

На правах рукописи

КНЯЗЬКОВ Анатолий Викторович

**ДИНАМИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТА С
КВАДРАТИЧНЫМИ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИМИ СРЕДАМИ**

01.04.21 – лазерная физика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург – 2010

Работа выполнена в Государственном образовательном учреждении высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»

Научный консультант: доктор физико-математических наук, профессор
Подсвиров Олег Алексеевич

Официальные
оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор
Иванов Валерий Сергеевич
доктор физико-математических наук, профессор
Гуревич Симон Борисович
доктор технических наук, профессор
Филатов Юрий Владимирович

Ведущая организация Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики

Защита состоится “23” декабря 2010 г. в 16-00, на заседании диссертационного совета Д212.229.01 при ГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет», 195251, Санкт-Петербург, Политехническая 29, II учебный корпус, аудитория 470.

С диссертацией можно ознакомиться в фундаментальной библиотеке ГОУ ВПО «Санкт-Петербургский государственный политехнический университет».

Автореферат разослан “ ____ ” _____ 2010 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
д.т.н., профессор

А.С. Коротков

ДИНАМИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТА С КВАДРАТИЧНЫМИ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИМИ СРЕДАМИ

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Оптическая электроника (фотоника) является бурно развивающейся областью науки и техники, исследующей распространение (дифракцию), преобразование (интерференцию, модуляцию), усиление (генерацию) световых потоков, а также регистрацию оптических изображений при взаимодействии фотонов со средой. Эти взаимодействия могут происходить на поверхности или в объеме среды, в пленке или в волокне и, соответственно, они изучаются в оптике сплошных сред, интегральной и волоконной оптике. С появлением источников когерентного света (лазеров), пространственное распределение излучения которых характеризуется многочисленными управляемыми параметрами, в развитии оптической электроники решающую роль приобрело создание эффективных методов управления излучением для ввода информации в световой поток. Наиболее актуальными направлениями оптической электроники являются разработки и исследование методов модуляции (управления и преобразования) когерентного оптического излучения.

Информация в световой поток может, быть введена посредством модуляции его по амплитуде, фазе, частоте, поляризации или по направлению распространения при использовании разнообразных физических явлений. В электронике основным переносчиком информации является электрический сигнал, соответственно, наибольшее развитие получили электрооптические (ЭО) методы модуляции светового потока при взаимодействии оптического излучения с потенциало-чувствительными средами. Это взаимодействие приводит к преобразованию электрического сигнала в оптический, т.е. к осуществлению преобразования "сигнал – свет". Кроме преобразования одномерных сигналов, традиционных для обычной электроники, оптическая электроника может преобразовывать двумерные массивы информации –

оптические изображения. Введение изображений в световой поток может реализовываться не только путем последовательных операций, как например, с помощью телевизионной техники, осуществляющей преобразование "свет – сигнал – свет", но и непосредственно (преобразование "свет – свет") при использовании фотофизических явлений, происходящих в модулирующих средах. В ЭО средах основным фотофизическим явлением, пригодным для управляемого преобразования "свет – свет", является эффект фоторефракции (ФР). Этот эффект заключается в изменении показателя преломления под действием оптического излучения и находит применение, в основном, для записи фазовых голограмм в системах оптической памяти.

Основополагающими тенденциями развития ЭО методов модуляции светового потока являются создание высокоэффективных ЭО материалов, а также исследование и разработка новых явлений и принципов построения модуляторов, затворов, дефлекторов, основанных на ЭО и фотофизических явлениях в модулирующих средах, применяемых в волоконной и интегральной оптике и в будущем – при построении оптических компьютеров. Все это определяет актуальность исследований, представленных в диссертации.

Цель работы в общем виде, направлена на выявление и объяснение новых закономерностей явлений взаимодействия когерентного света в средах с квадратичным ЭО эффектом и влияния фотоиндуцированного рассеяния на взаимодействие световых пучков в ЭО средах. Если рассматривать общую цель более подробно, то она распадается на ряд конкретных задач, основные из которых могут быть сформулированы следующим образом:

- выявление особенностей чувствительности явления ФР в сегнетоэлектрических (СЭ) средах со сложной структурой фото возбуждаемых уровней носителей заряда, возможности многоступенчатых процессов фотовозбуждения носителей;

- разработка способов модуляции когерентного излучения основанных на самодифракции света на динамических голографических структурах в СЭ с квадратичным ЭО эффектом;

- развитие новых представлений о механизмах и параметрах голографического взаимодействия световых пучков в СЭ средах и влияния на него биполярной проводимости;

- развитие теоретических представлений о самодифракции света в ЭО средах для общего случая амплитудно-фазовой модуляции их свойств;

- выявление особенностей взаимодействия световых пучков в ЭО ФР средах с фотоиндуцированным рассеянием света;

- нахождение физических закономерностей, позволяющих установить связь между наведенным поглощением в среде и характеристиками взаимодействующих пучков.

Научная новизна диссертационной работы заключается, в основном, в следующем:

1. Продемонстрирована возможность голографической записи в прозрачной ЦТСЛ сегнетокерамике длинноволновым неактиничным когерентным излучением методом перераспределения заряда фотовозбужденных мелких уровней, предварительно заполненных при фотовозбуждении светом коротковолнового диапазона.
2. Впервые показано, что двухпучковая самодифракция света на динамических голографических решетках в средах с квадратичным ЭО эффектом является электроуправляемой за счет появления в пространственной модуляции показателя преломления вклада, пропорционального эффективному ЭО коэффициенту: (R^*E_0) , последнее обстоятельство может служить основой создания двухпучковых модуляторов света. Установлено, что коэффициент голографического усиления Γ в этих средах может иметь повышенное значение ($\sim 100 \text{ см}^{-1}$), по сравнению с кристаллами, обладающими линейным ЭО эффектом и линейно управляется электрическим полем.
3. Развита теория самосогласованной динамической голографической записи и энергообмена световых пучков для фоторефрактивных сред с квадратичным ЭО эффектом, которая удовлетворительно описывает наблюдаемые стационарные зависимости дифракционной эффективности голографических решеток $\eta(E)$ и коэффициента голографического усиления $\Gamma(E)$ от внешнего

электрического поля. Установлено, что биполярная проводимость приводит к уменьшению значений дифракционной эффективности η и коэффициента голографического усиления Γ .

4. Впервые получено совместное решение волнового уравнения взаимодействующих световых волн и материальных уравнений среды в сегнетоэлектриках для общего случая самодифракции на амплитудно-фазовых светоиндуцированных пространственных модуляциях среды.
5. Впервые в светоиндуцированных изменениях параметров сегнетоэлектриков учтена пространственная модуляция коэффициента поглощения, обусловленная перераспределением поглощающих центров, что позволило объяснить экспериментально наблюдаемую асимметрию голографического усиления взаимодействующих пучков. Локальная амплитудная компонента светонаведенной модуляции показателя поглощения приводит к неравнозначности коэффициентов усиления (ослабления) взаимодействующих пучков Γ_+ , Γ_- .
6. В рамках предложенной модели, учитывающей модуляцию поглощения сегнетоэлектрической среды, возникающей при самодифракции взаимодействующих световых пучков, получены выражения, описывающие влияние биполярной проводимости на значения дифракционной эффективности η и коэффициентов голографического усиления Γ_+ , Γ_- .
7. Предложена трехволновая модель связанных световых волн: двух основных волн и обобщенной волны рассеяния для описания влияния фотоиндуцированного рассеяния света на взаимодействие световых волн в сегнетоэлектриках.
8. Развита трехволновая самосогласованная модель, описывающая влияние светоиндуцированного рассеяния света на взаимодействие световых волн в сегнетоэлектриках. Показано, что фотоиндуцированное рассеяние света ограничивает максимальное голографическое усиление, которое не может быть увеличено применением более толстых образцов.

9. Проведен многоволновой анализ связанных световых волн: двух основных волн и N – рассеянных в средах с нелокальным откликом. Показано, что фотоиндуцированное рассеяние света вызывает уменьшение максимальной интенсивности усиливаемого пучка и в меньшей степени влияет на интенсивность ослабляемого пучка.
10. Развита многоволновая модель самосогласованного фотоиндуцированного рассеяния когерентного света в сегнетоэлектрических средах.
11. Предложен и разработан голографический метод измерения наведенной пространственной модуляции поглощения в прозрачных средах, основанный на неравнозначности двухпучкового считывания рассогласованных амплитудных и фазовых решеток в фазомодуляционной схеме с дополнительной фазовой дифракционной решеткой.

Практическая значимость работы состоит в том, что с одной стороны теоретические выводы, экспериментальные результаты и практические рекомендации, содержащиеся в диссертации открывают неограниченные возможности для развития новых эффективных методов электрооптической амплитудной модуляции двухпучковых или многопучковых взаимодействий в средах с квадратичным электрооптическим эффектом в схемах, не содержащих анализаторы – поляризаторы, и управления дифракцией лазерного излучения на основе нелинейно-оптических явлений в сегнетоэлектриках. Для этого, в частности, могут быть использованы:

1. Управляемая самодифракция света на динамических решетках в средах с квадратичным ЭО эффектом,
2. Учет того, что фотоиндуцированное рассеяние света в меньшей степени влияет на интенсивность ослабляемого пучка, чем – усиливаемого пучка. Поэтому, для повышения точности преобразования фазовой модуляции в амплитудную модуляцию, более информативным является использование ослабляемого пучка.
3. Особенности проявления фотоиндуцированного рассеяния света в сегнетоэлектриках указывают на то, что для достижения максимальной

дифракционной эффективности голографических решеток необходимо, чтобы волновой вектор считывающего пучка имел положительную проекцию на направление энергообмена.

4. Разработанная дифракционно – оптическая голографическая методика исследования слабых наведенных поглощений прозрачных сред, вызываемых модулируемым излучением, так, например, для исследования наведенного поглощения в материалах, используемых для ЭО модуляторов света, знание которого может быть использовано для предупреждения их оптического повреждения.

