование решетки основной вклад вносит дрейфовый механизм переноса заряда. Поскольку поле, прикладываемое к кристаллу, может достигать значений 30 кВ/см и более, фоторефрактивная решетка в постоянном внешнем поле может по амплитуде существенно превышать амплитуду решетки, формирующейся за счет диффузионного механизма. Другое важное отличие заключается в том, что данная решетка синфазна или противофазна с интерференционной картиной, в то время как в случае диффузионного

механизма они сдвинуты на четверть пространственного периода относительно друг друга.

Как отмечалось выше, недостатком постоянного внешнего поля является необходимость неоднородной засветки кристалла между электродами.

5.6. Фоторефрактивная решетка при знакопеременном внешнем поле

В случае, когда к кристаллу приложено знакопеременное электрическое поле [17], преобладающую роль также играет дрейфовый механизм переноса заряда. Однако ток через кристалл носит емкостной характер, и экранировка внешнего поля не успевает произойти за время полупериода $T/2$. Этот период выбирается из условия $\tau_R \ll T \ll \tau_{di}$. Обычно частота внешнего поля находится в пределах $f_0 = 1/T = 50 \Gamma\text{ц} \div 5 \kappa \Gamma\text{ц}$. Наиболее простым с точки зрения теоретического анализа и наиболее эффективным для практических целей оказывается знакопеременное поле меандровой формы [1, 4, 8]. Запишем уравнение (1.36) для положительного (+) и отрицательного (-) полупериодов,

$$\frac{dE_1^+}{dt} + \Gamma_1^+ E_1^+ = -mF_1^+, \quad 0 \leq t \leq \frac{T}{2}, \quad (1.49)$$

$$\frac{dE_1^-}{dt} + \Gamma_1^- E_1^- = -mF_1^-, \quad \frac{T}{2} \leq t \leq T, \quad (1.50)$$

где коэффициенты Γ_1^\pm и F_1^\pm постоянны в течение своих полупериодов:

$$\Gamma_1^\pm = \frac{1 + E_D/E_q \mp i E_0/E_q}{\tau_{di}(1 + E_D/E_\mu \mp i E_0/E_\mu)}, \quad (1.51)$$

$$F_1^\pm = \frac{\pm E_0 + i E_D}{\tau_{di} [1 + E_D/E_\mu \mp i E_0/E_\mu]}. \quad (1.52)$$

Мы видим, что решение для E_1^+ и E_1^- могут быть легко найдены в виде экспоненциальной функции и константы:

$$E_{1p}^\pm = C_{1p}^\pm \exp(-\Gamma_1^\pm t) - m \frac{F_1^\pm}{\Gamma_1^\pm}. \quad (1.53)$$

Здесь p - номер периода, $p = 1, 2, 3, \dots$. Если мы рассматриваем динамику роста фоторефрактивной решетки, то можно начать с момента времени $t = 0$, когда $E_{11}^+(t) = 0$. Отсюда мы определим коэффициент C_{11}^+ . При переключении полярности поля в момент времени $t = pT/2$ амплитуда решетки не может мгновенно измениться, и мы воспользуемся условиями непрерывности, которые в общем виде формулируются как

$$E_1^+[(2p-1)T/2] = E_1^-[(2p-1)T/2], \quad (1.54)$$

$$E_1^- \left[2p \frac{T}{2} \right] = E_1^+ \left[2p \frac{T}{2} \right], \quad p = 1, 2, 3, \dots \quad (1.55)$$

Используя данные условия, можно последовательно найти $C_{11}^-, C_{12}^+, C_{12}^-$, и т.д.

При малых периодах внешнего поля $T \ll \tau_{di}$ амплитуда решетки не успевает существенно измениться в течение каждого полупериода. Естественно, что при большом времени формирования решетки наступает режим стационарных колебаний – поле можно представить в виде стационарной части, и колебательной составляющей:

$$E_1^\pm = \tilde{E}_1 \pm \Delta E(t), \quad (1.56)$$

причем $|\Delta E| \ll \tilde{E}_1$. Найти \tilde{E}_1 можно, например, как в работе [18], из условия непрерывности при $t = T/2$ и условий периодичности:

$$E_{1p}^+(T/2) = E_{1p}^-(T/2), \quad E_{1p}^-(T) = E_{1p}^+(0), \quad (1.57)$$

где мы используем замену $t = pT + \Delta t$, причем $pT \gg \tau_{di}$, а $0 \leq \Delta t \leq T$.

