А.У. Умбетов

Двухкомпонентные кристаллооптические линзы и лазерные устройства

Министерство образования и науки Республики Казахстан
Аркалыкский государственный педагогический институт имени
И.Алтынсарина

А.У.Умбетов

Двухкомпонентные кристаллооптические линзы и лазерные устройства

Аркалык, 2013г.

УДК 530.1 (075,8)

ББК 22.336 173

У 52

Рекомендовано и одобрено научно-методическим советом
Аркалыкского государственного педагогического института
им. И.Алтынсарина

Рецензенты: Акылбеков А.Т. - декан физико-технического факультета
ЕНУ им.Л.Н.Гумилева, доктор физика –математических наук,
профессор
Кенжебеков Б.Т. – доктор педагогических наук, профессор
ЕНУ им.Л.Н.Гумилева

У 52 **Умбетов А.У.**

Двухкомпонентные кристаллооптические линзы и лазерные устройства:
монография.- Аркалык; АркГПИ, 2013.-132с.

ISBN 978-601-7425-60-9

В работе приведены основные результаты исследования распространения электромагнитных волн в двухкомпонентных кристаллооптических элементах (ДКЭ), рассмотрены физические принципы, положенные в основу разработки новых лазерных измерительных устройств.

Дано описание лазерных поляризационных интерферометров поперечного и продольного сдвигов на основе применения ДКЭ для измерения линейных и угловых перемещений.

Работа представляет интерес для специалистов и студентов старших курсов, занимающихся вопросами использования кристаллооптики и лазерного излучения в научном эксперименте.

ISBN 978-601-7425-60-9

УДК 530.1(075.8)

ББК 23.344Я73

© Умбетов А.У.

© АркГПИ им И.Алтынсарина, 2013

Содержание

Введение.....	6
Глава I. Кристаллические системы из одноосных кристаллов.....	8
1.1. Построение кристаллических систем.....	8
1.2. Возможности применения кристаллических систем.....	11
1.2.1. Управление когерентным излучением с помощью кристаллических систем.....	11
1.2.2. Поляризационные интерферометры.....	12
Выводы.....	17
Глава II. Составные кристаллические линзы.....	18
2.1. Распространение электромагнитных волн в кристаллических линзах.....	18
2.2. Составные кристаллические линзы из одноосного кристалла.....	21
2.3. Распространение электромагнитных волн через составных кристаллических линз.....	25
2.4. Свойства составных кристаллических линз.....	30
2.5. Характеристики волн в составных кристаллических линзах.....	38
Выводы.....	49
Глава III. Интерференция когерентных лучей в составных кристаллических линзах.....	50
3.1. Интерференция когерентных лучей в кристаллической линзе БЛ-1.....	50
3.2. Интерференция когерентных лучей в БЛ-1 без анализатора.....	58
3.3. Интерференция когерентных лучей в БЛ-1 в расходящемся пучке.....	64
3.4. Распространение когерентных лучей в БЛ-1.....	72
3.5. Интерференция когерентных лучей в БЛ-2 в коллимированном пучке.....	75
3.6. Интерференция когерентных лучей в БЛ-2 в расходящемся пучке.....	79
3.7. Свойства составной кристаллической линзы БЛ-2.....	86
3.8. Структура электромагнитного поля в фоновой области БЛ.....	88
Выводы.....	94
Глава IV. Устройства с применением кристаллических линз.....	95
4.1. Интерференционный резольвометр.....	95
4.1.1. Свойства резольвометра.....	95
4.1.2. Исследование свойства диссектров.....	97
4.2. Интерферометр продольного смещения.....	104
4.3. Оптический коррелятор.....	107
Выводы	
Глава V. Составная кристаллическая призма Дове.....	113
5.1. Свойства электромагнитных волн в призмах Дове.....	113

5.2. Интерференция когерентных волн в призмах Дове.....	118
5.3. Рабочий режим призмы Дове.....	119
5.4. Интерферометр на призмах Дове для измерения продольных и угловых перемещений объектов.....	122
Заключение.....	125
Литература.....	127

Перечень обозначений и сокращений, принятых в тексте

- n_0, n_e – главные показатели преломления одноосного кристалла,
 $\varepsilon^{(0)}, \varepsilon^{(e)}$ – главные значения тензора диэлектрической проницаемости одноосного кристалла.
- $\hat{\varepsilon}$ – тензор диэлектрической проницаемости.
- о, е – лучи с поляризацией обыкновенной и необыкновенной волн в кристалле.
- $\vec{a}$ – орт оптической оси в кристалле.
- $\vec{E}, \vec{H}$ – векторы электрического и магнитного полей в кристалле.
- $\vec{D}, \vec{B}$ – векторы электрической и магнитной индукции.
- ε_0, μ_0 – электрическая и магнитная постоянные.
- $\vec{k}$ – волновой вектор электромагнитной волны.
- $\vec{S}$ – лучевой вектор электромагнитной волны.
- c – скорость света в вакууме.
- $\tilde{n}_e$ – показатель преломления кристалла для необыкновенной, распространяющейся в заданном направлении волн.
- χ – между обыкновенным и необыкновенными лучами на выходе кристаллооптической системы.
- $\vec{k}_1^{(0)}, \vec{k}_1^{(1)}$ – волновые вектора в нулевом, первом и т.д. приближениях.
- $\vec{e}$ – орт электрического вектора.
- λ – длины волны.
- I – интенсивность излучения.
- α – угол между единичным волновым вектором и осью Z.
- БЛ- бифокальная линза.
- R – радиус кривизны сферической поверхности БЛ.
- d – радиус-вектор, проведенный из начала координат в точку входа парциальной волны в БЛ.
- φ – угол между осью X и радиусом-вектором d.
- $\vec{n}_1$ – единичный вектор нормали к сферической поверхности БЛ.
- l – толщина БЛ.
- Ψ – угол между орт оптической оси в кристалле с осью Z.
- F – фокусное расстояние БЛ.
- Z – расстояние от БЛ до экрана.
- σ – расстояние от начала системы координат до центра сферической поверхности БЛ.

Введение

С развитием квантовой электроники и когерентной оптики значительно возросло использование разнообразных кристаллооптических систем в научно-технических и промышленных разработках. С помощью кристаллооптических устройств успешно решаются задачи управления излучением лазеров, управление амплитудой, частотой, фазой и поляризацией, создания непрерывного и дискретного сканирования светового луча, модуляции добротности и селекции мод оптического резонатора, управление длительностью и формой импульсов оптического излучения [89,90]. Кристаллооптические системы применяются также для создания управляемых протрансвенных фильтров [77-79]. На базе кристаллооптических систем создан целый ряд лазерных поляризационных интерферометрических устройств [103], позволяющих с высокой точностью исследовать качество обработки оптических деталей [18], геометрические параметры лазерных пучков, пространственную корреляционную функцию поля лазерного излучения и степень когерентности [62].

Теория распространения электромагнитных волн в анизотропных кристаллах, законы отражения и преломления на границах раздела сред достаточно хорошо изучены [3-8]. Однако, строгий расчет хода лучей в системе, состоящей из нескольких анизотропных кристаллов, приводит к громоздким выражениям, мало пригодным для инженерных расчетов и не позволяющим исследовать общие свойства кристаллооптических систем.

Известные по литературным данным [1,2] расчеты хода лучей в двупреломляющих призмах ограничены случаем нормального падения света на входную грань призм и проводятся для каждой конкретной призмы отдельно. Известна методика расчета хода лучей в двупреломляющих призмах переменного угла двояния (ДППУД) [82] и в призмах типа Дове [81]. Более сложным представляется расчет прохождения волн через кристаллооптическую систему в виде двухкомпонентной линзы, которая представляет собой комбинацию двух линз (плоско-вогнутой и плоско-выпуклой), изготовленных из одноосного кристалла и склеенных своими сферическими поверхностями. Двухкомпонентные кристаллооптические линзы отличаются друг от друга ориентациями оптических осей составляющих линз. В литературе практически отсутствуют подробные исследования двухкомпонентных кристаллооптических линз (бифокальная линза-БЛ) и кристаллооптической системы, состоящей из комбинации двух призм типа Дове (биполяризатор-БП), хотя некоторые вопросы применения таких кристаллооптических систем в оптическом приборостроении и в ряде лазерных устройств затрагивались [77-80].

Целью настоящей работы явилось подробное теоретическое и экспериментальное исследование свойств бифокальных линз различных конструкций и биполяризатора из одноосного кристалла исландского шпата с различными ориентациями оптических осей кристаллов в компонентах систем,

а также разработка лазерных измерительных устройств на основе выше указанных кристаллооптических систем.

При выполнении настоящей работы решались следующие задачи:

1. Разработка достаточно общих методов расчета прохождения электромагнитных волн через бифокальные линзы и биполяризатор, удобные для анализа свойства таких систем и пригодные для инженерных расчетов.

2. Проведение всесторонних экспериментальных исследований бифокальных линз и биполяризатора в режимах расщепления поляризованных лучей и интерференции между ними и исследование различных случаев интерференции.

3. Исследование возможности применения бифокальных линз и биполяризатора для создания новых лазерных измерительных устройств.

Глава I

Кристаллические системы из одноосных кристаллов

I.1. Построение кристаллических систем

Работа кристаллооптических систем основано на явлении двойного лучепреломления в кристаллах, входящих в различных комбинациях в такие системы. Обычно используются кристаллооптические системы в виде призм двух типов: призмы, дающие на выходе один линейно-поляризованный пучок (поляризационные призмы) и призмы, дающие два пучка, поляризованные в двух взаимно и перпендикулярных плоскостях (двупреломляющие призмы).

Известно большое количество равновидностей двупреломляющих призм, свойства которых определяются взаимной ориентацией оптических осей кристаллов, составляющих призму. Изменение взаимной ориентации последних позволяет получать системы с самыми разнообразными свойствами.

На рис. 1, 2, 3 представлены известные по литературе [1, 2, 9-12] двупреломляющие призмы, состоящие из двух клиньев одноосных кристаллов показана ориентация оптических осей в них и траектории обыкновенного и необыкновенного лучей при нормальном падении циркулярно поляризованного луча на входную грань призмы.

I. Призма Волластона (Рис.1а).

Призма обеспечивает симметричное расщепление исходного луча на два луча с углом χ - между ними, зависящим от преломляющего угла θ - клиньев призмы и показателей преломления n_o и n_e .

а – Призма Волластона

б – Призма Рошона

в – Призма Сенармона

Рис.1

для обыкновенного (о) и необыкновенного (е) луча соответственно и при нормальном падении света на входную грань призмы.

$$X = 2(n_o - n_e)tg\theta \quad (1.1)$$

2. Призма Рошона (Рис. 1б).

Луч с поляризацией обыкновенной волны на выходе сохраняет первоначальное направление, а угол двоения между (о) и (е) лучами определяется отклонением е – луча. Таким образом, угол двоения этой призмы в два раза меньше, чем у соответствующей призмы Волластона.

3. Призма Синермона (Рис.1в).

Преломляющий угол клиньев призмы близок к 45° , и является оптимальным для использованного кристалла. Как и в призме Рошана, отклоняется только (е) луч.

4. Призма из изотропного и кристаллического клиньев (рис 2а). В такой призме отклоняется (о) луч, а (е) луч сохраняет первоначальное направление.

5. Пластика Савара (Рис.2б).

Состоит из двух плоскопараллельных пластин одноосного кристалла, вырезанных под углом 45° к оптической оси и склеенных таким образом, что оптические оси пластин взаимно перпендикулярны. На выходе такой призмы (о) и (е) лучи сохраняют первоначальное направление и смещены друг относительно друга на расстояние, определяемое толщиной призмы и анизотропией кристаллов.

6. Двупреломляющая призма переменного угла двоения (ДППУД) (Рис. 2в).

Оптические оси в клиньях призмы взаимно перпендикулярны и составляют углы 45° с входной и выходной гранями и лежат в плоскости, перпендикулярной входной и выходной граням призмы. При нормальном падении луча на входную грань призмы на выходе призмы раздвоение луча отсутствует и появляется лишь при наклоне падения.

а. Призма изотропного и кристаллического клиньев

б. Пластика Савара

в. Двупреломляющая призма переменного угла двоения

Рис. 2

Перечисленные выше двупреломляющие призмы (кроме ДППУД) используются в режиме нормального падения света на входную грань и обеспечивают некоторый начальный угловой или боковой (в случае пластинки Савара) сдвиг между (о) – и (е) – лучами. Величина сдвига определяется

материалом и геометрией призмы и является для данной призмы величиной. Эти особенности ограничивают возможности применения данных призмы, поскольку в ряде случаев необходимо управлять расщеплением и сдвигом лучей в достаточно широких пределах.

7. Поляризационная линза (Рис. 3а).

В такой линзе o – и e – лучи сфокусируются в различных точках.

8. Бифокальная линза (БЛ) (Рис. 3б).

Конструкция БЛ основана на действии призмы Волластона (Рис.1а), у которых наклонные плоскости клиньев заменены сферической поверхностью, которая позволяет формировать на выходе сходящийся и расходящийся поляризованные лучи, создавая тем самым новые интересные возможности в использовании кристаллооптических систем. Наличие дополнительной корректирующей стеклянной линзы позволяет получить два действительных фокуса [11].

Как будет показано в данной работе, возможна реализация с помощью БЛ уникального для физики и техники поляризованных лучей случая: интерференция поляризованных лучей без помощи анализатора. Другой важной особенностью является реализация «дуплетной» фокусировки поляризованных лучей в БЛ.

I.2 Возможности применения кристаллических систем

В лазерных устройствах кристаллооптические системы используются в двух основных режимах: режиме пространственного разделения узкого светового пучка с ортогональными поляризациями и режиме интерференции световых пучков на выходе системы.

Первый режим используется для управления лазерным излучением, для селекции мод оптических резонаторов [14,15] и т.п.

Второй режим работы кристаллооптических систем лежит в основе действия поляризационных интерферометров сдвига [103]. Световой пучок разделяется системой на два ортогонально поляризованных пучка, фронты которых сдвинуты друг относительно друга. При смещении пучков при помощи анализатора в области их переналожения возникает интерференционная

картина. Вид картины и ее контрастность позволяют анализировать характерически падающего пучка: кривизну волнового фронта и степень когерентности излучения [62].

Рассмотрим более подробное применения кристаллооптических систем в лазерных устройствах.

1.2.1. Управление когерентным излучением с помощью кристаллических систем

а) Лазерные дефлекторы.

Работа лазерных дискретных дефлекторов основана на двух эффектах: эффекте двойного лучепреломления и продольном электрооптическом эффекте Поккельса. Дефлектор представляет собой систему из чередующихся двупреломляющих кристаллов и ячеек Поккельса. Двупреломляющие кристаллы расщепляют каждый падающий на них луч на два луча, а ячейка Поккельса пропускает о – или е – луч в зависимости от поданного на нее напряжения. N таких пар, установленных последовательно, обеспечивают 2^N положений луча на выходе системы.

Дефлектом обеспечивают высокую скорость сканирования до 10^9 Гц, тогда как механическое сканирование дает частоту $10^4 \div 10^5$ Гц.

б) Селекция мод лазерного резонатора [146 15]

Размеры резонаторов, используемых обычно в лазерах, значительно превышают длину оптической волны, вследствие чего эти резонаторы, как правило, обладают большим числом близко расположенных мод. Если находящаяся в таком резонаторе активная среда имеет положительный коэффициент усиления на частотах нескольких мод, то можно ожидать, что спектр излучения лазера будет состоять из нескольких компонент с близкими частотами. При использовании лазеров в системах оптической связи, при получении голограмм с высоким разрешением, в прецизионной интерферометрии и в ряде других областей требуется большая спектральная частота излучения. В связи с этим, важным является вопрос о селекции мод лазерного резонатора и о получении одномодового режима. В приводится обзор методов селекции мод в лазерах. Широкое распространение получили интерферометрические методы. Они характеризуются использованием сложной системы из нескольких зеркал создания резонатора такой конструкции, при которой порог генерации будет превышать лишь для одной высокочастотной моды. Для создания таких устройств часто применяются кристаллооптические системы. В [16,17] описывается получение узкополосной генерации с помощью фильтра Лию. Этот фильтр состоит из двупреломляющего кристалла, на обеих сторонах которого имеются поляризаторы. Он обладает высоким коэффициентом пропускания только на тех проходах двупреломляющей среды таковы, что прошедший свет пропускается вторым поляризатором с малыми потерями.

В [15] описываются трехзеркальные резонаторы, в которых расщепление светового пучка осуществляется кристаллооптическими системами. Рассматривается применение двупреломляющего кристалла для расщепления светового луча на два параллельных луча, падающих на различные зеркала. Малые потери обеспечиваются только для тех частот, на которых оптическая длина пути одного луча отличается от оптической длины пути второго луча на целое число волн.

Известные двупреломляющие кристаллы дают очень небольшое расщепление, и лучи распространяются близко друг от друга. Это создает определенные технические трудности. Более выгодно использовать кристаллооптические системы типа призм Волластона, Рошона и Сенармона, расщепляющие световой луч на два луча, распространяющиеся под некоторым углом друг к другу. В [15] приводятся две разновидности схем резонаторов с кристаллооптическими призмами в качестве расщеплителей.

1.2.2. Поляризационные интерферометры

Многие точные измерения, роль которых в современной науке и технике быстро возрастает, осуществляются интерференционными методами. Область применения интерференционных приборов значительно расширилась благодаря созданию новых источников света (лазеров) и развитию электроники.

Существует два основных способа, с помощью которых световую волну, выходящую из источника, можно разделить на две или несколько частей, а затем соединить. Первый из них – разделение волны по фронту, второй – по амплитуде. Для разделения световой волны по фронту на волновой поверхности с помощью диафрагм, зеркал или других оптических деталей выделяются несколько участков. Лучи, выходящие из этих участков, идут в интерферометре различными путями и затем налагаются друг на друга.

Разделение световой волны по амплитуде состоит в том, что волновая поверхность разделяется на две части (или несколько частей) при ее частичном отражении и преломлении на границе двух сред.

Из интерферометров второго типа можно особо выделить поляризационные интерферометры, в которых разделение световой волны по амплитуде осуществляется с помощью двупреломляющих кристаллооптических систем. Пучок лучей после прохождения через такую систему пространственно разделяется на два пучка, поляризованных в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Интерференционная картина формируется в области их переналожения при приведении колебаний к одной плоскости с помощью анализатора. Эти приборы работают по принципу интерферометров сдвига, в которых переналагается изображение, сформированное лучами одной поляризации, со сдвинутым изображением, сформированным лучами с ортогональной поляризацией. Преимущества таких устройств состоит в том, что исключается необходимость в эталонной поверхности и можно исследовать волновой фронт в любой точке.

Свойства и возможности поляризационных интерферометров сдвига определяются основным элементом прибора – двупреломляющей кристаллооптической системой, которая определяет тип сдвига: боковой сдвиг (например, в интерферометре Лебедева) [18 - 20] или сдвиг по углу [21 - 23].

Рассмотрим основные области применения поляризационных интерферометров с кристаллооптическими системами.

В [24] приведен обзор основных оптических схем поляризационных интерферометров сдвига и отмечены основные области их применения.

а) Исследование изотропных объектов [22 - 27].

Измерения проводятся по виду интерференционной картины, возникающей при пересечении волновых фронтов, деформированных исследуемым объектом, установленным перед кристаллооптической системой. Таким методом исследуется качество обработки оптических деталей, абберации объективов и линз, проводятся газодинамические исследования и т.д. В существующих приборах можно отметить общий недостаток, состоящий в том, что применяемые кристаллооптические системы задают сдвиг, который нельзя менять в зависимости от условий эксперимента.

б) Исследование разрешающей способности оптикоэлектронных приборов и фотоматериалов, а также передаточных функций оптических элементов с помощью лазерных интерференционных реолюметров.

В настоящее время для микроэлектроники, голографии и других областей науки и техники созданы передающие телевизионные системы с высоким разрешением. Традиционные методы определения разрешающей способности, основанные на проектировании испытательных таблиц или штриховых мишеней на исследуемый объект обладают рядом недостатков [34 - 36]:

- для различных пространственных частот максимальный коэффициент передачи контраста объектива наблюдается для различных плоскостей наводки;

- на величину коэффициента передачи контраста сильное влияние оказывает спектральное распределение светового потока;

- высокие пространственные частоты достигают при многократном уменьшении изображения тестовой картины и засвеченная область имеет малые размеры (измерения проводятся практически в одной точке исследуемой поверхности);

- прямоугольное распределение интенсивности в тестовых картинах, сформированных штриховыми мишенями, затрудняет обработку результатов.

Кроме того, проекционный метод имеет принципиальный недостаток, состоящий в том, что контраст изображения мишеней, создаваемый объективом, уменьшается с увеличением пространственной частоты. Это явление приводит к тому, что высокие численные значения разрешающей способности, получаемые проекционным методом, могут быть существенно заниженными, так как сама тестовая картина имеет пониженную контрастность.

От этих недостатков свободен интерференционный метод формирования тестовой картины. Этот метод не требует применения фокусирующей оптики, приводящей к падению контрастности на высоких пространственных частотах. Метод применен при работе в когерентном свете и дает контраст

интерференционной картины, практически не зависящий от частоты. Равномерная интерференционная картина может быть сформирована на большой площади, что облегчает исследование разрешающей способности по полю фотоприемника.

Интерференционный метод известен давно [37] и был опробован в ряде исследований [38 ÷ 40]. Однако широкого применения не получил, и лишь в последнее время интерес к нему возродился в связи с появлением когерентных источников света—лазеров, высокоразрешающих фотоматериалов и предающих телевизионных систем, а также в связи с развитием голографии. Опубликован ряд сообщений об интерференционных резольвометрах [41 - 46], в которых в качестве источника света был использован лазер.

Лазерные интерференционные резольвометры (ЛИР) отличаются друг от друга схемами формирования интерференционной картины. Чаще всего ЛИР представляет собой двухлучевой интерферометр, например [47], в котором лазерный пучок разделяется на два пучка. Поворачивающиеся зеркала сводят световые пучки под некоторым углом. Перестройка пространственной частоты осуществляется синхронным поворотом зеркал. К недостаткам таких приборов можно отнести сложность конструкции, высокие требования к качеству оптических узлов и деталей и высокую чувствительность к вибрациям.

Особый интерес представляют ЛИР, собранные по схеме поляризационных интерферометров сдвига, например [45]. В таких приборах лазерный пучок расщепляется на два ортогонально поляризованных пучка с помощью двупреломляющей кристаллооптической систем. При смещении на анализаторе ортогонально поляризованных световых пучков в области их переналожения возникает пространственно нелокализованная интерференционная картина. Вид интерференционной картины определяется свойствами двупреломляющей системы. Например, в ЛИРе интерференционная картина представляет собой систему прямых интерференционных полос, пространственная частота которых увеличивается от центра картины в края. В ЛИРе пространственная частота интерференционных полос перестраивается.

в) Исследование геометрических параметров лазерных пучков.

Для точной обработки результатов измерений в приборах квантовой электроники с применением лазерных источников излучения необходимо с высокой точностью знать геометрические параметры лазерных пучков.

Чаще всего лазерные пучки обладают осесимметрическим распределением амплитуды, которое описывается функции Гауса.

$$A(r) = A_0 \exp \left[-\left(\frac{r}{\omega} \right)^2 \right],$$

где r —расстояние от центра пучка, ω —радиус пучка, определяемый как расстояние, на котором амплитуда поля уменьшается в e раз по сравнению с ее величиной на оси.

Интенсивность излучения падает вдвое на расстоянии

$$W \sqrt{\frac{1}{2} \ln 2}$$

и полная ширина пучка на уровне 0,5 от максимальной интенсивности составляет $\approx 1,2W$.

Для таких пучков формируются законы их дифракционного уширения [48]. На любом расстоянии от источника со сферическим волновым фронтом и гауссовым распределением амплитуды пучок по-прежнему остается гауссовым со сферическим волновым фронтом, изменяются только кривизна фронта и радиус пучка. Минимальный поперечный размер достигается в «перетяжке», где волновой фронт является плоским. В действительности «перетяжка» имеет место только тогда, когда пучок на выходе источника имеет отрицательный радиус кривизны, т.е. сужается. Расходящийся пучок имеет мнимую перетяжку, местоположение которой однозначно определяется его параметрами.

Большинство методов измерения геометрических параметров лазерных пучков (48-52) основаны на прямом или косвенном фотометрировании распределения интенсивности пучка, причем характерная для таких измерений ошибки редко бывает ниже 10%.

Более точные результаты могут быть получены интерференческими методами. Вид интерференционной картины зависит от радиуса кривизны волнового фронта излучения, падающего на кристаллооптическую систему, что позволяет по интерференционной картине определить радиус кривизны волнового фронта в различных сечениях пучка, рассчитать положение перетяжки, радиус пучка в перетяжке и угловую расходимость.

В работах [20,53-59] для этой цели использовались интерферометры, у которых радиус кривизны волнового фронта влиял на пространственную частоту интерференционной картины и определялся по расстоянию между соседними максимумами. Величина измеряемого этим методом радиуса кривизны волнового фронта ограничивалась условием формирования в сечении пучка по крайней мере двух интерференционных максимумов. Точность измерений определялась точностью определения расстояния между соседними максимумами.

г) Исследование степени когерентности излучения

Связь комплексной когерентности излучения с контрастностью интерференционной картины позволяет исследовать степень когерентности интерференционными методом [60-62]. В [63] приведен обзор интерференционных методов исследования степени пространственной когерентности. Рассмотрены исследования методом Юнга [64-67], с

интерферометром Майкельсона [68], интерферометром Цендера-Маха [69], голографическим методом [70]. Эти методы обладают рядом недостатков. Интерферометр Юнга имеет малую светосилу, и разрешающая способность его ограничена размерами отверстий. Интерферометрии Майкельсона и Цендера - Маха сложно в юстировке и чувствительны к вибрациям.

Простыми и удобными в эксплуатации оказались поляризационные интерферометры сдвига [71-76], в которых интерферируют два изображения источника света, сдвинутые на расстояние, определяемое свойствами кристаллооптической системы. Величина сдвига аналогична расстоянию между отверстиями в опыте Юнга, а светосила остается высокой. С помощью таких устройства исследовалась степень пространственной когерентности лазерного излучения [75], степень пространственной когерентности освещения в микроденситометре [73,74], пространственные корреляционные функции поля и интенсивности лазерного излучения [71,72], фазовый переход при формировании пространственно - когерентных пучков в лазере [76].

д)Осуществление селективной амплитудной модуляции и пространственной фильтрации.

Кристаллооптическую систему в виде двухкомпонентной линзы из анизотропного кристалла (линзы Волластона) можно использовать в качестве элемента, осуществляющего пространственное кодирование на входе спектрального прибора и декодирование на выходе [77,78]. Так А.Жирар [77] предложил использовать линзу Волластона для пространственного кодирования и декодирования в интерференционном спектрометре с селективной амплитудной модуляцией.

Кристаллооптическая двухкомпонентная линза позволяет реализовать перестраиваемый пространственный фильтр [79].

Е) Призма Дове из одноосного кристалла.

Рассмотрена Стоэлдаровым А.М. [81] и представляет собой простую поляризационную призму из исландского шпата трапециальной формы, которая позволяет проводить поляризационные исследования в УФ области спектра. Известна комбинация из двух призм Дове в виде биполяризатора, предложенного Эйхенвольдом [106].

Краткие выводы

1.В настоящее время все более широкое применение в лазерной технике и когерентной оптике находят кристаллооптические системы.

2.Известно несколько разновидностей кристаллооптических призм, составленных чаще всего, из двух клиньев одноосного кристалла и отличающихся друг от друга ориентацией оптических осей клиньев. Эти призмы используются в режиме нормального падения света на входную грань и осуществляют сдвиг между волновыми фронтами обыкновенного (о) и

необыкновенного (е) лучей на выходе. Величина сдвига определяется геометрией призмы и анизотропией кристаллов.

3. Разработана теория оптических свойств кристаллов, на основании которой проведены расчеты хода (о) (е) – лучей в некоторых кристаллооптических системах для случая нормального падения света на входную грань.

4. Созданы разнообразные лазерные измерительные устройства в которых кристаллооптические системы используются для расщепления светового излучения на два пучка с ортогональными поляризациями, получения некоторого постоянного сдвига между волновыми фронтами этих пучков, пространственного кодирования и декодирования, пространственного мультиплицирования оптических сигналов и создания управляемого пространственного фильтра.

Глава II. Составные кристаллические линзы

Кристаллооптическая система в виде двухкомпонентной линзы, представляет собой комбинацию двух линз (плоско – вогнутой и плоско-выпуклой), изготовленных из двупреломляющего кристалла и склеенных своими сферическими поверхностями. Двухкомпонентные кристаллооптические линзы отличаются друг от друга ориентациями оптических осей в составляющих линзах. В литературе практически отсутствуют подробные исследования по двухкомпонентным кристаллооптическим линзам хотя некоторые вопросы применения кристаллооптических линз в оптическом приборостроении и в ряде лазерных устройств затрагивались [17-30].

2.1. Распространение электромагнитных волн в кристаллических линзах

Для более последовательного изложения основных особенностей распространения электромагнитной волны через кристаллооптические системы, кратко опишем основные особенности распространения электромагнитной волны в одноосном кристалле.

Пусть в одноосном кристалле распространяется плоская электромагнитная волна виде

$$\vec{E} = \vec{E}^0 e^{i\varphi}; \quad \vec{H} = \vec{H}^0 e^{i\varphi} \quad (2.1.1)$$

$$\varphi = \omega \left[t - \frac{n}{c} (\vec{r} \vec{k}) \right],$$

где ω – частота, $\vec{k}$ – единичный волновой вектор волны, n – показатель преломления кристалла, $\vec{r}$ – радиус – вектор точки наблюдения, c – скорость света в вакууме. Векторы поля плоской волны удовлетворяют в пространстве, свободном от токов зарядов, система уравнений Максвелла. Для немагнитного кристалла

$$\varepsilon_0 \hat{\varepsilon} \vec{E}^{(0)} = -\frac{n}{c} [\vec{K} \vec{H}^{(0)}]; \quad \mu_0 \vec{H}^{(0)} = \frac{n}{c} [\vec{k} \vec{E}^{(0)}], \quad (2.1.2)$$

где ε_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные, тензор диэлектрической проницаемости кристалла.