С другой стороны, в результате диссертационной работы разработаны и предложены новые концепции и физические модели, раздвигающие рамки наших познаний о свойствах сегнетоэлектриков при их взаимодействии с когерентным излучением. Это позволяет сейчас или в будущем, получать новую, необходимую исследователям информацию. К основным из таких моделей и теоретических разработок можно отнести следующие:

- Амплитудно-фазовая модель пространственной модуляции свойств среды когерентным интерференционным полем с динамической самодифракцией световых пучков, не противоречащая основным экспериментальным наблюдениям и позволяющая описывать асимметрию энергообмена взаимодействующих световых пучков для фоторефрактивных сред, пригодная для получения информации о наведенном поглощении света в ЭО средах;
- теоретическая разработка проблемы дифракции когерентного света в условиях фотоиндуцированного рассеяния, которая позволяет оценить и предсказать поведение брэгговских дифрагирующих пучков в средах с квадратичным ЭО эффектом;
- концепция пространственной модуляции поглощения, сопровождающая эффект фоторефракции, позволяет дать более адекватную интерпретацию многих явлений, наблюдаемых при когерентной дифракции и интерференции света (например, асимметрия энергообмена световых пучков может быть использована для измерения наведенного поглощения в среде).

Разработанные модели электроуправления двухпучковой и многопучковой дифракцией света в квадратичных ЭО средах; амплитудно-фазовый характер пространственной модуляции свойств среды когерентным интерференционным полем с динамической самодифракцией световых пучков и влияние фотоиндуцированного рассеяния света на взаимодействующие световые пучки в этих средах неоднократно подтверждались экспериментально.

В результате проделанной работы разработаны основы нового направления физики взаимодействия когерентного света в сегнетоэлектриках: 1) с квадратичным ЭО эффектом; 2) для общего случая пространственной модуляции коэффициента поглощения и показателя преломления среды взаимодействующими пучками; 3) учитывающее фотоиндуцированное рассеяние света.

Положения, выносимые на защиту:

1. Метод фоторефрактивной записи длинноволновым неактивным когерентным излучением в прозрачной сегнетокерамике, путем перераспределения заряда фотовозбужденных мелких уровней, предварительно заполненных фотовозбуждением светом коротковолнового диапазона.

2. Развитие теории динамического взаимодействия света с квадратичной электрооптической средой, одним из результатов которого является электроуправление самодифракцией света на динамических голографических решетках.

3. Развитие теории динамического взаимодействия света со средой для общего случая амплитудно-фазовых светоиндуцированных изменений параметров ЭО сред, учитывающее не только наведенное изменение показателя преломления, но и наведенное изменение коэффициента поглощения, позволяющее корректно описать самодифракцию света в сегнетоэлектриках.

4. Трехпучковая и многопучковая модели, описывающие влияние эффекта фотоиндуцированного рассеяния света на эффективность голографической записи и на взаимодействие световых пучков.

5. Голографический метод измерения наведенного поглощения в прозрачных средах, основанный на неравнозначности двухпучкового считывания рассогласованных амплитудных и фазовых решеток в

модифицированной фазомодуляционной схеме с дополнительной фазовой дифракционной решеткой.

Достоверность результатов. Достоверность полученных результатов подтверждается удовлетворительным совпадением теоретических и экспериментальных зависимостей. Созданные физико-математические модели и аналитические методы позволили выявить и объяснить ряд эффектов, ранее не имевших научного объяснения, что также подтверждает достоверность полученных результатов. На основании теории амплитудно-фазовой голографии был создан и протестирован дифракционно-оптический голографический метод исследования наведенного поглощения в прозрачных средах.

Личный вклад автора. Представленная работа – результат многолетних экспериментальных и теоретических исследований автора на кафедре физической электроники радиофизического факультета СПбГТУ. Основная часть результатов работы, выносимых на защиту, получена автором лично или под его руководством и при непосредственном его участии. Часть работ выполнена в соавторстве с сотрудниками отраслевых и академических научно-исследовательских институтов. Автору принадлежат постановки соответствующих задач, формулировка и реализация методов решения, анализ и интерпретация полученных результатов. Из материалов совместных публикаций в работе использованы лишь те результаты, в которых личный вклад автора был определяющим. Лично автором произведены экспериментальные и теоретические исследования, описанные в гл. 1-6, исключая теоретические исследования ФР чувствительности ЦТСЛ керамики (гл. 1, раздел 4), выполненные совместно с А.Э. Круминь и теоретические исследования динамической фазовой самодифракции в квадратичных ЭО средах (гл. 3, раздел 4), выполненные совместно с Кухтаревым Н.В., а также теоретические исследования статической амплитудно-фазовой голографии, выполненные совместно с Алексеевым-Поповым А.В. (гл. 4, раздел 2).

Структура и объем работы. Материал диссертации, состоящий из введения, 6 глав, заключения и списка литературы изложен на 244 страницах, включая 81 рисунок на 78 листах. Список цитируемой литературы включает 178 наименований.

Апробация работы. Основные результаты работы прошли апробацию на: 5-ой Международной научно-технической конференции “Электрическая изоляция – 2010”, 2010, Санкт-Петербург; XVII Международной конференции “Лазерно-информационные технологии в медицине и геоэкологии”, 2009, Новороссийск; XIII Всероссийской конференции по проблемам науки и высшей школы, “Фундаментальные исследования и инновации в технических университетах” 2009, Санкт-Петербург; Diffractive and Holographic Device Technologies and Applications IV, 1997, San Jose; Topical Meeting on Photorefractive materials, Effects and Devices II, 1990, Washington, D.C.; V Всесоюзной конференции “Оптика лазеров”, 1986, Ленинград; II межведомственном семинаре-выставке “Получение, исследование и применение прозрачной сегнетокерамики”, Рига, 1985; V Всесоюзной конференции по голографии, Рига, 1985; I межведомственном семинаре “Разработка, исследование и применение прозрачной сегнетокерамики”, Рига, 1982; IV Всесоюзной школы по оптической обработке информации, Минск, 1982; Международной конференции “Дефекты в диэлектрических кристаллах”, Рига, 1981;

Публикации

По результатам исследований, выполненных в диссертационной работе, опубликовано 30 печатных работ. Основное содержание отражено в 25 работах, 21 из них в журналах списка ВАК, который приведен в конце автореферата.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы диссертации, определена цель работы, показаны ее научная новизна и практическая ценность, приведены выносимые на защиту научные положения.

В первой главе рассматриваются оптические среды и эффекты для управляемой электрооптической модуляции света. В разделе 1.1 отмечается, что наиболее перспективными фоторефрактивными (ФР) средами являются сегнетоэлектрические (СЭ) кристаллы с кислородно-октаэдрической структурой, такие как ниобат и танталат лития (LiNbO_3 , LiTaO_3), титанат бария (BaTiO_3) и другие кристаллы. Особое место из перспективных ЭО материалов занимает прозрачная СЭ керамика цирконата - титаната свинца, модифицированная лантаном (ЦТСЛ керамика) и ниобат стронция бария ($\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$, НБС), обладающие сильным квадратичным ЭО эффектом и достаточной чувствительностью ФР.

В разделе 1.2 приводится структура и ЭО эффект кислородно-октаэдрических СЭ. Отмечается, что квадратичный ЭО эффект имеет фундаментальное значение.

В разделе 1.3 рассматриваются фоторефрактивные свойства кристаллов ниобата бария – стронция. Изложение проводится в соответствии с нашим обзором [1а]. Приводятся результаты наших исследований энергообмена фазомодулированных световых пучков в кристаллах НБС 39/61:Се [2а].

В разделе 1.4 описываются ЭО и ФР свойства прозрачной сегнетокерамики ЦТСЛ. Отмечается, что кристаллиты ЦТСЛ керамики состава 9/65/35 обладает метастабильной поляризацией, в которых внешним электрическим полем можно индуцировать фазовый переход. Ориентация оптической оси происходит по направлению поля и усредненный поперечный ЭО эффект можно описать выражением: $\Delta n = -\frac{1}{2}n^3RE^2$, где R – квадратичный ЭО коэффициент. В работе [3а] нами проводилось исследование фотоиндуцированного переноса заряда в прозрачной сегнетокерамике

ЦТСЛ 9.2, где было показано, что чувствительность ФР в керамике ЦТСЛ 9.2 не лимитируется квантовой эффективностью фотоносителей.

В разделе 1.5 подробно рассматривается эффект фоторефракции на основании одноуровневой (раздел 1.5.1) и двухуровневой (раздел 1.5.2) моделей зонного переноса. Отмечается, что главная идея двухуровневой ФР записи заключается в том, чтобы посредством коротковолнового света перенести электроны через зону проводимости от глубоких примесных центров к мелким центрам и использовать эти электроны для ФР записи длинноволновым светом.

В разделе 1.6. представлены результаты наших исследований [4а] по ФР записи неактивным длинноволновым светом ($\lambda_w = 0,63$ мкм) в ЦТСЛ сегнетокерамике, исходя из двухуровневой модели зонного переноса. Кинетика дифракционной эффективности (ДЭ) $\eta = I_\eta/I_0$ при записи и считывании

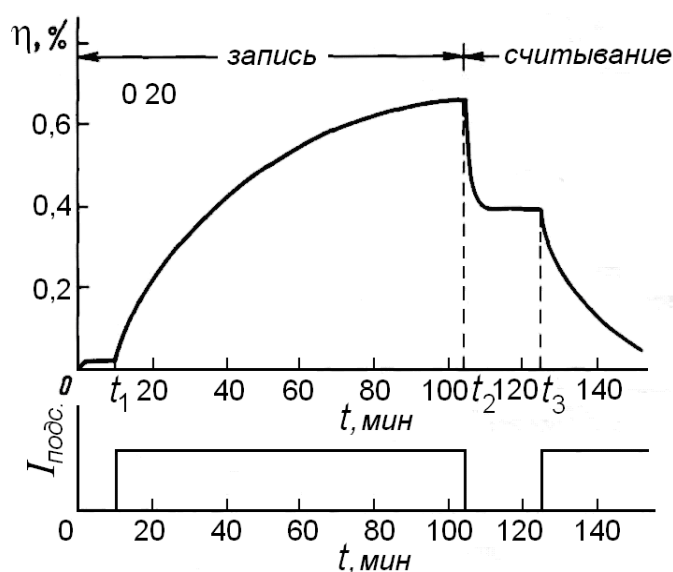


Рис. 1.1.