Другой подход заключается в применении метода усреднения, использованного для этой цели в работе [17], на основе соотношений

$$\left\langle E_{1p}^+ \right\rangle = \int_0^{T/2} E_{1p}^+(t) dt = \int_{T/2}^T E_{1p}^-(t) dt = \left\langle E_{1p}^- \right\rangle = \tilde{E}_1, \quad (1.58)$$

$$\left\langle \frac{dE_{1p}^+}{dt} \right\rangle = - \left\langle \frac{dE_{1p}^-}{dt} \right\rangle. \quad (1.59)$$

Применим усреднение к уравнениям (1.49) и (1.50) для эволюции E_1^+ и E_1^- , и просуммируем результаты усреднения:

$$(\Gamma_1^+ + \Gamma_1^-)\tilde{E}_1 = -m(F_1^+ + F_1^-). \quad (1.60)$$

В результате получаем

$$\tilde{E}_1 = -m \frac{F_1^+ + F_1^-}{\Gamma_1^+ + \Gamma_1^-} = -imE_q \frac{E_D(E_\mu + E_D) + E_0^2}{(E_\mu + E_D)(E_q + E_D) + E_0^2}. \quad (1.61)$$

Таким образом, при высокочастотном внешнем напряжении меандровой формы поле пространственного заряда имеет первую пространственную гармонику, сдвинутую по фазе на $-\pi/2$ относительно интерференционной картины, как при диффузионном механизме записи фоторефрактивной решетки. Однако амплитуда этой гармоники \tilde{E}_1 здесь может быть существенно выше, чем для диффузионного механизма, поскольку в формировании решетки путем разделения зарядов вносит вклад дрейф в знакопеременном внешнем поле. Зависимость $|\tilde{E}_1|$ от пространственного периода решетки Λ также имеет экстремум, как и для диффузионного механизма (см. рис. 1.8), но сдвинутый в область больших Λ .

5.7. Основы динамической голографии

5.7.1. Самодифракция световых волн на фоторефрактивных голограммах. Уравнения связанных волн

Эффекты самодифракции проявляются в изменении амплитуд и фаз световых волн при взаимодействии на формируемой ими фоторефрактивной голограмме, которая имеет динамический характер. Ограничимся анализом симметричной геометрии взаимодействия плоских световых волн (рис. 1.1), поля которых вне голограммы описываются соотношениями (1.1) и (1.2). Будем пренебрегать оптической анизотропией среды и полагать, что фоторефрактивный кристалл представляет плоский слой, расположенный при $0 \leq x \leq d$ (рис. 1.11). Входную ($x=0$) и выходную ($x=d$) грани кристалла

считаем оптически просветленными, так что отражение света от этих граней отсутствует.

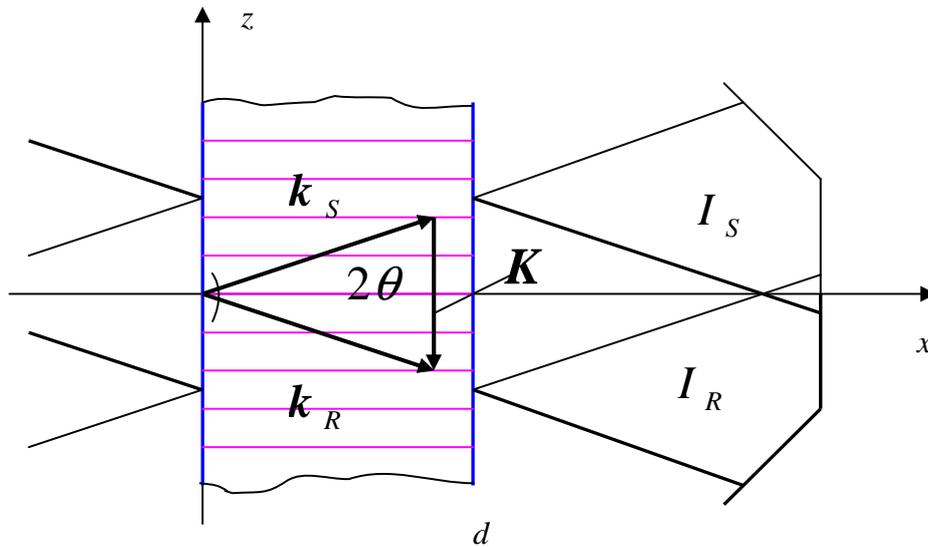


Рис. 1.11. Геометрия попутного взаимодействия двух плоских световых волн на пропускающей решетке в плоском слое фоторефрактивного кристалла

Поля взаимодействующих волн в фоторефрактивном слое будем искать в виде собственных волн невозмущенного кристалла с комплексными амплитудами, медленно изменяющимися по координате x и во времени:

$$\mathbf{E}_R(x, z, t) = \mathbf{e} \frac{\dot{E}_R(x, t)}{2} \exp\{i[\omega t - k_0 n_0 (x \cos \theta - z \sin \theta)]\} + \text{к.с.}, \quad (1.62)$$

$$\mathbf{E}_S(x, z, t) = \mathbf{e} \frac{\dot{E}_S(x, t)}{2} \exp\{i[\omega t - k_0 n_0 (x \cos \theta + z \sin \theta)]\} + \text{к.с.}, \quad (1.63)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$ - волновое число для вакуума, n_0 - показатель преломления невозмущенного кристалла и за к.с. обозначены комплексно-сопряженные слагаемые. Здесь мы для простоты полагаем, что взаимодействующие волны имеют одинаковые собственные векторы поляризации \mathbf{e} , и считаем малым угол 2θ между волновыми векторами \mathbf{k}_R и \mathbf{k}_S .