В декартовой системе координат, в которой ось z совпадает с осью кристалла, тензор $\hat{\varepsilon}$ имеет вид

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon^{(0)} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon^{(0)} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon^{(0)} \end{pmatrix} \quad (2.1.3)$$

Система (2.1.2) есть однородная система уравнений для шести компонент вектора $\vec{E}^{(0)}$ и $\vec{H}^{(0)}$ вычисление определится этой системы вместо с (2.1.3) дает уравнение для определения показателей преломления кристалла

$$(n^2 - \varepsilon^{(0)}) \left(n^2 - \frac{\varepsilon^{(0)} \varepsilon^{(0)}}{\vec{k} \hat{\varepsilon} \vec{k}} \right) = 0 \quad (2.1.4)$$

Уравнение (2.1.4) определяет два значения показателя преломления $\tilde{n}_0$ и $\tilde{n}_e$, причем

$$\tilde{n}_0 = \sqrt{\varepsilon^{(0)}} = n_0$$

$$\tilde{n}_e = \sqrt{\frac{\varepsilon^{(0)} \varepsilon^{(0)}}{\vec{k} \hat{\varepsilon} \vec{k}}} = \sqrt{\frac{\varepsilon^{(0)} \varepsilon^{(e)}}{\varepsilon^{(0)} + (\varepsilon^{(0)} - \varepsilon^{(e)}) (\vec{k} \vec{a})^2}}; \quad n_e = \sqrt{\varepsilon^{(e)}}, \quad (2.1.5)$$

где $\vec{a}$ – единичный вектор в направлении оптической оси.

Показатель $\tilde{n}_0$ имеет постоянные значения n_0 и не зависит от направления волнового вектора и соответствует обыкновенной (о) волне. Величина $\tilde{n}_e$ определяется направлением распространения волны и меняется в пределах от n_0 (когда волна распространяется вдоль оптической оси) до $n_e = \sqrt{\varepsilon^{(e)}}$ (при перпендикулярном направлении). Этот показатель преломления соответствует необыкновенной (е) волне.

Главной плоскостью кристалла называют плоскость, в которой лежат волновой вектор волны и оптическая ось кристалла. Использование соотношений (2.1.5) в уравнениях (2.1.2) показывает, что электрический вектор (о)-волны перпендикулярен главной плоскости кристалла, электрический вектор (е)- волны лежат в главной плоскости кристалла.

В кристалле в общем случае направление распространения волны, определяемое ее фазовой скоростью, не совпадает с направлением распространения энергии волны (с лучевым вектором), определяемым ее групповой скоростью. Нетрудно видеть из (2.1.2), что направлению распространения перпендикулярны векторы $\vec{H}^{(0)}$ и $\vec{D} = \varepsilon^{(0)} \hat{\varepsilon} \vec{E}$.

Направление распространения лучевого вектора определяется вектором Умова-Пойтинга (Рис .4).

$$\vec{S} = [\vec{E}\vec{H}] \quad (2.1.6)$$

При этом лучу оказываются перпендикулярными векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ (Рис. 4)

Угол между $\vec{K}$ и $\vec{S}$ равен соответствующему углу между $\vec{E}$ и $\vec{D}$ и определяется соотношением

$$\cos(\vec{K}\vec{S}) = (\vec{K}\vec{S}) = \frac{(\vec{E}\vec{D})}{|\vec{E}||\vec{D}|} = \frac{\vec{E}\hat{\epsilon}\vec{E}}{|\vec{E}||\hat{\epsilon}\vec{E}|} = \frac{\vec{D}\hat{\epsilon}^{-1}\vec{D}}{|\vec{D}||\hat{\epsilon}^{-1}\vec{D}|} \quad (2.1.7)$$

отсюда, с учетом соотношения (2.1.3), получается

$$(\vec{K}\vec{S}) = \frac{\epsilon^{(0)} + (\epsilon^e - \epsilon^{(0)})(\vec{K}\vec{S})^2}{\sqrt{\epsilon^{(0)2} + \epsilon^e - \epsilon^{(0)2}(\vec{K}\vec{S})^2}} \quad (2.1.8)$$

или

$$(\vec{K}\vec{S}) = \frac{\epsilon^{(0)} + (\epsilon^e - \epsilon^{(0)})(\vec{K}\vec{a})^2}{\sqrt{\epsilon^{(0)2} + \epsilon^e - \epsilon^{(0)2}(\vec{K}\vec{a})^2}} \quad (2.1.9)$$

Сравнивая (2.1.8) и (2.1.9), имеем

$$(\vec{S}\vec{a}) = \frac{\epsilon^e(\vec{K}\vec{a})}{\sqrt{\epsilon^{(0)2} + (\epsilon^e - \epsilon^{(0)2})(\vec{K}\vec{a})^2}} \quad (2.1.10)$$

Полученные выше выражения определяют поведение (о) и (е) волн в одноосном кристалле и ниже будут использоваться в расчетах кристаллооптических систем.

Взаимное расположение волновой нормали, векторов поля и вектора поток энергии в электрически анизотропной среде

Рис. 4

2.2. Составные кристаллические линзы из одноосного кристалла

В этом параграфе мы сформулируем основные принципы построения двухкомпонентных кристаллооптических линз. Эти линзы должны удовлетворять следующему требованию; падающий на входную грань линзы циркулярно – поляризованный, коллимированный пучок преобразуется при прохождении через линзу в несколько ортогонально поляризованных пучков, среди которых могут быть расходящийся, сходящийся или коллимированный типы падающего пучка.

Возможность построения таких линз видна [2] из следующих наглядных физических соображений. Рассмотрим, например, двойную призму Рошона (рис.5) и линзу, образованную заменой диагональных граней сферической поверхностью. Такая замена приводит к фокусировке e – луча на выходе линзы. Соответствующий ход лучей как в призме Рошона, так и в линзе показаны на рис. 5. Видно, что набор точек C_i сферической поверхности линзы можно сопоставить с набором эквивалентных призм Рошона с диагональными гранями, соответствующими касательными, проведенными к сферической поверхности в точках C_i . Лучи, проходящие через C_1, C_2 и эквивалентные им точки C'_1, C'_2 рассматриваются как идущие через эквивалентные призмы Рошона с увеличивающимся преломляющим углом, что и вызывает общую сходимость лучей от точек C_i и C'_1 в фокусе F_H .

Аналогичная ситуация имеет место при построении линзовых аналогов двойной призмы Воллостона и двойной Сенармона, изображенных на рис.6 и 7 соответственно. Из простейших построений лучевых траекторий следует, что в первом случае (Рис.6) на выходе линзы образуется сходящийся и расходящийся пучки, а во втором (Рис.7) параллельный и сходящийся пучки. Нетрудно видеть, что линзы на рис.5 и 7 идентичны по своему действию, но отличаются тем, что параллельные выходящие пучки поляризованы в двух взаимно – перпендикулярных плоскостях.

а

б

а-двойная призма Рошона из CaCO_3 ,

б-Бифокальная линза (БЛ) типа БЛ-I CaCO_3 с параллельным пучком поляризованном в вертикальной плоскости и сходящимся Н поляризованном в горизонтальной плоскости.

Рис. 5

а

б

а-двойная призма Волластона CaCO_3 ,

б- Бифокальная линза (БЛ) типа БЛ-I CaCO_3 с действительным F_v и минимум F_H фокусами.

Рис. 6

В дальнейшем будет использоваться следующая терминология: линзу на рис 5 и 7 назовем линзой типа БЛ – I, а линзу на рис.6 – линзой типа БЛ – 2.

Наилучшим из известных материалов для изготовления линз типа БЛ – I и типа БЛ - является исландский шпат (CaCO_3) , обладающий высоким значением

$\Delta n = n_o - n_e$, порядка 0,17 тогда как SiO_2 $\Delta n \approx 0.009$. дисперсия исландского шпата представлена на рис.8, а дисперсия SiO_2 - на рис.9 для $\lambda = 0.4 - 2.3$ мкм. В видимой области спектра ($\lambda = 0.4 - 2.3$ мкм.) изменение показателя преломления $CaCO_3$ для о – луча по данным, $\Delta n_o=0,032$, а для е – луча $\Delta n_e=0,016$. Возможность формирования БЛ одновременно двух ортогонально-поляризованных пучков делает возможным использование БЛ в голографических системах и системах обработки информации.

Важное прикладное значение имеет изучение интерференционно-поляризационного поля, создаваемого такой линзой при ее размещении в когерентных системах с лазерными источниками. БЛ могут найти применение при разработке когерентных оптических систем локации, связи и обработки информации, а также в оптическом приборостроении.

а – двойная призма Сенармона из $CaCO_3$,
б – БЛ из $CaCO_3$ с параллельным V и сходящимся H пучками.

Рис. 7

Кривая дисперсии исландского шпата (CaCO_3)

Рис.8

Кривая дисперсии кристаллического кварца (SiO_2)

Рис. 9

2.3. Распространение электромагнитных волн через составных кристаллических линз

Анализ и синтез оптических систем из анизотропных кристаллов представляет как самостоятельный интерес в теоретическом плане, так и практический интерес для целей построения оптико-электронных устройств передачи, распределения и обработки информации, в частности лазерных измерительных устройств. Кристаллооптические системы позволяют конвертировать частотно-модулированный свет в амплитудно – модулированный, формировать требуемую оптическую фильтрацию для оптимальной обработки двумерных (оптических) сигналов [85]. На сложность расчетов по распространению электромагнитных волн в анизотропных средах (одноосных и двуосных кристаллах) с применением электромагнитной теории Максвелла указывалось в работах [86,7,3]. В рамках этой теории с помощью ковариантного метода [3] детально рассмотрены различные характеристики отраженных и преломленных волн на границе раздела одноосных и двухосных кристаллов с изотропной средой. Вопросы электродинамики анизотропных

сред (построение одномерного волнового уравнения и матричный метод его решения) обсуждались в работе [87]. В последнее время сделан новый шаг в методе к анализу распространения света в анизотропной среде, а именно: корпускулярно-волновые соотношения Де-Бройля, связывающие энергию и импульс частицы соответственно с частотой и волновым вектором волны, обобщены на случай: когда направления переноса энергии и распространение волны оказываются направленными [88]. Ковариантный метод приводит к сложным общим выражениям, а его использование в задаче нахождения направления переноса энергии применительно к двухкомпонентным кристаллооптическим системам (даже для ДППУД, не говоря уже о линзах типа БЛ) представляется затруднительным или даже не поддающимся аналитическому решению.

Наиболее простым и в то же время достаточно общим является рассмотрение параксимального приближения. Задача решается в следующей постановке. Пусть через БЛ в направлении оси z распространяется циркулярно поляризованная волна (Рис.10). При таком выборе состояния поляризации падающей волны «привязка» вектора поляризации к оптической оси кристалла на входе БЛ оказывается несущественной, что позволяет в дальнейшем объединить построение теории для линз типа БЛ-1 и БЛ-2. Пусть $z = 0$ и $z = l$ есть левая и правая грани БЛ соответственно, а сферическую границу раздела зададим уравнением

$$x^2 + y^2 + (z - \delta)^2 = R^2, \quad (2.3.1)$$

где δ -расстояние от начала системы координат до центра сферической поверхности БЛ. Область между $z=0$ и сферической поверхностью (2.3.1) обозначим цифрой 1, а остальную- цифрой 2 (Рис.10) направление выпуклости границы определяется, естественно знаком величины δ . Направления оптических осей в I и II, задаются единичными векторами $\vec{a}_1 = (1, 0, 0)$ и $\vec{a}_2 = (0, \sin\psi, \cos\psi)$ соответственно, где ψ - угол между $\vec{a}_2$ и осью z . Пусть на левую грань БЛ в произвольную точку M_1 , падает вдоль оси z узкий параллельный пучок света. Пусть точка M_1 , имеет координаты $d\cos\varphi, d\sin\varphi, 0$, где φ угол между осью x и радиусом – вектором d , проведенным из начала координат $z=0$ в точку M_1 . В дальнейшем будем считать, что $d \ll R$, где R – радиус кривизны сферической границы раздела БЛ, и величина $(\frac{d}{R})^2$ пренебрежимо мала.

Распространение электромагнитной волны через двухкомпонентную кристаллооптическую линзу из CaCO_3 одноосного кристалла

Рис.10

Тензор диалектрической проницаемости в главных осях кристалла диагонален и задается соотношением (2,1,3). Показатель преломления для о – волны в областях I и II одиноков и равен n_0 , а для е – волны может быть записан в виде (см. 2,1,5).

$$\tilde{n}_e = \frac{n_e}{\sqrt{1 + \delta(\vec{k}_1 \vec{a}_1)^2}}, \quad (2.3.2)$$

где $\vec{k}_i$ ($i = 1,2$) - единичный волновой вектор в областях I и II соответственно, и

$$\delta = \frac{(n_e^2 - n_0^2)}{n_0^2}$$

Очевидно, что единичный волновой вектор для о - и е - воли в области I есть $\vec{k}_1$ (0,0,1) и он совпадает с направлением распространения светового луча. На сферической границе раздела БЛ происходит взаимная трансформация о и е – волны. Волновой вектор $\vec{k}_2$ в области II лежит (как это следует из граничных условий) в плоскости, проходящей через ось z и определяемой углом φ поэтому его можно записать в виде

$$\vec{k}_2 = \{ \sin d_2 \cos \varphi; \sin d_2 \sin \varphi; \cos d_2 \}, \quad (2.3.3)$$

где d_2 - угол между $\vec{k}_2$ и осью z.

В дальнейшем будем приписывать вектору $\vec{k}_2$ и углу d_2 индексы (oo), (oe), (eo), и (ee), причем (oo), означает преломление о – волны с сохранением типа поляризации, (oe) означает трансформацию падающей (o) волны в преломленную (e) волну и т.д. Всего должно быть рассмотрено четыре волны и соответственно четыре граничных условия. Очевидно, что $\alpha_2^{00}=0$. Угол α_2^{0e} может быть найден из закона преломления на сферической поверхности:

$$n_0^2 \left[1 - (\vec{k}_2 \vec{n}_1)^2 \right] = \frac{n_e^2}{1 + \delta(\vec{k}_2 \vec{a}_2)^2} \left[1 - (\vec{k}_2^{oe} \vec{n}_1)^2 \right], \quad (2.3.4)$$

где $\vec{n}_1 = \left\{ \frac{d}{R} \cos \varphi; \frac{d}{R} \sin \varphi; -\sqrt{1 - \frac{d^2}{R^2}} \right\}$ - единичный вектор нормали. Точка пересечения луча с сферической границей раздела имеет координата $(d \cos \varphi, d \sin \varphi, \delta - \sqrt{R^2 - d^2})$. Подставляя в значения векторов $\vec{n}_1, \vec{k}, \vec{k}_2^{oe}$ и $\vec{a}_2$, получим

$$\frac{n_o^2}{n_e^2} \frac{d^2}{R^2} (1 + \delta \cos^2 \varphi) = (\sin d_2^{oe} = \frac{d}{R})^2$$

отсюда, имеем

$$d_2^{oe} = \frac{d}{R} \left(\frac{n_o}{n_e} \sqrt{1 + \delta \cos^2 \varphi} - 1 \right) \quad (2.3.5)$$

Закон преломления (eo) волны на сферической поверхности запищется в виде

$$\frac{n_e^2}{1 + \delta (\vec{k}_1 \vec{a}_1)^2} [1 - (\vec{n}_1 \vec{k}_1)^2] = [1 - (\vec{n}_1 \vec{k}_2^{oe})^2] n_o^2 \quad (2.3.6)$$

Из (2.3.6) получим

$$d_2^{eo} = \frac{d}{R} \left(\frac{n_e}{n_o} - 1 \right) \quad (2.3.7)$$

Закон приломления (ee) волны на сферической поверхности есть:

$$\frac{n_e^2}{1 + \delta (\vec{k}_1 \vec{a}_1)^2} [1 - (\vec{n}_1 \vec{k}_1)^2] = [1 - (\vec{n}_1 \vec{k}_2^{oe})^2] \frac{n_e^2}{1 + \delta (\vec{k}_1 \vec{a}_1)^2} \quad (2.3.8)$$

Отсюда, после подстановки значения векторов $\vec{\eta}, \vec{k}, \vec{k}_2^{oe}, \vec{a}_2$ и $\vec{a}_1$ имеем

$$d_2^{oe} = \frac{d}{R} (\sqrt{1 + \delta \cos^2 \varphi} - 1) \quad (2.3.9)$$

Теперь, запишем единичный волновой вектор луча, вышедшего из БЛ в виде:

$$\vec{\kappa}_3 = \{ \sin d_3 \cos \varphi; \sin d_3 \sin \varphi; \cos d_3 \} \quad (2.3.10)$$

Для (oo) волны имеем: $d_3^{oo} = 0$

Закон преломления (eo) волны на границе $z = \ell$ запишем в виде: и

$$n_o^2 \left[1 - (\vec{n}_1 \vec{k}_2^{oe})^2 \right] = \left[1 - (\vec{n}_1 \vec{k}_3^{oe})^2 \right], \quad (2.3.11)$$

где $\vec{n}_2 = (0,0,1)$ - нормаль на плоскости $z = \ell$

Из выражения (2.3.11) получим

$$d_2^{eo} = \frac{d}{R} (n_e - n_o) \quad (2.3.12)$$

Для (oe) волны условия (2.3.11) запишется в виде:

$$\frac{n_e^2}{1 + \delta (\vec{k}_2^{oe} \vec{a}_1)^2} \left[1 - (\vec{n}_2 \vec{k}_2^{oe})^2 \right] = \left[1 - (\vec{n}_2 \vec{k}_3^{oe})^2 \right] \quad (2.3.13)$$

отсюда, имеем

$$\alpha_3^{oe} = \frac{d}{R} \left(n_o - \frac{n_e}{\sqrt{1 + \delta \cos^2 \psi}} \right) \quad (2.3.14)$$

Закон преломления (ee) волны на границе $z = \ell$ есть:

$$\frac{n_e^2}{1 + \delta (\vec{k}_2^{ee} \vec{a}_2)^2} \left[1 - (\vec{n}_2 \vec{k}_2^{ee})^2 \right] = \left[1 - (\vec{n}_2 \vec{k}_2^{ee})^2 \right] \quad (2.3.15)$$

отсюда, получим

$$\alpha_3^{ee} = \frac{d}{R} n_e \left(1 - \frac{n_e}{\sqrt{1 + \delta \cos^2 \psi}} \right) \quad (2.3.16)$$

Формулы (2.3.14) - (2.3.15) позволяют находить траектории лучей. Введем в области II единичный вектор групповой скорости $\vec{S}$ луча соотношением:

$$\vec{S} = \mu_1 \vec{a}_2 + \mu_2 \vec{k}_2; \quad [\vec{S}] = 1 \quad (2.3.17)$$

Из (2.1.10) имеем

$$(\vec{S} \vec{a}_2) = \frac{n_e^2 (\vec{k}_2 \vec{a}_2)}{\sqrt{n_e^4 (\vec{k}_2 \vec{a}_2)^2 + n_o^4 [1 - (\vec{k}_2 \vec{a}_2)^2]}} \quad (2.3.18)$$

Коэффициенты μ_1 и μ_2 находим следующим образом: Уравнение (2.3.17) возведем в квадрат

$$\mu_1^2 + \mu_2^2 + 2\mu_1\mu_2(\vec{k}_2 \vec{a}_2) = 1 \quad (2.3.19)$$

Из (2.3.17) и (2.3.18) имеем:

$$(\vec{s}\vec{a}_2) = \mu_1 + \mu_2(\vec{k}_2\vec{a}_2) = \frac{n_e^2(\vec{k}_2\vec{a}_2)}{\sqrt{n_e^4(\vec{k}_2\vec{a}_2)^2 + n_o^4[1-(\vec{k}_2\vec{a}_2)^2]}} \quad (2.3.20)$$

Отсюда

$$(\vec{s}\vec{a}_2)^2 = \mu_1^2 + 2\mu_1\mu_2(\vec{k}_2\vec{a}_2) + \mu_2^2(\vec{k}_2\vec{a}_2) = \frac{n_e^2(\vec{k}_2\vec{a}_2)}{\sqrt{n_e^4(\vec{k}_2\vec{a}_2)^2 + n_o^4[1-(\vec{k}_2\vec{a}_2)^2]}} \quad (2.3.21)$$

Учитывая (2.3.20), имеем

$$\mu_2 = \frac{n_e^2}{\sqrt{n_e^4(\vec{k}_2\vec{a}_2)^2 + n_o^4[1-(\vec{k}_2\vec{a}_2)^2]}} \quad (2.3.22)$$

и с помощью (2.3.20) имеем

$$\mu_1 = \frac{(n_e^2 - n_o^2)(\vec{k}_2\vec{a}_2)}{\sqrt{n_e^4(\vec{k}_2\vec{a}_2)^2 + n_o^4[1-(\vec{k}_2\vec{a}_2)^2]}} \quad (2.3.23)$$

Подставляя (2.3.22) и (2.3.23) в (2.3.17), получим

$$\vec{S} = \frac{[(n_e^2 - n_o^2)(\vec{k}_2\vec{a}_2)\vec{a}_2 + n_o^2\vec{k}_2]}{\sqrt{n_e^4(\vec{k}_2\vec{a}_2)^2 + n_o^4[1-(\vec{k}_2\vec{a}_2)^2]}} \quad (2.3.24)$$

Выражение для лучевого вектора $\vec{S}$ (2.3.24), необходимо для нахождения траектории е – луча в БЛ.

Очевидно, что $\psi = 0$, соответствует БЛ-I, а $\psi = \frac{\pi}{2}$ БЛ-2.

Для одноосного кристалла исландского шпата ($CaCO_3$) $n_o > n_e$ и, следовательно из (2.3.14) при $\psi = \frac{\pi}{2}$, получим $\alpha_3^{oe} < 0$. Это значит, что о – луч в среде I при выходе БЛ-2 отходит от оси Z , и поэтому падающий на БЛ-2 параллельный пучок с данной поляризацией будет расходящимся. Для (eo) и (ee) лучей из (2.3.12) и при $\psi = 0$ из (2.3.16) имеем, $\alpha_3^{oe} < 0$ $\alpha_3^{ee} < 0$. Это означает, что (eo) – и (ee) – лучи будут пересекать ось Z в двух различных точках. Таким образом, с помощью БЛ-1 реализуется интересный для практического использования случай пространственного разделения плоской волны на два сферических волн с различными вдоль оси Z фокусами.

2.4. Свойства составных кристаллических линз

Уникальное свойство БЛ-1 создавать два фокуса для циркулярно поляризованного коллимированного пучка интересно с точки зрения проведения оптических измерений в продольном направлении (вдоль координаты Z). Поэтому рассмотрим несколько подробнее расположение и структуру этих фокусов.

Рассмотрим сначала (ео) – луч. Направляющим вектором этого луча в области II является вектор $\vec{K}_2^{eo}$, а при выходе из БЛ -1 $Z > l$ - вектор $\vec{K}_3^{eo}$. Решение геометрической задачи о траектории (ео) – луча показывает, что он пересекает ось Z в некоторой точке M_4^{eo} (рис.10) с аппlikатой $z_4^{eo} = l + F_{eo}$ где F_{eo} - фокусное расстояние.

Распространение электромагнитной волны через бифокальную линзу типа БЛ-1

Рис. 11

Определение траектории (ео) – луча связано с нахождением точек M_3^{eo} и M_4^{eo} с помощью волновых векторов $\vec{K}_3^{eo}$ и $\vec{K}_4^{eo}$, соответственно. В области II – уравнение прямой $M_2M_3^{eo}$ есть:

$$\frac{x-d\cos\varphi}{K_{2x}} = \frac{y-d\sin\varphi}{K_{2y}} = \frac{z-(\delta-\sqrt{R^2-d^2})}{K_{2z}} \quad (2.4.1)$$

Отсюда, находим координаты точки M_3^{eo} , полагая $Z = l$

$$\begin{aligned} X_3^{eo} &= (l-h)k_{2x} + d\cos\varphi \\ Y_3^{eo} &= (l-h)k_{2y} + d\sin\varphi \\ Z_3^{eo} &= (l), \end{aligned} \quad (2.4.2)$$

где

$$k_{2x} = \frac{d}{R} \left(\frac{n_e}{n_o} \right) \cos \varphi; \quad k_{2y} = \frac{d}{R} \left(\frac{n_e}{n_o} \right) \sin \varphi; \quad k_{2z} = [1 - \left(\frac{d}{R} \right)^2 \left(\frac{n_e}{n_o} \right)^2]^{1/2};$$

Запишем уравнение прямой $M_3^{eo} M_4^{eo}$ в виде

$$\frac{x - x_3^{eo}}{k_{3x}} = \frac{y - y_3^{eo}}{k_{3y}} = \frac{z - z_3^{eo}}{k_{3z}}, \quad (2.4.3)$$

где

$$k_{2x} = \frac{d}{R} (n_e - n_o) \cos \varphi; \quad k_{2y} = \frac{d}{R} (n_e - n_o) \sin \varphi; \\ k_{2z} = [1 - \left(\frac{d}{R} \right)^2 (n_e - n_o)^2]^{1/2};$$

В фокусе (в точке M_4^{eo}) $x=y=0$, и из (2.4.3) с учетом параксиальности приближения, найдем

$$Z_4^{eo} = Z_3^{eo} - \frac{k_{3x}}{k_{3z}} x_3^{eo} = l + \frac{R}{n_o - n_e} - \frac{l - h_1}{n_o} \quad (2.4.4)$$

отсюда, имеем

$$F_{eo} = \frac{R}{n_o - n_e} - \frac{h}{n_o}, \quad (2.4.5)$$

где $h = l - h_1$ - высота сферического сегмента в области II, h_1 - расстояние от левой грани ($Z_0 = 0$) до сферической границы.

Фокусное расстояние F_{ee} , для (ее) луча находим аналогичным образом, но с той только разницей, что в области II вместо волнового вектора $\vec{K}_3^{ee}$ берется лучевой вектор $\vec{S}_2^{ee}$, определяющий направление переноса энергии. При выходе из БЛ-1 вектор $\vec{K}_3^{ee}$ оказывается параллельным вектору $\vec{K}_3^{eo}$. Учитывая значения векторов $\vec{a}_2$ и $\vec{K}_2^{ee}$ из (2.3.24) запишем $\vec{S}_2^{ee}$ в виде:

$$S_{2x}^{ee} = \Delta_2^{-2/1} n_o \sin \alpha_2^{ee} \cos \varphi \\ S_{2y}^{ee} = \Delta_2^{-2/1} (n_e^2 - n_o^2) \cos \psi \sin \psi + \Delta_2^{-2/1} n_o^2 \sin \alpha_2^{eo} \sin \varphi \frac{n_o^2 n_e^2}{\Delta_1} \\ S_{2z}^{ee} = \Delta_2^{-2/1} [\Delta_2 + \frac{n_o^2 n_e^2}{\Delta_1} (n_e^2 - n_o^2) \sin \psi \cos \psi \sin \alpha_2^{eo} \sin \varphi, \quad (2.4.6)$$

где

$$\Delta_1 = n_e^4 \cos^2 \psi + n_o^4 \sin^2 \psi, \quad \Delta_2 = n_e^2 \cos^2 \psi + n_o^2 \sin^2 \psi$$

Из (2.4.6) следует, что $\vec{S}_2^{ee}$ лежит в плоскости, определяемой углом φ и осью Z только в двух случаях: $\psi = 0$ и $\psi = \frac{\pi}{2}$. При углах $\psi \neq 0, \frac{\pi}{2}$ (ее) – луч не пересекается с осью Z, и БЛ-1 не обладает фокусирующими свойствами.

При $\psi = 0$, имеем

$$\begin{aligned} S_{2x}^{ee} &= \left(\frac{n_o}{n_e}\right)^2 \cos \varphi \sin \alpha_2^{ee} \\ S_{2y}^{ee} &= \left(\frac{n_o}{n_e}\right)^2 \sin \varphi \sin \alpha_2^{eo} \\ S_{2z}^{ee} &= 1 \end{aligned} \quad (2.4.7)$$

При $\psi = \frac{\pi}{2}$, получим $S_{2x}^{ee} = S_{2y}^{ee} = 0$; $S_{2z}^{ee} = 1$ $\alpha_2^{ee} = 0$.

Таким образом, при $\psi = 0$ (ее) луч фокусируется.

Для определения фокусного расстояния F_{ee} необходимо найти координаты точек M_3^{eo} и M_4^{eo} .