голографической решетки ($\Lambda = 3$ мкм) показана на рис. 1.1. На начальном участке (до момента t_1) запись осуществлялась длинноволновым лазером без коротковолновой подсветки, ДЭ не превышала 0,02%. В момент времени t_1 включалась подсветка ($\lambda_{п} = 0,44$ мкм). Наблюдалось увеличение ДЭ записываемой решетки. В момент времени t_2

запись прекращалась, и одновременно выключалась подсветка. При этом осуществлялось брэгговское считывание одним из пучков длинноволнового лазера. Происходило быстрое стирание голограммы до некоторого стационарного уровня. Полное стирание голограммы достигалось лишь при включении коротковолнового излучения (t_3).

Многоступенчатые процессы фотовозбуждения носителей позволяют расширить диапазон используемых длин волн для ФР записи информации в СЭ. Использование разных длин волн для активации и записи дает возможность осуществить неразрушающее считывание и управляемое стирание информации.

Во второй главе описываются управляемые дифракционные структуры в ЭО средах. Раздел 2.1 посвящен дифракционным методам амплитудной модуляции. Управляемые дифракционные фазовые объемные решетки, созданные эффектом фоторефракции, являются наиболее перспективными, так как позволяют достигать 100% дифракционной эффективности.

В разделе 2.2. анализируются известные однопучковые методы модуляции, использующие дифракцию света на периодических фазовых структурах в кристаллах с линейным ЭО эффектом. Управляемая дифракция света на объемных фазовых решетках основывается на деформации брэгговских условий дифракции, вызываемых электрическим полем, за счет линейного ЭО эффекта.

В разделе 2.3 рассматриваются особенности однопучковой дифракция света на периодических фазовых структурах в средах с квадратичным ЭО эффектом. Отмечается, что в средах с квадратичным ЭО эффектом во внешнем электрическом поле E_0 реализуется управляемая дифракция света за счет появления в пространственной модуляции показателя преломления брэгговской решетки с линейно изменяемым эффективным ЭО коэффициентом (R^*E_0).

В разделе 2.4 излагается идея создания динамических двух- и многопучковых модуляторов света, использующих самодифракцию света на динамических решетках в средах с квадратичным ЭО эффектом и приводятся результаты наших исследований в кристалле НБС [5а]. Отмечается, что применение методов динамической голографии (ДГ) для модуляции когерентного излучения характеризуется автоматическим выполнением брэгговских условий дифракции при считывании дифракционных решеток и автоподстройкой этих условий в процессе их записи и, поэтому, такие дифракционные методы модуляции являются наиболее перспективными.

Оптическая схема амплитудного модулятора света на ДГ решетках показана на рис. 2.1. Это интерферометр, в котором роль выходной светоделительной пластины 3 выполняет объемная ДГ решетка. Модулируемый пучок разделяется пластинкой 1 на два пучка. При помощи зеркал 2 пучки сводятся в среде 3. Управление интенсивностями выходных пучков происходит за счет изменения силы брэгговской компоненты пространственной модуляции n_1 светоделительной рассогласованной относительно интерференционного поля голографической решетки, записанной в квадратичной ЭО среде ($n_1 \sim R^*E_0$).

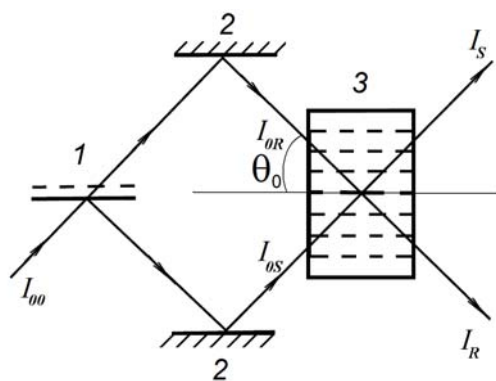


Рис. 2.1.

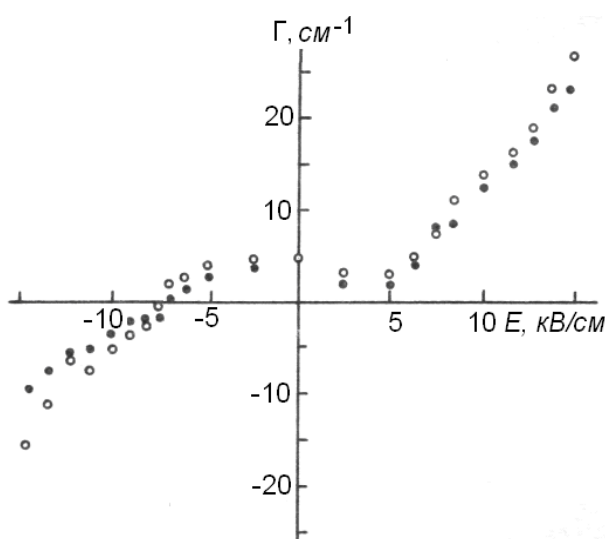


Рис. 2.2.

В кристаллах $(\text{Ba}_{1-x}\text{Sr}_x)_{1-y}(\text{Nb}_2\text{O}_6)_y$ (НВС) состава $x = 0,61$; $y = 0,4993$ вследствие низкой температуры Кюри ($T_c \sim 100$ °С) размытого фазового перехода ФР голографическая запись обусловлена как линейным, так и квадратичным ЭО эффектом. На рис. 2.2 показана зависимость коэффициента голографического усиления Γ от величины электрического поля [5а].

В разделе 2.5. приводятся результаты наших исследований управляемой самодифракции света на динамических решетках в прозрачной сегнетокерамике ЦТСЛ, обладающей сильно выраженным квадратичным ЭО эффектом [6а]. Одним из основных результатов исследований стал рекордный для ЭО сред коэффициент голографического усиления $\Gamma \approx 100$ см⁻¹, который линейно увеличивался с полем записи и с увеличением периода решеток Λ (рис. 2.3).

В разделе 2.6 приводятся результаты наших исследований управляемой

самодифракция света на динамических решетках фотоиндуцированного рассеяния света (ФИРС) в ЦТСЛ сегнетокерамике. Особенности записи и электроуправление голографическими решетками в средах с квадратичным ЭО эффектом дают возможность создания высокоэффективных модуляторов света, работающих на управляемом фотоиндуцированном рассеянии света [7а-10а]. В этих средах вследствие квадратичности ЭО эффекта "шумовые" голографические решетки в отсутствие управляющего поля находятся в скрытом состоянии. Электрическое поле приводит к проявлению "шумовых" решеток, на которых происходит управляемая брэгговская дифракция падающей световой волны. Отметим, что одним из преимуществ модуляторов подобного типа является отсутствие светоделителей.

На рис. 2.4 показаны типичные зависимости интенсивности прошедшего пучка света ($\lambda = 442$ нм) от величины электрического поля, соответствующие управляемому рассеянию на неоднородностях ЦТСЛ керамики, до (1), и после (2) формирования шумовых решеток, соответствующие стационарному

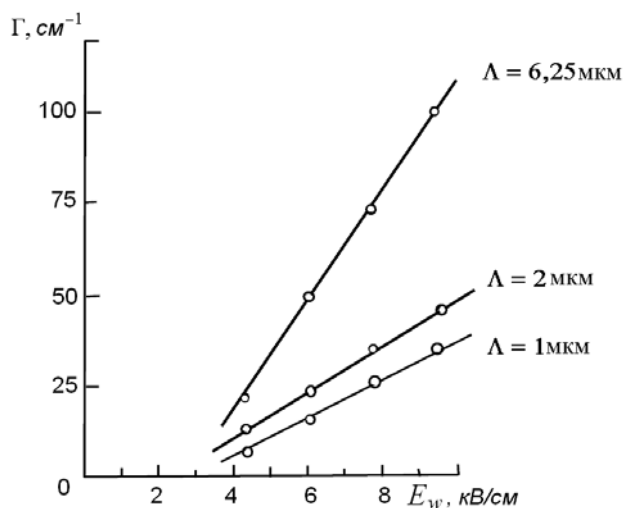


Рис. 2.3.

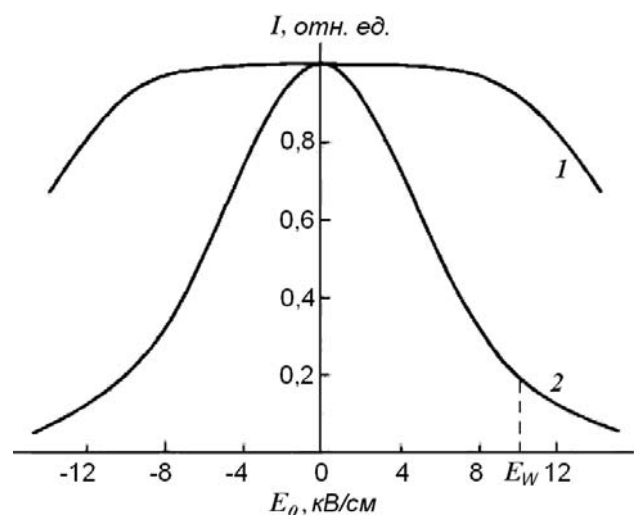


Рис. 2.4.

рассеянию на шумовых голографических решетках. Максимальная глубина модуляции достигала 95%.

В третьей главе излагаются физические основы и методы динамической голографии в сегнетоэлектриках. В разделе 3.1 приводится основная

двухпучковая схема ДГ, в которой процессы записи и считывания дифракционных решеток происходят одновременно.

Освещение ЭО кристалла картиной интерференции может привести к пространственно неоднородному фотовозбуждению носителей заряда в свободную зону. Перемещение носителей заряда вследствие диффузии, дрейфа с последующим захватом на ловушках приводит к появлению объемного заряда и связанного с ним поля пространственного заряда E_{sc} . Неоднородное электрическое поле посредством ЭО эффекта модулирует показатель преломления кристалла, что и представляет собой ФР запись голограммы. ДГ, записанные в ЭО средах, отличаются тем, что обладают некоторыми статическими свойствами, т.к. они могут храниться в темноте достаточно длительное время, равное максвелловскому времени релаксации объемного заряда. Другой особенностью голограмм в этих средах является стационарный энергообмен (СЭО), проявляющейся при диффузионном механизме записи.