Компоненты тензора относительной диэлектрической проницаемости фоторефрактивного слоя, в котором сформирована динамическая голографическая решетка, представим в виде

$$\varepsilon_{mn}(x, z, t) = \varepsilon_{mn}^0 + \frac{\Delta\varepsilon_{mn}(x, t)}{2} \exp(iKz) + \frac{\Delta\varepsilon_{mn}^*(x, t)}{2} \exp(-iKz), \quad (1.64)$$

где волновое число в соответствии с векторной диаграммой на рис. 1.11. и с законом сохранения (условием синхронизма) (1.5) может быть найдено как

$$K = 2k_0 n_0 \sin \theta. \quad (1.65)$$

Диэлектрическая проницаемость оптически изотропного невозмущенного кристалла выражается в (1.64) через его показатель преломления как $\varepsilon_{mn}^0 = n_0^2 \delta_{mn}$, где δ_{mn} - единичный симметричный тензор второго ранга. Наведенные в кристалле полем пространственного заряда голограммы возмущения диэлектрической проницаемости обусловлены, во-первых, *линейным электрооптическим эффектом* [1-8]. Во-вторых, вследствие *обратного пьезоэлектрического эффекта* электрическое поле голограммы создает пропорциональные ему упругие деформации кристалла [4, 18-21]. Эти деформации дают дополнительный вклад в возмущения диэлектрической проницаемости, определяемые *фотоупругим эффектом*. С учетом электрооптического и фотоупругого вкладов, амплитуда возмущений диэлектрической проницаемости в формуле (1.64) определяется следующим выражением (см., например, [4, 18-20, 22]):

$$\Delta\varepsilon_{mn} = -\varepsilon_{mi}^0 \varepsilon_{nj}^0 \left(r_{ijp}^S + P_{ijkl}^E p_l \gamma_{kr} e_{prs} p_s \right) p_p E_1, \quad (1.66)$$

где $P_{p,l,s}$ - направляющие косинусы вектора решетки \mathbf{K} в кристаллофизических координатах; r_{ijp}^S - компоненты электрооптического тензора механически зажатого кристалла; P_{ijkl}^E - компоненты фотоупругого тензора, измеренного при постоянном электрическом поле; γ_{kr} - компоненты тензора, обратного к $\Gamma_{rk}^E = C_{rskl}^E p_s p_l$; C_{rskl}^E и e_{prs} - компоненты тензоров модулей упругости и пьезоэлектрических констант.

Подставляя далее суперпозицию полей опорной и предметной волн, определяемых соотношениями (1.62) и (1.63), и диэлектрическую

проницаемость в форме (1.64) в волновое уравнение, в котором пренебрегается оптической анизотропией невозмущенной среды,

$$\nabla^2 E_m + k_0^2 \epsilon_{mn} E_n = 0, \quad (1.67)$$

и используя стандартную процедуру метода связанных волн (см., например, [4, 9]) с учетом условия синхронизма (1.65), приходим к следующей системе уравнений связанных волн, аналогичной уравнениям Когельника [23]:

$$\frac{d\dot{E}_R}{dx} = -i \frac{k_0 g}{4n_0 \cos \theta} \dot{E}_S, \quad (1.68)$$

$$\frac{d\dot{E}_S}{dx} = -i \frac{k_0 g^*}{4n_0 \cos \theta} \dot{E}_R. \quad (1.69)$$

Здесь тензорная свертка $g = \Delta \epsilon_{mn} e_m e_n$ характеризует величину и характер связи друг с другом взаимодействующих на фоторефрактивной динамической голограмме волн сигнала и накачки (опорной и предметной). Мы считаем эти волны собственными и имеющими одинаковые векторы поляризации с направляющими косинусами $e_{m,n}$. В рассматриваемом случае оптически изотропной среды эта свертка, с учетом соотношения (1.66), может быть выражена через амплитуду первой гармоники поля пространственного заряда:

$$g = -n_0^4 r_{eff} E_1, \quad (1.70)$$

где эффективная электрооптическая постоянная определяется выражением

$$r_{eff} = \left(r_{mnp}^S + P_{mnkl}^E p_l \gamma_{kr} e_{prs} p_s \right) p_p e_m e_n. \quad (1.71)$$

В рассматриваемых далее частных случаях взаимодействия волн на фоторефрактивной решетке будем полагать угол θ малым, так что $\cos \theta \approx 1$. Используя также соотношение (1.70), перепишем уравнения связанных волн в следующем виде:

$$\frac{d\dot{E}_R}{dx} = i \left(\frac{\pi}{2\lambda} n_0^3 r_{eff} E_1 \right) \dot{E}_S, \quad (1.72)$$

$$\frac{d\dot{E}_S}{dx} = i \left(\frac{\pi}{2\lambda} n_0^3 r_{eff} E_1^* \right) \dot{E}_R. \quad (1.73)$$

5.7.2. Приближение неистощаемой накачки

Если при взаимодействии на фоторефрактивной решетке параметры волны накачки не претерпевают значительных изменений (это относится к амплитуде и фазе, $\dot{E}_R(x) = E_R(x) \exp[i\phi_R(x)]$, $E_R = |\dot{E}_R|$), то комплексную амплитуду \dot{E}_R можно полагать постоянной. В общем случае, как следует из предыдущего рассмотрения, амплитуда поля пространственного заряда фоторефрактивной решетки может быть представлена как

$$E_1 = m(E'_1 + iE''_1), \quad (1.74)$$

где E'_1 соответствует локальной, а E''_1 - нелокальной компоненте фоторефрактивного отклика. Учтем, что контраст интерференционной картины (см. подраздел 1.1) при взаимодействии волн, описываемых соотношениями (1.62) и (1.63), определяется выражением

$$m(x) = \frac{2\dot{E}_R(x)\dot{E}_S^*(x)}{|\dot{E}_R(x)|^2 + |\dot{E}_S(x)|^2}, \quad (1.75)$$