Поскольку прямая $M_2 M_4^{ee}$ определяется уравнением

$$\frac{x_3^{ee} - d \cos \varphi}{S_{2x}} = \frac{y_3^{ee} - d \sin \varphi}{S_{2y}} = \frac{z - (\delta - \sqrt{R^2 - d^2})}{S_{2z}} \quad (2.4.8)$$

Координаты точки M_3^{ee} есть.

$$\begin{aligned} X_3^{ee} &= (l - h) S_{2x} + d \cos \varphi \\ X_3^{ee} &= (l - h) S_{2x} + d \sin \varphi \\ X_3^{ee} &= l \end{aligned} \quad (2.4.9)$$

Соответственно из уравнений прямой $M_3^{eo} M_4^{eo}$

$$\frac{x - x_3^{ee}}{k_{3x}} = \frac{y - y_3^{ee}}{k_{3y}} = \frac{z - z_3^{ee}}{k_{3z}} \quad (2.4.10)$$

Для аппликаты точки M_4^{ee} , имеем

$$Z_4^{ee} = Z_3^{ee} - \frac{K_{3z}}{K_{3x}} X_3^{ee}$$

или

$$Z_4^{ee} = l + \frac{R}{n_o - n_e} - \frac{(l - h_1)}{n_e^2} n_o \quad (2.4.11)$$

и фокусное расстояние (ее) волны запишется в виде

$$F_{ee} = Z_4^{ee} - l = \frac{R}{n_o - n_e} - h \frac{n_o}{n_e^2} \quad (2.4.12)$$

Расстояние между фокусами из (2.4.5) и (2.4.12) есть

$$\Delta F = F_{eo} - F_{ee} = h \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o n_e^2} \quad (2.4.13)$$

Как видно из (2.4.13), расстояние между фокусами зависит лишь от величины h и двупреломляющих свойств кристалла, из которого изготовлена БЛ-1

В случае отрицательного кристалла (CaCO_3) $n_o > n_e$ $F_{ee} < F_{eo}$. В случае положительного кристалла (SiO_2), когда $n_o < n_e$, ближе располагается фокус (ео) луча ($F_{ee} > F_{eo}$). Для БЛ – 1 из CaCO_3 при $h=5,35$ мм и $R=24,7$ мм в лазерном излучении с $\lambda = 632,8$ нм, $n_o = 1,65504$, $n_e = 1,48490$ расчет по (2.4.5) и (2.4.13) дает.

$F_{ee} = 141,3$ мм, $F_{eo} = 142,1$ мм и $\Delta F = 0,8$ мм что качественно согласуется с экспериментом.

Из предыдущего рассмотрения следует, что линза типа БЛ -1 фокусирует часть падающего на нее параллельного пучка в двух точках, определяемых соотношениям (2.4.5) и (2.4.13), тогда как БЛ-2 фиксирует в одной точке (2.4.5). Заметим, что согласно 2.3 на выходе БЛ-1 формируются два параллельных пучка при сохранении состояние поляризации (циркулярной) падающего пучка.

Распределение интенсивности света в фокальной области БЛ-1 /в фокусах F_{ee} и F_{eo} /. 1 – без анализатора /А/, 2 – при А\|а, 3 – при А/а

Рис.12

На рис.12 представлены экспериментальные кривые распределения интенсивности 1 светового потока вдоль оси z в области фокусов M_4^{ee} и M_4^{eo} БЛ-1. Значения 1 получены с помощью ФЭУ (при входной диафрагме 3 мкм), перемещаемого вдоль оси z горизонтальным компаратором типа ИЗА-2. При заставке анализатора с ориентацией параллельно $\vec{a}_1$ (кривая 2) и перпендикулярно $\vec{a}_1$ (кривая 3) выявляются преимущественно оргонально-эллиптические состояния поляризации светового потока в фокусах F_{ee} и F_{eo} . Эксперименты по измерению поляризационной селекции в фокусах БЛ-1 вызывают трудности из-за протяженности исследуемых пучков вдоль оси z . Что касается интенсивности I_{ee} и I_{eo} в фокусах БЛ-1, то как видно из рис.10 они не одинаковы, и согласно расчету их отношение должно быть $\frac{I_{ee}}{I_{eo}} = 3$, что качественно согласуется с экспериментом (кривая 1). Расчеты по распределению интенсивностей I_{ee} и I_{eo} в области фокусах F_{ee} и F_{eo} рассматриваются в главе III вместе с исследованием интерференционные свойства БЛ-I.

Известно, что в двух и более компонентных поляризующих системах не соблюдается обратимость волны, то есть состояние поляризации волны не сохраняется при прямом и обратном ходе через систему. Поэтому имеет смысл рассмотреть отдельно задачу о прохождении параллельного светового пучка через БЛ в обратном направлении. Для БЛ-I при нормальном падении света на область II е-и о- лучи неразличимы, так как они распространяются вдоль оптической оси $\vec{a}_2$. Отсюда следует, что слева от БЛ-I о-луч сохраняет свое направление, а е-луч пересекает ось Z . При рассмотрении фокусировки е-пучка, из формулы (2.4.6) следует что при нормальном падении справа на БЛ-I пучка цилиндрической формы радиусом r_0 по выходе из БЛ-I сходящийся пучок оказывается эллиптического сечения. В этом случае волновой вектор в области II БЛ-I задается единичным вектором в виде $\vec{K}_1 = (0, 0, -1)$, и оптические оси БЛ-I единичными векторами, $\vec{a}_1 = (1, 0, 0)$; $\vec{a}_2 = (0, 0, 1)$. Единичная нормаль к сферической поверхности в точке M_2 есть;

$$\vec{n}_1 = \left\{ \frac{d}{R} \cos \varphi; \frac{d}{R} \sin \varphi; -\sqrt{1 - \frac{d^2}{R^2}} \right\}$$

Волновой вектор и области I БЛ-I запишется в виде

$$\vec{K}_2 = \{ \sin d_2 \cos \varphi; \sin d_2 \sin \varphi; -\cos d_2 \}.$$

Очевидно, что для (о)-луча $d_2^0 = 0$ $d_3^0 = 0$. Закон преломления е-луча на сферической поверхности есть

$$n_0^2 \left[1 - (\vec{k}_1 \vec{n}_1)^2 \right] = \frac{n_e^2}{1 + \delta (\vec{k}_2 \vec{n}_1)^2} \left[1 - (\vec{k}_1 \vec{n}_1)^2 \right] \quad (2.4.14)$$

Отсюда, после постановки значения векторов $\vec{K}_1$, $\vec{n}_1$, $\vec{K}_2$ и $\vec{a}_1$, находим

$$d_2^e = \frac{d}{R} \left(1 - \frac{n_o}{n_e} \right) \quad (2.4.15)$$

На границе $z=0$ закон преломления е-луча запишется в виде

$$\frac{n_e^2}{1 + \delta (\vec{k}_2 \vec{n}_1)^2} \left[1 - (\vec{k}_1 \vec{n}_1)^2 \right] = \left[1 - (\vec{k}_1 \vec{n}_1)^2 \right], \quad (2.4.16)$$

где $\vec{n}_2 = (0, 0, 1)$ -нормаль к плоскости $z=0$. Из (2,4,16), получим

$$d_3^e = \frac{d}{R} (n_e - n_o) \quad (2.4.17)$$

Лучевой вектор в области I БЛ-I запишется в виде (с учетом выражения(2,3,24))

$$\vec{S}_2 = \frac{n_e^2 - n_o^2}{n_o^2} \sin d_2^e \cos \varphi \vec{a}_1 + \vec{K}_2 \quad (2.4.18)$$

отсюда, имеем

$$\begin{aligned} S_{2x} &= \frac{n_e^2}{n_o^2} \sin d_2^e \cos \varphi \\ S_{2y} &= \sin d_2^e \sin \varphi \\ S_{2z} &= 1 \end{aligned} \quad (2.4.19)$$

Находим координаты точки пересечения е-луча в плоскости $Z=0$

Координаты точки M_2 есть $(d \cos \varphi, d \sin \varphi, \delta - \sqrt{R^2 - d^2})$

$$\frac{x_3 - d \cos \varphi}{S_{2x}} = \frac{y_3 - d \sin \varphi}{S_{2y}} = \delta - R = h \quad (2.4.20)$$

Отсюда, получим

$$\begin{aligned} x_3 &= h_1 \frac{n_e^2}{n_o^2} \left(1 - \frac{n_o}{n_e} \right) \frac{d}{R} \cos \varphi + d \cos \varphi \\ y_3 &= h_1 \left(1 - \frac{n_o}{n_e} \right) \frac{d}{R} \sin \varphi + d \sin \varphi \end{aligned}$$

$$Z_3 = 0 \quad (2.4.21)$$

Уравнение распространение е-луча на выходе БЛ-1 есть

$$\frac{x-x_3}{K_{3x}} = \frac{y-y_3}{K_{3y}} = \frac{z-z_3}{K_{3z}} \quad (2.4.22)$$

Отсюда, имеем

$$\begin{aligned} x &= x_3 + (z - z_3)K_{3x} \\ y &= y_3 + (z - z_3)K_{3y} \end{aligned} \quad (2.4.23)$$

Учитывая (2.4.21) и (2.4.17), и полагая, что $d=r_0$ из выражения (2.4.23), получим

$$\begin{aligned} x &= \left[h_1 \frac{n_e^2}{n_0^2} \left(1 - \frac{n_0}{n_e} \right) + R + z(n_e - n_0) \right] \frac{r_0}{R} \cos \varphi = A \cos \varphi \\ y &= \left[h_1 \left(1 - \frac{n_0}{n_e} \right) + R + z(n_e - n_0) \right] \frac{r_0}{R} \sin \varphi = B \sin \varphi \end{aligned} \quad (2.4.24)$$

Из (2.4.24), получим уравнения искомого эллипса

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} = 1, \quad (2.4.25)$$

где

$$\begin{aligned} A &= \left[h_1 \frac{n_e^2}{n_0^2} \left(1 - \frac{n_0}{n_e} \right) + R + f(n_e - n_0) \right] \frac{r_0}{R} \\ B &= \left[h_1 \left(1 - \frac{n_0}{n_e} \right) + R + f(n_e - n_0) \right] \frac{r_0}{R} \end{aligned} \quad (2.4.26)$$

и $f=z$.

Как видно из (2.4.26), параметры эллипса A и B не обращаются одновременно в нуль при любых f . Строго говоря, это значит, что фокус отсутствует. Однако, либо при $A=0$, либо при $B=0$ эллипс вырождается соответственно в вертикальный или горизонтальный отрезок прямой при значениях f равных

$$\begin{aligned} f_1 &= \frac{R}{n_0 - n_e} - h_1 \frac{n_e}{n_0^2} \\ f_2 &= \frac{R}{n_0 - n_e} - \frac{h_1}{n_e} \end{aligned} \quad (2.4.27)$$

Из (2.4.27) следует, что $f_1 > f_2$ и

$$\Delta f = f_1 - f_2 = \left(\frac{1}{n_e} - \frac{n_e}{n_0^2} \right) h_1 = \frac{n_0^2 - n_e^2}{n_e n_0^2} h_1 \quad (2.4.28)$$

Размеры вертикального и горизонтального «фокусных отрезков» оказывается равным

$$\Delta l = 2 \frac{r_0}{R} \frac{n_0^2 - n_e^2}{n_e n_0^2} h_1 = 2 \Delta f \frac{r_0}{R} \quad (2.4.29)$$

Это явление связано с явлением астигматизма, при котором пучку лучей соответствует волновая поверхность двоякой кривизны. В этом случае пересечение лучей происходит не в одной точке, а в совокупности точек, расположенных на двух взаимно перпендикулярных прямолинейных отрезках. Расстояние между «фокусными отрезками» Δf называется астигматическими разностью. Сечение пучка между «фокусными отрезками» дуговое, и оно называется кружком наименьшего рассеяния. С уменьшением астигматической разности Δf длина «фокусных отрезков» и радиус кружка наименьшего рассеяния убывают. Необходимо подчеркнуть, что в этом случае можно говорить лишь о протяженной фокальной области с размерами, определяющими (2.4.28) и (2.4.29).

Описываемая выше картина прохождения светового пучка сохраняется и в БЛ-2 для (оe)-волны, так как в области II, имеется о-луч, который при преломлении на сферической поверхности трансформируется в е-луч. Однако, в отличие от БЛ-I, БЛ-2 создает также расходящийся (еo)- пучок в результате трансформации е-луча (из области II) и в о-луч (в области I).

2.5. Характеристики волн в составных кристаллических линзах

Двухкомпонентные кристаллооптические линзы типа БЛ-1 и БЛ-2 обладают заметным эффектом двоения луча (изображения). В отличие от известных систем [1,2] угол двоения (угол между (о) и (е) – лучами) на выходе БЛ обладает сильной не линейной зависимостью от угла падения. Это свойство линз типа БЛ-1 и БЛ-2 открывает ряд новых возможностей их применения.

Бифокальные линзы
а – типа БЛ-1, б – типа БЛ-2
рис.13

На рис.13 (а,б) изображен общий вид линзы БЛ-1 и БЛ-2 соответственно. При нормальном падении луча на входную грань линзы, как было показано в §2.4, волновые векторы о-и е-волн по выходе БЛ-1 и БЛ-2 составляют следующие углы с осью Z :

в БЛ-1

$$\begin{aligned} d_3^{oo} &= d_3^{oe} = 0 \\ d_3^{eo} &= \frac{d}{R} (n_e - n_o) \\ d_3^{ee} &= \frac{d}{R} (n_e - n_o) \end{aligned} \quad (2.5.1)$$

в БЛ – 2

$$\begin{aligned} d_3^{oo} &= d_3^{ee} = 0 \\ d_3^{oe} &= \frac{d}{R} (n_e - n_o) \\ d_3^{eo} &= \frac{d}{R} (n_e - n_o) \end{aligned} \quad (2.5.2)$$

Как видно из (2.5.1) и (2.5.2) при нормальном падении луча на входную грань БЛ-1 и БЛ-2 угол отклонения волны по выходе из этих линз (по отношению к первоначальному направлению) линейно зависит от радиуса-вектора d (Рис.14).

Зависимость угла двоения в БЛ-1 и БЛ-2 от радиуса - вектор d
Рис. 14

При падении луча на входную грань БЛ-1 и БЛ-2 под произвольным углом, расчет двоения луча (изображения), параксиальном приближении дает громоздкие и неудобные для физического анализа результаты. В этом случае, двоение луча (изображение) в линзах БЛ-1 и БЛ-2 будем рассматривать на основе разработанной ранее методики [82], применительно к призмам переменного угла двоения (ДППУД), состоящих из двух клиньев одноосного кристалла, склеенных гипотенузными гранями, с разной ориентацией осей в составляющих клиньях.

Ниже мы обобщим результаты работы [82], применительно к линзам БЛ-1 и БЛ-2. Направление оптических осей линзы зададим векторами $\vec{a}_1$ и $\vec{a}_2$, нормаль к параллельным граням обозначим как $\vec{n}$, а нормаль к сферической поверхности (2.3.1) как $\vec{n}_1$. Нетрудно видеть, что $\vec{n}_1$ определяется соотношением

$$\vec{n}_1 = \left\{ \frac{x}{R}; \frac{y}{R}; \frac{z-\delta}{R} \right\}, \quad (2.5.3)$$

где x, y, z, δ -координаты точки поверхности, в которой берется нормаль.

Пусть на входную грань линзы падает монохроматическая электромагнитная волна в виде узкого луча под произвольным углом к нормали $\vec{n}$.

При круговой поляризации падающей волны после преломления на передней грани она разобьется на две волны с линейными поляризациями: о-и е-волны.

На сферической поверхности каждая из этих волн в свою очередь разобьется на две, и на выходе БЛ, как было сказано выше, в общем случае имеются четыре волны. Интенсивности последних определяются соответствующими коэффициентами Френеля на передней грани и сферической поверхности, и для некоторых волн на выходе БЛ интенсивность может оказаться очень малой.

Очевидно, что волна с поляризацией о-волны проходит БЛ без изменения своего первоначального направления, тогда как остальные волны его меняют.

Рассмотрим сначала ситуацию, когда во всех областях БЛ волна имеет поляризацию е-волны. Пусть направление распространения е-волны задается единичными векторами $\vec{K}_0$, $\vec{K}_1$, $\vec{K}_2$ и $\vec{K}_3$ в областях I,II,III,IV, соответственно (Рис. 13). Направления этих векторов определяются очевидно, из граничных условий на поверхности раздела в БЛ. Строгое решение такой задачи приводит к чрезвычайно громоздким результатам, не пригодным для физического анализа. Поэтому воспользуемся приближенным расчетом как и в [82], в которой используется малый параметр

$$S = \frac{n_e^2 - n_0^2}{n_0^2} \quad (2.5.4)$$

и точность расчета определяется величиной S^2 [82].

Ошибка в этом случае для расчета БЛ не превышает 5-10%.

Методом, развитым в [38], можно показать, что векторы $\vec{K}_1$, $\vec{K}_2$ и $\vec{K}_3$ представляются в следующем виде:

$$\begin{aligned} \vec{K}_1 &= \vec{K}_1^{(0)} + \delta \vec{K}_1^{(1)} \\ \vec{K}_1^{(0)} &= \frac{\Delta - (\vec{n} \vec{k}_0)}{n_e} \vec{n} + \frac{1}{n_e} \vec{k}_0 \\ \vec{K}_1^{(1)} &= \frac{(\vec{K}_1^{(0)} \vec{a}_1)^2 (1 - (\vec{K}_1^{(0)} \vec{n})^2 \Delta (\vec{n} \vec{k}_0))}{2 n_e \Delta} \vec{n} - \frac{(\vec{K}_1^{(0)} \vec{a}_1)^2}{2 n_e}, \end{aligned} \quad (2.5.5)$$

где

$$\Delta = \sqrt{n_e^2 - 1 + (\vec{n} \vec{k}_0)^2}$$

и

$$\vec{K}_2 = \delta \frac{(\vec{K}_1^{(0)} \vec{a}_2)^2 - (\vec{K}_1^{(0)} \vec{a}_1)^2}{2 (\vec{K}_1^{(0)} \vec{n})} \vec{n}_1 + [1 - \delta \frac{(\vec{K}_1^{(0)} \vec{a}_2)^2 - (\vec{K}_1^{(0)} \vec{a}_1)^2}{2}] \vec{k}_1 \quad (2.5.6)$$

И $\vec{n}_1$, берется в месте пересечения луча с сферической поверхности и, как можно показать

$$\vec{n}_1 = \frac{\vec{N}}{R} - \frac{(\vec{K}_1^{(0)} \vec{N}) + \sqrt{(\vec{K}_1^{(0)} \vec{N})^2 - K_1^{(0)2} (N^2 - R^2) \sin \alpha}}{K_1^{(0)2}} \vec{K}_1^0, \quad (2.5.7)$$

где $\vec{N} = \{x_0, y_0 - \delta\}$ - вектор проведенный из центра сферической границы внутри БЛ в точку входа луча в линзу (см.рис.13), причем $\delta > 0$ определяет падению луча слева на БЛ, а $\delta < 0$ - определяет падению луча справа на БЛ (рис.11).

и, наконец,

$$\vec{K}_3 = d_3 \vec{n} + \beta_3 \vec{K}_2, \quad (2.5.8)$$

где

$$d_3 = (\vec{k}_0 \vec{n}) - \Delta + \delta \frac{n_e (\vec{k}_0 \vec{n}) [(\vec{K}_1^{(0)} \vec{a}_2)^2 - (\vec{K}_1^{(0)} \vec{a}_1)^2]}{2 (\vec{K}_1^{(0)} \vec{n}) (\vec{k}_0 \vec{n})} - \delta \frac{n_e^2 (\vec{K}_1^{(0)} \vec{a}_1)^2}{2 \Delta}$$

$$\beta_3 = n_e - \delta \frac{(\vec{K}_1^{(0)} \vec{a}_2)}{2} n_e \quad (2.5.9)$$

Угол между первоначальным направлением луча и направлением на выходе БЛ определяется, очевидно, соотношением $\cos \chi = (\vec{K}_0 \vec{K}_3)$ или, в виду его малости с использованием (2.5.9)-(2.5.11) имеем

$$\chi = \frac{n_0^2 - n_e^2}{n_0^2} \frac{[(\vec{K}_1^{(0)} \vec{a}_2)^2 - (\vec{K}_1^{(0)} \vec{a}_1)^2]}{2 (\vec{n}_1 \vec{k}_1^0) (\vec{n} \vec{k}_0)} n_e \sqrt{(\vec{n}_1 \vec{k}_0)^2 + (\vec{n} \vec{k}_0)^2 - 2 (\vec{n}_1 \vec{k}_1^0) (\vec{n} \vec{k}_0) (\vec{n} \vec{n}_1)} \quad (2.5.10)$$

При выводе формулы (2.5.10) предполагается, что е- луч сохраняет свою поляризацию при пересечении всех границ БЛ. Можно показать тем не менее, что формула (2.5.10) описывает все варианты возможных поляризаций. Так, если на сферической поверхности о- луч трансформируется в е- луч, то угол двоения χ может быть найден из (2.5.10), полагая $(\vec{K}_1^{(0)}, \vec{a}_1) = 1$. Если же на сферической поверхности е- луч переходит в о- луч, то для нахождения угла χ в (2.5.10) следует положить

При падении луча на входную грань БЛ под произвольным углом, волновой вектор луча задается в виде:

$$\vec{K}_0 = \{\sin \alpha \cos \varphi; \sin \alpha \sin \varphi; \cos \alpha\} \quad (2.5.11)$$

где α - угол между $\vec{K}_0$ и осью OZ.

Единичный волновой вектор е- луча в области II есть:

$$\vec{K}_0 = \left\{ \frac{\sin \alpha \cos \varphi}{n_e}; \frac{\sin \alpha \sin \varphi}{n_e}; \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n_e^2}} \right\} \quad (2.5.12)$$

Значение нормали к сферической поверхности определим следующим образом; запишем уравнение распространения луча в области II:

$$\frac{x_2 - x_1}{K_{1x}} = \frac{y_2 - y_1}{K_{1y}} = \frac{z_2 - z_1}{K_{1z}}, \quad (2.5.13)$$

где $x_1 = d \cos \varphi$; $y_1 = d \sin \varphi$; $z_1 = 0$, координаты точки M_1 . Из (2.5.13) находим координаты точки M_2

$$\begin{aligned} x_2 &= x_1 + \frac{k_{1x}}{k_{1z}} z_2 = \left[\frac{\sin \alpha}{\sqrt{n_g^2 - \sin^2 \alpha}} z_2 + d \right] \cos \varphi \\ y_2 &= y_1 + \frac{k_{1y}}{k_{1z}} z_2 = \left[\frac{\sin \alpha}{\sqrt{n_g^2 - \sin^2 \alpha}} z_2 + d \right] \sin \varphi \end{aligned} \quad (2.5.14)$$

Выражения (2.5.14) подставив в уравнения сферической поверхности (2.3.1), находим

$$\begin{aligned} Z_2 - \delta &= \\ &= -\frac{1}{n_g^2} \left[\sin \alpha (\delta \sin \alpha + d \sqrt{n_g^2 - \sin^2 \alpha}) + \right. \\ &\quad \left. \sqrt{n_g^2 - \sin^2 \alpha} \times \sqrt{R^2 n_g^2 - (\delta \sin \alpha + d \sqrt{n_g^2 - \sin^2 \alpha})^2} \right] \end{aligned} \quad (2.5.15)$$

отсюда, имеем

$$\begin{aligned} Z_2 &= \\ &= \frac{1}{n_g^2} \sqrt{n_g^2 - \sin^2 \alpha} [(\delta \sin \alpha + d \sqrt{n_g^2 - \sin^2 \alpha} - d \sin \alpha) - \\ &\quad \sqrt{R^2 n_g^2 - (\delta \sin \alpha + d \sqrt{n_g^2 - \sin^2 \alpha})^2}] \end{aligned} \quad (2.5.16)$$

Учитывая (2.5.16) из (2.5.14), получим

$$\begin{aligned} x_2 &= \\ &= \left[\sqrt{n_g^2 - \sin^2 \alpha} \left[(\delta \sin \alpha + d \sqrt{n_g^2 - \sin^2 \alpha} - d \sin \alpha) - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \sin \alpha \sqrt{R^2 n_g^2 - (\delta \sin \alpha + d \sqrt{n_g^2 - \sin^2 \alpha})^2} \right] \right] \frac{\cos \varphi}{n_g^2} \end{aligned} \quad (2.5.17)$$

$$Y_2 = [\sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha} \left[(\delta \sin \alpha + d \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha} - d \sin \alpha) - \sin \alpha \sqrt{R^2 n_e^2 - (\delta \sin \alpha + d \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha})^2} \right] \frac{\sin \varphi}{n_e^2}$$

Выражения(2.5.15) и (2.5.17) подставим в (2.5.3) и получим выражения для нормали к сферической поверхности в точке M_2 .

$$\begin{aligned} \vec{n}_1 = & \frac{1}{R n_e^2} \left\{ \left[\sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha} \left(\delta \sin \alpha + d \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha} - \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \sin \alpha \sqrt{R^2 n_e^2 - (\delta \sin \alpha + d \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha})^2} \right) \right] \cos \varphi \left[\sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha} \left(\delta \sin \alpha + \right. \right. \\ & \left. \left. d \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha} - \sin \alpha \sqrt{R^2 n_e^2 - (\delta \sin \alpha + d \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha})^2} \right) \right] \sin \varphi - \\ & \left[\sin \alpha \left(\delta \sin \alpha + d \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha} \right) + \right. \\ & \left. \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha} \sqrt{R^2 n_e^2 - (\delta \sin \alpha + d \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha})^2} \right] \} \end{aligned} \quad (2.5.18)$$

Учитывая выражения (2.5.11), (2.5.12) и (2.5.18) из (2.5.10), имеем

$$\chi = \frac{\delta}{2} \left[\left(\vec{K}_1^{(0)} \vec{a}_2 \right)^2 - \left(\vec{K}_1^{(0)} \vec{a}_1 \right)^2 \right] \left[tg \alpha - \frac{(\delta \sin \alpha + d \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha})^2 \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha}}{\cos \alpha \sqrt{(R^2 n_e^2 - (\delta \sin \alpha + d \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha})^2)}} \right] \quad (2.5.19)$$

Формула(2.5.19) описывает угол двоения лучей на выходе БЛ-1 и БЛ-2.

В БЛ-2, для волны (eo) угол двоения определяется в виде

$$\chi^0 = \frac{\delta}{2 n_e^2} (\sin^2 \alpha \cos^2 \varphi - n_e^2) B, \quad (2.5.20)$$

где

$$B = tg \alpha - \frac{(\delta \sin \alpha + d \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha})^2 \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha}}{\cos \alpha \sqrt{(R^2 n_e^2 - (\delta \sin \alpha + d \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha})^2)}}$$

Для oe – волны из(2.5.19), получим

$$\chi^e = \frac{\delta}{2n_e^2} (n_e^2 - \sin^2 \alpha \sin^2 \varphi) * Б \quad (2.5.21)$$

Волна (eo) по выходе БЛ-2 распространяется как о- волна и по сходящей линии, а (oe) – волна по выходе из БЛ-2 распространяется как е- волна и по расходящей линии. Угол двоения между этими волнами(е и о) по выходе БЛ-2 есть:

$$\chi^{eo} = \chi^e + (-\chi^o) = \frac{\delta}{2n_e^2} (2n_e^2 \sin^2 \alpha) * Б \quad (2.5.22)$$

При нормальном падении луча на передней грани БЛ-2, то есть при $\alpha=0$, формула (2.5.22) имеет простую форму

$$\chi^{eo} = S n_e \frac{d}{R} \quad (2.5.23)$$

что и было получено выше в (2.5.1), то есть линейная зависимость угла двоения между (о) и (е) волнами на выходе БЛ-2, от радиуса-вектора d.

Зависимость угла двоения χ^{oe} от угла падения луча d показана на рис.15,16. Угол двоения (oo)- волны из (2.5.19) есть

$$\chi^{oo} = 0 \quad (2.5.24)$$

Очевидно, что направление распространения такой волны не зависит от α

Для (ee) волны из (2.5.19), имеем

$$\chi^{ee} = \frac{S}{2} \sin^2 \cos 2\varphi * Б \quad (2.5.25)$$

При $\alpha=0$, или $\varphi=\frac{\pi}{4}$ из (2.5.25), получим

$$\chi^{ee} = 0$$

Зависимость угла двоения в БЛ-2 /углом между ое и ео волнами/ от угла падения света на выходную грань. Экспериментальная зависимость – х(точки). Расчетная зависимость - сплошная линия.

Рис. 15

Зависимость угла двоения в БЛ-2 / между оо и ее волнами/ от угла падения света на выходную грань. Экспериментальная зависимость – х(точки).

Расчетная зависимость - сплошная линия.

Рис.16

Волны (оо) и (ее) формируются на выходе БЛ-2 при больших значениях α ($\alpha > 35^\circ$). Это объясняется тем, что на сферической поверхности полная трансформация волн, то есть о-луч в области II линзы полностью преобразуется в е-луч в области III БЛ-2, а е-луч в области II линзы полностью преобразуется в о-луч в области III БЛ-2. Поэтому при нормальном падении луча на БЛ-2 ($\alpha=0$) или при $\varphi \neq \frac{\pi}{4}$ и $\alpha \neq 0$, на выходе БЛ-2 формируются две волны с поляризациями (ое) и (ео) волн.

Для БЛ-1 (Рис.136) угол двоения волн на выходе БЛ-1, также определяется из соотношения (2.5.19).

Для (оо)-волны, очевидно, получим $\chi^{oo}=0$

Для (ое)-волны, имеем

$$\chi^{oe} = \frac{\delta}{2n_e^2} \sin^2 \alpha * B \quad (2.5.26)$$

Угол двоения (ео) и (ее) волн есть, соответственно

$$\chi^{ee} = \frac{\delta}{2n_e^2} (n_e^2 - \sin^2 \cos^2 \varphi) * B \quad (2.5.27)$$

$$\chi^{ee} = \frac{\delta}{2n_e^2} (n_e^2 - \sin^2(1 + \cos^2 \varphi)) * Б \quad (2.5.28)$$

При $\alpha=0$ из (2.5.26), имеем $\chi^{oe}=0$. И выражения (2.5.27) и (2.5.26) при $d=0$ имеют вид

$$\chi^{eo} = \chi^{ee} = -\frac{S}{2} n_e \frac{d}{R} \quad (2.5.29)$$

Как видно из (2.5.29), получается линейная зависимость угла двоения (eo) и (ee) волн от радиуса-вектора d , что было получено ранее в параксиальном приближении (см.(2.5.1))

Знак «-» в (2.5.29) означает, что волны (eo) и (ee) на выходе БЛ-1 распространяются по сходящей линии.

Зависимость угла двоения волн в БЛ-1 от угла падения луча на БЛ-1, приведена на рис.17,18,19 для двух значений радиуса-вектора d ($d=0$; $d=4$ мм).