В разделе 3.2 приведены основные уравнения динамической голографии, где запись и считывание происходят одновременно, при этом задача описания дифракции волны на вызванных ею изменениях среды становится самосогласованной. Световая волна изменяет среду, которая в свою очередь изменяет волну. Математически самосогласованность задачи проявляется в том, что в волновом уравнении появляется нелинейная поляризация, которая вычисляется из нелинейных материальных уравнений среды, зависящих от интенсивности света.

В разделе 3.3 анализируются материальные уравнения фоторефрактивного эффекта в ЭО кристаллах в режиме низкой фотогенерации носителей при неистощимой накачке (раздел 3.3.1) и в квазистатическом приближении (раздел 3.3.2). В разделе 3.3.3 описывается методика их решения при помощи теории возмущений в случае синусоидального фотовозбуждения при малой модуляции (раздел 3.3.3.1) в стационарном случае (раздел 3.3.3.2).

Раздел 3.4 посвящен динамической голографии в средах с квадратичным ЭО эффектом. В разделе 3.4.1 рассмотрен случай монополярной проводимости.

В случае малых ДЭ ($\eta \ll 1$) для сред с квадратичным ЭО эффектом ее значение и коэффициент голографического усиления Γ для наиболее интересного случая, когда максимальное поле пространственного заряда E_q и диффузионное поле E_D много меньше поля записи E_w : $E_q, E_D \ll E_w$ и $E_D \ll E_d$ – дрейфовое поле, определяются следующими выражениями:

$$\eta = \frac{(R_{ef} k z_0 M E_R E_q)^2}{\left(2n \left(1 + \frac{\sigma_0}{\sigma_{ph}}\right) \cos \theta'\right)^2} \sim E_R^2 \Lambda^2, \quad \Gamma = \frac{2R_{ef} k E_w E_q}{n \left(1 + \frac{\sigma_0}{\sigma_{ph}}\right) \cos \theta'} \sim E_w \Lambda, \quad (3.1)$$

где R_{ef} – эффективный квадратичный ЭО коэффициент среды, $k = 2\pi/\lambda$ – волновой вектор; z_0 – толщина среды; $M = 2 \frac{\sqrt{I_{0S} I_{0R}}}{I_0}$ – контраст входной интерференционной картины; E_w, E_R – записывающее и считывающее внешние электрические поля; σ_0/σ_{ph} – отношение темновой и фотопроводимости.

Выражения (3.1) отличаются от аналогичных выражений для кристаллов с линейным ЭО эффектом, резко выраженной зависимостью от внешнего электрического поля, что обусловлено квадратичным ЭО эффектом.

Экспериментальное исследование СЭО между взаимодействующими пучками в средах с квадратичным ЭО эффектом было проведено нами на образцах керамики ЦТЛС-9.2 [11а]. Получено подтверждение зависимостей (3.1) (рис. 2.3). Высокие значения коэффициента голографического усиления Γ объясняются линеаризованным ЭО коэффициентом (R^*E).

В разделе 3.4.2 [12а] рассмотрен общий случай биполярной модели проводимости квадратичных ЭО сред. В приближении малой ДЭ η ($\eta \ll 1$) и, пренебрегая поглощением, получены выражения для η и Γ , которые для практически важного случая, когда $E_q, E_D \ll E_w$ будут:

$$\eta = \frac{(R_{ef} k z_0 M E_R E_q \xi)^2}{(2n \cos \theta')^2} \sim E_R^2 \Lambda^2 \xi^2, \quad \Gamma = \frac{2R_{ef} k E_w E_q \xi}{n \cos \theta'} \sim E_w \Lambda \xi,$$

где ξ – коэффициент компенсации.

Учет биполярной проводимости в средах с квадратичным ЭО эффектом может объяснить уменьшение значений ДЭ η и коэффициента голографического усиления Γ , что и наблюдалось в эксперименте для голографических решеток малого периода Λ .

Четвертая глава посвящена развитию теории взаимодействия световых пучков в ЭО средах для общего случая светоиндуцированных изменений параметров среды, как показателя преломления (фазовая запись), так и коэффициента поглощения (амплитудная запись).

В разделе 4.1 приведены результаты анализа статической дифракции света на рассогласованных амплитудных и фазовых решетках в обычных средах. Следует отметить, что ЭО регистрирующие среды для голографии, обладающие ФР эффектом, принято считать чисто фазовыми средами, в которых реализуется только фазовая пространственная модуляция оптической плотности. И существующие теории динамической голографической записи в СЭ учитывают только фазовую составляющую решеток показателя преломления. В то же время известно, что большинство ЭО сред обладают существенным поглощением ($\alpha > 10 \text{ см}^{-1}$), и может наблюдаться амплитудная решетка поглощения. Диффузионная запись решеток в этих средах характеризуется неравенством ДЭ при их считывании симметричными пучками, удовлетворяющими условиям брэгговской дифракции. Это неравенство не может быть объяснено дифракцией света на чисто фазовой или на чисто амплитудной решетке.

В разделе 4.2 приводятся результаты статического анализа амплитудно-фазовой голографии в ЭО средах в приближении связанных волн [13а]. В этом приближении можно ограничиться учетом первых гармоник коэффициента поглощения (α) и показателя преломления (n):

$$\alpha(x) = \alpha_0 + \alpha_1 \cos(2\pi x/\Lambda + \varphi_\alpha), \quad n(x) = n_0 + n_1 \cos(2\pi x/\Lambda + \varphi_n).$$

В общем случае уравнения связанных волн будут содержать две константы

взаимодействия: $\kappa_+ = \left(\frac{\pi n_1}{\lambda} e^{+i\varphi_n} - i \frac{\alpha_1}{2} \right) \cos 2\theta$ и $\kappa_- = \left(\frac{\pi n_1}{\lambda} e^{-i\varphi_n} - i \frac{\alpha_1}{2} \right) \cos 2\theta$,

в отличие от уравнений Когельника [1], где используется только одна константа связи.

Рассогласование фазовой и амплитудной решеток на $\pm\pi/2$ приводит к качественному изменению характера энергообмена, которое отражается присутствием множителей u и $\frac{1}{u}$ ($u_{\pm\pi/2} = \sqrt{\frac{f_1 \pm a_1}{f_1 \mp a_1}}$, $f_{\Gamma} = \frac{2\pi n_1 d}{\lambda \cos \theta}$,

$a_1 = \frac{\alpha_1 d}{\cos \theta} \cos 2\theta$) в интерференционных членах интенсивностей волн. Это отражает тот факт, что количество энергии, уходящей из ослабляемого пучка, не равно количеству энергии, приходящей в усиливаемый пучок. Настоящая теория была успешно использована для интерпретации эксперимента по записи амплитудно-фазовых решеток в ЦТСЛ керамике состава 9/65/35.

В разделе 4.3 приводятся результаты динамического подхода взаимодействия световых пучков с учетом амплитудных и фазовых наведенных изменений в ЭО средах. В разделе 4.3.1 рассмотрен случай монополярной проводимости [14а].

Процесс ФР всегда связан с частичным поглощением света, приводящим к фотовозбуждению свободных носителей. Неоднородное освещение и электрическое поле вызывает миграцию носителей из области интенсивного фотовозбуждения, опустошая центры поглощения. В то же время в темных областях происходит увеличение концентрации поглощающих центров за счет захвата носителей на ловушках. Таким образом, осуществляется модуляция показателя поглощения, что обуславливает амплитудную составляющую ФР записи.

На основании совместного решения материальных уравнений среды и волнового уравнения: $\nabla^2 \tilde{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\tilde{\epsilon} \tilde{E})}{\partial t^2} + \frac{\tilde{\alpha} \sqrt{\tilde{\epsilon}}}{c} \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t}$, в котором, наряду с фотоиндуцированным изменением диэлектрической проницаемости $\tilde{\epsilon} = \epsilon_r + \tilde{\epsilon}_1 = \epsilon_r + r\epsilon_r \tilde{E}_{sc}$, учитывалась модуляция показателя поглощения: $\tilde{\alpha} = \alpha_0 + \tilde{\alpha}_1$. Методом, описанным в [2] в линейном приближении, для

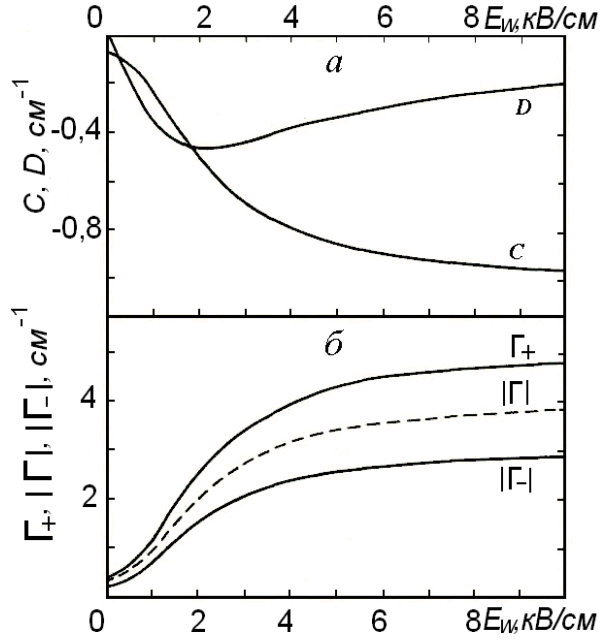


Рис. 4.1.

стационарного случая получим наряду с известным соотношением основной гармоники поля пространственного заряда

$$E_{sc_2} = \frac{\tilde{E}_R \tilde{E}_S^*}{I_0} (A + iB), \quad \text{выражение для}$$

амплитуды модуляции поглощения α_2 :

$$\alpha_2 = \frac{\tilde{E}_R \tilde{E}_S^*}{I_0} (C + iD), \quad \text{где } C = f_1(E_D,$$

$$E_q, E_W), D = f_2(E_D, E_q, E_W).$$

Выражение для наведенных изменений коэффициента поглощения тогда можно записать как:

$$\Delta\alpha = \left[\frac{2\sqrt{I_R I_S (C^2 + D^2)}}{I_0} \cos(2k_x x + \varphi) \right].$$

Дифференциальные уравнения для интенсивностей I_S , I_R взаимодействующих волн и их относительной фазы $\varphi = \varphi_R - \varphi_S$ запишутся в виде:

$$\frac{\partial I_{R,S}}{\partial \zeta} = \frac{I_R I_S}{I_R + I_S} \Gamma_{\pm} - \alpha I_{R,S}, \quad \frac{\partial \varphi}{\partial \zeta} = \gamma A \frac{I_R - I_S}{I_R + I_S} + \frac{1}{2} D, \quad (4.1)$$

где $\gamma = \frac{\pi r \sqrt{\epsilon}}{\lambda}$, $\zeta = \frac{z}{\cos \theta}$ – приведенная координата.