а условие неистощимости накачки выполняется при $|\dot{E}_R(x)|^2 \gg |\dot{E}_S(x)|^2$. В таком *приближении неистощаемой накачки* (или *заданного поля накачки* [1]), полагая в знаменателе $|\dot{E}_S|^2 = 0$ и учитывая (1.74), из уравнения (1.73) получаем

$$\frac{d\dot{E}_S}{dx} = i\frac{\pi}{\lambda} n_0^3 r_{eff} (E'_1 - iE''_1) \dot{E}_S. \quad (1.76)$$

Таким образом, комплексная амплитуда сигнальной волны в приближении неистощаемой накачки изменяется по экспоненциальному закону

$$\dot{E}_S(x) = E_{S0} \exp\left(i\frac{\Gamma''}{2}x\right) \exp\left(\frac{\Gamma'}{2}x\right), \quad (1.77)$$

со скоростью, определяемой коэффициентами

$$\Gamma' = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{eff} E''_1, \quad \Gamma'' = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{eff} E'_1. \quad (1.78)$$

Первый из них, Γ' , обозначаемый обычно как Γ , определяет усиление слабого сигнального пучка по интенсивности

$$I_S(x) = \left| \dot{E}_S(x) \right|^2 = I_{S0} \exp(\Gamma x), \quad (1.79)$$

связанное с нелокальной компонентой фоторефрактивного отклика. Данный эффект называют *перекачкой мощности (интенсивности) пучка накачки в сигнальный пучок*. Параметр Γ , определяемый в общем случае как

$$\Gamma = \frac{1}{d} \ln \left[\frac{I_S(d)}{I_S(0)} \right], \quad (1.80)$$

называют *экспоненциальным коэффициентом двухпучкового усиления* [2].

Из (1.77) можно видеть, что локальная компонента фоторефрактивного отклика приводит к изменению фазы сигнальной волны при взаимодействии. Последний эффект называют *перекачкой фазы*.

Очевидно, что данное приближение неистощаемой накачки справедливо до тех пор, пока интенсивность сигнальной волны существенно меньше, чем у волны накачки.

5.7.3. Самодифракция световых волн на фоторефрактивной решетке при чисто нелокальном отклике

При диффузионном механизме переноса заряда, а также при формировании фоторефрактивной голограммы в знакопеременном внешнем электрическом поле достаточно высокой частоты, как следует из подразделов 1.4 и 1.5, локальная компонента отклика отсутствует ($E'_1 = 0$, $\Gamma'' = 0$). В этом случае уравнения связанных волн (1.72) и (1.73), с учетом выражений (1.74) и (1.75) принимают вид:

$$\frac{d\dot{E}_R}{dx} = -\frac{\Gamma}{2} \frac{\left| \dot{E}_S \right|^2 \dot{E}_R}{\left| \dot{E}_R \right|^2 + \left| \dot{E}_S \right|^2}, \quad (1.81)$$

$$\frac{d\dot{E}_S}{dx} = \frac{\Gamma}{2} \frac{\left| \dot{E}_R \right|^2 \dot{E}_S}{\left| \dot{E}_R \right|^2 + \left| \dot{E}_S \right|^2}. \quad (1.82)$$

Умножая первое уравнение на \dot{E}_R^* , а второе – на \dot{E}_S^* и складывая результаты, получаем так называемый первый интеграл системы уравнений (1.81) и (1.82):

$$\dot{E}_R^* \frac{d\dot{E}_R}{dx} + \dot{E}_S^* \frac{d\dot{E}_S}{dx} = 0. \quad (1.83)$$

Добавим сюда комплексно-сопряженное уравнение,

$$\dot{E}_R \frac{d\dot{E}_R^*}{dx} + \dot{E}_S \frac{d\dot{E}_S^*}{dx} = 0, \quad (1.84)$$

и просуммируем полученные результаты. После несложных преобразований получаем соотношение, называемое интегралом сохранения:

$$\frac{d}{dx} \left(|\dot{E}_R(x)|^2 + |\dot{E}_S(x)|^2 \right) = 0, \quad (1.85)$$

или, в другой форме

$$|\dot{E}_R(x)|^2 + |\dot{E}_S(x)|^2 = \text{const} = I_0. \quad (1.86)$$

Соотношения (1.85) и (1.86) выражают тот факт, что в системе без потерь мощность, теряемая накачкой, приобретаетя сигналом. С учетом (1.86) уравнения (1.81) и (1.82) упрощаются:

$$\frac{d\dot{E}_R}{dx} = -\frac{\Gamma}{2I_0} |\dot{E}_S|^2 \dot{E}_R, \quad (1.87)$$

$$\frac{d\dot{E}_S}{dx} = \frac{\Gamma}{2I_0} |\dot{E}_R|^2 \dot{E}_S. \quad (1.88)$$