Зависимость угла двоения в БЛ-1 / между оо и ое волнами/ от угла падения света на выходную грань.

Расчетная зависимость: 1-при $d=0$, при $d=4$ мм

Рис.17

Зависимость угла двоения в БЛ-1 /углом между ое и ео волнами/ от угла падения света на выходную грань. Экспериментальная зависимость – х(точки).

Расчетная зависимость - сплошная линия.

1-при $d=0$, 2-при $d=4$ мм, 1-при $\varphi = \pi/4$; 3 – при $\varphi = \pi/2$

Рис. 18

Зависимость угла двоения в БЛ-1 /углом между ое и ео волнами/ от угла падения света на выходную грань. Экспериментальная зависимость – х(точки).

Расчетная зависимость - сплошная линия.

Рис. 19

Краткие выводы

1. Разработан метод расчета распространения плоских электромагнитных волн в двухкомпонентных линзах из одноосных кристаллов; бифокальных

линзах (БЛ). Получены выражения, выявляющие все основные особенности таких систем при произвольной ориентации оптических осей в линзах типа БЛ.

2. На основании анализа полученных выражений, предложено конструктивное разделение БЛ на линзы типа БЛ-1 и БЛ-2, и рассмотрены основные, в том числе фокусирующие свойства линз типа БЛ-1 и БЛ-2.

3. Получены выражения, описывающие ход лучей на выходе БЛ при падении коллимированного лазерного пучка, и обобщена известная методика расчета двухкомпонентных кристаллооптических систем.

4. Результаты экспериментов сопоставлены с расчетами на БМ по выведенным формулам. Ошибка метода параксиального приближения составляет менее 3%, а приближенного метода менее 10%.

Глава III. Интерференция когерентных лучей в составных кристаллических линзах

При смещении с помощью анализатора ортогонально поляризованных пучков на выходе БЛ в области переналожения (о) и (е) пучков возникает пространственно нелокализованная интерференция. Максимальная контрастность, интерференционной картины достигается как известно, при равенстве интенсивностей смешиваемых пучков, что достигается ориентацией анализатора под углом 45° к плоскостям колебаний электрического вектора $\vec{E}$ для о-и е-пучков. Ниже дается расчет интерференционных картин(растров), формируемых двухкомпонентными кристаллооптическими системами в параллельном и расходящемся (или сходящимся) пучках. Причем основное внимание уделяется использованию таких кристаллооптических систем в приборах типа интерферометров сдвига.

3.1. Интерференция когерентных лучей в кристаллической линзе БЛ-1

Как указывалось в главе 2, в общем случае на выходе БЛ образуется четыре волны. Если падающий на БЛ-1 луч поляризован так, что направление колебаний его электрического вектора задается единичным вектором $\vec{E}_1$ (0,1,0), (рис.10), то на выходе БЛ-1 образуются (оо) и (ое) волны, которые проходят через БЛ-1 без преломления. Напротив, луч с поляризацией $\vec{E}_1$ (1,0,0) преломляется и формирует на выходе БЛ-1 обыкновенную (ео) и необыкновенную (ее) волны.

Рассмотрим интерференцию между (ео) и (ее) волнами. Поляризация (ео) и (ее) волн на выходе БЛ-1 показана на рис.20.

Поляризация ео и ее волн на выходе БЛ-1 в коллимированном лазерном пучке

Рис. 20

Если пренебречь потерями на внутреннее рассеяние падающего луча, то:

$$\vec{E}_{ee} = \vec{E}_1 \cos \varphi; \vec{E}_{eo} = \vec{E}_1 \sin \varphi, \quad (3.1.1)$$

где $\vec{E}_1$ -напряженность электрического поля на выходе БЛ-1.

В свою очередь напряженность электрического поля $\vec{E}$ согласно рис.19 и (3.1.1) можно выразить как

$$\vec{E}_1 = \vec{e}_\rho E \cos \varphi e^{i\vec{k}_3^{ee} \vec{r}} + \vec{e}_\varphi E \sin \varphi e^{i\vec{k}_3^{eo} \vec{r} + ik\Delta l}, \quad (3.1.2)$$

где Δl -разность хода 0-и е- лучей, $\vec{e}_\rho$ и $\vec{e}_\varphi$ - орты по направлениям ρ и φ соответственно. E -напряженность исходного поля.

Если перейти к декартовым координатам, то

$$\vec{e}_\rho = \vec{e}_x \cos \varphi + \vec{e}_y \sin \varphi; \vec{e}_\varphi = \vec{e}_x \sin \varphi - \vec{e}_y \cos \varphi, \quad (3.1.3)$$

где $\vec{e}_x$, $\vec{e}_y$ - орты вдоль осей x и y

Итак:

$$\vec{E}_1 = \vec{e}_x \left(\cos^2 \varphi e^{i\vec{k}_3^{ee} \vec{r}} + \sin^2 \varphi e^{i\vec{k}_3^{eo} \vec{r} + ik\Delta l} \right) E + \vec{e}_y \left(\cos \varphi \sin \varphi e^{i\vec{k}_3^{ee} \vec{r}} - \sin \varphi \cos \varphi e^{i\vec{k}_3^{eo} \vec{r} + ik\Delta l} \right) E \quad (3.1.4)$$

Пусть анализатор выделяет колебание вдоль оси x

$$|E_{1x}|^2 = [\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi e^{ik\Delta l}] |E|^2 = E^2 [(\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi \cos k\Delta l)^2 + \sin^4 \varphi \sin^2 k\Delta l] = E^2 [1 - \sin^2 2\varphi \sin^2 (k \frac{\Delta l'}{2})] \quad (3.1.5)$$

где $\Delta l' = \Delta l + (\vec{k}_3^{eo} - \vec{k}_3^{ee}) \vec{r}$

Аналогично для оси y , получим

$$|E_{1y}|^2 = [1 - e^{ik\Delta l}] = \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi E^2 = E^2 \sin^2 2\varphi \sin^2 (k \frac{\Delta l'}{2}) \quad (3.1.6)$$

Разность хода Δl для о – и е – лучей на путях $M_1 M_2, M_2 M_3^{ee}$ и $M_2 M_3^{eo}$ (рис. 11) находим прямым вычислением соответствующих отрезков. Волновой и лучевой векторы для этих отрезков задаются формулами (2.4.2) и (2.4.7) Главы 2. Расчет методами аналитической геометрии дает следующие выражения:

$$L_{M_1 M_2} = -(h + R \frac{d}{2R^2}) \quad (3.1.7)$$

$$L_{M_2 M_3^{eo}} = h \{ 1 + \frac{d}{2R^2} \left[(\frac{n_e}{n_o} - 1)^2 - \frac{R}{h} \right] \} \quad (3.1.8)$$

$$L_{M_2 M_3^{ee}} = h \{ 1 + \frac{d}{2R^2} \left[\frac{n_o^4}{n_e^4} (\frac{n_e}{n_o} - 1)^2 - \frac{R}{h} \right] \} \quad (3.1.9)$$

Формулы (3.1.7) – (3.1.9) позволяют найти полную разность хода о – и е – лучей на выходе БЛ-1.

$$\begin{aligned} \Delta L = \Delta L_1 + \Delta L_2 &= \left(\frac{n_o - n_e}{h + R \frac{d^2}{2R^2}} \right) + h n_o \frac{d}{2R^2} \left(1 - \frac{n_o}{n_e} \right)^3 \left(1 + \frac{n_o}{n_e} \right) = (n_o - n_e)h + \\ &+ [(n_o - n_e)R + h n_o \frac{d}{2R^2} \left(1 - \frac{n_o}{n_e} \right)^3 \left(1 + \frac{n_o}{n_e} \right)] \frac{d^2}{2R^2} \end{aligned} \quad (3.1.10)$$

Отсюда, для исландского шпата, получим

$$\Delta L = 0,17h + (0,17R - 0,01h) \frac{d}{2R^2} \quad (3.1.11)$$

Для плоскости экрана, находящегося от БЛ-1 на расстоянии имеем

$$\Delta L = 0,17h + (0,17R - 0,01h) \left(\frac{F}{Z-F} \right)^2 \frac{r^2}{R^2}, \quad (3.1.12)$$

где F-фокусное расстояние, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ - положение (радиальное) точки на экране.

Таким образом, как видно из (3.1.6), при $\varphi = 0$; $\frac{\pi}{2}$, на экране будет темное поле. При $\varphi = \frac{\pi}{4}$ интенсивность меняется по закону

$$|E_{1y}|^2 = |E|^2 \sin(K \frac{\Delta L'}{2}) \quad (3.1.13)$$

Так как на выходе БЛ-1 (eo) – и (ee) – волнам соответствуют два последующих пучка, то $\vec{K}_3^{eo} = \vec{K}_3^{ee}$, и тогда можно записать:

$$\Delta L' = \Delta L$$

Условные интерференционного максимума при $\varphi = \frac{\pi}{4}$ записывается из (3.1.13)

$$K \frac{\Delta L}{2} = (S + \frac{1}{2})\pi, \quad (3.1.14)$$

где $S=0; \pm 1; \pm 2$

Из (3.1.14) с учетом (3.1.12) получаем

$$(0.17R-0.01h)\left(\frac{F_{eo}}{Z-F_{eo}}\right)^2 \frac{x^2+y^2}{R^2} = \left(S + \frac{1}{2}\right)\lambda - \Delta, \quad (3.1.15)$$

где $\Delta_1 = 0.17h$

Таким образом интерференционная картина для $|E_{1y}|^2$ имеем вид (см. рис. 21а) концентрических колец пересеченных темным крестом, а для $|E_{1x}|^2$ (см.рис 21б) – колец с светлым крестом. Для $|E_{1y}|^2$ при $\varphi = \frac{\pi}{4}$, геометрическое место точек, соответствующих интерференционной картины по аналогии с (3.1.15) запишется в виде:

$$(0.17R-0.01h)\left(\frac{F_{eo}}{Z-F_{eo}}\right)^2 \frac{x^2+y^2}{R^2} = S\lambda - \Delta \quad (3.1.16)$$

причем, $|E_{1y}|^2$ и $|E_{1x}|^2$ определяют распределение интенсивностей в фокусах F_{eo} и F_{ee} соответственно (рис. 12). Действительно, распределение интенсивностей в фокусе F_{ee} дается выражением

$$I_x \sim \int |E_{1x}|^2 ds = \iint_0^{2\pi r_0(\rho_0)} |E'_{1x}|^2 d\varphi r(\rho) dr, \quad (3.1.17)$$

где $|E'_{1x}|^2 = \frac{F_{ee}}{Z-F_{ee}}$ $|E'_{1x}|^2$ – распределение интенсивности на экране, расположенной на расстоянии z от БЛ-1 $ds = r(\rho)drd\varphi$ – элемент площади на экране, ρ - положение (радиальное) точки на задней плоскости БЛ-1 (рис.22)

$$\rho = \sqrt{X_3^{ee^2} + Y_3^{ee^2}} = \rho_0 \left[\frac{R-\delta}{R} \left(\frac{n_e}{n_o} - 1 \right) + 1 \right] \quad (3.1.18)$$

и, следовательно

$$dr = \frac{Z-F_{ee}}{F_{ee}} \left[\frac{R-\delta}{R} \left(\frac{n_e}{n_o} - 1 \right) + 1 \right] d\rho_0 \quad (3.1.19)$$

и, наконец, учитывая (3.1.18) и (3.1.19), из (3.1.17) получаем

$$I_x \sim \int |E_{1x}|^2 ds = \left(\frac{F_{e0}}{Z-F_{e0}}\right)^2 |E|^2 \iint_0^{2\pi r_0(\rho_0)} [1 - \sin^2 2\varphi \sin^2 \left(K \frac{\Delta L}{2}\right)^2] d\varphi r(\rho) dr =$$

$$\frac{3}{4} \pi |E|^2 \left[\frac{R-\delta}{R} \left(\frac{n_e}{n_0} - 1\right) + 1 \right]^2 \rho_0^2 + \frac{\lambda}{16\Delta L} |E|^2 \left[\frac{R-\delta}{R} \left(\frac{n_e}{n_0} - 1\right) + 1 \right]^2 \sin[2k(\Delta L \rho_0^2 + B)]$$

(3.1.20)

где $B = \text{const}$

Интерференционные растр, формируемые БЛ-I:
а – в коллимированном лазерном пучке на входе,
б - в сходящемся лазерном пучке на входе,
Рис.21

Аналогично, находим выражение для распределения интенсивности в фокусе F_{e0} :

$$I_y \sim \int |E_{iy}|^2 ds =$$

$$\left(\frac{F_{e0}}{Z-F_{e0}}\right)^2 |E|^2 \iint_0^{2\pi r_0(\rho_0)} \sin^2 2\varphi \sin^2 \left(k * \frac{\Delta l}{2}\right) d\varphi r(\rho) dr =$$

$$\frac{\pi}{4} |E|^2 \left[\frac{R-\sigma}{R} \left(\frac{n_e}{n_0} - 1\right) + 1 \right]^2 \rho_0^2 - \frac{\lambda}{16\Delta l} |E|^2 \left[\frac{R-\sigma}{R} \left(\frac{n_e}{n_0} - 1\right) + 1 \right]^2 \sin[2k(\Delta l \rho_0^2 + \beta)];$$

(3.1.21)

Суммарная интенсивность дается как

$$I = I_x + I_y = \pi \rho_0^2 |E|^2 \left[\frac{R-\sigma}{R} \left(\frac{n_e}{n_0} - 1 \right) + 1 \right]^2 = \pi \rho_0^2 |E|^2; \quad (3.1.22)$$

Вторые члены выражения (3.1.20) и (3.1.21) малы по сравнению с первыми членами, и следовательно, отношение интенсивностей в фокусе F_{ee} и F_{eo} оказывается равным

$$\gamma = \frac{\int |E_{ix}| dS}{\int |E_{iy}| dS} = 3; \quad (3.1.23)$$

Полученный результат качественно согласуется с экспериментом (кривая 1 на рис.12).

Далее, рассмотрим интерференцию между (о о) и (е е) лучами на выходе БЛ-1 (рис.11).

Как было показано в Главе 2 (оо) – луч проходит БЛ – 1 без отклонения, а (е е) – луч проходит через фокус, определяемый согласно выражению (2.4.12):

$$F_{ee} = \frac{R}{n_0 - n_e} - \frac{n_0}{n_e^2} h;$$

где h – высота сферического сегмента, а фокусное расстояние отсчитывается от задней грани БЛ-1.

Возьмем точку $M(x, y, z)$ на экране и рассмотрим попадание (оо) – и (ее) –

волны в эту точку. Простим расчетом хода лучей с точностью до $\left(\frac{d}{R}\right)^2$ можно

показать, что направление преломленного е – луча определяется при выходе из БЛ-1 единичным вектором (Рис 22), $\vec{k}_e = (k_{ex}, k_{ey}, k_{ez})$

где

$$k_{ex} = \frac{\rho_1}{(z - F_{ee})} \cos \varphi; \quad k_{ey} = \frac{\rho_1}{(z - F_{ee})} \sin \varphi; \\ k_{ez} = \sqrt{1 - \left(\frac{\rho_1}{(z - F_{ee})} \right)^2}. \quad (3.1.24)$$

а в области II внутри БЛ-1 – вектором $\vec{k}'_e = (k'_{ex}, k'_{ey}, k'_{ez})$

Схема для расчета распределения интенсивности света в фокусе F_{ee}

Рис.22

где

$$\begin{aligned} k'_{ex} &= \frac{d}{R} (n_e - n_0) \cos \varphi; & k'_{ey} &= \frac{d}{R} (n_e - n_0) \sin \varphi; \\ k'_{ez} &= \sqrt{1 - \frac{d^2}{R^2} (n_e - n_0)^2}; \end{aligned} \quad (3.1.25)$$

Из (3.1.24) и (3.1.25) видно, что точку М попадает парциальный е – луч, от входящего в БЛ-1 луча на расстоянии d от оси:

$$d = \frac{R \rho_1}{(z - F_{ee})(n_e - n_0)}, \quad (3.1.26)$$

где $\rho_1 = \sqrt{x^2 + y^2}$;

Суммарная амплитуда при сложении (оо) - и (ее) – лучей зависит от разности фаз $\Delta\Psi$ между ними:

$$\Delta\Psi = \frac{2\pi(\Delta + (\vec{k}_0 - \vec{k}_e)r^2)}{\lambda}, \quad (3.1.27)$$

где $\vec{k}_0 = (0,0,1)$ – единичный вектор о – луча и Δ - разность хода о – и е – лучей при их прохождении через БЛ-1. Оказывается, что Δ с точностью до величины $\left(\frac{d}{R}\right)^2$ (где d – радиус пучка) не зависит от положения точки М(x,y,z) на экране и определяется фактически разностью фаз о – и е – лучей при их прохождении через центр линзы БЛ-1. Этот результат может быть получен из рассмотрения траектории лучей.

Условие максимума освещенности на экране в точке $M(x,y,z)$ запишется в виде

$$\Delta\Psi = 2\pi S; \quad (3.1.28)$$

где $S=\pm 1;\pm 2;\pm 3$.

Подстановка (3.1.24) и (3.1.27) в (3.1.28) дает уравнение геометрического места точек максимума освещенности на экране

$$(x^2 + y^2) \left[\frac{z}{2(z-F_{ee})^2} - \frac{1}{z-F_{ee}} \right] = S\lambda - \Delta; \quad (3.1.29)$$

Уравнение (3.1.29) определяет семейство окружностей (рис.23). Заметим, что в испытанной нами БЛ-1 величина $\frac{\Delta}{\lambda}$ оказалась очень

Интерференционный растр, формируемый БЛ-1 в коллимированном лазерном пучке /Зонная картина Френеля/, при интерференции между оо и ее волнами. Анализатор /А/ ориентирован под углом 45° к $\vec{a}$.

Рис.23

близкой к целому числу; поэтому выражения $S\lambda - \Delta$ в (3.1.29) можно заменить на $S'\lambda$, где $S'=0;\pm 1;\pm 2$ и радиусы колец в наблюдаемой интерференционной картине определяются соотношением:

$$R_{S'} = \frac{\sqrt{2S'\lambda}(z-F_{ee})}{\sqrt{2z-F_{ee}}}; \quad (3.1.30)$$

Аналогично получим выражения для интерференции (оо) – и (ео) – волн на выходе БЛ-1:

$$(x^2 + y^2) \left[\frac{z}{2(z-F_{ee})^2} - \frac{1}{z-F_{ee}} \right] = S'\lambda; \quad (3.1.31)$$

Аналогичная интерференционная картина между (оо) и (ее) волнами получается также при изменении на 180° направления падения луча на БЛ-1 (рис.11).

3.2. Интерференция когерентных лучей в БЛ-1 без анализатора

При падении коллимированного пучка под произвольным углом, как было показано в § 2.3, на выходе БЛ-1 образуется четыре волны. Здесь можно отметить одну интересную особенность: интерференционная картина на выходе БЛ-1 формируется при отсутствии анализатора. Эта особенность связана с эффектом парной комбинации четырех волн на выходе БЛ-1, причем состояния поляризации волн внутри каждой пары оказываются одинаковыми, а между собой обе пары волн ортогонально поляризованы. Каждая пара волн при их переналожении дает пространственно нелокализованную интерференционную картину, описать которую можно с помощью изложенного выше метода. Указанная особенность в интерференции поляризованных лучей возникает в БЛ-1 в том случае (рис.24),

Схема хода поляризованных лучей через БЛ-1 в коллимированном лазерном пучке, падающем на входную грань под произвольным углом / «безанализаторный» режим интерференции/.

Рис.24

когда плоскость $z=0$ оказывается расположенной со стороны вогнутой сферической поверхности раздела, а векторы, задающие направления оптических осей кристаллов $\vec{a}_1$, и $\vec{a}_2$ имеют вид:

$$\vec{a}_1 = (0, 0, 1), \quad \vec{a}_2 = (0, 1, 0).$$

Как и раньше, будем приписывать волнам индексы (oo), (oe), (eo) и (ee), означающие смену состояния поляризации волн при их переходе через сферическую границу раздела БЛ-1. Рассмотрим последовательно каждую из четырех волн.

а) Волна (oo).

Пусть на БЛ-1 падает под произвольным углом коллимированный пучок света. Поле в этом пучке представим в виде плоских волн с единичным волновым вектором вида (рис.24).

$$\vec{\kappa}_0 = (\sin \alpha; 0; \cos \alpha); \quad (3.2.1)$$

Из коллимированного пучка выделим достаточно узкий луч, пересекает $z=0$ в точке $M_0(d \cos \varphi; d \sin \varphi; 0)$. Волна (oo) «нечувствительно» к внутренней сферической поверхности и проходит через БЛ-1, как через изотропную плоскопараллельную пластинку с показателем преломления n_0 . Простой расчет дает следующие координаты точки M_1^0 , выхода парциального луча:

$$x_1^0 = \lg \alpha_1 + d \cos \varphi; \quad y_1^0 = d \sin \varphi; \quad z=1; \quad (3.2.2)$$

б) Волна (e o).

Пусть парциальный луч с волновым вектором (3.2.1) пересекает $z=0$ в точке $M_0^e(d_e \cos \varphi_e; d_e \sin \varphi_e; 0)$ не совпадающей, вообще говоря, с M_0^0 . Закон преломления при $z=0$ имеет вид

$$\sin^2 \alpha \left(\frac{\sin^2 \alpha_1^e}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \alpha_1^e}{n_0^2} \right) = \sin^2 \alpha_1^e; \quad (3.2.3)$$

где α_1^e - угол между единичным волновым вектором преломленной волны и осью z . Откуда

$$\operatorname{tg} \alpha_1^e = \frac{n_e \sin \alpha}{n_0 \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha}} \sin^2 \alpha; \quad (3.2.4)$$

Лучевой вектор, определяющий траекторию парциального луча, лежит, очевидно, в плоскости векторов $\vec{\kappa}_0$ и $\vec{\kappa}_1^e$ и образует с осью z угол θ , определяемый по формуле (2.1.10)

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{n_0^2}{n_e^2} \operatorname{tg} \alpha_1^e; \quad (3.2.5)$$

или

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{n_e \sin \alpha}{n_0 \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha}}; \quad (3.2.6)$$

Отсюда, уравнение траектории (е о) луча в области 1 БЛ-1 имеет вид

$$\frac{x-d_e \sin \varphi_e}{\sin \theta} = \frac{y-d_e \sin \varphi_e}{0} = \frac{z}{\sin \theta}; \quad (3.2.7)$$

что дает возможность найти координаты точки M_1^e , (рис.24)

$$x_1^e = \frac{n_0 \sin \alpha}{n_e \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha}} \frac{l}{2} + d_e \cos \varphi_e; y_1^e = d_e \cos \varphi_e; z_1^e = \frac{l}{2}; \quad (3.2.9)$$

В свою очередь условие преломления (е о) луча на сферической поверхности в точке M_1^e имеет вид:

$$[1 - (\vec{\kappa}_1 \vec{n}_R)^2] = n_0^2 \left(\frac{\sin^2 \alpha_1^e \cos^2 \alpha_1^e}{n_e^2 n_0^2} \right) [1 - (\vec{\kappa}_2 \vec{n}_R)^2]; \quad (3.2.9)$$

где $\vec{n}_R = \left\{ \frac{d_e \cos \varphi_e + l \operatorname{tg} \theta}{R}; \frac{d_e \sin \varphi_e}{R}; 1 \right\}$ - нормаль к сферической поверхности в точке M_1^e

Волновой вектор $\vec{\kappa}_2$ ищем в следующем виде

$$\vec{\kappa}_2 = \eta \vec{n}_R + \mu \vec{\kappa}_1; \quad (3.2.10)$$

Выражение (3.2.10) есть условие комплениарности волновых векторов падающей и преломленной волны и нормали к сферической поверхности в точке M_1^e .

Подставляя (3.2.10) в (3.2.9) и учитывая, что находим

$$\mu = \frac{1}{n_0 n_e} \sqrt{n_0^2 n_e^2 - (n_0^2 - n_e^2) \sin^2 \alpha}; \quad (3.2.11)$$

$$\eta = \eta_0 \left(1 - \frac{\mu q}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n_0^2}}} \right) = \eta_0 (1 - q'),$$

где

$$q = \sin^2 \alpha_1^e \frac{d_e \cos \varphi_e + l \operatorname{tg} \theta}{R};$$

$$q' = \frac{\sin \alpha}{n_0} \frac{d_e \cos \varphi_e + l \operatorname{tg} \theta}{R \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n_0^2}}};$$

$$\eta_0 = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n_0^2}} - \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n_e^2}}; \quad (3.2.12)$$

Итак, компоненты волнового вектора $\vec{\kappa}_2^{\text{eo}}$ в параксиальном приближении $\left(\frac{d}{R} \ll 1; \frac{l}{R} \ll 1\right)$ запишутся в виде

$$\kappa_{2x}^{\text{eo}} = \frac{\sin \alpha}{n_0} + \eta_0 \frac{d_e \cos \varphi_e + l \operatorname{tg} \theta}{R};$$

$$\kappa_{2y}^{\text{eo}} = \eta_0 \frac{d_e \sin \varphi_e}{R}; \quad (3.2.13)$$

$$\kappa_{2z}^{\text{eo}} = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n_0^2}} - \eta_0 q';$$

Выражения (3.2.13) позволяют найти уравнение (е о) луча в области 11 БЛ-1

$$\frac{d_e \cos \varphi_e + l \operatorname{tg} \theta - x}{\kappa_{2x}^{\text{eo}}} = \frac{d_e \sin \varphi_e - y}{\kappa_{2y}^{\text{eo}}} = \frac{l - z}{\kappa_{2z}^{\text{eo}}}; \quad (3.2.14)$$

и определить координаты точки M_2^{eo}

$$x_2^e = \frac{l}{2} \left(\frac{n_0 \sin \alpha}{n_e \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha}} + \frac{\sin \alpha}{\sqrt{n_0^2 - \sin^2 \alpha}} \right) + d_e \cos \varphi_e;$$

$$y_2^e = d_e \sin \varphi_e; \quad (3.2.15)$$

$$z_2^e = l;$$

Известные теперь траектории (о о) и (е е) – лучей позволяют найти оптическую разность хода между этими лучами:

$$\Delta Z = \left[\sqrt{\left(1 + \frac{n_0^2 \sin \alpha}{n_e (n_e^2 - \sin^2 \alpha)}\right) \left(n_0^2 - \frac{n_0^2 - n_e^2}{n_e^2} \sin^2 \alpha\right)} - \frac{n_0^2}{\sqrt{n_0^2 - \sin^2 \alpha}} \right]; \quad (3.2.16)$$

Условие интерференционных максимумов на выходе БЛ-1 записывается:

$$\Delta Z = (\vec{\kappa}_2^{\text{eo}} - \vec{\kappa}_2^{\text{oo}}) \vec{r} = S \lambda, \quad (3.2.17)$$

где $S=0;\pm 1;\pm 2$; $\vec{r}(x,y)$ - радиус-вектор точки наблюдения $z=l$;

В (3.2.17) входит разность волновых векторов лучей обеих поляризаций, компоненты которых включают в себя азимутальные углы, задающие на входе БЛ-I (оо) - и (ео) – лучи. Эти компоненты могут быть исключены из (3.2.17)

помощью соотношений (3.2.8) и (3.2.15), в которых надо положить $X_1^e = X_2^e = X$, $Y_1^e = Y_2^e = Y$. Исключение компонент приводит к следующему уравнению геометрического места точек максимумов интерференционной картины:

$$\frac{\eta_0}{R}(X^2 + Y^2) - \eta_0 \frac{l}{2R} \frac{\sin \alpha}{\sqrt{n_0^2 - \sin^2 \alpha}} = s\lambda - \Delta \quad (3.2.18)$$

или

$$(X - B)^2 + Y^2 = R^{*2}, \quad (3.2.19a)$$

где

$$B = \frac{l}{4} \frac{\sin \alpha}{\sqrt{n_0^2 - \sin^2 \alpha}}; \quad R^{*2} = \frac{RS\lambda}{\eta_0} - \frac{R\Delta}{\eta_0} + \frac{l^2}{16} \frac{\sin^2 \alpha}{(n_0^2 - \sin^2 \alpha)} \quad (3.2.19b)$$

Таким образом, как видно из (3.2.19a), (оо) – и (ео) – волны дают на выходе БЛ-I интерференционную картину в виде концентрических колец с радиусами R^{*2} , сдвинутых по оси X на расстояние “в”, которое пропорциональное углу α . Причем расстояние между соседними максимумами (кольцами) дается, очевидно, равенством

$$\Delta R = \frac{R\lambda}{2R^*\eta} \quad (3.2.20)$$

Анализ интерференционной картины при наложении (ое) – и (ее) – лучей проводится по аналогичной схеме. Опуская детали расчета, приведем окончательный результат:

$$(X + B_1)^2 + Y^2 = R_1^{*2}, \quad (3.2.21)$$

где

$$B_1 = \frac{l}{4} \frac{\sin \alpha}{\sqrt{\eta_0^2 - \sin^2 \alpha}}$$

$$R_1^* = \frac{RS\lambda}{\eta_1} - \frac{R\Delta}{\eta_1} + \frac{l^2}{16} \frac{\sin^2 \alpha}{(n_e^2 - \sin^2 \alpha)}$$

$$\eta_1 = \eta_0^{\parallel} - \eta_0^{\perp}; \quad \eta_0^{\parallel} = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n_e^2}} - \frac{n_0}{n_e} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n_e^2}}$$

$$\eta_0^{\perp} = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n_e^2}} - \frac{n_0}{n_e} \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n_e^2}}$$

R- радиус кривизны сферической поверхности и ℓ -толщина БЛ-I.

Как видно из (3.2.21), (е о)- и (ее)-волны, на выходе БЛ-I также дают интерференционную картину в виде концентрических колец, сдвинутых по оси X на расстояние “в”, и расстояние между соседними максимумами (кольцами):

$$\Delta R = \frac{R\lambda}{2\eta_1 R_1^*} \quad (3.2.22)$$

С помощью формулы (3.2.22) можно, зная радиус первой окружности, определить радиусы последующих окружностей.