Уравнения (4.1) отличаются от аналогичных, полученных для чисто фазовой записи [3], тем, что вместо одного коэффициента усиления $\Gamma = -2\gamma V$ мы ввели два: $\Gamma_+ = 2\gamma V - C$, $\Gamma_- = -2\gamma V - C$. Расчетные зависимости составляющих C , D от внешнего поля показаны на рис. 4.1 а, б.

В разделе 4.3.2 рассмотрено взаимодействие световых волн в общем случае наведенных амплитудно-фазовых пропускающих динамических решеток в стационарном состоянии, в кристаллах с линейным ЭО эффектом с биполярной проводимостью [15a].

В соответствии с методом, изложенным в [2, 3], осуществлялось совместное решение материальных уравнений среды и волнового уравнения. Учитывалось, что показатель поглощения зависит от концентрации заполненных фотоактивных центров:

$$\tilde{\alpha} = \alpha_0 + \Delta\alpha = \alpha_0 + \tilde{\alpha}_1 = \alpha_0 + \sigma_e(N_D - \tilde{N}_D^+) + \sigma_h(N_A - \tilde{N}_A^-),$$

где $\sigma_{e,h}$ – сечение поглощения соответствующих центров, N_D и N_A – концентрации донорных и акцепторных центров, \tilde{N}_D^+ и \tilde{N}_A^- – концентрации ионизированных донорных и акцепторных центров, соответственно.

Для малых нелинейностей $\Delta n \ll n$ объемных голограмм, в предположении, что $\sigma_e = \sigma_h = \sigma$ получены выражения для компонент

основной гармоники поля пространственного заряда A и B и выражения для основной гармоники амплитудной решетки C и D :

$$C = -a \left[1 - \xi^2 M (E_W^2 + E_D^2) \left(1 + \frac{E_D}{E_q} \right) \right],$$

$$D = -a \xi M \left[E_W^2 + E_q^2 + E_D E_q (1 - \xi^2) \right] \frac{E_W}{E_q}, \quad (4.2)$$

$$\text{где } M = \left[(\xi E_W)^2 + E_D^2 \left(1 + \frac{E_D}{E_q} + \frac{E_W^2}{E_D E_q} \right)^2 \right]^{-1},$$

$$E_q = E_{qe} + E_{qh},$$

$$E_{qi} = \frac{2\Lambda e (N_i - N_{C_i}) N_{C_i}}{\varepsilon_r N_i}, \quad i = e, h, \quad N_e$$

$$\equiv N_D, N_h \equiv N_A, \quad E_D = \frac{2\pi k_B T}{\Lambda e}, \quad \xi = \frac{E_{qh} - E_{qe}}{E_q},$$

$$a = \sigma \left[(N_D - N_{C_e}) \frac{N_{C_e}}{N_D} + (N_A - N_{C_h}) \frac{N_{C_h}}{N_A} \right] = a_D \frac{N_{C_e}}{N_D} + a_A \frac{N_{C_h}}{N_A}.$$

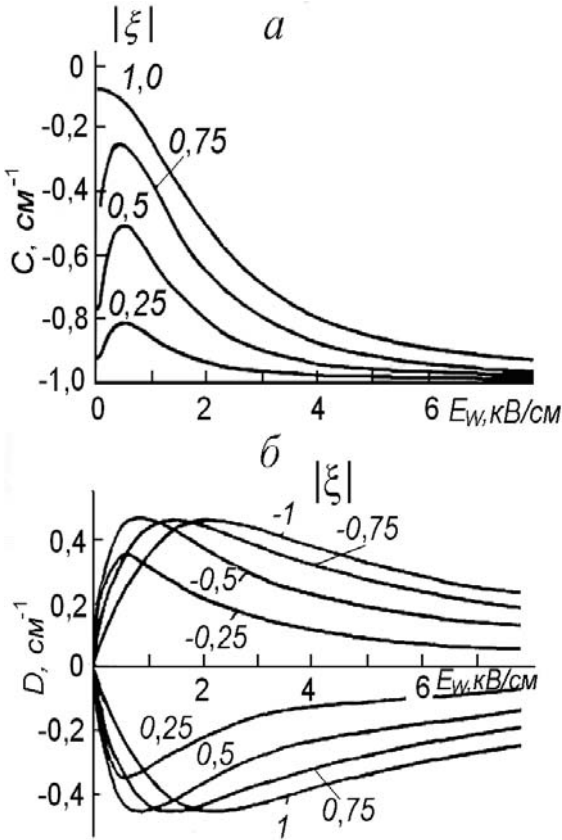


Рис.4.2.

Здесь ξ – параметр компенсации поля пространственного заряда, a – максимальная амплитуда поглощающей решетки, Λ – период световой интерференционной картины, E_D , E_W и E_q – соответственно, диффузионное, дрейфовое и

максимальное поля пространственного заряда.

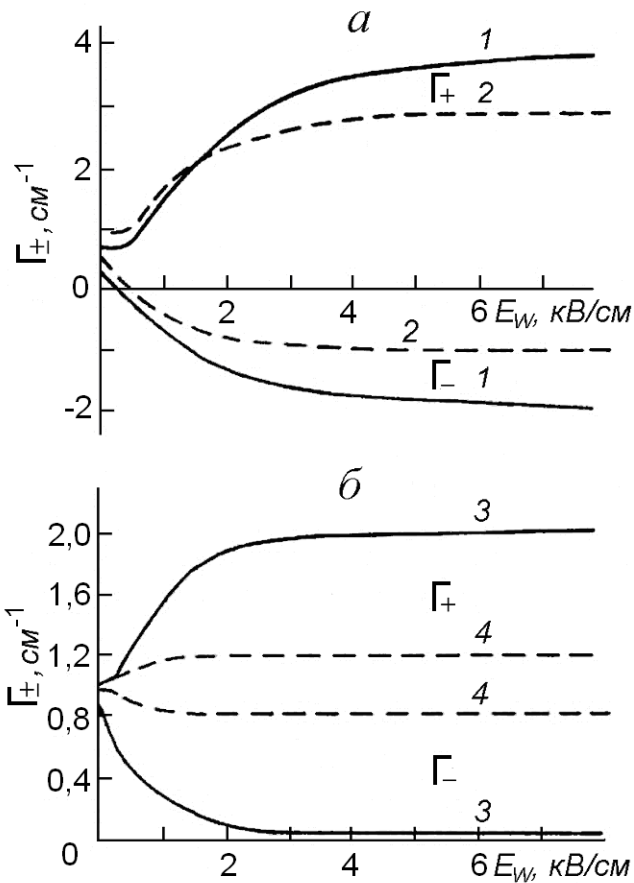


Рис. 4.3.

Зависимости компонент амплитудной решетки C и D от внешнего поля для разных значений параметра компенсации ξ приведены на рис. 4.2 а, б.

Несмещенная компонента амплитудной решетки C для полей, соответствующих сильному нарушению квазинейтральности, стремится к предельному значению a . С уменьшением параметра компенсации ξ это значение достигается при

меньших полях. Для сильно компенсированных ЭО материалов фазовая решетка практически отсутствует, а поглощающая амплитудная решетка имеет максимальную глубину модуляции.

Это объясняется тем, что пространственные поля, создаваемые перераспределением заполненных донорных и акцепторных центров компенсируют друг друга, а вклад донорных и акцепторных подсистем в неоднородное поглощение суммируется.

Сильное ослабление поля пространственного заряда приводит к тому, что фотовозбужденные носители почти беспрепятственно мигрируют в темные области до тех пор, пока не заполнятся свободные ловушки, либо не исто-

шатся заполненные центры в светлых областях. Таким образом, происходит практически предельное перераспределение заряда, и поглощающая решетка имеет максимальную амплитуду, независящую от внешнего поля.

Зависимости коэффициентов голографического усиления Γ_+ и Γ_- от внешнего поля E_W для различных значений параметра компенсации ξ ((а) ξ : 1 – 0,75; 2 – 0,5; (б) ξ : 3 – 0,25; 4 – 0,05) приведены на рис. 4.3.

Существование несмещенной компоненты амплитудной решетки C , сдвинутой относительно фазовой компоненты B , нарушает эквивалентность направлений энергообмена ($\Gamma_+ > |\Gamma_-|$, $\Delta I_R \neq \Delta I_S$). Уменьшение параметра компенсации ξ для сильно компенсированных материалов может привести к случаю, когда усиливается каждый из пучков: $\Gamma_+ > \Gamma_- \geq 0$ (рис. 4.3 б). В случае полной компенсации ($\xi = 0$), пучки, взаимодействующие на пропускающей амплитудной решетке, приобретают одинаковое количество энергии ($\Gamma_+ = \Gamma_- = -C > 0$).

Необходимо отметить, что прирост энергии в этом случае всегда меньше, чем потери ее, связанные с однородным поглощением ($\alpha > -C$), поэтому интенсивность каждого из пучков уменьшается.

Максимальная амплитуда поглощающей решетки a определяется поглощением $\alpha_0 = \sigma[(N_D - N_{Ce}) + (N_A - N_{Ch})]$ и отношениями N_{Ce}/N_D , N_{Ch}/N_A .

Несмещенная компонента амплитудной решетки C приводит к неравнозначности коэффициентов усиления Γ_+ и Γ_- и обуславливает дифракционное просветление поглощающей ЭО среды: $\Gamma_+ + \Gamma_- > 0$.