Для преобразования системы уравнений (1.87)-(1.88) для комплексных амплитуд в уравнения для интенсивностей взаимодействующих волн, умножим (1.87) на \dot{E}_R^* и просуммируем полученный результат с комплексно-сопряженным к нему уравнением. Прделывая аналогичные операции и с уравнением (1.88), получаем:

$$\frac{dI_R}{dx} = -\Gamma \frac{I_R I_S}{I_0}, \quad (1.89)$$

$$\frac{dI_S}{dx} = \Gamma \frac{I_R I_S}{I_0}. \quad (1.90)$$

Решения, описывающие пространственную эволюцию интенсивностей волн сигнала и накачки при самодифракции на фоторефрактивной решетке в рассматриваемом случае нелокального отклика, могут быть получены из нелинейной системы уравнений (1.89) и (1.90) в аналитической форме. Использование интеграла сохранения (1.86), переписанного в виде

$$I_R(x) + I_S(x) = I_{R0} + I_{S0} = I_0, \quad (1.91)$$

где введены обозначения $I_{R0,S0} = I_{R,S}(0)$, позволяет исключить из уравнения (1.90) неизвестную функцию $I_R(x)$. В результате нелинейное дифференциальное уравнение для $I_S(x)$ может быть представлено в виде:

$$\frac{dI_S}{dx} = \Gamma I_S \left(1 - \frac{I_S}{I_0} \right). \quad (1.92)$$

Интегрирование данного уравнения приводит к следующей координатной зависимости интенсивности сигнальной волны (см., например, [2-4]):

$$I_S(x) = I_{S0} \frac{(1 + \beta) \exp(\Gamma x)}{\beta + \exp(\Gamma x)} = \frac{I_0}{1 + \beta \exp(-\Gamma x)}, \quad (1.93)$$

где параметр β характеризует отношение интенсивностей волн накачки и сигнала на входной грани кристалла:

$$\beta = \frac{I_{R0}}{I_{S0}}. \quad (1.94)$$

Аналогичным образом может быть получена координатная зависимость для интенсивности волны накачки:

$$I_R(x) = I_{R0} \frac{(1 + \beta) \exp(-\Gamma x)}{1 + \beta \exp(-\Gamma x)} = \frac{\beta I_0}{\beta + \exp(\Gamma x)}. \quad (1.95)$$

Из проведенного анализа следует, что в средах с нелокальным откликом возможно усиление слабых сигнальных волн за счет перекачки в нее мощности от сильной волны накачки при взаимодействии на формируемых ими фоторефрактивных динамических голограммах. Значения экспоненциального коэффициента двухпучкового усиления Γ определяются электрооптическими свойствами кристалла и стационарным значением амплитуды нелокальной

составляющей поля пространственного заряда (см. формулу (1.78) для Γ'). В кристаллах BaTiO_3 с исключительно большими электрооптическими коэффициентами $r_{42} \approx 1200$ пм/В и $r_{33} \approx 123$ пм/В коэффициент усиления может достигать значений до 100 см^{-1} в попутной геометрии взаимодействия [2]. Для кристаллов $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, имеющих электрооптический коэффициент $r_{41} \approx 5$ пм/В, во встречной геометрии взаимодействия на отражательных решетках, сформированных за счет диффузионного механизма переноса заряда, экспериментально получено значение коэффициента усиления $\Gamma = 6.8 \text{ см}^{-1}$ [24].

Список литературы

1. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. - СПб.: Наука, 1992. - 320 с.
2. Одулов С.Г., Соскин М.С., Хижняк А.И. Лазеры на динамических решетках: Оптические генераторы на четырехволновом смешении. - М.: Наука, 1990. - 272 с.
3. Стурман Б.И., Фридкин В.М. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления. – М.: Наука, 1992. – 208 с.
4. Solymar L., Webb D.J., Grunnet-Jepsen A. The physics and applications of photorefractive materials. – Oxford: Clarendon Press, 1996. - 495 p.
5. Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В. Динамическая голография. – Киев: Наукова думка, 1983. – 127 с.
6. Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Одулов С.Г., Соскин М.С. Динамическая самодифракция когерентных световых пучков // УФН. – 1979. – Т. 129, вып. 1. – С. 113-137.
7. Бельдюгин И.М., Золотарев М.В., Свиридов К.А. Теория и применение оптических приборов на основе четырехволнового взаимодействия в фоторефрактивных кристаллах // Зарубежная радиоэлектроника. – 1990. - № 3. - С. 52-81; № 4. - С. 72-89.