Во всех расчетах для простоты предполагалось, что интерференционная картина наблюдается непосредственно вблизи задней ($z=l$) грани БЛ-I. Нетрудно пересчитать все результаты для экрана, находящегося на любом расстоянии от этой грани. При перемещении экрана меняется лишь масштаб интерференционной картины. Для соответствующих оценок необходимо знать волновые векторы всех четырех лучей. Нетрудно показать (из граничных условий при $z=l$), что эти векторы можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \vec{K}_3^{00} &= \{ \sin\alpha; 0; \cos\alpha \} \\ \vec{K}_3^{oe} &= \left\{ \sin\alpha + \eta_0^l n_e \frac{tg\alpha_1 + d\cos\alpha}{R}; \eta_0^l n_0 \frac{desin\varphi}{R}; \cos\alpha - \eta_0^l n_e g_1^l \right\} \\ \vec{K}_3^{eo} &= \left\{ \sin\alpha + \eta_0 n_e \frac{tg\theta + decos\varphi_e}{R}; \eta_0 n_0 \frac{desin\varphi_e}{R}; \cos\alpha - \eta_0 n_e g^l \right\} \\ \vec{K}_3^{ee} &= \left\{ \sin\alpha + \eta_0^{\parallel} n_e \frac{tg\theta + decos\varphi_e}{R}; \eta_0^{\parallel} n_e \frac{desin\varphi_e}{R}; \cos\alpha - \eta_0^{\parallel} n_e g_2^l \right\}, \end{aligned} \quad (3.2.23)$$

Где $g_1^l = \frac{\sin\alpha}{\sqrt{n_e^2 - \sin^2\alpha}} \frac{tg\alpha_1 + d\cos\varphi}{R}; \quad g_2^l = \frac{\sin\alpha}{\sqrt{n_e^2 - \sin^2\alpha}} \frac{decos\varphi_e + tg\theta}{R}$

С помощью (3.2.23) находим выражения для радиусов колец интерференционных картин между (о о) и (е о), и между (е е) и (о е)- волнами соответственно на экране, находящемся на расстоянии L от задней ($Z=l$) грани БЛ-I.

$$R_1^{*2} = \frac{RS\lambda}{\eta_1 n_e} - \frac{R\Delta}{\eta_1 n_e} + \frac{1}{16} \left[l \frac{\sin\alpha}{\sqrt{n_e^2 - \sin^2\alpha}} + Lt g\alpha \right] \quad (3.2.24)$$

$$R^{*2} = \frac{RS\lambda}{\eta_0 n_0} - \frac{R\Delta}{\eta_0 n_0} + \frac{1}{16} \left[l \frac{\sin\alpha}{\sqrt{n_e^2 - \sin^2\alpha}} + Lt g\alpha \right] \quad (3.2.25)$$

Заметим, что при нормальном падении светового пучка на входную грань БЛ-I выражения (х 2.23) переходят, как это и должно быть в выражения (2.3.12), (2.3.14) и (2.3.16) при $\psi=0$

3.3 Интерференция поляризованных лучей в БЛ-1 в расходящемся (сходящемся) лазерном пучке

В случае расходящихся (сходящихся) пучков вид интерференционной картины усложняется. Расчет хода лучей в этом случае даже в параксиальном приближении приводит к громоздким и сложным для физического анализа выражениям. Однако, если в это приближение ввести еще один малый параметр $\delta = \frac{n_e^2 - n_0^2}{n_0^2}$, то можно с хорошей точностью описать наблюдаемые особенности интерференции.

Представим поле на выходе БЛ-1 в виде парциальных плоских волн, каждой из которых соответствует единичный волновой вектор вида (Рис. 25).

$$\vec{K}_0 = (\alpha_0 \cos \varphi_0; \alpha_0 \sin \varphi_0; 1), \quad (3.3.1)$$

Схема хода поляризованных лучей через БЛ-1 в расходящемся лазерном пучке /"без анализаторный" режим интерференции/

Рис. 25

где α_0 - угол между $\vec{K}_0$ и осью Z, определяющий узкий конус плоских волн: φ и d - радиусом-вектором, проведенным из начала координат $Z=0$ в точку M_1^e , локализирующий в конусе отдельный парциальный луч.

Будем считать парциальные волны в расходящемся пучке циркулярно поляризованными. В этом случае при их преломлении в полкостях $Z=0$ возникает как о-, так и е- волны. Каждую из этих волн с ортогональной поляризацией, испытывающую трансформацию на сферической поверхности раздела БЛ-1, рассмотрим раздельно. Случай а) Трансформация е- волны в (е о) и (е е) –волны. Единичные волновые векторы преломленных волн (е о) пучка с точностью до α^2 и δ^2 задаются соотношениями

$$\vec{K}_1^e = \vec{K}_2^{eo} = \left\{ \frac{\alpha_0 \cos \varphi_0}{n_e}; \frac{\alpha_0 \sin \varphi_0}{n_e}; 1 \right\} \quad (3.3.2)$$

Лучевой вектор $\vec{S}$ с точностью до δ^2 связан с волновым вектором $\vec{K}$ соотношением (2.3.24):

$$\vec{S} = \delta(\vec{k}\vec{a})\vec{a} + (1 - \delta(\vec{k}\vec{a})^2)\vec{k} \quad (3.3.3)$$

Отсюда, для (е)- волны в области I БЛ-1 имеем:

$$\vec{S}_1 = \left\{ \frac{\alpha_0 \cos \varphi_0}{n_e}; \frac{\alpha_0 \sin \varphi_0}{n_e}; 1 + \delta \right\} \quad (3.3.4)$$

Координаты точки входа M_1^e парциальных (ее) -и (ео) – лучей в БЛ-1 точки их пересечения с внутренней сферической границей раздела M_2^e находятся по направляющим векторам (3.3.1) и (3.3.4) траектории луча и задаются соотношениями:

$$x_1^e = \alpha_0 z_0 \cos \varphi_0; y_1^e = \alpha_0 z_0 \sin \varphi_0; z_1^e = 0 \quad (3.3.7)$$

$$\begin{aligned} x_2^e &= \left[z_0 + \frac{R-\sigma}{n_e} (1-\delta) \right] \alpha_0 \cos \varphi_0; \\ y_2^e &= \left[z_0 + \frac{R-\sigma}{n_e} (1-\delta) \right] \alpha_0 \sin \varphi_0; z_2^e = R - \sigma; \end{aligned} \quad (3.3.6)$$

На сферической границе раздела БЛ-1 е-волны трансформируется в (ее) – и (ео) – волны с ортогональными поляризациями. Несколько сложнее находятся их траектории в области II БЛ-1. Однако, расчет облегчается тем, что в работе [83] приведены формулы для определения волновых векторов преломленных волн в случае, когда известно направление нормали вместе пересечения пучком границы раздела.

Согласно (2.5.6) имеем:

$$\vec{K}_2 = \frac{\delta}{2} \frac{(\vec{k}_1 \vec{a}_2)^2 - (\vec{k}_1 \vec{a}_1)^2}{\vec{n}_1 \vec{k}_1} \vec{n}_1 + [1 - \delta((\vec{k}_1 \vec{a}_2)^2 - (\vec{k}_1 \vec{a}_1)^2)] \vec{k}_1 \quad (3.3.7)$$

Нормаль к сферической границе раздела в точке M_2^e , найденная из уравнения сферической поверхности (2.3.1) и (3.3.6) имеет вид:

$$\vec{n}_1^e = \left\{ \frac{\left[z_0 + \frac{R-\sigma}{n_e} (1-\delta) \right]}{R} \alpha_0 \cos \varphi_0; \frac{\left[z_0 + \frac{R-\sigma}{n_e} (1-\delta) \right]}{R} \alpha_0 \sin \varphi_0; 1 \right\} \quad (3.3.8)$$

Постановка (3.3.8) и (3.3.7) позволяет достаточно просто найти вектор $\vec{K}_2^{ee}$:

$$\vec{K}_2^{ee} = \left\{ \left[1 - \frac{\delta}{2} \left(\frac{z_e}{R} n_e - \frac{\sigma}{R} \right) \right] \frac{\alpha_0 \cos \varphi_0}{n_e}; \left[1 - \frac{\delta}{2} \left(\frac{z_e}{R} n_e - \frac{\sigma}{R} \right) \right] \frac{\alpha_0 \sin \varphi_0}{n_e}; 1 \right\} \quad (3.3.9)$$

Из (3.3.9) и (3.3.8) находим лучевой вектор $\vec{s}_2$

$$\vec{s}_2 = \left\{ \left[1 - \frac{\delta}{2} \left(\frac{z_e}{R} n_e - \frac{\sigma}{R} - 1 \right) \right] \frac{\alpha_0 \cos \varphi_0}{n_e}; \left[1 - \frac{\delta}{2} \left(\frac{z_e}{R} n_e - \frac{\sigma}{R} + 1 \right) \right] \frac{\alpha_0 \sin \varphi_0}{n_e}; 1 \right\} \quad (3.3.10)$$

Векторы (3.3.9) и (3.3.10) позволяют координаты точки M_3^{eo} и M_3^{ee} :

$$M_3^{eo} = \left\{ \left[z_0 + 2 \frac{R-\sigma}{n_e} \left(1 - \frac{\delta}{2} \right) \right] \alpha_0 \cos \varphi_0; \left[z_0 + 2 \frac{R-\sigma}{n_e} \left(1 - \frac{\delta}{2} \right) \right] \alpha_0 \sin \varphi_0; 2(R-\sigma) \right\} \quad (3.3.11)$$

$$M_3^{ee} = \left\{ \left[z_0 + 2 \frac{R-\sigma}{n_e} - \frac{\delta}{2} \frac{R-\sigma}{n_e} \left(\frac{z_e}{R} n_e - \frac{\sigma}{R} \right) \right] \alpha_0 \cos \varphi_0; \left[z_0 + 2 \frac{R-\sigma}{n_e} - \frac{\delta}{2} \frac{R-\sigma}{n_e} \left(\frac{z_e}{R} n_e - \frac{\sigma}{R} + 2 \right) \right] \alpha_0 \sin \varphi_0; 2(R-\sigma) \right\} \quad (3.3.12)$$

Случай б): Трансформация о- волны в (oo) – и (oe) – волны. Метод расчета траектории (oo)- и (oe) – лучей тот же, что и выше. Мы ограничимся здесь лишь рассмотрением окончательных результатов расчета:

$$\vec{K}_2^0 = \vec{K}_2^{00} = \left\{ \frac{\alpha_1 \cos \varphi_1}{n_0}; \frac{\alpha_1 \cos \varphi_1}{n_0}; 1 \right\} \quad (3.3.13)$$

$$\vec{K}_2^{oe} = \left\{ \left[1 - \frac{\delta}{2} \left(\frac{z_e}{R} n_e - \frac{\sigma}{R} + 1 \right) \right] \frac{\alpha_1 \cos \varphi_1}{n_e}; \left[1 - \frac{\delta}{2} \left(\frac{z_e}{R} n_e - \frac{\sigma}{R} + 1 \right) \right] \frac{\alpha_1 \sin \varphi_1}{n_e}; 1 \right\} \quad (3.3.14)$$

$$M_1^0 = \{ \alpha_1 z_0 \cos \varphi_1; \alpha_1 z_0 \sin \varphi_1; 0 \}$$

$$M_2^0 = \left\{ \left[z_0 + \frac{R-\sigma}{n_e} \left(1 - \frac{\delta}{2} \right) \right] \alpha_1 \cos \varphi_1; \left[z_0 + \frac{R-\sigma}{n_e} \left(1 - \frac{\delta}{2} \right) \right] \alpha_1 \sin \varphi_1; (R-\sigma) \right\} \quad (3.3.15)$$

$$M_3^{00} = \left\{ \left[z_0 + 2 \frac{R-\sigma}{n_e} \left(1 - \frac{\delta}{2} \right) \right] \alpha_1 \cos \varphi_1; \left[z_0 + 2 \frac{R-\sigma}{n_e} \left(1 - \frac{\delta}{2} \right) \right] \alpha_1 \sin \varphi_1; 2(R-\sigma) \right\}$$

$$M_3^{oe} = \left\{ \left[z_0 + 2 \frac{R-\sigma}{n_e} - \frac{\delta}{2} \frac{R-\sigma}{n_e} \left(\frac{z_e}{R} n_e - \frac{\sigma}{R} \right) \right] \alpha_1 \cos \varphi_1; \left[z_0 + 2 \frac{R-\sigma}{n_e} - \frac{\delta}{2} \frac{R-\sigma}{n_e} \left(\frac{z_e}{R} n_e - \frac{\sigma}{R} + 2 \right) \right] \alpha_1 \sin \varphi_1; 2(R-\sigma) \right\} \quad (3.3.16)$$

Перейдем теперь к рассмотрению интерференционной картины на выходе БЛ-1. Напряженность электрического поля световой волны на выходе БЛ-1 согласно (Рис. 26) можно записать в виде

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_1 + \vec{E}_0 = \vec{e}_R E \cos \varphi e^{i\vec{k}_2^{\text{oe}} \vec{r}} + \vec{e}_\varphi E \sin \varphi e^{i\vec{k}_2^{\text{oe}} \vec{r} + i\Delta l}, \quad (3.3.17)$$

где Δl - фазовый сдвиг из-за разности хода 0-и е- волн, и $\vec{e}_\varphi$ орты по направлениям R и φ , E- напряженность поля падающей волны.

Если перейти к декартовым координатам, то

$$\vec{e}_R = \vec{e}_x \cos \varphi + \vec{e}_y \sin \varphi; \quad \vec{e}_y = \vec{e}_x \sin \varphi + \vec{e}_y \cos \varphi, \quad (3.3.18)$$

где $\vec{e}_x, \vec{e}_y$ - орты вдоль осей x и y подставив (3.3.18) в (3.3.17), получим:

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 = \vec{e}_x & \left(\cos^2 \varphi e^{i\vec{k}_2^{\text{oe}} \vec{r}} + \sin^2 \varphi e^{i\vec{k}_2^{\text{oe}} \vec{r} + i\Delta l} \right) E^2 + \\ & + \vec{e}_y \left(\sin \varphi \cos \varphi e^{i\vec{k}_2^{\text{oe}} \vec{r}} - \sin \varphi \cos \varphi e^{i\vec{k}_2^{\text{oe}} \vec{r} + i\Delta l} \right) E^2 \end{aligned} \quad (3.3.19)$$

Согласно Рис.26, напряженность электрического поля (еe) и (oe) волн на задней границе БЛ-1 ориентирована вдоль оси X и согласно (3.3.19) равна:

$$\vec{E}_{IX} = \vec{e}_x E e^{i\vec{k}_2^{\text{oe}} \vec{r}} \left(\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi e^{i[(\vec{k}_2^{\text{oe}} - \vec{k}_2^{\text{ee}}) \vec{r} + \Delta l]} \right) \quad (3.3.20)$$

Поляризация волн на выхода БЛ-1 в расходящемся лазерном пучке /”без анализаторный режим интерференции”/.

Рис.26

Интенсивность полного поля запишется в виде

$$I \sim |E_{IX}|^2 = |E|^2 \left| \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi e^{i[(\vec{k}_2^{\text{oe}} - \vec{k}_2^{\text{ee}}) \vec{r} + \Delta l]} \right|^2 \quad (3.3.21)$$

Отсюда получим

$$I \sim |E|^2 \left[1 - \sin^2 2\varphi \sin^2 \frac{\Delta L_1}{2} \right], \quad (3.3.22)$$

где $\Delta L_1 = \left(\vec{k}_2^{oo} - \vec{k}_2^{eo} \right) \vec{r} + \Delta l$

Из (3.3.22) видно, что в области углов $\varphi = 0$ и $\varphi = \frac{\pi}{2}$ возникает светлое поле.

При $\varphi = \frac{\pi}{4}$ из (3.3.22), получим

$$I \sim |E|^2 \left[1 - \sin^2 \frac{\Delta L_1}{2} \right] \quad (3.3.23)$$

Условие интерференционных максимумов запишется в виде

$$\frac{\Delta L_1}{2} = \pi S, \quad (3.3.24)$$

где $S=0; \pm 1; \pm 2; \pm 3;$

Вектор напряженности электрического поля (oo) и (eo) волн ориентирован вдоль оси у, согласно (3.3.19) имеем:

$$\vec{E}_{1y} = \vec{e}_y E \sin \varphi \cos \varphi e^{i\vec{K}_2^{eo} \vec{r}} \left[1 - e^{i[(\vec{K}_2^{oo} - \vec{K}_2^{eo}) \vec{r} + \Delta L']} \right] \quad (3.3.25)$$

где $\Delta L'$ - фазовый сдвиг из-за разности хода между (oo)- и (eo) волнами.

Из (3.3.25) интенсивность поля запишется в виде

$$I \sim E^2 \sin^2 2\varphi \sin^2 \frac{\Delta L_2}{2}, \quad (3.3.26)$$

где

$$\Delta L_2 = (\vec{K}_2^{oo} - \vec{K}_2^{eo}) \vec{r} + \Delta L'$$

Как видно из (3.3.26) в области углов $\varphi = 0$ и $\varphi = \frac{\pi}{2}$ возникает темное поле.

При $\varphi = \frac{\pi}{4}$ условие интерференционных максимумов запишется в виде:

$$\frac{\Delta L_2}{2} = \left(S + \frac{1}{2} \right) \pi, \quad (3.3.27)$$

где $S = 0; \pm 1; \pm 2$

Для нахождения геометрического места точек максимумов и минимумов интерференционной картины необходимо найти функциональную зависимость

углов $\varphi_0, \varphi_1, \alpha_0, \alpha_1$. Дело в том, что в данную точку экрана, где наблюдается интерференционная картина, попадают парциальные лучи, имеющие разные точки входа в БЛ-I. Условие совпадения этих лучей на экране и дает необходимые зависимости.

Таким образом для (ее) и (оо) воли имеем:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi_0 &= \frac{y_3^{ee}}{x_3^{ee}} \left[1 + \frac{\delta}{L} \frac{R-\delta}{ne} \right] \\ \operatorname{tg} \varphi_1 &= \frac{y_3^{oe}}{x_3^{oe}} \left[1 + \frac{\delta}{L} \frac{R-\delta}{ne} \right] \\ \alpha_0 &= \frac{x_3^{ee}}{L} \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi_0} \left[1 + \frac{\delta}{2L} \frac{R-\delta}{ne} \left(\frac{Z_0}{R} ne - \frac{\delta}{R} \right) \right] \\ \alpha_1 &= \frac{x_3^{oe}}{L} \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi_1} \left[1 + \frac{\delta}{2L} \frac{R-\delta}{ne} \left(\frac{Z_0}{R} ne - \frac{\delta}{R} \right) \right], \end{aligned} \quad (3.3.28)$$

где $L = z_0 + 2 \frac{R-\delta}{ne}$

Учитывая выражения (3.3.28), из формулы (3.3.9) и (3.3.14) получим

$$\vec{K}_2^{ee} = \left\{ \frac{x_3^{ee}}{Lne} \left[1 + \frac{\delta}{2L} \left[\frac{R-\delta}{ne} \left(\frac{Z_0}{R} ne - \frac{\delta}{R} \right) - L \left(\frac{Z_0}{R} ne - \frac{\delta}{R} \right) \right] \right] : \frac{y_3^{ee}}{Lne} \left[1 + \frac{\delta}{2L} \left[\frac{R-\delta}{ne} \left(\frac{Z_0}{R} ne - \frac{\delta}{R} + 2 \right) - L \left(\frac{Z_0}{R} ne - \frac{\delta}{R} \right) \right] \right] : 1 \right\} \quad (3.3.29)$$

$$\vec{K}_2^{oe} = \left\{ \frac{x_3^{oe}}{Lne} \left[1 + \frac{\delta}{2L} \left[\frac{R-\delta}{ne} \left(\frac{Z_0}{R} ne - \frac{\delta}{R} \right) - L \left(\frac{Z_0}{R} ne - \frac{\delta}{R} + 1 \right) \right] \right] : \frac{y_3^{oe}}{Lne} \left[1 + \frac{\delta}{2L} \left[\frac{R-\delta}{ne} \left(\frac{Z_0}{R} ne - \frac{\delta}{R} + 2 \right) - L \left(\frac{Z_0}{R} ne - \frac{\delta}{R} + 1 \right) \right] \right] : 1 \right\} \quad (3.3.30)$$

Условия интерференционных максимумов (2.3.24) распишем в виде

$$(K_{2x}^{oe} - K_{2x}^{ee})x + (K_{2y}^{oe} - K_{2y}^{ee})y + \Delta = S\lambda, \quad (3.3.31)$$

где Δ -разность хода (оо) и (ее)-воли на выходе БЛ-I. Оптические пути (оо),- (оо),- (ее),-и (оо)- воли в БЛ-I с точностью до α^2 равно между собой:

$$Z = Z(R-\delta)$$

Поэтому разность хода Δ на выходе БЛ-I равняется нулю ($\Delta=0$).

Итак, подставляя (3.3.29) и (3.3.30) в (3.3.31), получим

$$(x^2 + y^2) = S\lambda \frac{L}{\delta}$$

Таким образом, (ее)-и (ое)-волны на выходе БЛ-I при $\varphi = \frac{\pi}{4}$ дадут интерференционную картину в виде колец с радиусами

$$R = \sqrt{S\lambda \frac{L}{\delta}} \quad (S=1,2,3\dots)$$

Для (оо)-и (ео) - волн имеем:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \varphi_0 &= \frac{y_3^{eo}}{x_3^{eo}}; \quad \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{y_3^{oo}}{x_3^{oo}}; \\ \alpha_0 &= \frac{x_3^{eo}}{L} \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi_0} \left[1 + \frac{\delta}{L} \frac{R - \delta}{ne} \right]; \quad \alpha_1 = \frac{x_3^{oo}}{L} \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi_1} \left[1 + \frac{\delta}{L} \frac{R - \delta}{ne} \right]; \end{aligned} \quad (3.3.33)$$

Подставляя выражения (3.3.33) в (3.3.2) и (3.3.13), получим :

$$\begin{aligned} \vec{K}_2^{eo} &= \left\{ \frac{x_3^{eo}}{Lne} \left[1 + \frac{\delta}{L} \frac{R - \delta}{ne} \right]; \frac{y_3^{eo}}{Lne} \left[1 + \frac{\delta}{L} \frac{R - \delta}{ne} \right]; 1 \right\} \\ \vec{K}_2^{oo} &= \left\{ \frac{x_3^{oo}}{Lne} \left[1 + \frac{\delta}{L} \frac{R - \delta}{ne} \right]; \frac{y_3^{oo}}{Lne} \left[1 + \frac{\delta}{L} \frac{R - \delta}{ne} \right]; 1 \right\} \end{aligned} \quad (3.3.34)$$

Учитывая (3.3.34), из условия интерференционного максимума (3.3.27) имеем

$$(x^2 + y^2) = (2S + 1) \frac{\lambda}{2} \frac{L}{\delta} \quad (3.3.35)$$

Из (3.3.35) видно, что (оо) и (ео)-волны, так же как (ее) и (ое)-волны, при $\varphi = \frac{\pi}{4}$ на выходе БЛ-I дадут интерференционную картину в виде колец с радиусами

$$R = \sqrt{(2S + 1) \frac{\lambda}{2} \frac{L}{\delta}} \quad (S=0;1;2\dots)$$

Таким образом в БЛ-I в расходящемся (сходящемся) лазерном пучке

а.

б.

Интерференционные растры, формируемые БЛ-1 в сходящемся лазерном пучке /”без анализаторный” режим интерференции/, а.- $\vec{E} \perp \vec{a}_1$, /в центре светлый крест/, б.- $\vec{E} \perp \vec{a}_1$ /в центре темный крест/.

Рис.27

формируются две интерференционные картины (причем это происходит без использования анализатора): одна картина в виде светлого креста пересеченного кольцами, другая – в виде темного креста с кольцами (Рис. 28 а,б). При наблюдении на экране, находящемся на расстоянии L_1 от задней грани БЛ-1, выражения (3.3.32) и (3.3.35) запишутся в виде

$$(x^2 + y^2) = \frac{s\lambda}{\delta} \frac{(L+L_1)^2}{L} \quad (3.3.36)$$

$$(x^2 + y^2) = (2s + 1) \frac{\lambda}{2\delta} \frac{(L+L_1)^2}{L} \quad (3.3.37)$$

При развороте БЛ-1 на 180° вокруг оси “у” указанные выше интерференционные картины сохраняются, но лишь при использовании анализатора.

3.4. Трансформация поляризованных лучей в бифокальной линзе типа БЛ-1

Трансформация поляризационные свойства бифокальной линзы допускают большое разнообразие формируемых с ее помощью

интерференционных картин. Проведенное в §§ 3.2 и 3.3. рассмотрение предполагало, что на выходе линзы существуют четыре пучка с одинаковыми состояниями поляризации, но ортогональных между парами. Однако, различное распределение энергии падающего на БЛ пучка среди четырех выходящих пучков сохраняет число реализуемых интерференционных картин при определенных условиях проведения эксперимента.

Исчерпывающий ответ здесь можно получить путем решения задачи Френеля для нахождения амплитуд всех волн на трех границах раздела. Однако, полное решение этой задачи вряд ли возможно аналитическими методами. Тем не менее, достаточно полную информацию об амплитудах пучков можно получить из следующих простых соображений.

Плоская (монохроматическая) электромагнитная волна на входной грани БЛ-1 разбивается на две волны с ортогональными поляризациями. Направления колебаний векторов $\vec{E}_0$ и $\vec{D}_0$ для о – волны совпадают и перпендикулярны к главной плоскости кристалла. Единичный вектор (орт) электрического вектора (о) – волны в области I БЛ-1 (Рис.24) можно записать в виде

$$\vec{e}_0^{(1)} = \frac{[\vec{\kappa}_1 \vec{a}_1]}{|[\vec{\kappa}_1 \vec{a}_1]|} = \frac{[\vec{\kappa}_1 \vec{a}_1]}{\sqrt{1 - (\vec{\kappa}_1 \vec{a}_1)^2}} \quad (3.4.1)$$

У е - волны направления колебания векторов $\vec{E}_0$ и $\vec{D}_0$ лежат в главной плоскости и в общем случае не совпадают по направлению. Учитывая, что вектор $\vec{D}_0$ перпендикулярен направлению распространения волны и связан с вектором $\vec{E}$ соотношением $\vec{D}_e = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}$, орт электрического вектора можно записать в виде

$$\vec{e}_e^{(1)} = \frac{\varepsilon_1^{-1} [\vec{\kappa}_1 [\vec{\kappa}_1 \vec{a}_1]]}{|\varepsilon_1^{-1} [\vec{\kappa}_1 [\vec{\kappa}_1 \vec{a}_1]]|} = \frac{[\vec{S}_1 [\vec{\kappa}_1 \vec{a}_1]]}{|[\vec{S}_1 [\vec{\kappa}_1 \vec{a}_1]]|} \quad (3.4.2)$$

где ε^{-1} - обратная матрица диэлектрической проницаемости кристалла, $\vec{S}_1$ – лучевой вектор. Для области II БЛ-1 (Рис.24) направления колебания электрического вектора (о) и (е) – волн будут

$$\begin{aligned} \vec{e}_2^{(1)} &= \frac{[\vec{\kappa}_2 \vec{a}_2]}{\sqrt{1 - (\vec{\kappa}_2 \vec{a}_2)^2}} \\ \vec{e}_e^{(2)} &= \frac{\varepsilon_2^{-1} [\vec{\kappa}_2 [\vec{\kappa}_2 \vec{a}_2]]}{|\varepsilon_2^{-1} [\vec{\kappa}_2 [\vec{\kappa}_2 \vec{a}_2]]|} = \frac{[\vec{S}_2 [\vec{\kappa}_2 \vec{a}_2]]}{|[\vec{S}_2 [\vec{\kappa}_2 \vec{a}_2]]|}, \end{aligned} \quad (3.4.3)$$

где ε_2^{-1} – обратная матрица диэлектрической проницаемости в области II БЛ-1, $\vec{S}_2$ - лучевой вектор.

Пусть волна, падающая на входную грань БЛ-1, имеет круговую поляризацию. Тогда (о) и (е)- волны в области I БЛ-1 будут иметь равные амплитуды

$$\overrightarrow{E}_0^{(1)} = A\overrightarrow{e}_0^{(1)}; \overrightarrow{E}_e^{(1)} = A\overrightarrow{e}_e^{(1)} \quad (3.4.4)$$

На сферической поверхности каждая из этих волн вновь разбивается на о – и е – волны. Амплитуды этих волн будут зависеть от взаимной ориентации оптических осей в области I и II БЛ-1, и если пренебречь отраженными волнами, то электрические векторы запишутся как проекции электрического вектора в области I БЛ-1 на направление колебаний в области II БЛ-1

$$\overrightarrow{E}_0^{(2)} = A\overrightarrow{e}_0^{(1)}(\overrightarrow{e}_0^{(1)}\overrightarrow{e}_0^{(2)}); \overrightarrow{E}_e^{(2)} = A\overrightarrow{e}_0^{(1)}(\overrightarrow{e}_0^{(1)}\overrightarrow{e}_e^{(2)}), \quad (3.4.5)$$

где $\overrightarrow{e}^{(1)}$ – орт электрического вектора волны, падающей на сферическую поверхность.