Пятая глава посвящена исследованию особенностей дифракции света на голографических решетках в ЭО средах с фотоиндуцированным рассеянием света (ФИРС). В разделе 5.1 рассматривается модель ФИРС с обобщенной волной рассеяния [8а]. Влияние “шумовых” решеток на СЭО при голографической записи в ЦТСЛ керамике исследовалось в нашей работе [16а]. Анализ влияния “шумовых” решеток на ДЭ объемных пропускающих голографических решеток проводился в приближении теории связанных волн

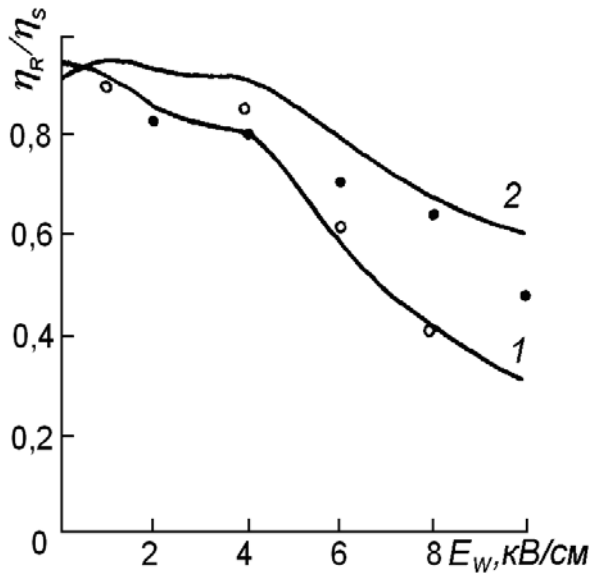


Рис. 5.1.

при взаимодействии трех плоских волн: сигнальной C_S , опорной C_R и обобщенной волны рассеяния C_Q .

Учитывая, что при нелокальном отклике среды сдвиг между интерференционными картинками и основной и “шумовыми” решетками $\psi = \pi/2$, и полагая для упрощения одинаковыми силы “шумовых” решеток $\kappa_3 = \kappa_2$, получим следующие

выражения для интенсивностей прошедших пучков:

$$I_{R,S} = |C_{R,S}|^2 = I_{\tau R,S} + I_{\eta S,R} - 2F_{\pm} \quad (5.1)$$

$$\text{где } F_{\pm} = \frac{S_0 R_0}{(1+A)^2} [A + \cos(kz)][A - \cos(kz \pm \phi)] \quad \kappa_j = \pi n_j / \lambda \quad (j = 1, 2, 3),$$

$$A = \frac{\kappa_2^2 \cos \theta_2}{\kappa_1^2 \cos \theta_1 + \kappa_2^2 \cos \theta_2}, \quad \phi = \arccos A, \quad k = \sqrt{\frac{\kappa_1^2 \cos \theta_1 + 2\kappa_2^2 \cos \theta_2}{\cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2}},$$

$\pm\theta_1$ и θ_2 – углы между нормалью и основными и “шумовым” пучками.

Типичные зависимости отношений ДЭ η_{OR}/η_{OS} для голографических решеток двух периодов: $1 - \Lambda = 2$ мкм, $2 - \Lambda = 4$ мкм в кристалле НВС от внешнего электрического поля приведены на рис. 5.1.

В разделе 5.1.1. приводится самосогласованное решение трехпучковой модели ФИРС с обобщенной волной рассеяния [17а]. Расчеты дают качественное объяснение экспериментальных данных СЭО в ЭО ЦТСЛ керамике как функции толщины образца и отношений интенсивностей пучков. Данная модель ФИРС объясняет уменьшение СЭО между записывающими пучками с увеличением толщины образцов.

В разделе 5.2 рассматривается модель многих волн рассеяния [18а] на заданных “шумовых” решетках в приближении теории связанных двух сильных и N слабых волн в средах с нелокальным откликом. В этом приближении

учитывается, что в среде записываются основная решетка – сильными волнами C_R , C_S и $2N$ “шумовых” решеток – волнами C_R и C_p ($p = 1, 2, \dots, N; p \neq R$) и волнами C_S и C_p ($p = 1, 2, \dots, N; p \neq S$). Эти решетки являются пространственно рассогласованными на угол $\psi = \pi/2$ относительно порождающих их картин интерференции. Первые гармоники модуляции показателя преломления:

$$n = n_0 + n_{1RS} \cos(\vec{K}_{RS}\vec{r} + \psi_{RS}) + \sum_{\substack{p=1 \\ p \neq R}}^N n_{pR} \cos(\vec{K}_{pR}\vec{r} + \psi_{pR}) + \sum_{\substack{p=1 \\ p \neq S}}^N n_{pS} \cos(\vec{K}_{pS}\vec{r} + \psi_{pS}), \quad (5.2)$$

где $\mathbf{K}_{RS} = \mathbf{k}_R - \mathbf{k}_S$, $\mathbf{K}_{Rp} = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_R$,

$\mathbf{K}_{pS} = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_S$ – волновые векторы голографических решеток ($p = 1, 2, \dots, N; p \neq R, S$); ψ_p – углы пространственного рассогласования решеток относительно световых интерференционных картин.

После подстановки (5.2) в волновое уравнение: $\nabla^2 E + n^2 k^2 E = 0$, где

$$E = E_0 \sum_{p=1}^{N+2} C_p(z) e^{-j\vec{k}_p \vec{r}}, \text{ в приближении}$$

равных сил “шумовых” решеток и одинакового фазового рассогласования $\psi_p = \pi/2$ получим систему уравнений, решения которой дают изменения интенсивностей взаимодействующих

пучков:

$$I_{R,S} = (C_{R,S})^2 = I_{R,S}^{\tau} + I_{S,R}^{\eta} \pm 2\sqrt{I_{R,S}^{\tau} I_{S,R}^{\eta}}, \text{ где } I_{R,S}^{\tau} = (C_{R,S}^{\tau})^2 \text{ и } I_{R,S}^{\eta} = (C_{R,S}^{\eta})^2$$

– интенсивности прошедшего и дифрагирующего пучка, соответственно.

На рис. 5.2 показаны расчетные зависимости интенсивностей I_R и I_S от приведенной толщины решетки ζ в направлении координаты z в случае одинакового распределения волн рассеяния в пространстве между основными пучками ($r_3 = 0,1$) для различных суммарных сил шумовых решеток (r_2): 1; 2 и

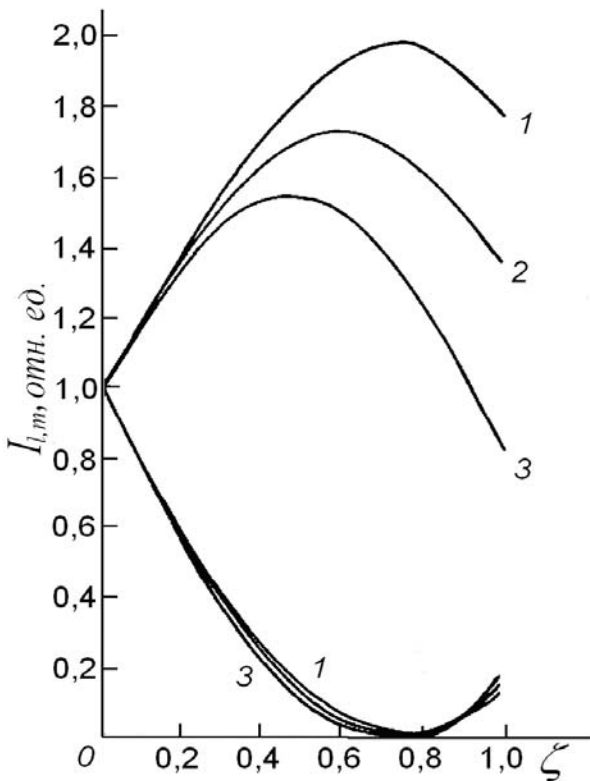


Рис. 5.2.

$3 - r_2 = 0,1; 0,4$ и $0,8$; соответственно. Видно, что взаимодействие основных волн с рассеянными волнами вызывает уменьшение максимальной интенсивности усиливаемого пучка I_S , причем максимум усиливаемого пучка с увеличением рассеяния достигается при меньших значениях толщины z , и он смещается относительно минимума ослабляемого пучка I_R в область меньших значений толщины.

Необходимо отметить, что ФИРС в меньшей степени влияет на интенсивность ослабляемого пучка, что следует учитывать в приложениях динамической голографии, например, при использовании взаимодействующих фазомодулированных пучков, отраженных вибрирующей поверхностью. Для повышения точности преобразования фазовой модуляции в амплитудную модуляцию следует работать с ослабляемым пучком.

В разделе 5.2.1 приводится самосогласованное решение [19а] для

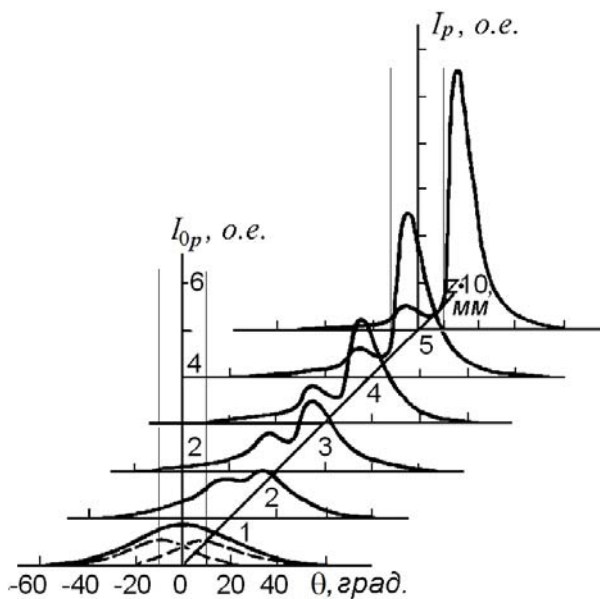


Рис. 5.3.

углового распределения интенсивности рассеянных волн в постановке задачи предыдущего раздела.

Поле взаимодействующих волн при брэгговской дифракции можно описать разложением в ряд Фурье:

$$\tilde{E} = \sum_p C_p e^{i(\omega t - \vec{k}_p \vec{r})}, \quad \text{где } C_p \text{ —}$$

комплексные амплитуды взаимодействующих волн; k_p — волновой вектор.