8. Stepanov S.I. Applications of photorefractive crystals // Repts. Progr. Phys. – 1994. – V. 57. – P. 39-116.
9. Шепелевич В.В. Введение в когерентную оптику и голографию. – Минск: Выш. шк., 1985. – 144 с.
10. Дейген М.Ф., Одулов С.Г., Соскин М.С., Шанина Б.Д. Фазовые голографические решетки в неметаллических кристаллах // ФТТ. – 1974. – Т. 16, вып. 7. – С. 1895-1902.
11. Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В. Теория проводимости, наводимой при записи голографических решеток в неметаллических кристаллах // ФТТ. – 1974. Т. 16, вып. 12. – С. 3714-3716.
12. Кухтарев Н.В. Кинетика записи и стирания голограмм в электрооптических кристаллах // Письма в ЖТФ. – 1976. – Т. 2, вып. 24. – С. 1114-1119.
13. Винецкий В.Л., Кухтарев Н.В., Марков В.Б., Одулов С.Г., Соскин М.С. Усиление когерентных световых пучков динамическими голограммами в сегнетоэлектрических кристаллах // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1977. Т. 41, № 4. – С. 811-820.
14. Kukhtarev N.V., Markov V.B., Odulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L. Holographic storage in electrooptic crystals. I. Steady state // Ferroelectrics. 1979. – V. 22. – P. 949-960.
15. Glass A.M., Linde D. von der, Negran T.J. High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in LiNbO_3 // Appl. Phys. Lett. – 1974. – V. 25, No 4. – P. 233-235.
16. Valley G.C. Short-pulse grating formation in photorefractive materials // IEEE J. Quantum Electron. – 1983. – V. QE-19, No 11. – P. 1637-1645.
17. Stepanov S.I., Petrov M.P. Efficient unstationary holographic recording in photorefractive crystals under an external alternating electric field // Opt. Commun. – 1985. – V. 53. – P. 292-295.
18. Изванов А.А., Мандель А.Е., Хатьков Н.Д., Шандаров С.М. Влияние пьезоэффекта на процессы записи и восстановления голограмм в фоторефрактивных кристаллах // Автометрия. – 1982. - №2. - С. 79-84.

19. Степанов С.И., Шандаров С.М., Хатьков Н.Д. Фотоупругий вклад в фоторефрактивный эффект в кубических кристаллах // ФТТ. – 1987. – Т. 24, №10. – С. 3054-3058.
20. Шандаров С.М., Шепелевич В.В., Хатьков Н.Д. Изменение тензора диэлектрической проницаемости в кубических фоторефрактивных пьезоэлектрических кристаллах под действием электрического поля голографической решетки // Опт. и спектр. – 1991. – Т. 70, №5. – С. 1044-1048.
21. Shandarov S.M. Influence of piezoelectric effect on photorefractive gratings in electro-optic crystals // Appl. Physics A. – 1992. - V. 55. - P. 91-96.
22. Shandarov S.M., Burimov N.I., Kashin O.A., Datsyuk V.V. Effect of elasto-optic contribution on self-bending of speckled light beam in BaTiO₃ // Ukr. J. Phys. – 2004. – V. 49, No 4. – P. 322-326.
23. Kogelnik H. Coupled wave theory for thick hologram gratings // Bell. Syst. Techn. J. – 1969. – V. 48, No 9. – P. 2909-2947.
24. Плесовских А.М., Шандаров С.М., Мартьянов А.Г., Мандель А.Е., Буримов Н.И., Шаганова Е.А., Каргин Ю.Ф., Волков В.В., Егорышева А.В. Векторное двухволновое взаимодействие на отражательных голографических решетках в кубических гиротропных фоторефрактивных кристаллах // Квантовая электроника. - 2005. - Т. 35, № 2. - С. 163-168.

Приложение 1

Примеры заданий на курсовую работу расчетного типа

Задание № 1 на курсовую работу «Распространение световых волн в двуосном кристалле симметрии mm2 в поперечном электрическом поле»

Используя систему алгебраических уравнений для компонент единичного вектора поляризации

$$\left[n^2 (\delta_{ij} - m_i m_j) - \varepsilon_{ij}^r \right] e_j = 0$$

плоской световой волны

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E^m \vec{e} \exp[i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})],$$

найти её комплексную векторную амплитуду на выходе кристалла симметрии mm2:

- а) при внешнем поперечном электрическом поле с напряженностью E^0 , приложенном к кристаллу;
- б) при $E^0 = 0$.

Диэлектрическая проницаемость кристалла определяется выражением

$$\varepsilon_{mk}^r = \varepsilon_{mk}^{0r} - \varepsilon_{mi}^{0r} \varepsilon_{ij}^{0r} r_{ijk} E_k^0.$$

Здесь отличны от нуля следующие компоненты тензора линейного электрооптического эффекта кристалла: $r_{131} = r_{311} = r_{51}$, $r_{232} = r_{322} = r_{42}$, $r_{113} = r_{13}$, $r_{223} = r_{23}$, $r_{333} = r_{33}$. Компоненты тензора относительной диэлектрической проницаемости невозмущенного кристалла на частоте световой волны определяются как $\varepsilon_{mk}^{0r} = \delta_{mk} n_k^2$, где δ_{mk} - единичный симметричный тензор второго ранга и n_1, n_2, n_3 - показатели преломления для световых волн, поляризованных по осям x, y и z , соответственно.

Исходные данные

1. Литература

1.1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Учебное пособие В 10 т. – Т. VIII. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1992.

1.2. Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. Основы кристаллофизики.–М.: Наука, 1975.- 640 с.

1.3. Шандаров С.М. Конспект лекций по курсу «Оптическая физика». Раздел 8 «Оптика анизотропных сред»

2. Параметры кристалла:

2.1. Кристалл КТiОРО₄ с размерами 10 мм вдоль оси [100] и 2 мм вдоль оси [001].