Волна с поляризацией о – волны в области I БЛ-1 на сферической поверхности разобьется на о – и е – волны

$$\overrightarrow{E}_{00}^{(2)} = A\overrightarrow{e}_0^{(1)}(\overrightarrow{e}_0^{(1)}\overrightarrow{e}_0^{(2)}); \overrightarrow{E}_{0e}^{(2)} = A\overrightarrow{e}_0^{(1)}(\overrightarrow{e}_0^{(1)}\overrightarrow{e}_e^{(2)}) \quad (3.4.6)$$

Коэффициент прохождения по интенсивности о – волны определяется из (3.4.4) и (3.4.6) соотношением

$$d_{00} = \frac{|\overrightarrow{E}_{00}^{(2)}|^2}{|\overrightarrow{E}_0^{(1)}|^2} = \frac{|A\overrightarrow{e}_0^{(1)}|^2 |\overrightarrow{e}_0^{(1)}\overrightarrow{e}_0^{(2)}|^2}{|A\overrightarrow{e}_0^{(1)}|^2} = \frac{([\overrightarrow{\kappa}_1\overrightarrow{a}_1][\overrightarrow{\kappa}_2\overrightarrow{a}_2])^2}{(1-(\overrightarrow{\kappa}_1\overrightarrow{a}_1)^2)(1-(\overrightarrow{\kappa}_2\overrightarrow{a}_2)^2)} \quad (3.4.7)$$

Так как о – волна не преломляется на границе раздела линзы, то $\overrightarrow{\kappa}_0^{(1)} = \overrightarrow{\kappa}_0^{(2)}$ и для БЛ-1 с взаимно перпендикулярными оптическими осями в областях I и II, имеем:

$$d_{00} = \frac{(\overrightarrow{\kappa}_1\overrightarrow{a}_1)^2(\overrightarrow{\kappa}_2\overrightarrow{a}_2)^2}{(1-(\overrightarrow{\kappa}_1\overrightarrow{a}_1)^2)(1-(\overrightarrow{\kappa}_2\overrightarrow{a}_2)^2)} \quad (3.4.8)$$

Пренебрегая потерями на отражение при вычислении коэффициента трансформации (о) волны (е) волну, имеем

$$d_{0e} = 1 - d_{00} = \frac{1-(\overrightarrow{\kappa}_1\overrightarrow{a}_1)^2(\overrightarrow{\kappa}_2\overrightarrow{a}_2)^2}{(1-(\overrightarrow{\kappa}_1\overrightarrow{a}_1)^2)(1-(\overrightarrow{\kappa}_2\overrightarrow{a}_2)^2)} \quad (3.4.9)$$

В области I БЛ-1 волна с поляризацией e – волны на сферической поверхности раздела разобьется на o – и e – волны:

$$\vec{E}_{e0} = A\vec{e}_e^{(1)} \left(\vec{e}_e^{(1)} \vec{e}_o^{(2)} \right); \vec{E}_{ee} = A\vec{e}_e^{(1)} \left(\vec{e}_e^{(1)} \vec{e}_e^{(2)} \right) \quad (3.4.10)$$

В пренебрежении потерями на отражение коэффициент прохождения по интенсивности e – волны запишется в виде

$$d_{ee} = \frac{\left(\left[\vec{S}_1 \left[\vec{\kappa}_1 \vec{a}_1 \right] \right] \left[\vec{S}_2 \left[\vec{\kappa}_2 \vec{a}_2 \right] \right] \right)^2}{\left[\left[\vec{S}_1 \left[\vec{\kappa}_1 \vec{a}_1 \right] \right] \left[\vec{S}_2 \left[\vec{\kappa}_2 \vec{a}_2 \right] \right] \right]^2} \quad (3.4.11)$$

Учитывая соотношение (2.1.9) и (2.1.10), которые с точностью до δ^2 можно записать, как

$$\begin{aligned} (\vec{K} \vec{S}) &= 1 \\ (\vec{S} \vec{A}) &= (\vec{K} \vec{A}) (1 + \delta - \delta (\vec{K} \vec{A})^2) \end{aligned} \quad (3.4.12)$$

выражение (3.4.11) приводится к виду

$$d_{ee} = \frac{(\vec{\kappa}_1 \vec{a}_1)^2 (\vec{\kappa}_2 \vec{a}_2)^2}{(1 - (\vec{\kappa}_1 \vec{a}_1)^2) (1 - (\vec{\kappa}_2 \vec{a}_2)^2)} \quad (3.4.13)$$

Без учета отражения, коэффициент трансформации по интенсивности e – волны в o – волны оказывается равным

$$d_{e0} = 1 - \frac{(\vec{\kappa}_1 \vec{a}_1)^2 (\vec{\kappa}_2 \vec{a}_2)^2}{(1 - (\vec{\kappa}_1 \vec{a}_1)^2) (1 - (\vec{\kappa}_2 \vec{a}_2)^2)} \quad (3.4.14)$$

На выходной грани БЛ-1 взаимного преобразования типов колебаний (o и e) не происходит. Поэтому, с точностью до потерь на отражение, формулы (3.4.8), (3.4.9), (3.4.13) и (3.4.14) определяют интенсивности лучей на выходе БЛ-1.

Из выражения (3.4.8) следует, что, если излучение падает в плоскости оптических осей, то $(\vec{\kappa}_1 \vec{a}_1)^2 = 1 - (\vec{\kappa}_1 \vec{a}_1)^2$, $(\vec{\kappa}_1 \vec{a}_2)^2 = 1 - (\vec{\kappa}_1 \vec{a}_2)^2$ и коэффициент прохождения o – волны $d_{oo} = I$. Другими словами, o – волна не меняет своей поляризации при переходе границы раздела в БЛ-1 из области I в область II.

Если излучение падает нормально к плоскости оптической оси, то $\vec{\kappa}_1 \vec{a}_1 = 0$, $\vec{\kappa}_1 \vec{a}_2 = 0$ и коэффициент трансформации $d_{e0} = I$. Таким образом o – волна целиком преобразуется в e – волну при переходе через сферическую поверхность. Если излучение падает в плоскости, перпендикулярной плоскости оптическим осям БЛ-1, и содержит одной из них, то коэффициент

трансформации равен единице при любом угле падения волны на входную грань.

Представив вектор $\vec{K}_2$ в виде $\vec{K}_2 = \vec{K}_1 + \delta \vec{K}_2^{(1)}$ выражение (3.4.33) с точностью до δ^2 можно записать в виде

$$d_{ee} = \frac{(\vec{K}_1 \vec{a}_1)^2 (\vec{K}_2 \vec{a}_2)^2}{(1 - (\vec{K}_1 \vec{a}_1)^2)(1 - (\vec{K}_2 \vec{a}_2)^2)} \left[1 + 2\delta \frac{(\vec{K}_2^{(1)} \vec{a}_1)}{(\vec{K}_1 \vec{a}_1)} + 2\delta \frac{(\vec{K}_2^{(1)} \vec{a}_2)(\vec{K}_1 \vec{a}_2)}{1 - (\vec{K}_1 \vec{a}_2)^2} \right] \quad (3.4.15)$$

Если волновой вектор падающего излучения лежит в плоскости оптических осей, то

$$d_{ee} = 1 + \frac{2\delta}{(\vec{K}_1 \vec{a}_1)} \left[(\vec{K}_2^{(1)} \vec{a}_1)(\vec{K}_1 \vec{a}_1) + (\vec{K}_2^{(1)} \vec{a}_2)(\vec{K}_1 \vec{a}_2) \right] \quad (3.4.16)$$

Учитывая, что $\vec{K}_2^{(1)}$ лежит в плоскости, содержащей $\vec{n}_1$ и $\vec{K}_1$ ($\vec{K}_2^{(1)} = \alpha_2^{(1)} \vec{n}_1 + \beta_2^{(1)} \vec{K}_1$), можно сделать вывод, что е – волна не преобразуется на сферической границе раздела БЛ-1 и остается е – волной для области II БЛ ($d_{ee} = 1$) при условии, что падение луча происходит в плоскости, содержащей оптические оси, и эта плоскость параллельна входную на выходную граням ($\vec{K}_2^{(1)}$ лежит в плоскости оптических осей) е – волна на границе раздела полностью трансформируется в о – волну, если пучок света падает нормально к плоскости оптических осей и содержащей одну из осей.

В бифокальной линзе типа БЛ-2, плоскость оптических осей параллельна входной и выходной граням, на следовательно, при малых углах падения на входную грань, на выходе БЛ-2 основную интенсивность будут иметь волны, трансформировавшиеся на границе раздела из о – в е – волну из е – в о – волну. При падении излучения в плоскости, перпендикулярной входной грани и содержащей одну из оптических осей, на выходе БЛ-1 будут только эти две основные волны (о – и е –) при любом угле падения.

Оценим интенсивность волн, образованных на выходе БЛ-1 (Рис.24). Если волновой вектор падающей на БЛ-1 волны представить в виде

$$\vec{K}_0 = (\sin \alpha; 0; \cos \alpha) \quad (3.4.17)$$

то волновые векторы (о) и (е) – волн в области I БЛ-1 есть:

$$\vec{K}_1^o = \left\{ \frac{\sin \alpha}{n_o}; 0; \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n_o^2}} \right\} \quad (3.4.18)$$

$$\vec{K}_1^e = \{\sin \alpha_1^e; 0; \cos \alpha_1^e\} \quad (3.4.19)$$

Учитывая (3.2.4), из (3.4.19) имеем:

$$\vec{K}_1^e = \left\{ \frac{n_e \sin \alpha}{\sqrt{n_0^2 n_e^2 - (n_0^2 - n_e^2) \sin^2 \alpha}}; 0; \frac{n_0 \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \alpha}}{\sqrt{n_0^2 n_e^2 - (n_0^2 - n_e^2) \sin^2 \alpha}}; \right\} \quad (3.4.20)$$

В области II БЛ-1 для волны, имеющей поляризацию е – волны в обеих частях линзы, волновой вектор запишется в виде

$$\vec{K}_1^e = \left\{ \frac{\sin \alpha}{n_e} + \eta_0 \frac{\text{tg} \theta + d e \cos \varphi_e}{R}; \eta_0 \frac{d e \cos \varphi_e}{R}; \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n_e^2}} - \eta_0 q_z^l \right\} \quad (3.4.21)$$

Если задать орты оптических осей в виде:

$$\vec{a}_1 = \{0, 0, 1\}; \vec{a}_2 = \{\cos \varphi_0; \sin \varphi_0; 0\}$$

то из выражений (3.4.7), (3.4.9), (3.4.13) и (3.4.14) получим соответственно

$$d_{00} = \frac{\left(1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n_0^2}\right) \cos^2 \varphi_0}{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n_0^2} \cos \varphi_0} \quad (3.4.22)$$

$$d_{0e} = \frac{\sin^2 \varphi_0}{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n_0^2} \cos^2 \varphi_0} \quad (3.4.23)$$

$$d_{ee} = \frac{\left(1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n_0^2}\right) \cos^2 \varphi_0}{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n_e^2} \cos^2 \varphi_0} \quad (3.4.24)$$

$$d_{e0} = \frac{\sin^2 \varphi_0}{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n_e^2} \cos^2 \varphi_0} \quad (3.4.25)$$

1

2

а.- оо, ое , ее и ео – пучки,
1- анализатор отсутствует, 2- с анализатором.

1

2

б. 1 – оо, ео – пучки одинаковой поляризации выделяется анализатором
2- ее, ое – пучки одинаковой поляризации выделяется анализатором

1

2

в.- оо , ее- пучки ортогонально поляризованы,
1- без анализатора, 2- с анализатором.

Интерференционные растр, формируемые БЛ-1 в коллимированном лазерном пучке, падающем на входную грань под произвольным углом / $\alpha=30^\circ$ /
/”без анализаторный” режим интерференции/.

Рис.28

Таким образом, как видно из выражений (3.4.22), (3.4.23), (3.4.24) и (3.4.25) при $\varphi_0 = \frac{\pi}{4}$ на выходе БЛ-1 возникают четыре волны с примерно одинаковыми интенсивностями (Рис.28а). При $\varphi_0 = 0$, имеем

$$d_{oo} = d_{ee} = 1$$

и независимо от угла падения излучения на входную грань БЛ-1 на выходе БЛ-1 основными волнами будут (оо) и (ее) – волны (Рис.28б).

3.5. Интерференция поляризованных лучей в бифокальной линзе типа БЛ-2 в коллимированном лазерном пучке

Перейдем к рассмотрению интерференционных свойств линзы типа БЛ-2. Начнем с простейшего случая коллимированного лазерного пучка падающего нормально на входную грань БЛ-2 при $z=0$ (Рис.29). Как было показано в § 3.1, на выходе БЛ-2 образуются две основные (ое) и (ео) волны. Парциальные (ое) и (ео) лучи, входящие в БЛ-1 в точках $M_0(d_0 \cos \varphi, d_0 \sin \varphi, 0)$ и $M_e(d_e \cos \varphi, d_e \sin \varphi, 0)$ соответственно, на выходе БЛ-1 обладают волновыми векторами, полученными из (2.3.12) и (2.3.14) при $\varphi = \frac{\pi}{2}$

$$\vec{K}_3^{oe} = \left\{ \frac{d_0}{R} (n_0 - n_e) \cos \varphi; \frac{d_0}{R} (n_0 - n_e) \sin \varphi; \sqrt{1 - \frac{d_0^2}{R^2} (n_0 - n_e)^2} \right\} \quad (3.5.1)$$

и

$$\vec{K}_3^{eo} = \left\{ \frac{d_e}{R} (n_e - n_0) \cos \varphi; \frac{d_e}{R} (n_e - n_0) \sin \varphi; \sqrt{1 - \frac{d_e^2}{R^2} (n_e - n_0)^2} \right\} \quad (3.5.2)$$

Схема хода поляризованных лучей через БЛ-2 в коллимированном лазерном пучке.

Рис.29

формулы (3.5.1) и (3.5.2) показывают, что (ое) лучи на выходе БЛ-1 дают расходящийся пучок, а (ео) - сходящийся. Пусть на экране (Рис.20) парциальные (ое) и (ео) лучи пересекаются в точке $M(x, y, z)$. Прямой расчет хода (ое) луча с точностью до $\left(\frac{d_0}{R}\right)^2$ с учетом (3.5.1) позволяет найти входной его параметр

$$d_0 = \frac{R\rho}{(z - F_{oe})(n_0 - n_e)}, \quad (3.5.3)$$

где $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$

Аналогично для (ео) луча, имеем

$$d_e = \frac{R\rho}{(z - F_{eo})(n_e - n_o)} \quad (3.5.4)$$

Как было показано в главе II (§ 2.5) оптическая разность хода между (ео) и (ое) лучами с точностью до $\left(\frac{d_e}{R}\right)^2$ есть

$$\Delta = (n_o - n_e)R \frac{d^2}{2R^2} \quad (3.5.5)$$

Условие максимумов интерференции запишем в виде

$$\Delta + (\overrightarrow{K_3^{eo}} - \overrightarrow{K_3^{oe}}) \vec{r} = S\lambda \quad (3.5.6)$$

Отсюда, учитывая (3.5.3) и (3.5.4) и считая $|\Delta| \ll 1$, получим:

$$(x^2 + y^2) = \frac{S\lambda}{2} (L - F) \quad (3.5.7)$$

Таким образом, коллимированный пучок при прохождении через БЛ-2 дает интерференционную картину в виде колец с радиусами (Рис.23)

$$R_S = \sqrt{\frac{S\lambda}{2} (L - F)} \quad (S=1, 2, 3) \quad (3.5.8)$$

при расстоянии между соседними кольцами (для $S \gg 1$):

$$\Delta R = \frac{\lambda(L-F)}{4R_S} \quad (3.5.9)$$

Это расстояние оказывается пропорциональным длине волны и обратно пропорциональным радиусу S-го кольца.

3.6. Интерференция поляризованных лучей в сходящемся (или расходящемся) лазерном пучке в БЛ-2

При освещении БЛ-2 расходящимся лазерным пучком интерференционная картина усложняется, а если перемещать пучки в поперечном направлении, то есть в плоскости ху, то интерференционной картины при этом существенным образом зависит от направления поперечного перемещения лазерного пучка. Все изменения могут быть описаны по методу,

изложенному в § 3.3. Как и ранее, будем рассматривать “основные”, (oe) и (eo) – пучки.

а) oe – волна

Пусть ось расходящегося падающего пучка определяется уравнениями $x=0$; $y=d_0$ (Рис.30). представим поле в расходящемся пучке в виде системы расходящихся плоских волн, определяемых единичным волновым вектором

$$\vec{K}_0 = \{\alpha \cos \varphi; \alpha \sin \varphi; 1\} \quad (3.6.1)$$

Последовательное рассмотрение преломления волн (3.6.1) на границе раздела в БЛ-1 по методу § 3.3 дает следующие выражения для единичных волновых и лучевых векторов в областях I и II БЛ-2 и на выходе БЛ-2:

$$\begin{aligned} \vec{K}_1^0 &= \left\{ \frac{\alpha \cos \varphi}{n_0}; \frac{\alpha \sin \varphi}{n_0}; 1 \right\} \\ \vec{K}_2^e &= \left\{ \left[1 + \frac{\delta}{2} \left(\frac{z_0}{R} n_e + \frac{\sigma}{R} \right) \right] \frac{\alpha \cos \varphi}{n_0} - \frac{\delta d_0}{2 R} \cos \varphi_0; \left[1 + \frac{\delta}{2} \left(\frac{z_0}{R} n_e + \frac{\sigma}{R} \right) \right] \frac{\alpha \sin \varphi}{n_0} - \frac{\delta d_0}{2 R} \sin \varphi_0; 1 \right\} \\ \vec{K}_3^e &= \left\{ \left[1 + \frac{\delta}{2} \left(\frac{z_0}{R} n_e + \frac{\sigma}{R} - 1 \right) \right] \alpha \cos \varphi - \frac{\delta d_0}{2 R} n_e \cos \varphi_0; \left[1 + \frac{\delta}{2} \left(\frac{z_0}{R} n_e + \frac{\sigma}{R} - 1 \right) \right] \alpha \sin \varphi - \frac{\delta d_0}{2 R} n_e \sin \varphi_0; 1 \right\} \\ \vec{S}_2 &= \left\{ \left[1 + \frac{\delta}{2} \left(\frac{z_0}{R} n_e + \frac{\sigma}{R} \right) \right] \frac{\alpha \cos \varphi}{n_0} - \frac{\delta d_0}{2 R} \cos \varphi_0; \left[1 + \frac{\delta}{2} \left(\frac{z_0}{R} n_e + \frac{\sigma}{R} \right) \right] \frac{\alpha \sin \varphi}{n_0} - \frac{\delta d_0}{2 R} \sin \varphi_0; 1 \right\} \end{aligned} \quad (3.6.2)$$

а. – схема хода поляризованных лучей через БЛ-2 в расходящемся лазерном пучке, смещенном в поперечном /в плоскости ХУ/ направлении.

б. Месторасположения точек и параметров в плоскости ХУ

Рис.30

В дальнейшем считаем, что члены с α^2 и δ^2 отсутствуют в (3.6.2) и в области I лучевой вектор совпадает с волновым. Пусть фокус расходящегося пучка перед БЛ-2 равен z_0 . Тогда координаты точки M_1 для выделяемого парциального луча при $z=0$ есть

$$x_1^0 = z_0 \alpha \cos \varphi; y_1^0 = z_0 \alpha \sin \varphi; z_1^0 = 0 \quad (3.6.3)$$

Как и в § 3.3 (3.6.2) являются соответствующими направляющими векторами для отрезков траектории пучка (ое) при его прохождении через БЛ-2. Если расположить экран, на котором исследуется вид интерференционной картины, при $Z=L_1 + l$, то несложный геометрический расчет по (3.6.2) позволяет найти точку пересечения $M_4(x_4^0, y_4^0, L_1 + l)$ выделенного парциального луча с экраном, причем

$$\begin{aligned} x_4^e &= \left[z_0 + 2 \frac{\sigma - R}{n_0} + L_1 + \frac{\delta}{2} \left[\frac{\sigma - R}{n_0} \left(\frac{z_0}{R} n_0 + \frac{\sigma}{R} \right) + L_1 \left(\frac{z_0}{R} n_0 + \frac{\sigma}{R} - 1 \right) \right] \right] \alpha \cos \varphi - \\ &- \frac{\delta}{2} (n_e L + \sigma - R) \frac{d_0}{R} \cos \varphi_0 \\ y_4^e &= \left[z_0 + 2 \frac{\sigma - R}{n_0} + L_1 + \frac{\delta}{2} \left[\frac{\sigma - R}{n_0} \left(\frac{z_0}{R} n_0 + \frac{\sigma}{R} + 2 \right) + L_1 \left(\frac{z_0}{R} n_0 + \frac{\sigma}{R} - 1 \right) \right] \right] \alpha \sin \varphi - \\ &- \frac{\delta}{2} (n_e L_1 + \sigma - R) \frac{d_0}{R} \sin \varphi_0 \\ y_4^e &= L_1 + 2(\sigma - R); \end{aligned} \quad (3.6.4)$$

где σ — расстояние от начала системы координат до центра сферической поверхности.

б) ео - волна.

Пусть парциальный волновой вектор образует на входе БЛ-2 для (ео) луча углы α_1 , и φ_1 , отличные от α и φ для (ое) пучка. Для (ео) волны лучевой и волновые векторы имеют вид

$$\begin{aligned}\vec{S}_1 &= \left\{ \frac{\alpha_1 \cos \varphi_1}{n_e} (1 + \delta); \frac{\alpha \cos \varphi_1}{n_e}; 1 \right\} \\ \vec{K}_1^e &= \left\{ \frac{\alpha_1 \cos \varphi_1}{n_e}; \frac{\alpha_1 \cos \varphi_1}{n_e}; 1 \right\} \\ \vec{K}_2^o &= \left\{ \left[1 - \frac{\delta}{2} \left(\frac{z_0}{R} n_e + \frac{\sigma}{R} \right) \right] \frac{\alpha_1 \cos \varphi_1}{n_e} + \frac{\delta}{2} \frac{d_0}{R} \cos \varphi_0; \left[1 - \frac{\delta}{2} \left(\frac{z_0}{R} n_e + \frac{\sigma}{R} \right) \right] \frac{\alpha_1 \sin \varphi_1}{n_e} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\delta}{2} \frac{d_0}{R} \sin \varphi_0; 1 \right\} \\ \vec{K}_3^o &= \left\{ \left[1 - \frac{\delta}{2} \left(\frac{z_0}{R} n_e + \frac{\sigma}{R} - 1 \right) \right] \alpha_1 \cos \varphi_1 + \frac{\delta}{2} \frac{d_0}{R} n_e \cos \varphi_0; \left[1 - \frac{\delta}{2} \left(\frac{z_0}{R} n_e + \frac{\sigma}{R} - 1 \right) \right] \alpha_1 \sin \varphi_1 + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\delta}{2} \frac{d_0}{R} n_e \sin \varphi_0; 1 \right\}\end{aligned}\quad (3.6.5)$$

Очевидно, что координаты точки M_1^0 входа (ео) луча есть

$$x_1^e = z_0 \alpha_1 \cos \varphi; y_1^e = z_0 \alpha_1 \sin \varphi; z_1^e = 0 \quad (3.6.6)$$

Как и для (ое) – луча по (3.6.5) и (3.6.6) после решения соответствующей геометрической задачи находятся координаты точки пересечения парциального луча с экраном

$$\begin{aligned}x_4^0 &= \left[z_0 + 2 \frac{\sigma - R}{n_e} + L_1 - \frac{\delta}{2} \left[\frac{\sigma - R}{n_e} \left(\frac{z_0}{R} n_e + \frac{\sigma}{R} - 2 \right) + L_1 \left(\frac{z_0}{R} n_e + \frac{\sigma}{R} - 1 \right) \right] \right] \alpha_1 \cos \varphi_1 + \\ &\quad + \frac{\delta}{2} (n_e L_1 + \sigma - R) \frac{d_0}{R} \cos \varphi_0 \\ y_4^0 &= \left[z_0 + 2 \frac{\sigma - R}{n_e} + L_1 - \frac{\delta}{2} \left[\frac{\sigma - R}{n_e} \left(\frac{z_0}{R} n_e + \frac{\sigma}{R} - 2 \right) + L_1 \left(\frac{z_0}{R} n_e + \frac{\sigma}{R} - 1 \right) \right] \right] \alpha_1 \sin \varphi_1 + \\ &\quad + \frac{\delta}{2} (n_e L_1 + \sigma - R) \frac{d_0}{R} \sin \varphi_0\end{aligned}\quad (3.6.7)$$

$$z_4^0 = 2(\sigma - R) + L_1;$$

Условие интерференционного максимума запишется, как и раньше, в виде

$$\Delta + \left(\vec{K}_3^{eo} - \vec{K}_3^{oe} \right) \vec{r} = S \lambda \quad (S = 0; \pm 1; \pm 2;), \quad (3.6.8)$$

где λ – длина волны; $\vec{r}$ – радиус- вектор точки наблюдения

$\Delta = \delta \frac{d_0}{R} \frac{\sigma - R}{n_e} (\alpha_1 + \alpha) \cos(\varphi_0 - \varphi_1)$ – разность хода (ео) и (ое) лучей на выходе БЛ-2.

Связь между входными углами $\alpha, \varphi, \alpha_1, \varphi_1$, и координатами точки наблюдения можно получить из условия тождественности точек M_4^0 и M_4^e . Используя (3.6.4) и (3.6.7), получаем условие для максимумов:

$$\begin{aligned} & x^2 \left[z_0^2 + \frac{l}{n_0} z_0 + \frac{lR}{2n_e^2} + \frac{l^2}{4n_0^2} \right] + y^2 \left[z_0^2 + \frac{l}{n_e} z_0 - \frac{lR}{2n_e^2} + \frac{l^2}{4n_0^2} \right] - \frac{d_0}{R} \left[z_0^2 + \right. \\ & \left. + z_0 \frac{l}{2n_e^2} (3n_e + 1) + \frac{l^2}{2n_e^2} \frac{n_e + 1}{n_e} + L_1 \left(z_0 + \frac{l}{2n_e} + \frac{l}{2n_e^2} \right) \right] (x \cos \varphi_0 + y \sin \varphi_0) = \\ & = S \lambda \frac{R}{n_e \delta} (L + L_1)^2 \end{aligned} \quad (3.6.9)$$

где $L = z_0 + 2 \frac{\sigma - R}{n_e}$

Если считать, что плоскость наблюдения (р) расположена близко к выходной грани БЛ-2, то есть L_1 очень мало, то из (3.6.9) имеем:

$$\begin{aligned} & x^2 \left[z_0^2 + \frac{l}{n_0} z_0 + \frac{lR}{2n_e^2} + \frac{l^2}{4n_0^2} \right] + y^2 \left[z_0^2 + \frac{l}{n_e} z_0 - \frac{lR}{2n_e^2} + \frac{l^2}{4n_0^2} \right] - \frac{d_0}{R} \left[z_0^2 + \right. \\ & \left. + z_0 \frac{l}{2n_e^2} (3n_e + 1) + \frac{l^2}{2n_e^2} \frac{n_e + 1}{n_e} \right] (x \cos \varphi_0 + y \sin \varphi_0) = S \lambda \frac{R}{n_e \delta} (z_0 n_e + l)^2 \end{aligned} \quad (3.6.10)$$

Для параметров, используемых в экспериментах с БЛ-2 ($l = 7.4 \text{ мм}, R = 50.2 \text{ мм}; n_e = 1.49, \lambda = 0.6328 \text{ мкм}, \delta = 0,2$) из (3.6.10) получаем следующее уравнение кривой второго порядка:

$$\begin{aligned} & x^2 (z_0^2 + 5z_0 + 90) + y^2 (z_0^2 + 5z_0 - 78) - \frac{d_0}{R} (x \cos \varphi_0 + y \sin \varphi_0) (z_0^2 + \\ & + 9.12z_0 + 20.6) = 5.5 * 10^{-2} (1.49z_0 + 7.4)^2 \end{aligned} \quad (3.6.11)$$

Вид этой кривой показан на рис.32, 33

Если $d_0 = 0$, то из (3.1.9) получим

$$\begin{aligned} & \left(z_0^2 + \frac{l}{n_0} z_0 + \frac{lR}{2n_e^2} + \frac{l^2}{4n_0^2} \right) x^2 + \left(z_0^2 + \frac{l}{n_e} z_0 - \frac{lR}{2n_e^2} + \frac{l^2}{4n_0^2} \right) y^2 = \frac{R \lambda S}{\delta n_e^3} (z_0 n_e + l + \\ & + l n_e)^2 \end{aligned} \quad (3.6.12)$$

или

$$(z_0^2 + 5z_0 + 90)x^2 + (z_0^2 + 5z_0 - 78)y^2 = 5.5 * 10^{-2} (1.49(d_0 + l) + 7.4)^2 \quad (3.6.13)$$

Вид этой кривой определяется коэффициентами в (3.6.13) (Рис.31). В интервале $6,7 > z_0 > -11,7$ мм образуются интерференционная картина в виде неравнобоких гипербола, которые приближаются к равнобоким гиперболам при $-3 \leq z_0 \leq -2$ мм. При значениях $6,7 \geq z_0 \geq -11,7$ мм гиперболы трансформируются в эллипсы. Для значений $z_0 > 6,7$ мм или $z_0 < -11,7$ мм эллипсы становятся близкими к окружностям. Выражение (3.6.13) дает качественное соответствие расчета с экспериментом.

Если вести расчет с точностью до α^3 , то разность хода

Интерференционные растры, формируемые БЛ-2 при продольном перемещений Δz /вдоль оси z / фокусируемого лазерного пучка на входе. Фото /а/-/и/ для $\Delta z = +22, +12, +11, +10, +0, -5, -5.5, -6.5, -18$ мм соответственно. $\Delta z = 0$ соответствует передней грани БЛ-2. /- Δz / соответствует перемещению фокусируемого лазерного пучка до передней грани БЛ-2.

Рис.31

Интерференционные растрсы, формируемые БЛ-2 при перемещений Δz // оси z / фокусируемого лазерного пучка, смещенного на расстоянии $d=4\text{мм}$ от центра БЛ-2 в плоскости ХУ. Смещение происходит вдоль оси x /при $\varphi_0 = 0^\circ$ /. Фото /а/-/и/ для $\Delta z = 30, 3, 0, -3.5, -3, -25\text{мм}$ соответственно. $\Delta z = 0$ соответствует передней грани БЛ-2. $-\Delta z$ / соответствует перемещению фокусируемого лазерного пучка до передней грани БЛ-2.