Для интенсивностей взаимодействующих волн I_p в установившемся

режиме получаем систему уравнений:

$$\cos \theta_p \frac{dI_p}{dz} = \frac{I_p}{I_0} \sum_j \Gamma_{pj} I_j, \quad (5.3)$$

где Γ_{pj} — параметр связи волн C_p и C_j , определяемый свойствами среды и взаимной ориентацией волн.

Система (5.3) для случая: $I_R, I_S \gg \sum_{p \neq R, S} I_p$ может быть преобразована к виду:

$$\cos \theta_p \frac{I_0}{I_p} \frac{dI_p}{dz} = \Gamma_{SP} I_S + \Gamma_{RP} I_R.$$

В пренебрежении взаимодействием слабых волн рассеяния друг с другом, эта система имеет следующее решение:

$$I_p = I_{0p} \left[\frac{I_{0S}}{I_0} (e^{\Gamma_{SR} z} - 1) + 1 \right]^{\frac{\Gamma_{SP} - \Gamma_{RP}}{\Gamma_{SR} \cos \theta_p}} e^{\frac{\Gamma_{RP} z}{\cos \theta_p}} \quad p = 1, 2, \dots, N,$$

где I_{0S}, I_{0R} – интенсивности падающих пучков, $I_0 = I_{0S} + I_{0R}$; I_{0p} – граничные интенсивности рассеянных волн при $z = 0$.

Угловые спектры рассеянных волн, выходящих из области взаимо-

действия, для разных длин взаимодействия

приведены на рис. 5.3 ($\theta_S = -\theta_R = 10^\circ$). По-

лученные зависимости указывают на

существование преимущественного

направления ФИРС, что подтверждает

правомерность трехволнового описания [8а,

16а] взаимодействия световых пучков в

средах с фотоиндуцированным рассеянием.

Шестая глава посвящена новому

голографическому методу исследования

наведенного поглощения.

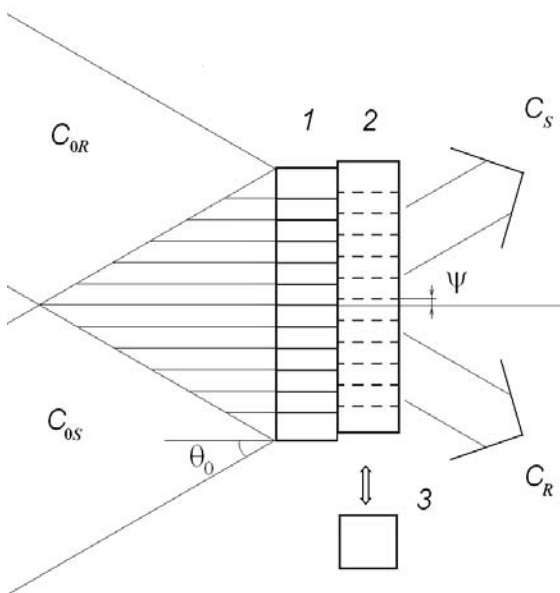


Рис. 6.1.

В разделе 6.1 обосновывается идея использования асимметрии энергообмена световых пучков при их взаимодействии на амплитудно-фазовых решетках для измерения наведенного поглощения.

В разделе 6.2 излагаются основы двухпучкового голографического метода исследования наведенного поглощения [20а], использующего явление асимметрии энергообмена. В предлагаемой оптической схеме рис. 6.1 используется модифицированный двухпучковый фазомодуляционный метод

(ФМ) [5], модуляция в котором осуществлялась обратно поступательным поперечным движением эталонной фазовой дифракционной решетки 2 при помощи ЦТС движителя-модулятора 3.

Необходимо отметить, что основным преимуществом двухпучковых схем ДГ, по сравнению с однопучковыми схемами статической голографии, является потенциально более высокая чувствительность детектирования слабых модуляций среды [10, 21а]. Так сигнал в одно пучковой схеме пропорционален

$(\alpha_1)^2$ (а $\alpha_1 \ll 1$), тогда как в двух пучковых схемах он пропорционален α_1 .

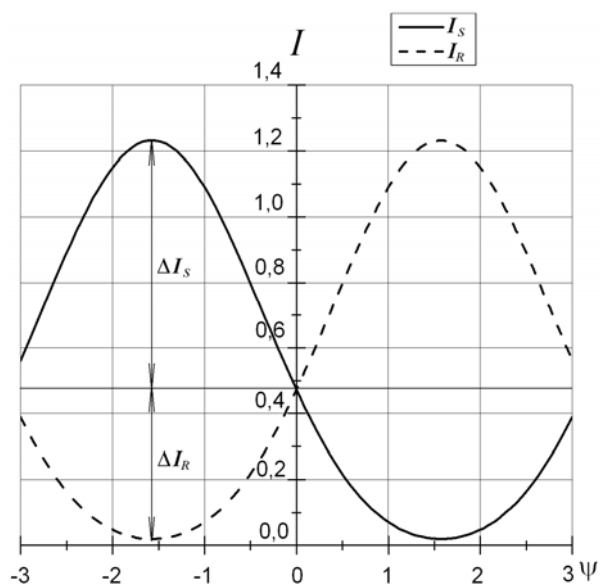


Рис. 6.2.

В разделе 6.3 проведен матричный анализ голографического метода исследования наведенного поглощения для пропускающей геометрии [22а, 25а].

Распространение когерентных световых волн через систему двух решеток амплитудной 1 и фазовой 2 рис. 6.1 с модуляциями поглощения α

$= \alpha_0 + \alpha_1 \cos(\mathbf{K}\mathbf{r})$ и диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon_r + \varepsilon_1 \cos(\mathbf{K}\mathbf{r} + \psi)$, соответственно, где \mathbf{K} – вектор решетки, период которой Λ , ($|\mathbf{K}| = 1/\Lambda$), ψ – учитывает фазовое рассогласование решеток, можно описать через произведение их передаточных функций: $\{M_{\alpha\varepsilon}\} = \{M_\alpha\} * \{M_\varepsilon\}$, связывающее световые волны на входе решетки C_{0R}, C_{0S} с волнами на выходе C_R, C_S :

$$\begin{pmatrix} C_R \\ C_S \end{pmatrix} = \{M_{\alpha\varepsilon}\} \cdot \begin{pmatrix} C_{0R} \\ C_{0S} \end{pmatrix}$$

$$\{M_\alpha\} = \begin{pmatrix} \text{ch}(\alpha_1 d_\alpha / 2) & -\text{sh}(\alpha_1 d_\alpha / 2) \\ -\text{sh}(\alpha_1 d_\alpha / 2) & \text{ch}(\alpha_1 d_\alpha / 2) \end{pmatrix} \cdot e^{-\alpha_0 d_\alpha} \{M_\varepsilon\} = \begin{pmatrix} \cos(\gamma d_\varepsilon) & -i \sin(\gamma d_\varepsilon) e^{-i\psi} \\ -i \sin(\gamma d_\varepsilon) e^{i\psi} & \cos(\gamma d_\varepsilon) \end{pmatrix}$$

где $\gamma = k\varepsilon_1 / 4\varepsilon_r^{1/2}$, ε_r – среднее значение диэлектрической постоянной, $d_{\alpha,\varepsilon}$ –

толщина амплитудной и фазовой решетки, соответственно.

С учетом того, что максимальное изменение выходных интенсивностей световых пучков достигается при рассогласовании фазовой объемной решетки с интерференционным полем на $\pi/2$ получены выражения для расчета наведенного поглощения через экстремальные значения выходных интенсивностей при 50% ДЭ фазовой дифракционной решетки (рис. 6.2).

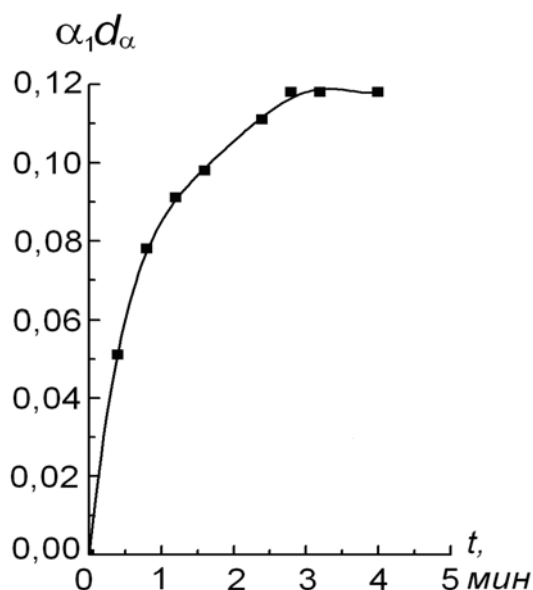


Рис. 6.3.

Вклад амплитудной решетки в выходные интенсивности не меняет знак и может быть легко выделен простым сложением изменений интенсивностей выходных пучков. В случае равных входных интенсивностях выражение для расчета амплитуды коэффициента наведенного поглощения α_1 будет:

$$\text{sh}(\alpha_1 d_\alpha) = \frac{\Delta I_R + \Delta I_S}{2\tau I_0 \cos(2\gamma d_\epsilon)}$$

В общем случае произвольных значений входных интенсивностей и ДЭ

измерительной фазовой ДР ($\eta_\epsilon = \sin^2(\gamma d_\epsilon)$) выражение для расчета амплитуды коэффициента наведенного поглощения будет:

$$\text{sh}(\alpha_1 d_\alpha) = \frac{\Delta(I_R + I_S)}{4\tau \sqrt{I_{0R} I_{0S}} \eta_\epsilon}$$

В разделе 6.4 проведен анализ голографического метода исследования наведенного поглощения в отражательной геометрии [23а].

В разделе 6.5 приведены результаты исследований наведенного поглощения в фотохромном стекле фазомодуляционным голографическим методом [24а].

На рис. 6.3 показана временная зависимость роста наведенного поглощения α_1 в фотохромном стекле ФХС-2, полученная двухпучковым

голографическим методом с дополнительной фазовой объемной измерительной решеткой с учетом остаточной решетки поглощения.

В заключении обобщены основные полученные результаты.

Основным результатом работы является, прежде всего, создание новых физико-математических моделей для описания фоторефрактивных свойств сегнетоэлектрических материалов с квадратичным ЭО эффектом, улучшающих понимание физических процессов при распространении излучения в электрооптической среде и являющихся основой для развития теоретических представлений, методик исследования и расчетов параметров ФР оптических устройств.