2.2. $n_1 = 1.7400$, $n_2 = 1.7469$, $n_3 = 1.8304$; $r_{13} = 8.8$ пм/В, $r_{23} = 13.3$ пм/В, $r_{33} = 35.0$ пм/В, $r_{51} = 6.9$ пм/В, $r_{42} = 8.8$ пм/В.

2.3. $m \parallel [100]$, $E^0 \parallel [001]$.

3. Амплитуда приложенного к кристаллу внешнего электрического поля равна 1.2 кВ.

4. Световая волна имеет длину волны $\lambda = 1064$ нм и на входе кристалла её вектор поляризации ориентирован вдоль направления [011].

Задание № 2 на курсовую работу «Распространение световых волн в двуосном кристалле симметрии mm2 в поперечном электрическом поле»

Используя систему алгебраических уравнений для компонент единичного вектора поляризации

$$\left[n^2 \left(\delta_{ij} - m_i m_j \right) - \varepsilon_{ij}^r \right] e_j = 0$$

плоской световой волны

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E^m \vec{e} \exp[i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})],$$

найти её комплексную векторную амплитуду на выходе кристалла симметрии mm2:

- а) при внешнем поперечном электрическом поле с напряженностью E^0 , приложенном к кристаллу;
- б) при $E^0 = 0$.

Диэлектрическая проницаемость кристалла определяется выражением

$$\varepsilon_{mk}^r = \varepsilon_{mk}^{0r} - \varepsilon_{mi}^{0r} \varepsilon_{ij}^{0r} r_{ijk} E_k^0.$$

Здесь отличны от нуля следующие компоненты тензора линейного электрооптического эффекта кристалла: $r_{131} = r_{311} = r_{51}$, $r_{232} = r_{322} = r_{42}$, $r_{113} = r_{13}$, $r_{223} = r_{23}$, $r_{333} = r_{33}$. Компоненты тензора относительной диэлектрической проницаемости невозмущенного кристалла на частоте световой волны определяются как $\varepsilon_{mk}^{0r} = \delta_{mk} n_k^2$, где δ_{mk} - единичный симметричный тензор второго ранга и n_1, n_2, n_3 - показатели преломления для световых волн, поляризованных по осям x, y и z , соответственно.

Исходные данные

1. Литература

- 1.1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Учебное пособие В 10 т. – Т. VIII. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1992.
- 1.2. Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. Основы кристаллофизики.–М.: Наука, 1975.- 640 с.
- 1.3. Шандаров С.М. Конспект лекций по курсу «Оптическая физика». Раздел 8 «Оптика анизотропных сред»

2. Параметры кристалла:

- 2.1. Кристалл КТiОРО₄ с размерами 10 мм вдоль оси [010] и 4 мм вдоль оси [001].
- 2.2. $n_1 = 1.7400$, $n_2 = 1.7469$, $n_3 = 1.8304$; $r_{13} = 8.8$ пм/В, $r_{23} = 13.3$ пм/В, $r_{33} = 35.0$ пм/В, $r_{51} = 6.9$ пм/В, $r_{42} = 8.8$ пм/В.
- 2.3. $m \parallel [010]$, $E^0 \parallel [001]$.

3. Амплитуда приложенного к кристаллу внешнего электрического поля равна 2.8 кВ.
4. Световая волна имеет длину волны $\lambda = 1064$ нм и на входе кристалла её вектор поляризации ориентирован вдоль направления [101].

Приложение 2

Примеры заданий на курсовую работу исследовательского типа

Задание 1: «Исследование спектральных зависимостей коэффициента поглощения в кристаллах силленитов, подвергнутых отжигу в вакууме и в воздушной атмосфере»

Содержание пояснительной записки:

1. Устройство и принцип работы спектрофотометра СФ – 56.
2. Методика измерения спектральных зависимостей коэффициента пропускания в режиме «Сканирование» и расчет коэффициент поглощения с учетом измеренного спектра пропускания и спектра отражения кристалла.
3. Экспериментальные результаты по исследованию спектральной зависимости коэффициента поглощения в кристаллах силленитов, подвергнутых отжигу в вакууме.
4. Моделью примесного поглощения и методика аппроксимации спектральных зависимостей коэффициента поглощения в кристаллах силленитов.
5. Результаты исследования спектральной зависимости коэффициента поглощения в кристаллах силленитов, подвергнутых отжигу в воздушной атмосфере.
6. Численная аппроксимация полученных спектральных зависимостей коэффициента поглощения.

Литература:

1. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб: Наука, 1992. С. 318.
2. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников. М.: Наука. 1977. С. 366.