Рис.32

Интерференционные растрсы, формируемые БЛ-2 при перемещений Δz // оси z / фокусируемого лазерного пучка, смещенного на расстоянии $d=4\text{мм}$ от центра БЛ-2 в плоскости ХУ. Смещение происходит по направлению составляющему угол 45° с осями X и Y / $\varphi_0 = 45^\circ$ /. Фото /а/-/и/ для $\Delta z = 30, 5, 1, 5, 0, -4, -25\text{мм}$ соответственно. $\Delta z = 0$ соответствует передней грани БЛ-2. $-\Delta z$ / соответствует перемещению фокусируемого лазерного пучка до передней грани БЛ-2.

Рис.33

между (о) и (е) – волнами на выходе БЛ-2 есть

$$\Delta = \frac{l}{4} \frac{z_0}{R} \frac{\delta}{n_e} (\alpha^2 + \alpha_1^2) \quad (3.6.14)$$

Тогда уравнение геометрического места точек для максимумов интерференционной картины запишется в виде,

$$\left[z_0^2 + z_0 \left(\frac{l}{n_e} + l - 2n_e^2 \right) + \frac{eR}{2n_e^2} + \frac{l^2}{4n_e^2} \right] x^2 + \left[z_0^2 + z_0 \left(\frac{l}{4} + l - 2n_e^2 \right) - \frac{lR}{2n_e^2} + \frac{l^2}{4n_e^2} \right] y^2 = \frac{RS\lambda}{\delta n_e^3} [(z_0 + l)n_e + l] \quad (3.6.15)$$

3.7 Дисперсионные свойства БЛ

Как было сказано в § 2.2 наилучшим из известных материалов для изготовления бифокальных линз является исландский шпат (CaCO_3), обладающий высоким значением $\Delta n = n_o - n_e = 0.17$. Дисперсия исландского шпата была представлена на рис.8, для $\lambda = 0,4 + 2,3$ мкм. В видимой области спектра ($\lambda = 0,4 + 0,7$ мкм) изменение показателя преломления CaCO_3 для о – луча $\Delta n_o = 0.032$, а для е – луча $\Delta n_e = 0,016$. И как видно из дисперсионной кривой исландского шпата значения Δn увеличивается в ультрафиолетовой области спектра, а в инфракрасной области спектра уменьшается, оставаясь, почти, постоянной в видимой области. Эти незначительные изменения в показателях преломления исландского шпата в зависимости от длины волны, дают заметный эффект изменения фокусных расстояний БЛ (2.4.5) и (2.5.12).

Был проведен эксперимент по измерению изменения фокусных расстояний БЛ в зависимости от длины волны излучения. Были использованы две волны; $\lambda = 0,6328$ мкм и $\lambda = 1,15$ мкм когерентного излучения (ЛГ-126).

Регистрация интенсивности света в фокусах осуществлялась с помощью инфракрасного видикона (ЛИ438) установки ПТУ-32. Спектры в видимой области были получены из источника “белого” света с помощью различных поляризационных фильтров. В этом случае фокусные точки различных длин волн были зафиксированы микроскопом (ОСМ-2). Результаты эксперимента и теоретического расчета представлен на рис.34,35

Как видно из рис.34,35 с уменьшением длины волны уменьшается фокусные расстояния (F_{ee} и F_{eo}), и наблюдается эффект возрастания разности фокусных расстояний $\Delta F = F_{eo} - F_{ee}$. А с увеличением длины волны замечается увеличения фокусных расстояний и уменьшение - ΔF . Изменение разности фокусных расстояний ΔF с изменением длины волны излучения

становится ясным, если учесть, что траектория e – луча в области II БЛ-1 (рис.11) задается направлением лучевого вектора.

Изменения ΔF в зависимости от длины волны можно использовать для селекции фокусных расстояний при работе с некогерентными источниками света.

Необходимо отметить еще одну важную особенность БЛ-1 формировать интерференционную картину при использовании “белого” источника света. При освещении БЛ-1 сходящемся пучком “белого” света, на выходе БЛ-1 формируется интерференционная картина в виде темного и светлого креста с разноцветными окружностями. В случае (рис.24) интерференционная картина наблюдается без анализатора, а в случае (рис.11) – с анализатором.

Разнообразие интерференционных картин в случае использования “белого” света, показано на рис.36

Зависимость фокусной расстояний F_{oe} и F_{ee} от длины волны. Расчетная зависимость фокусных расстояний F_{oe} и F_{ee} соответственно –х экспериментальной зависимости фокусного расстояния F-п

Рис.34

Зависимость разности фокусных расстояний $\Delta F = F_{oe} - F_{ee}$ от длинны волны.

Рис.35

Интерференционные растрсы, формируемые БЛ-1 в «белом» свете

Рис.36

3.8. Интерференционная структура оптического поля и ее пространственное преобразование в фокальной области при лазерном облучении БЛ

Чтобы получить полное представление о структуре оптического изображения, следует знать распределение света не только в фокальной плоскости, но и вблизи фокуса необходимо при точной перестройке системы, имеющей большую глубину фокуса. Точное определение места нахождения фокальной плоскости системы играет большую роль в голографии.

Дифракционные структуры оптического поля вблизи фокусов и зависимость распределения интенсивности света в фокальной плоскости от различных первичных aberrаций подробно рассмотрены в работах. (1, 2)

Ниже приводятся некоторые интересные результаты наблюдения структуры оптического поля вблизи фокальной плоскости БЛ-1 и БЛ-2.

Функциональная схема установки представлена на рис 37. Лазерный пучок от источника 1 после расширения его коллиматором, включающим микрообъектов 2, диафрагму 3 и коллимирующий объектив 4, попадает на БЛ 5. Структура поля вблизи фокуса БЛ наблюдается микроскопом 6 типа ОСМ-2, точность которой по внутренней шкале спирали Архимеда составляет 10 мкм.

На рис 38 представлены результаты наблюдения структуры оптического поля вблизи фокусов F_{oe} и F_{ee} БЛ-1. Показаны виды сечения пучков соответствующие на различные расстояния от предполагаемого фокуса. Знак

«-» на рис 38. означает, что сечение пучка зафиксировано до предполагаемого фокуса со стороны БЛ-1.

Схема установки для наблюдения интерференционной структуры оптического поля в области фокусов БЛ

1- газовой лазер, 2 – микрообъектив, 3 – диафрагма, 4 – коллимирующий объектив, 5- БЛ-1, 6 – микроскоп.

Рис.37

Как видно из рис 38 в области фокуса распределение интенсивности света по сечению пучка многообразно. Наблюдается дифракционные структуры в сечениях пучка и поле вблизи фокусов является «размытым», и формируется нечетко выраженный фокус.

При развороте БЛ-1 вокруг оси y (рис 37) структуры показаны на поля изменяется. Особенности изменения структуры оптического поля вблизи фокусов при развороте БЛ-1 вокруг « y » на различные углы показаны на рис 39.

Изменчивость распределения интенсивности света в области фокуса $F_{\text{св}}$ при различных значений $\Delta Z = 0 -3; -5$ мм и представлена на рис 40,41,42.. В этом случае БЛ-1 развернуть вокруг оси y на 180° по сравнению с рис 37.

Как было замечено в эксперименте при использовании идеального объектива МИР- 1, дифракционная структура поля в сечениях пучка вблизи фокуса уменьшается. Однако при большом угле разворота объектива МИР-1 вокруг оси y заметна структура поля в виде каустики.

Для сравнения с полученными картинками были проведение наблюдения структуры оптического поля вблизи фокуса для различных линз.

Структура оптического поля в виде каустики было теоретически описании Берри [116] при исследовании шероховатости поверхностей стекла оптическом методом.

В нашем случае структура поля внутри каустики получается более разнообразной. Ее математическое описание является сложной задачей которая в монографии не рассматривается. Здесь мы хотели привести лишь некоторые интересные моменты экспериментального исследования особенностей распределения интенсивности света вблизи фокусов

Вид сечения лазерного пучка, фокусируемого с помощью БЛ, при различном удалении ΔZ от фокусов F_{oe} и F_{ee} . Фото /а/ - /и/ для $\Delta Z = -17, -14, -9, -7, -4, -2, -1, 0, +1$ мм соответственно. Цена одного большого деления окуляр – микрометра -0,1 мм. $\Delta Z=0$ соответствует условному фокусу БЛ. /- ΔZ / соответствует отведению микроскопа от БЛ назад, т.е. по ходу лазерного луча до условного фокуса.

Рис.38

Интерференционная структура поля в фокальной области БЛ-1 \ для фокусов F_{oe} и F_{ee} при $\Delta Z = -5$ мм/ в лазерном излучении $\lambda = 0,6328$ мкм/. На фото /а/ - /д/ представлены отдельные стадии наблюдения каустики вдоль оси при повороте БЛ вокруг оси «у» на угол $\varphi = 0^\circ, 5^\circ, 10^\circ, 12^\circ$ соответственно. Масштаб картины: расстояние между линиями спирали окуляр – микрометра соответствует 0,1 мм.

Рис.39

Вид сечения лазерного пучка $\lambda = 0,6328$ мкм/, фокусируемого с помощью БЛ-1, в зависимости от удаления Z от фокуса F_{ee} фото /а/ - /е/ для $\Delta Z = -11, -6, -$

5, -0,5, 0, +1,5 мм соответственно. Фото получены при развороте БЛ-1 на 180° вокруг оси по сравнению с рис. 37. Заметен выраженный астигматизм по сравнению с рис.38

Рис.40

Интерференционная структура поля в области фокуса F_{ee} при $\Delta Z = -3$ мм. На фото /а/ - /е/ представлены отдельные стадии наблюдения каустики вдоль оси Z, при повороте БЛ-1 вокруг оси «у» на угол $\varphi = 0^\circ, 7^\circ, 9^\circ, 11^\circ, 13^\circ, 16^\circ$ соответственно. Масштаб картины: расстояние между соседними линиями спирали окуляр-микрометра соответствует 0,1 мм.

Рис.41

Интерференционная структура поля в области фокуса F_{ee} при $\Delta Z = -5$ мм. На фото /а/ - /е/ представлены отдельные стадии наблюдения каустики вдоль оси Z, при повороте БЛ-1 вокруг оси Y на угол $\varphi = 0^\circ, 7^\circ, 11^\circ, 14^\circ, 17^\circ, 25^\circ$ соответственно. Масштаб картины: расстояние между соседними линиями спирали окуляр-микрометра соответствует 0,1 мм.

Рис.42

Краткие выводы

1. Рассмотрена работа двухкомпонентных кристаллооптических линз (бифокальных линз из одноосного кристалла исландского шпата) двух типов: БЛ-1 и БЛ-2 в режиме интерференции поляризованных лучей.

2. Теорически описана и экспериментально подтверждена особенность интерференции в бифокальной линзе типа БЛ-1. Интерференция поляризованных лучей осуществляется без анализатора, когда оптическая ось расположена в входной области БЛ-1 вдоль направления распространения лазерного луча.

3. Получены выражения описывающие зависимость вида интерференционных картин. Формируемых в БЛ-2, от угла расходимости излучения, падающего на входную грань БЛ, от продольного смещения (вдоль оси Z) фокусируемого лазерного пучка, и от поперечного смещения (в плоскости xy) фокусируемого лазерного пучка.

4. Экспериментально исследована интерференционная структура и оптического поля и ее пространственное преобразование в фокальной области при лазерном облучении БЛ

5. Эксперименты, подтвердившие закономерности интерференционных картин, позволяет рекомендовать использование БЛ-1 и БЛ-2 в лазерных измерительных устройствах.

6. Рассмотрены дисперсионные свойства БЛ. Измерены фокусные расстояния линз типа БЛ-1 и БЛ-2 в зависимость от длины, и произведены расчеты в интервале $0,4 < \lambda < 2,3$ мкм, которые хорошо согласуются между собой.

7. Экспериментально исследована интерференционная структура оптического поля в фокальной области при лазерном облучении БЛ.

Глава IV. Лазерный измерительные устройства с применением бифокальных линз

4.1. Лазерный интерференционный резольметр

Разработка передающих телевизионных систем с высокой разрешающей способностью поставила новые задачи, связанные с измерением характеристик разрешающей способности таких систем. Исследование разрешающей способности включает определение максимального числа линий на единицу длины 1 мм видимых еще раздельно, и исследование зависимости глубины модуляции сигнала на выходе системы от пространственной частоты передаваемой картины.

В первой главе рассматривалось применение интерференционных методов для определения разрешающей способности электроннооптических приборов и фотоматериалов. Приводились примеры лазерных интерференционных резольметров (ЛИР)

Были отмечены основные преимущества ЛИР, работающих по схеме поляризационного интерферометра по сравнению с ЛИРом основанном на проекционном метода.

Ниже предлагает новый вариант лазерного интерференционного резольметра ЛИР (101), разработанного для исследования к испытания передающих телевизионных трубок с использованием аperiodических когерентных решеток. Прибор должен отвечать следующим требованиям:

1) Простота конструкции и надежность в эксплуатации (устойчивость к вибрациям).

2) Формирование интерференционной картины с 100% глубиной модуляции на всей площади фотокатода (порядка 20мм²).

3) Большая интенсивность интерферирующих лучей для диссекторов с высокой разрешающей способностью, имеющих малые вырезающие отверстия (3+10мкм).

4) Плавная перестройка контрастности интерференционной картины для исследования передающих телевизионных трубок при пониженных контрастностях синусоидальных решеток.

В отличие от ранее разработанного ЛИРа на двупреломляющей призме переменного угла двоения (ДППУР) (92) специальная перестройка частоты раstra не требуется, так как в самой аperiodической структуре интерференционного раstra уже заложен необходимый набор пространственных частот (0,5+200лин/мм)

4.1.1. Оптическая схема и характеристики развольметра

Лазерный интерференционный резольметр (ЛИР) собран по схема поляризационного интерферометра сдвига на бифокальной линзе, (БЛ). Используется режим интерференции в параллельном световом пучке, при

котором фотосмещение ортогональных поляризованных лучей на выходе БЛ с помощью анализатора приводит к формированию пространственно нелокализованной интерференционной картины в виде аperiодических колец.

Оптическая схема ЛИРа представлена на рис 43.

Луч лазера 1 расширяется и коллимируется, проходя телескопическую систему 2, состоящую из короткофокусной и длиннофокусной линз, причем в их софокусное положение поставлена диафрагма микронных размеров для выделения центральной части пучка. Благодаря этому расширенный лазерный пучок равномерно освещает выходную грань БЛ 4. Четверть волновая пластинка 3, установленная перед БЛ, трансформирует линейную поляризацию лазерного излучения в круговую необходимую для равенства интенсивностей о- и е-лучей в БЛ. Фотосмещение ортогональных поляризованных лучей происходит на анализаторе 5. Исследуемая система устанавливается в области переналожения интерферирующих пучков в поперечном сечении которой формируется кольцевой растр в виде зонной картины Френеля (рис.43)

Лазерный интерференционный резольвометр на бифокальной линзе
1-газовый лазер, 2-телескопическая система. 3-четвертьволновая
пластинка, 4-бифокальная линза типа БЛ-1, 5-анализатор. 6-фотоприемная
система

Рис.43

Пространственная частота кольцевого растра увеличивается от центра к периферическим частям. Контрастность можно регулировать в пределах от 0 до 1 поворотом анализатора вокруг оси ЛИРа. Контрастность достигает 100% при установке плоскости поляризации анализатора под углом 45° к плоскостям поляризации о и е пучков когда их интенсивности уравниваются.

В ЛИРе могут быть использованы обе разновидности БЛ, рассмотренные в главе 11. Бифокальная линза типа БЛ-1 формирует кольцевой растр когерентную аperiодическую решетку, описываемую формулой (3.1.29).

Бифокальная линза типа БЛ-2, формирует интерференционные решетки кольцевого и гиперболического типа согласно выражениям $((3,5,7,))$ (3.6.13)). Диапазон длин волн, на которых может работать ЛИР, определяется областью прозрачности материала, из которого изготовлена БЛ. Для исландского шпата – это вся видимая и ближняя инфракрасная области спектра ($\lambda=0,3+2,3\text{мкм}$).

Резольвометр на БЛ с гелий – неоновым лазером ($\lambda=0,6828\text{мкм}$) обеспечивает пространственную частоту до 100 периодов на миллиметр, что

достаточно для исследования разрешающей способности современных телевизионных систем.

По сравнению с известными лазерными интерференционными резольвометрами описанное устройство обладает рядом преимуществ:

- 1) простота конструкции, настройки и эксплуатации;
- 2) не требуется перестройки пространственной частоты;
- 3) двумерный характер кольцевой решетки позволяет применить ее для анализа качества передачи двумерных сигналов в различных точках фотомишени путем анаформизма изображения на ВКУ;
- 4) не требуется проекционный объектив, а следовательно, не требуется вносить поправку на собственную КЧХ объектива;
- 5) измерения могут проводиться в широкой спектральной области от УФ ($\lambda = 0,3 \text{ мкм}$) до ближней ИК ($\lambda = 2,3 \text{ мкм}$);
- 6) диапазон пространственных частот, перекрываемый ЛИРом (от нуля до 100 пар линий/мм) достаточен для метрологических исследований передающих телевизионных трубок и других оптико-электронных приборов;
- 7) повышенная виброустойчивость, обусловленная тем, что интерферирующие пучки формируются одним элементом;
- 8) плавная перестройка контрастности тестовой картины.

4.1.2. Исследование разрешающей способности диссекторов с помощью лазерного интерференционного резольвометра

Среди передающих телевизионных трубок наибольшей разрешающей способностью обладают диссекторы. Для их исследования особенно важно иметь эталонную картину с высоким контрастом на больших пространственных частотах. Формирование такой картины обеспечивает интерференционный метод. В отличие от проекционного метода с прямоугольным распределением освещенности тестовой картины миры, интерференционный метод дает sinusoidalное распределение освещенности по всему полю, что влияет на вид полученной контрастно-частотной характеристики (КЧХ) испытуемой фотомишени. Влияние распределения освещенности тестовой картины на КЧХ диссекторов можно оценить [94], рассматривая идеальный диссектор как прибор, регистрирующий световой поток, падающей на участок фотокатода, ограниченный вырезающей отверстием, на который набегаёт растр с соответствующим изменением коэффициента пропускания. Максимальный $\Phi_{\max}$ и минимальный $\Phi_{\min}$ световые потоки, падающие на чувствительную площадку, получаются, секунда, когда с серединой вырезающего отверстия совпадают соответственно максимум или минимум освещенности.

Глубина модуляции выходного сигнала может быть записано в виде

$$M = \frac{\Phi_{\max} - \Phi_{\min}}{\Phi_{\max} + \Phi_{\min}} \quad (4.1.3.1)$$

Рассмотрим диссектор с прямоугольным вырезающим отверстием шириной d и высотой h , расположенным параллельно полосам модулирующего раstra. Если растр имеет прямоугольное распределение коэффициента пропускания $\tau=\tau_0$ в светлой полосе и $\tau=0$ в темной полосе при периоде раstra.

$$\Phi_{\max} = A \tau_0 dh; \quad \Phi_{\min} = 0, \quad (4.1.3.2)$$

где A – постоянный множитель, определяемый интенсивностью освещения. Тогда M постоянно и равна единице.

С увеличением пространственной частоты модулирующего раstra $d < T < 2d$ часть чувствительной площадки остается постоянно освещенной и

$$\Phi_{\max} = A \tau_0 \frac{T}{2} h; \quad \Phi_{\min} = A \tau_0 \left(d - \frac{T}{2}\right) h \quad (4.1.3.3)$$

Глубина модуляции выходного сигнала меняется с пространственной частотой в соответствии с выражением (4.1.3.1.)

$$M = 1 - \frac{d}{T} \quad (4.1.3.4)$$

Пределом разрешения оказывается $T=d$ при котором глубина модуляции спадает до нуля.

Если коэффициент пропускания модулирующего раstra имеет синусоидальное распределение

$$\tau = \tau_0 (1 + \cos 2\pi/T * X) \quad (4.1.3.5)$$

то максимальный и минимальный световые потоки будут определяются интегралом от распределения освещенности по поверхности чувствительной площадки при совпадении соответственно максимума и минимума освещенности с ее серединой.

В декартовых координатах световые потоки можно записать в виде

$$\Phi_{\max} = \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} A \tau_0 h \left(1 + \cos \frac{2\pi}{T} x\right) dx \quad (4.1.3.6)$$

$$\Phi_{\min} = \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} A \tau_0 h \left(1 - \cos \frac{2\pi}{T} x\right) dx$$

и глубина модуляции сигнала на выходе

$$M = \frac{T}{2\pi d} \sin \frac{2\pi}{T} d \quad (4.1.3.7)$$

Для диссектора с круглом вырезающим отверстием диаметром d при прямоугольном распределении коэффициента пропускания модулирующего раstra интегрирование по поверхности чувствительной пощадки дает при $T > 2d$

$$\Phi_{max} = A\tau_0 \frac{\pi d^2}{4}$$

$$\Phi_{min} = 0 \quad (4.1.3.8)$$

а при $d < T < 2d$

$$\Phi_{max} = \int_{-d/2}^{d/2} A\tau_0 2\sqrt{r^2 - x^2} dx$$

$$\Phi_{min} = \int_{-d/2}^{d/2} A\tau 2\sqrt{r^2 - x^2} dx \quad (4.1.3.9)$$

откуда получается

$$M=1 \quad \text{при } T > 2d$$

$$M = \frac{T\sqrt{r^2 - \frac{T^2}{4}} + 4r^2 \arcsin \frac{T}{4r} - \pi r^2}{\pi r^2} \quad (4.1.3.10)$$

при $d < T < 2d$.

При синусоидальном распределении коэффициента пропускания раstra

$$\Phi_{max} = \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} A \left(1 + \cos \frac{2\pi}{T} X\right) 2\sqrt{r^2 - x^2} dx$$

$$\Phi_{max} = \int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} A \left(1 + \cos \frac{2\pi}{T} X\right) 2\sqrt{r^2 - x^2} dx$$

$$(4.1.3.11)$$

$$M = \frac{2r\left(\frac{2\pi r}{T}\right)}{\frac{2\pi r}{T}}$$

На основании полученных выражений произведен расчет КЧХ идеального диссектора. На рис.44 представлены расчетные кривые зависимости глубины модуляции выходного сигнала от пространственной частоты при

прямоугольном распределении освещенности (сплошные линии) и при синусоидальном распределении освещенности (пунктир) для круглого вырезающего отверстия диаметром $d=10\text{мкм}$ (кривые 1) и для прямоугольного вырезающего отверстия шириной 10мкм (кривые 2). Полученные зависимости показывают, что при высоких пространственных частотах (d близок к T). КЧХ, снятые различными методами, мало отличаются друг от друга, и при $T=d$ спадают до нуля. В области низких пространственных частот КЧХ, снятая по прямоугольному распределению освещенности идет существенно выше чем в случае синусоидального распределения.

100% контраст прямоугольного распределения передается вплоть до $T=2d$, а при синусоидальном распределении контраст спадает начиная с нулевой пространственной частоты. Влияние формы вырезающего отверстия сказывается на больших пространственных частотах, где круглое отверстие обеспечивает существенно более высокую передачу контраста.

Влияние формы распределения освещенности тестовой картины.

Расчетные
КЧХ диссекторов с
круглым /1-
кравая/и
квадратным /2-
кривая/выреза
ющими
отверстиями.
Сплошная линия
соответствует
прямоугольному

освещенности тестовой картины. Пунктир-синусоидальному распределению.

Диаметр круглого и ширина квадратного отверстия-10мкм

Рис.44

на КЧХ диссекторов необходимо учитывать при сравнении характеристик, полученных интерференционным и проекционным методом. КЧХ, полученные по прямоугольному распределению должно быть пересчитаны к синусоидальному распределению по известной формуле (95).

$$M_{\approx} = \frac{\pi}{4} \left[M_{\Pi}(v) + \frac{M_{\Pi}(v)}{3} - \frac{M_{\Pi}(v)}{5} \right] + \dots \quad (4.1.3.12)$$

полученной путем разложения в ряд Фурье прямоугольного распределения,

где ν - пространственная частота тестовой картины M_{Π} и $M_{\approx}$ - глубина модуляции выходного сигнала при прямоугольном и синусоидальном распределении освещенности соответственно.

Экспериментальное исследование диссектора с помощью интерференционного резольвометра было проведено на диссектора с круглым вырезающим отверстием $d=10\text{мкм}$. Для измерения КЧХ диссектора был применен кольцевой растр в виде зонной картины Френеля рис.23. Регистрация растра с помощью диссектора представлена на рис.45. Результаты измерения КЧХ диссектора представлена на рис.46. Для сравнения на рисунке 46 приведены КЧХ того же диссектора (пунктирная лин.), снятые проекционным методом и пересчитанные к синусоидальному распределению по формуле (4.1.3.12). Характеристики совпадают только в области низких пространственных частот, на которых не сказывается влияние фокусирующей оптики.

С увеличением пространственной частоты, различия между кривыми, полученным различными методами, становятся все более заметными. Интерференционный метод дает существенно большую контрастность. Это доказывает, что в проекционном метод с увеличением пространственной частоты контрастность тестовой картины падает, и результаты, полученные этим методом, требуют пересчета с учетом зависимости коэффициента передачи контраста фокусирующей оптики от пространственной частоты.

а.- кольцевой интерференционный растр \периодическая когерентная решетка в форме зонной картины Френеля/, формируемый бифокальной линзой типа БЛ-1,

б- Осциллограммы кольцевого интерференционного растра, зарегистрированные с помощью диссектора, в центре (б) и на краю /в/растра.

Рис.45

КЧХ диссектора с вырезающим отверстием диаметром 10мкм, снятые интерференционным методом /сплошная линия/ и проекционным методом с пересчетом к синусоидальному распределению /пунктир/. Также приведена КЧХ диссектора при различных контрастах интерференционной картины. /кривые 2,3/ 1-при $\phi=45^\circ$, 2-при $\phi=55^\circ$ 3-при $\phi=58^\circ$, где ϕ -угол между направлением анализатора и одним из векторов E_e и E_0

Рис.46

а. Гиперболический интерференционный растр, формируемый бифокальной линзой типа БЛ-2, /аперiodическая когерентная решетка в форме зонной решетки Жирара/
 б. Осциллограммы с выделением отдельных стоек /1,2,3/ из гиперболического интерференционного растра, зарегистрированные диссектором.

Рис.47

ЛИР позволяет измерить КЧХ при различных контрастах интерференционного раstra, что достигает поворотам анализатора 5 на требуемый угол (Рис.46, кривая 3,2).

При использовании в ЛИРе БЛ-2 в режиме сходящегося пучка формируется гиперболический интерференционный растр (Рис.47а). Выделение отдельной строки (Рис.47а, 1,2,3) в гиперболическом растре диссектором соответствует одномерному синусоидальному интерференционному раstrу (Рис.47б 1,2,3). Измерения с применением ЛИРа на БЛ-2 отличается тем, что возможен анализ КЧХ по пространственно параллельным каналам в плоскости испытуемой фотомшени.

Проведенные эксперименты доказали преимущества интерференционного метода формирования тестовой картины. Описанный в §4.1.2 ЛИР удовлетворяет всем поставленным требованиям, оказался простым и удобным в эксплуатации.

4.2.Лазерный поляризационный интерферометр продольного сдвига

Высокая чувствительность БЛ-2 к продольному сдвигу, то есть возможность формировать интерференционные растры различного вида при плавном перемещении сходящего лазерного пучка вдоль оси z (рис.31), позволяет использовать БЛ-2 в оптикоэлектронных устройствах обработки информации (анализаторах изображений) и для измерения параметров лазерных пучков (угловой расходимости, пространственной когерентности), а так же оптических передаточных функции контролируемых объектов (например, объективов).

Известные устройства [23,103,105] по принципу своего действия являются интерферометрами поперечного сдвига, то есть они позволяют проводить измерения разности хода в направлении перпендикулярном оси прибора, и могут довать информацию оптической переданной функции контролируемого объекта, только в поперечном измерении (x, y). Предлагаемое устройство дает возможность провести измерение не только поперечном, но в продольном (вдоль оси z) направлении, и тем самым решит важную задачу использования третьего измерения (продольной координаты) для увеличения информационной емкости оптических систем.

Функциональная схема поляризационного интерферометра продольного сдвига представлена на рис.48. Устройство работает следующим образом. Лазерный пучок от источника 1 после расширения его коллиматором, включающим микрообъектив 2, диафрагму 3 и коллимирующий объектив 4, с помощью четвертьволновой пластинки 5 преобразуется из линейно – поляризованного в циркулярно-поляризованный и когерентно освещает контролируемый объект (например, объектив), который, перемещаясь с

помощью столика 7, фокусирует лазерный пучок в точку пространства с координатами x, y, z внутри или вне БЛ-2 (8). Лазерный пучок с углом сходимости i , проходя через БЛ-2, расщепляется на два пучка: обыкновенный (о) и необыкновенный (е), причем разность хода между о- и е- пучками зависит от положения фокуса. Далее о – и е – пучки с ортогональной поляризацией попадают на анализатор он, где происходит их фотосмещение и возникает пространственно нелокализованная интерференция в виде чередующихся светлых и темных полос определенного контура. Для получения небольшого контраста интерференционных полос анализатор 0 ориентирован под углом 45° к оптическим осям БЛ-2. Интерференционный растр визуализируется на экране П, помещаемом на удаления порядка 20 см и более от БЛ-2.

Лазерный поляризационный интерферометр продольного сдвига. 1-газовый лазер, 2-микрообъектив, 3-диафрагма, 4-коллимирующий объектив, 5-четвертьволновая пластинка, 6-контролируемый объект 7,9-столики, 8-бифокальная линза типа БЛ-2, 10-анализатор, 11-экран или фотоприемная система.