В представленной работе рассмотрен ряд важных аспектов двухпучковой и многопучковой дифракции когерентного света на светоиндуцированных амплитудных и фазовых решетках и сопровождающие ее процессы светоиндуцированного рассеяния в средах с квадратичным электрооптическим эффектом. Получен ряд фундаментальных экспериментальных и теоретических результатов, из которых можно отметить следующие:

Экспериментально обнаружена запись голографических решеток неактивным длинноволновым излучением в электрооптических средах путем перераспределения носителей заряда, возбужденных коротковолновым излучением.

Предложен новый метод двух и многопучковой модуляции когерентного излучения в фоторефрактивных средах с квадратичным ЭО эффектом за счет управления появлением в наведенной пространственной модуляции показателя преломления вклада, пропорционального эффективному ЭО коэффициенту: (R^*E_0) , для которого выполняются брэгговские условия дифракции.

Получены доказательства амплитудно-фазового характера записи фоторефрактивных голографических решеток в электрооптических средах, вытекающие из асимметричных зависимостей интенсивностей взаимодействующих световых пучков от фазового рассогласования амплитудных и фазовых голографических решеток.

Разработана обобщенная теория динамической амплитудно-фазовой записи в электрооптических фоторефрактивных средах и самодифракции

световых пучков в этих средах. В рамках теории возмущений установлены основные закономерности такой самодифракции.

Выявлены роль и особенности наведенной амплитудной голографической решетки поглощения динамической фоторефрактивной записи в ЭО средах по отношению к фазовой наведенной голографической решетки.

Выявлены роль и особенности фотоиндуцированного рассеяния света при взаимодействии световых пучков в электрооптических средах.

На базе обобщенной теории динамической амплитудно-фазовой записи в электрооптических фоторефрактивных средах и самодифракции световых пучков предложен и разработан голографический метод измерения наведенного поглощения в прозрачных средах с дополнительной фазовой дифракционной решеткой. Применение этого метода, обладающего более высокой чувствительностью, характерной для фазомодуляционных голографических методов, позволит исследовать слабое наведенное поглощение в прозрачных средах оптики.

ЦИТИРУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Kogelnik, H. Coupled wave theory for thick hologram gratings / H. Kogelnik // *Bell Sys. Tech. J.* 1969. V. 48. P. 2909–2947.
2. Kukhtarev, N.V. Holographic storage in electrooptic crystals. I. Steady state / N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii // *Ferroelectrics.* 1979. V.22. P. 949–961.
3. Винецкий, В.Л., Соскин М.С, Кухтарев Н.В. и др. Голографическая запись в электрооптических кристаллах / В.Л. Винецкий, М.С. Соскин, Н.В. Кухтарев и др. // *Фундаментальные основы оптической памяти и среды.* – Киев: Вища шк., 1978. № 9. С. 21–45.
4. Gehrtz, M. Sensitive detection of phase and absorption gratings: phase-modulated homodyne detected holography / M. Gehrtz, J. Pinsl, C. Brauchle // *Appl. Phys.* 1987. V. B 43. P. 61–77.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ (Периодические издания из списка ВАК выделены жирным шрифтом)

- 1а. Князьков, А.В. Фоторефрактивные свойства кристаллов ниобата бария – стронция и их применение в динамической голографии / А.В. Князьков, Ю.С. Кузьминов // **Автометрия.** 1988. № 5. С.19–26.
- 2а. Князьков, А.В. Энергообмен фазомодулированных световых пучков в динамической голографии / А.В. Князьков, Н.М. Кожевников, Ю.С. Кузьминов и др. // **ЖТФ.** 1984. Т. 54. № 9. С. 1737–1741.

- 3а. Круминь, А.Э. Исследование фотоиндуцированного переноса заряда в прозрачной сегнетокерамике ЦТСЛ 9,2 голографическим методом / А.Э. Круминь, А.В. Князьков, А.С. Сайкин, Я.А. Сеглинъш // **ФТТ**. 1983. Т. 25. № 5. С. 1570–1572.
- 4а. Князьков, А.В. Голографическая запись неактивным излучением в ЦТСЛ-керамике с фотоактивной подсветкой / А.В. Князьков, М.Н. Лобанов // **Письма в ЖТФ**. 1987. Т. 13. № 12. С. 753–755.
- 5а. Князьков, А.В. Влияние электрического поля на динамическую запись голограмм в кристалле ниобата бария — стронция, легированного церием / А.В. Князьков, Н.М. Кожевников, Ю.С. Кузьминов и др. // **Письма в ЖТФ**. 1983. Т. 9. № 7. С. 399–401.
- 6а. Бутусов, М.М. Усиление световых пучков динамическими голограммами в ЦТСЛ-керамике / М.М. Бутусов, А.В. Князьков, А.Э. Круминь, Н.В. Кухтарев, А.С. Сайкин // **Письма в ЖТФ**. 1981. Т. 7. №15. С. 914–917.
- 7а. Базарова, Л.Ф. Устройства стабилизации интенсивности светового излучения на основе электрооптической керамики ЦТСЛ / Л.Ф. Базарова, А.В. Иванов, А.В. Князьков, М.Н. Лобанов, М.Н. Ушаков // Тезисы докладов V Всесоюзной конференции "Оптика лазеров". – Л, 1986. С.283.
- 8а. Князьков, А.В. Особенности дифракции света на голографических решетках в средах с фотоиндуцированным рассеянием / А.В. Князьков, М.Н. Лобанов, С.А. Сергущенко // **Письма в ЖТФ**. 1986. Т. 12. № 5. С. 264–268.
- 9а. Князьков, А.В. Модуляция света электроуправляемым фотоиндуцированным рассеянием в ЦТСЛ керамике / А.В. Князьков, М.Н. Лобанов // **Письма в ЖТФ**. 1988. Т. 14. С. 351–353.
- 10а. Князьков, А.В. Многопучковая управляемая модуляция в фоторефрактивных средах с квадратичным электрооптическим эффектом / А.В. Князьков // **Научно-технические ВЕДОМОСТИ СПбГУ**. 2010. Т. 3(96).
- 11а. Butusov, M.M. Beam coupling and sensitivity at hologram writing in transparent PLZT-type ferroelectric ceramics / M.M. Butusov, N.V. Kukhtarev, A.E. Krumins, A.V. Knyazkov and A.S. Saikin: Preprint LAFI – 031. – Salaspils, 1981. 11 p.
- 12а. Butusov, M.M. Stationary energy transfer controlled by applied field at hologram formation in PLZT ceramics / M.M. Butusov, A.V. Knyazkov, A.S. Saikin, N.V.Kukhtarev, A.E.Krumins // **Ferroelectrics**. 1982.V.45.№ ½. P. 63–69.
- 13а. Алексеев-Попов, А.В. Особенности записи объемных амплитудно-фазовых голограмм в ЦТСЛ-керамике / А.В. Алексеев-Попов, А.В. Князьков, А.С. Сайкин // **Письма в ЖТФ**. 1983. Т. 9. № 18. С. 1108–1112.
- 14а. Князьков, А.В. Влияние амплитудной составляющей на свойства динамических голограмм в сегнетоэлектриках / А.В. Князьков, М.Н. Лобанов // **Письма в ЖТФ**. 1985. Т. 11. №. 14. С. 882–887.

- 15а. Князьков, А.В. Особенности взаимодействия световых пучков в электрооптических средах с амплитудно-фазовой записью динамических голограмм / А.В. Князьков, М.Н. Лобанов // **Оптика и спектроскопия**. 1985. Т. 59. №. 6. С. 1286–1289.
- 16а. Круминь, А.Э. Влияние шумовых голографических решеток на энергообмен между записывающими световыми пучками в ЦТСЛ-керамике / А.Э. Круминь, А.В. Князьков, М.Н. Лобанов, Я.А. Сеглиньш // Тезисы докладов II Межведомств, семинара «Получение, исследование и применение прозрачной сегнетокерамики». – Рига, 1985. С. 85–87.
- 17а. Kniazkov, A.V. The influence of light scattering on energy transfer in hologram recording in PLZT ceramics / A.V. Kniazkov, M.N. Lobanov, A. Krumins, J. Seglins // **Ferroelectrics**. 1986. V. 69. P. 81–87.
- 18а. Князьков, А.В. Влияние фотоиндуцированного рассеяния света на дифракцию и энергообмен световых пучков в фоторефрактивных средах / А.В. Князьков, М.Н. Лобанов // **Оптика и спектроскопия**. 1988. Т. 64. № 2. С.410–414.
- 19а. Князьков, А.В. Особенности фотоиндуцированного рассеяния света при голографической записи в электрооптических средах / А.В. Князьков, М.Н. Лобанов // Физические аспекты методов контроля и управления свойствами поверхности твердого тела: Труды ЛПИ. – Л., 1989. № 429. С. 85–87.
- 20а. Князьков, А.В. Основы дифракционно-оптического метода исследования наведенных модуляций поглощения прозрачных сред / А.В. Князьков // **Научно-технические ВЕДОМОСТИ СПбГПУ**. 2008. Т.3(59). С.114–118.
- 21а. Князьков, А.В. Преимущества интерференционного метода исследования модуляций поглощения / А.В. Князьков // **Научно-технические ВЕДОМОСТИ СПбГПУ**. 2008. Т.6(70). С. 16–20.
- 22а. Князьков, А.В. Голографический метод исследования модуляций коэффициента поглощения прозрачных сред / А.В. Князьков // **Письма в ЖТФ**. 2009. Т. 35. № 5. С. 73–79.
- 23а. Князьков, А.В. Голографический метод измерения наведенного поглощения в оптических средах / А.В. Князьков // **Научно-технические ВЕДОМОСТИ СПбГПУ**. 2009. Т.3(83). С. 83–88.
- 24а. Князьков, А.В. Фазомодуляционное голографическое исследование наведенного поглощения в фотохромном стекле / А.В. Князьков // **Научно-технические ВЕДОМОСТИ СПбГПУ**. 2010. Т. 1(94).С. 85–90.
- 25а. Князьков, А.В. Матричный анализ голографического метода исследования наведенного поглощения / А.В. Князьков // **Оптика и спектроскопия**. 2010. Т. 109. № 5. С. 863–866.