3. Толстик А.Л., Матусевич А.Ю. Кистенева М.Г. и др. // Квант. электроника. 2007. Т. 37. С. 1027.
4. Малиновский В.К., Гудаев О.А., Гусев В.А., Детиненко С.И. Фотоиндуцированные явления в силленитах. Новосибирск: Наука. 1990. С. 160.
5. Пихтин А.Н. Оптическая квантовая электроника: Учебник для вузов. М.: Высш. шк. 2001. С. 573.
6. M. G. Kisteneva, A. S. Akrestina, S. M. Shandarov, S. V. Smirnov, O. N. Bikeev, K.P. Lovetskii, and Yu. Kargin. Photo- and Thermoinduced Changes of the Optical Absorption in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ Crystals // Journal of Holography and Speckle. 2009. V.5, № 3. P. 280-285.
7. Кистенева М.Г., Шандаров С.М., Акрестина А.С., Попугаева В.В., Смирнов С.В. Фото- и термоиндуцированные изменения поглощения света в кристалле титаната висмута, легированном алюминием // Известия вузов. Физика. – 2010. - №9/3 – С. 145-146.
8. А.С. Акрестина, Е.С. Гриднева, Д.О. Сивун, М.Г. Кистенева, С.М. Шандаров Ю.Ф. Каргин. Влияние температурного отжига на спектральные зависимости оптического поглощения в кристалле силиката висмута // Труды шестой международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2009». Санкт-Петербург, 19-23 октября 2009./ Под редакцией проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова. – СПб.: СПбГУ ИТМО, 2009 –с.285-288.

ЗАДАНИЕ № 2 на курсовую работу по дисциплине «Оптическая физика»

Тема задания: «Исследование фотолюминесценции оксида цинка, модифицированного нанопорошками»

Содержание задания

- люминесценция оксида цинка в УФ - и видимой областях спектра;
- природа полос люминесценции оксида цинка;
- отличительные особенности нанопорошков от порошков микронных размеров;

- влияние модифицирование нанопорошками на люминесценцию оксида цинка;
- принципы получения люминесценции твердых тел;
- схема измерения фотолюминесценции;
- зависимость параметров полос фотолюминесценции цинка от типа наночастиц, введенных в порошки оксида цинка;
- выводы о возможности увеличения или уменьшения свечения порошков оксида цинка при модифицировании наночастицами.

ЗАДАНИЕ №3 на курсовую работу по дисциплине «Оптическая физика»

1. Тема работы: Исследование спектральных зависимостей коэффициента поглощения в кристаллах силленитов методом ИК-Фурье спектроскопии.

2. Цель исследования и области возможного применения результатов.

2.1 Изучить устройство и принцип работы Фурье-спектрометра «Инфралюм ФТ-801»;

2.2 Изучить основы ИК-Фурье спектроскопии;

2.3 Научить производить измерения спектральных зависимостей коэффициента пропускания;

2.4 Провести расчеты коэффициента поглощения с учетом измеренного спектра пропускания и спектра отражения кристалла.

3. Литература:

3.1. Шандаров С.М., Шандаров В.М., Мандель А.Е., Буримов Н.И. Фоторефрактивные эффекты в электрооптических кристаллах. -Т.: ТУСУР, 2007. – 242 с.

3.2. Смит А. Прикладная ИК-спектроскопия. М.: Мир, 1982-328с.

3.3. Малиновский В.К., Гудаев О.А., Гусев В.А., Деменко С.И. Фотоиндуцированные явления в силленитах. Новосибирск: Наука, 1990.-160с.

3.4. Толстик А.Л., Матусевич А.Ю., Кистенева М.Г., Шандаров С.М., Иткин С.И., Мандель А.Е., Каргин Ю.Ф., Кульчин Ю.Н., Ромашко Р.В.

Спектральная зависимость фотоиндуцированного поглощения, наведенного в кристалле импульсным излучением с длиной волны 532нм. и др. //Квантовая электроника.-2007.- Т.37, №11.-С. 1027-1032.

3.5. Пихтин А.Н. Оптическая и квантовая электроника: Учебник для вузов. М.:Высш. шк., 2001.-573с.

3.6. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников. М.: Наука, 1977.- 366с.

ЗАДАНИЕ № 4 на курсовую работу по дисциплине «Оптическая физика»

1.Тема «Исследование характеристик адаптивного голографического интерферометра на основе встречного взаимодействия световых волн в кристалле титаната висмута»

2. Содержание работ

2.1. Обзор литературы.

2.2.Описание экспериментальной установки.

2.3.Экспериментальное исследование характеристик адаптивного голографического интерферометра на основе встречного взаимодействия световых волн в кристалле титаната висмута.

3. Литература

1. С.М. Шандаров, Л.А. Кабанова, Ю.Ф.Каргин, А.А. Колегов. Динамические отражательные голограммы для адаптивной интерферометрии. Известия вузов. Физика. -2010. -№9/3. –с.147-148.

2. Буримов Н.И., Шандаров С.М., Быков В.И., Колегов А.А., Ромашко Р.В., Кульчин Ю.Н., Каргин Ю.Ф., Волков В.В. Двухволновое взаимодействие на динамических отражательных голограммах в кубических фоторефрактивных кристаллах при фазовой модуляции сигнального пучка. // Химия высоких энергий, 2008, Т.42, №4 (прил), с. 1-3.

3.С.М. Шандаров, Н.И. Буримов, Ю.Н. Кульчин, Р.В. Ромашко, А.Л. Толстик, В.В. Шепелевич Динамические голограммы Денисюка в кубических фоторефрактивных кристаллах // Квант. электроника, 2008, **38** (11), 1059-1069.