Рис.48

При малых угловых или линейных перемещениях контролируемого объекта 6, а также при изменении угла сходимости i , вид интерференционного растра меняется. Восстановления первоначального вида растра достигается путем трехкоординатного управления плавным перемещением БЛ-2 (8) с помощью прецизионного столика 9. Для иллюстраций на рис.49, представлен гиперболический интерференционный растр, который формируется при центральном (осесимметричном) перемещении сфокусированного лазерного пучка внутри БЛ-2 (точка «В» на рис.48) гиперболы будут равнобочными по отношению к асимптотам АВ и СД (Рис.49), а при смещении фокуса в точки «а» и «д» на рис.48 гиперболы становятся постепенно неравнобочными. Для фиксированной точки в БЛ-2 с изменением угла i будет меняться число гипербол. При заданном угле i сходимости лазерного пучка разность хода интерферирующих лучей в БЛ-2 удобно измерить по числу полос, наблюдаемых на экране П в направлении оси «у», то есть под углом 45° и асимптотам АВ и СД (Рис.49). Разность хода, создаваемая настройкой интерферометра, выражается:

$$\Delta_M = \Delta_0 \left(1 - \frac{i^2}{2n_0^2}\right), \quad (4.2.1)$$

где- $\Delta_0 = (n_0 - n_e) \frac{d^2}{R}$ разность хода при нормальном падении на БЛ-2 ($i=0$) в точку М, удаленную на «d» от центра «0». При $i=10^\circ$ расчетная величина разности хода $\Delta_M - \Delta_0$ оказывается порядка длины волны λ , что соответствует двум интерференционным полосам. Приведенная выше оценка может служить характеристикой чувствительности предлагаемого интерферометра к углу сходимости светового пучка.

Гиперболический растр, формируемый БЛ-2 в сходящемся лазерном пучке.

Рис.49

По сравнению с известными интерферометрами предлагаемое устройство позволяет исследовать световые пучки с большими углами сходимости (порядка 40°) а при использовании режима продольного сдвига (вдоль оси Z) увеличить апертуру исследуемого светового пучка. Диапазон измеряемых перемещений сфокусированного лазерного пучка вдоль оси z в предлагаемом интерферометре порядка 40 мм, причем на перемещении (сдвиг) слева и справа от граней БЛ-2 приходится по 15 см. Данному диапазону сдвига соответствует цикл воспроизведения определенного вида интерференционной картины, имеющей свое математическое описание (см главу III рис 31). Полученные с помощью БЛ-2 двумерные интерференционные растры позволяют реализовать широкий класс передаточных функции (алгоритмов) для оптической обработки изображений и могут быть использованы для измерения полной оптической передаточной функции (продольной и поперечной) при испытаниях различных типов микро-, фото- и телеобъективов в когерентном излучении.

Таким образом по сравнению с известными устройствами предлагаемое устройство обладает следующими преимуществами.

I.Расширяет функциональные возможности поляризационного интерферометра сдвига;

а) возможность высокоточных измерении продольного сдвига при сохранении высокой чувствительности к поперечному сдвигу;

б) достижение большого интервала измеряемых продольных перемещении (порядка 40 мм);

в) расширение диапазона измеряемых углов сходимости лазерных пучков до 40°.

2.Упрощает конструкцию интерферометра тем, что интерферирующие пучки формируются одним оптическим элементом.

3. Простота настройки ,надежность и виброустойчивость.

4.3 Акустооптический коррелятор

Интерференционные растры, формируемые кристаллооптическими системами (типа ДППУД и БЛ), могут быть использованы вместо корреляционных опорных транспарантов в акустооптических устройствах обработки радиосигналов. Использование интерференционных растров для кодирования на входе ультразвуковых модуляторов света (УЗМС) для выполнения динамической согласованной фильтрации представляет собой новое и перспективное направление исследований по оптимальному проектированию акустооптических (АО) корреляторов, работающих во всем диапазоне коротких , метровых и дециметровых волн (на несущих частотах от 1 МГц до 1 ГГц).

Ниже предлагается одно из возможных технических решений создания АО коррелятора с использованием кристаллооптических систем. Известные устройства [107-109] отличаются друг от друга способом регистрации корреляционного сигнала: либо в плоскости прямого преобразования Фурье (частотной плоскости), либо в плоскости обратного преобразования Фурье (плоскости изображения).

Основным недостатком большинства известных акустооптических корреляторов является наличие в них опорных транспарантов [110-111], технология изготовления которых сравнительно сложно, а их применения снижает эксплуатационные характеристики и надежность реальных устройств, а также недостатком известных АО коррелятора является малый диапазон измерения коррелируемых радиосигналов.

Предложенный АО коррелятор расширяет диапазон измерения коррелируемых радиосигналов при сохранения высокой точности обнаружения радиосигнала.

Цель достигается путем реализации двух вариантов.

Вариант первый.

Для достижения поставленной цели в АО коррелятор между источником коллимированного циркулярно- поляризованного, однородного, оптического излучения и УЗМС установлены на одной оси АО коррелятором двупреломляющая призма переменного угла двоения (ДППУД) и поляризатор ,

причем ДППУД укреплен на поворотном лимбе, ось вращения которого перпендикулярна оси АО коррелятора, а поляризатор ориентирован перпендикулярно оси АО коррелятора и под углом 45^0 к плоскости, содержащей оптические оси ДППУД, причем оптические оси в обоих клиньях взаимно –перпендикулярны и расположены в плоскости, перпендикулярной входной граням и ребру призмы.

Вариант второй.

Для достижения поставленной цели в АО коррелятор вместо ДППУД в первом варианте установлены линза и бифокальная линза (БЛ), причем линза укреплен на столике, направление перемещения которого совпадает с осью АО коррелятора, а поляризатор ориентирован под углом 45^0 к оптическим осям БЛ, причем оптические оси плоско-выпуклой и плоско-вогнутой линз БЛ взаимно - перпендикулярны и расположены в плоскости, которая параллельна входной и выходной граням БЛ и перпендикулярна оси АО коррелятора.

В предложенном устройстве вместо опорного транспаранта, который имел место в ранее известных АО корреляторах между источником излучения и УЗМС установлена интерференционная система, которая формирует световое поле в виде интерференционного раstra, пространственная (несущая) частота и профиль линий которого могут плавно изменяться в широком диапазоне. Интерференционный растр перестраивается путем поворота лимба (первый вариант) или путем перемещения столика (второй вариант), на которых укреплен интерференционный растр.

Устройство поясняется чертежами рис.50,51,52,53. АО коррелятор (рис 50) содержит последовательно расположенные на одной оси источник 1 коллимированного циркулярно-поляризованного, однородного, оптического излучения, интерференционную систему 2, УЗМС 3, к пьезопреобразователю 4, которому подводится коррелируемый радиосигнал $S_g(t)$, линз 5 (прямого преобразования Фурье), фотоприемник 6, расположенный на фокусном расстоянии f для регистрации сигнала $S_{вх}(t)$, в дифракционном максимуме первого порядка, диафрагму 7 для выделения первого порядка дифракции.

Источник 1 коллимированного циркулярно-поляризованного, однородного, оптического излучения (Рис.51) содержит лазер 8, коллиматор 9, служащий для расширения лазерного пучка и состоящий из микрообъектива 10, объектива 12 и диафрагмы 11 микронных размеров, установленной в софокусное положение, четвертьволновую пластинку 13 для трансформации линейно- поляризованного пучка в циркулярно- поляризованный.

Интерференционная система 2 в зависимости от типа коррелируемых радиосигналов представляется в двух вариантах (Рис.52,53).

Интерференционная система для первого варианта АО коррелятора (Рис.52) содержит установленные на оси АО коррелятора двупреломляющую призму переменного угла двоения (ДППУД) 14, укрепленную на лимбе 15, и поляризатор 16, причем ось вращения лимба 15 перпендикулярна оси АО коррелятора, ДППУД 14 с углом $\alpha=45^0$ состоит из двух склеенных между собой клиньев 17, и 18 одноосного кристалла исландского шпата, вырезанных под углом 45^0 оптической оси, причем оптические оси в обоих клиньях

взаимно перпендикулярны и расположены в плоскости, перпендикулярной выходной граням и ребру призмы.

Акустооптический коррелятор-АО

1-источник поляризованного света, 2-интерференционная система, 3-ультра звуковой модулятор света-УЗМС, 4-пьезопреобразователь, 5-линза, 6-фотоприменик, 7-диафрагма

Рис.50

Источник коллимированного циркулярно-поляризованного света
8-газовый лазер, 9-коллиматор, 10-микрообъектив, 11-диафрагма,
12-объектив, 13-четвертьволновая пластинка

Рис.51

Интерференционная система-1

б.Интерференционные растры, формируемые ДППУД,

а.14-двупреломляющая призма переменного угла двоения-ДППУД,15-лимба, 16-поляризатор, 17-18-клини ДППУД,

в. Синусоидальные сигналы от интерференционных растров, формируемых ДППУД

Рис.52

Благодаря указанной ориентировке оптических осей и углу $\theta=45^\circ$ получается наибольшая крутизна характеристики двоения о-и е-лучей и достигается максимальный диапазон перестраиваемых частот интерференционного растра (от 1 до 200 линий мм). Интерференционная система первого варианта АО коррелятора формирует пространственный аналог синусоидальных сигналов, и используется для их корреляционного анализа (см.фото на рис.52 б.в). Интерференционная система для второго варианта АО коррелятора (Рис.53) содержит установленные на оси АО коррелятора линзу 19, бифокальную линзу (БЛ) 20 и поляризатор 21, причем

линза 19 укреплен на столике 22, направление перемещения которого совпадает с осью АО коррелятора (ось Z.) Во втором варианте интерференционная система, формирует пространственный аналог линейных частотно-модулированных (ЛЧМ) сигналов, и используется для их корреляционного анализа (см.фото 53б.в).

Предложенное устройство работает следующим образом:

Коллимированное циркулярно-поляризованное, однородное, оптическое излучение от источника 1 проходит через интерференционную систему 2 и преобразуется в два ортогонально поляризованных пучка: обыкновенный (о) и необыкновенный (е), имеющие оптическую разность хода, зависящую от ориентации интерференционной системы относительно координатных осей x,y,z причем в первом варианте это достигается поворотом лимбы 15 вокруг оси y, а во втором варианте-путем перемещения столика 22 вдоль оси z. После прохождения о и е пучков через поляризатор (16-в первом варианте, 21-во втором варианте) ориентированный под углом 45° по отношению к колебаниям электрического вектора в о -и- е пучках, формируется интерференционный растр со структурой коррелируемого радиосигнала, имеющий 100%-ю глубину модуляции и засвечивающий УЗМС 3.

Интерференционная система –II

- а. 19-линза, 20-бифокальная линза /БЛ-2/, 21-поляризатор, 22-столик, 23, 24-составные части БЛ-2,
- б. интерференционные растры, формируемые БЛ-2,
- в. линейные частотно-модулированные /ЛЧМ/ сигналы интерференционных растров, формируемых БЛ-2.

Рис.53

Коррелируемый радиосигнал $S(t)$ подается на пьезопреобразователь 4 УЗМС 3, который превращает радиосигнал в акустические волны, распространяющиеся в звукопроводе УЗМС 3. Структурированное световое

поле в виде интерференционного раstra, засвечивающего УЗМС 3, проходит через акустические волны, дифрагируя на них. При совпадении периода интерференционного раstra с длиной акустической волны, являющейся аналогом радиосигнала, фотоприемник 6, помещаемый в фокусе линзы 5, выполняющей прямое преобразование Фурье, регистрирует в дифракционном максимуме первого порядка корреляционный сигнал. При этом диафрагма 7 служит для устранения всех порядков дифракции, кроме первого. Плавное изменение пространственной (несущей) частоты интерференционного раstra путем изменения ориентации интерференционной системы, можно менять диапазон измерения коррелируемых радиосигналов. В то же время плавной подстройкой несущей частоты интерференционного раstra достигается полное согласование с акустической волной (согласованная фильтрация), что обеспечивает высокую точность обнаружения радиосигнала.

Таким образом по сравнению с известными устройствами предлагаемое устройство обладает следующими преимуществами.

1. Расширяет диапазон измерения коррелируемых радиосигналов, то есть обеспечивает перестройку АО коррелятора в соответствии с изменением параметров коррелируемого радиосигнала как в пределах одного, так и двух типов радиосигналов (например, синусоидальных ЛЧМ), благодаря плавной перестройке как несущей частоты, так и профиля линий интерференционного раstra.

2. Повышает точность обнаружения радиосигнала, поскольку главная перестройка несущей частоты интерференционного раstra позволяет практически идеально выполнить настройку АО коррелятора как согласующего фильтра.

Глава V. Биполяризатор – кристаллооптический делитель и группирователь лазерных пучков

5. 1. Распространение электромагнитной волны в биполяризаторе из исландского шпата

Биполяризатор (БП) представляет собой конструкцию, представленную на рис.54 а, б. Две призмы из исландского шпата с поперечным сечением в виде равнобоковых трапеций (призмы Дове) склеены большими основаниями слоем канадского бальзама. Призма Дове из CaCO_3 рассматривалась в [81]. В отличие от конструкций, рассмотренной в [106], ориентировка оптических осей в верхней и нижней призмах Дове такова, что оси расположены в вертикальной плоскости, параллельны между собой и образуют угол $\frac{\pi}{4}$ с плоскостью склейки (Рис.1б). Такой выбор ориентировка осей удобен при использовании БП для работы с лазерными источниками, имеющими вертикальную ориентацию вектора $\vec{E}$. Форму (БП) зададим параметрами: длина общего основания $A_1A_2=2a$ длина боковой грани $A_1B_1=l$, $L(A_2A_1B_1)=\varphi$ (Рис.54в). Угол φ подбирается таким образом, чтобы циркулярно-поляризованный луч при падении на грань под малым углом к нормали этой грани разделялся бы в БП на обыкновенный (о) и необыкновенный (е), причем е-луч проходил бы через слой клея удовлетворяющей условию $n_e < n_{\text{кб}} < n_0$, а о-луч испытывал бы на склейке A_1, A_2 полное внутреннее отражение и выходил бы через грань A_1, A_2 . Точно так же циркулярно поляризованный луч, падающий почти нормально на грань A_1B_1 , разделяется на о-луч, который полностью отражается от склейки A_1, A_2 , а е-луч проходит через слой клея и выходит из БП через грань A_1C_2 . Угол φ удовлетворяющий поставленным требованиям, равен 65° .

На выходе БП о-и е-лучи, смешиваются анализатором, установленным перпендикулярно ребру БП и дают интерференционную картину, определяемую условиями формирования лучей на гранях A_1, C_1 и A_1, B_1 .

В эксперименте циркулярно поляризованный луч падал на грань A_1, B_1 , проходя через полупрозрачное (ПП) зеркало, которое давало возможность деления на два луча равной интенсивности. Отраженный от ПП зеркала луч с помощью другого, полностью отражающего (ПО), зеркала падал на грань A_1, C_1 . Для описания прохождения обоих лучей через БП введем две системы координат, K и K^1 связанные с гранями A_1, C_1 и A_1, B_1 (Рис.2), причем оси Z совпадают с внешними нормальными к этим граням.

- а) Вид биполяризатора /БП/ в аксиометри,
- б) Вид БП сечении Р,
- с) Распространение о-и- е-волн в БП.

Рис.54

Пусть в эксперименте используется хорошо коллимированный луч лазера с циркулярной поляризацией. Рассмотрим сначала условия, когда при нормальном падении разделенных лучей на грани A_1C_1 и A_1B_1 на выходной грани БП A_1C_2 световые пятна от обоих лучей совпадают (последующие лучи). Нетрудно видеть, что орты оптических осей в системах координат K и K^1 , запишутся соответственно в виде

$$\vec{a} = \left\{ \frac{\sin \psi}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\cos \psi}{\sqrt{2}} \right\}, \quad \{ \vec{a}^1 = \frac{\sin \psi}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{\cos \psi}{\sqrt{2}} \} \quad (5.1.1)$$

Пусть центр коллимированного пучка попадает на грань A_1B_1 в ее геометрическом центре. Нас будет интересовать траектория только е-луча. В БП она определяется, естественно, направлением групповой скорости е-волны в кристалле. Зададим это направление единичным вектором $\vec{S}$, направление волнового вектора единичным вектором, который, как это следует из условия преломления на грани A_1B_1

$$\vec{K}_1^e = \left\{ \frac{\alpha}{n_e}; 0; 1 \right\}$$

Вид биполяризатора /БП/ в сечении B_1C_1 .
Рис.55

очевидно, что

$$\vec{S} = \mu \vec{k} + \eta \vec{a}$$

Коэффициент μ и η найдём из соотношения (2.2.10), которые запишем здесь в виде

$$(\vec{S}\vec{a})^2 = \frac{n_g^4 (\vec{k}_1^e \vec{a})}{n_0^4 - (n_0^4 - n_g^4) (\vec{k}_1^e \vec{a})^2} \quad (5.1.4)$$

Уравнение (5.3) вместе с условием $|\vec{S}| = 1$ даёт следующие выражения для искомых коэффициентов μ и η в предположении, что вектор $\vec{K}_1^e$ или совпадает, или мало отличается от направления нормали, а величина $\frac{n_0^2 - n_g^2}{n_0^2}$ мала:

$$\eta = -\left(\frac{n_0^2}{n_g^2}\right) (\vec{a} \vec{K}_1^e), \quad \mu = 1$$

и

$$\vec{K} + \left(1 - \frac{n_0^2}{n_g^2}\right) (\vec{a} \vec{K}_1^e) \vec{a} \quad (5.1.5)$$

Уравнение траектории е-луча в кристалле задается очевидными уравнениями

$$\frac{x}{s_x} = \frac{y}{s_y} = \frac{z}{s_z} \quad (5.1.6)$$

Откуда центр е-луча попадает на грань A_1C_2 в точке $M_e^1 (x_e, y_e, z_e)$ (используется координатная система K) и

$$\begin{aligned} X_e &= -a \sin \Psi \left(1 - \frac{n_e^2}{n_0^2}\right) \sin \Psi \cos \Psi \\ Y_e &= -\sin \Psi \left(1 - \frac{n_e^2}{n_0^2}\right) \cos \Psi \\ Z_e &= 2a \sin \Psi \end{aligned} \quad (5.1.7)$$

Из элементарного рассмотрения хода о- луча на рис.54 можно сказать, что на грань $A_1 C_1$ луч должен падать нормально в точке $M_o^1 (X_o^1 Y_o^1 0)$, причем (в системе K')

$$X_o^1 = -a \sin^2 \Psi \left(1 - \frac{n_e^2}{n_0^2}\right) \cos \Psi \quad Y_o^1 = -a \left(1 - \frac{n_e^2}{n_0^2}\right) \sin \Psi \cos \Psi \quad (5.1.8)$$

Таким образом, начальная юстировка луча, обеспечивающая совпадение световых пятен на выходной грани, такова: на грань луч 2 направляется нормально в ее геометрический центр, на грань A_1C_1 помощью вспомогательного зеркала луч 1-направляется нормально в точку с координатами (5.1.8), смещенными от ее геометрического центра. Как будет показано, БП может использоваться для измерения весьма малых угловых перемещении (порядка единиц угловых секунд), и условия (5.1.8) определяют совмещение световых пучков на выходе БП. При идеальном изготовлении БП пятно на выходе БП имеет равномерную освещенность.

Рассмотрим теперь картину лучевых траекторий при повороте БП на малый угол α вокруг оси «У», лежащей в плоскости склейки A_1A_2 , проходящей через геометрический центр БП и нормальной плоскости чертежа на рис.54 нетрудно видеть, что этот поворот сместит X-ую координату точек входа лучей на гранях A_1B_1 и A_1C_1 на расстояние

$$\Delta X = \frac{\alpha l}{2} \operatorname{tg} \Psi \quad (5.1.9)$$

Составляя, как и ранее, уравнения для оси е-луча с помощью формулы (5.1.5) и вектора (5.1.2) (величинами порядка α^2 снова пренебрегаем), получим для пересечения этой оси с выходной гранью A_2C_2 точку $M_e'(X_e', Y_e', 2\alpha \sin \psi)$ с координатами (в системе K)

$$X_e^1 = \frac{\alpha l}{2} \operatorname{tg} \Psi + a \sin \Psi \left[\frac{\alpha}{n_e} - \left(1 - \frac{n_e^2}{n_0^2} \right) \frac{\sin \Psi \cos \Psi}{2} \right] \quad (5.1.10)$$

$$Y_e^1 = -h \left(1 - \frac{n_e^2}{n_0^2} \right) \left(\frac{\cos \Psi}{2} + \frac{\alpha}{n_e} \times \frac{\sin \Psi}{2} \right)$$

Прямое геометрическое рассмотрение с помощью рис.54 дает соответствующую точку пересечения оси о-луча с выходной гранью A_2C_2 $M_e'(X_e', Y_e', 2\alpha \sin \psi)$, где

$$X_0^1 = -a \left(1 - \frac{n_e^2}{n_0^2} \right) \sin^2 \Psi \cos \Psi - \frac{\alpha l}{2} \operatorname{tg} \Psi + \frac{2a \sin \Psi}{n_0}$$

$$Y_0^1 = -a \left(1 - \frac{n_e^2}{n_0^2} \right) \sin \Psi \cos \Psi \quad (5.1.11)$$

Отсюда нетрудно получить условие, ограничивающее верхний предел измеряемых углов. В самом деле, для того, чтобы существовала соответствующая интерференционная картина, о- и е-пучки должны пересекаться на выходной грани A_2C_2 . Если радиус этих пучков χ_0 , то должно быть $M_e M_0 < 2\chi_0$ или

$$\alpha < \frac{\chi_0 \operatorname{ctg} \Psi}{\sqrt{\left(1 + 2\alpha \cos \Psi \left(\frac{1}{n_e} - \frac{1}{n_0} \right) \right)^2 + a^2 \sin^2 \Psi \cos^2 \Psi \frac{1}{n_e^2} \left(1 - \frac{n_e^2}{n_0^2} \right)^2}} \quad (5.1.12)$$

Условие пределы можно увеличить, если начинать юстировать БП в положении расходящихся о-и е-пучков на выходной грани. Это можно сделать, если точку (5.1.8) на входной грани немного сместить вдоль оси X^1 системы K^1 . Однако, этот способ хорош только в случае заранее известного направления углового отклонения луча.

Для параметров, используемых в экспериментах с БП ($l=11$ мм, $\alpha=11.7$ мм, $\Psi=68^\circ$), из (5.1.12) при $\chi_0=3$ мм получим $\alpha < 3^0$, что качественно согласуется с экспериментом.

5.2. Интерференция поляризованных лучей в БП

Интерференционная картина, возникающая при пересечении пучков на выходе БП, может быть описана следующим образом. На рис.56 показаны траектории о- и е-лучей, полученные после описанной выше юстировки этих лучей и последующего поворота БП на угол α . Начальная установка БП соответствует нормальному ходу о- и е-лучей к граням A_1B_1 и A_1C_1 . При этом о- и е-лучь выходят нормально к грани A_2B_2 в одной точке с координатами (5.1.8) при повороте БП на угол α точки попадания о- и е-лучей на грань A_2C_2 различны, причем точка, принадлежащая о-лучу перемещается параллельно оси X , а е-лучу- вдоль прямой, описываемой уравнением.

Работа биполяризатора /БП/ в режиме интерференции, о-и-е- волн.
Рис.56

$$Y - Y^I = (x - x_0) \frac{\frac{\cos^2 \Psi}{n_e} (1 - \frac{n_e^2}{n_o^2})}{\frac{l}{2a} + \frac{2 \cos \Psi}{n_e}} \quad (5.2.1)$$

Угол между волновыми векторами вышедших из грани A_2C_2 о-и е- лучков равен 2α .

Если описывать волновое поле в пучках плоскими волнами то, например, для электрического вектора волны после прохождения анализатора можно написать в системе координат К

$$\begin{aligned} \vec{E}_0 &= \vec{E}^0 e^{-i\frac{w}{c} \sin \alpha x + i\frac{w}{c} \cos \alpha z} \\ \vec{E}_0 &= \vec{E}^0 e^{-i\frac{w}{c} \sin \alpha x + i\frac{w}{c} \cos \alpha z + i\Delta} \end{aligned} \quad , \quad (5.2.2)$$

где $\vec{E}^0$ - комплексная амплитуда, которая для простоты взята одинаковой для о-и е-волны с ортогональной поляризацией (это всегда можно сделать путем поворота анализатора на угол 45°), Δ -оптическая разность хода между о- и е-лучами. Интенсивность в месте пересечения о- и е- пучков, очевидно, определяется соотношением

$$I = |\vec{E}_0 + \vec{E}_e|^2 = 4|\vec{E}^0|^2 \cos^2 \frac{w}{c} \sin \alpha * x + \frac{\Delta}{2} \quad (5.2.3)$$

Условие максимума определяется соотношением

$$\frac{w}{c} \sin \alpha * x + \frac{\Delta}{2} = \pi S, \quad (5.2.4)$$

где S -целое число.

Интерференционная картина представляет собой систему эквидистантных полос, параллельных оси Y с расстоянием между полосами, определяемым из (5.2.4):

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2\alpha}, \quad (5.2.5)$$

где λ - длина волны излучения.

Предел разрешения линий интерференционной картины будет определяться разрешающей силой микроскопа, через который наблюдается интерференционная картина, и длиной волны излучения.

5.3. Результаты испытаний БП

Интерференционный режим работы БП заключается в следующем. Лазерный пучок и призмы, дающие два пучка, поляризованные в двух взаимно перпендикулярных плоскостях (двупреломляющие призмы) рис.57, попадая входной грани БП разделяется на два пучка ортогональной поляризации. Обыкновенный (o_1) и необыкновенный (e_1). БП выполнен так, что главные оси в обеих призмах Дове параллельны между собой, лежат в плоскости, перпендикулярной боковым граням и основаниям БП, и составляют угол 45° с основаниями призм Дове. Это создает удобства при работе с лазерными источниками, у которых излучение поляризованного в вертикальной плоскости, то есть падающий на БП световой луч имеет колебания электрического вектора параллельно ребру БП. Таким образом создается условие формирования о-и е-пучков равной интенсивности, необходимое для получения интерференционной картины с максимальной контрастностью. Обыкновенный луч (o_1) выходят из БП, претерпев полное внутреннее отражение на склеенных основаниях призм Дове. Склейка выполнена тонким слоем канадского бальзама, так как канадский бальзам имеет промежуточный показатель преломления: $n_e < n_{кб} < n_0$.

Необыкновенный луч (e_1) проходит через БП, не претерпевая отклонения. Лазерный пучок 2 (Рис.57), попадая входной грани БП тоже разделяется на два пучка ортогональной поляризации; (o_2) к (e_2). Таким образом на выходе БП имеет четыре (o_1 , e_1 , o_2 , e_2) поляризованного луча. Между лучами o_1 e_2 , и e_1 o_2 , в двух измерительных каналах осуществляется фотосмещения с помощью анализатора (А). Интерференционная картина получается в виде полос равной ширины, параллельных боковым граням БП. При любом незначительном повороте БП получается взаимное смещение интерференционных полос в обоих плечах схем.

Режим работы биполяризатора –БП
Рис.57

Экспериментально исследовалась зависимость пространственной частоты интерференционного раstra от угла падения света на входным граням БП. Результаты эксперимента представлены на рис.38. Эксперимент показал, что интервал измеряемых углов составляет $\alpha \cong \mp 70^\circ$.

На рис.59 представлена схема работы БП в режиме «расщепителя лазерного пучка». Коллимированный лазерный пучок с диаметром поперечного сечения ~ 5 мм проходит через склеенных основанием призм Дове, и на выходе БП образуются восемь лучей поляризованных по четыре луча в ортогональных плоскостях. Пучки 1, 2, 4 и 4¹ –являются обыкновенными, а 1¹, 2¹, 3¹ и 3- необыкновенными лучами. Пучки 1, и 2, а такжк 1¹, и 2¹-распространяются параллельно между собой (как показано на рис.59).

Последний из исследованных нами режимов хотя и не является характерным для БП, но может быть применен в ряде случаев для мультиплицирования лазерного пучка по восьми каналам. Наиболее типичным режимом работы БП следует считать двухканальный режим с возможностью получения интерференции в каждом из каналов и последующем балансном фотодетектировании результирующего сигнала.

В таком виде БП можно рекомендовать в качестве выводящего лазерные пучки устройства в лазерном гироскопе триангулярного типа.

γ , пар.лин/мм

Зависимость пространственной частоты интерференционных полос в БП
от угла поворота α .

Рис.58

Работа биполяризатора /БП/ в режиме «ращепителя лазерного пучка».

/1,2,4,4¹/ - о – лучи, /1¹,2¹,3¹,3 –Е-лучи.

Рис.59

5.4 Лазерный поляризационный интерферометр на биполяризаторе для измерения малых угловых перемещений

На основе разработанной теории БП нами был предложен [107] поляризационный интерферометр с использованием БП. Как следует из выражения (5.2.5) существует зависимость пространственной частоты интерференционной картины на выходе БП от угла падения лазерного луча на входную грань БП, что дает возможность использовать БП для отслеживания или измерения малых угловых перемещений объекта.

В известных устройствах [108-109] для решения указанных задач используются несколько типов двупреломлящих пластинок одновременно или в отдельности. Точность измерения малых угловых перемещений объекта в известных устройствах не высока (порядка нескольких десятков угловых секунд).

Конструкция БП позволяет построить схему, с помощью которой можно измерять малые угловые перемещения объектов с высокой точностью (порядка десятых долей угловой секунды). Одной из таких возможных схем рассмотрена ниже.

Функциональная схема предлагаемого устройства представлена на рис.60, работа устройства заключается в следующем. Световой пучок от источника поляризованного излучения 1 после расширения и формирования в параллельный пучок с помощью коллиматора (2), состоящего из микрообъектива и длиннофокусного объектива в сфокусном положении, разделяется светоделителем 3 на два пучка одинаковой интенсивности, один из которых направляется на плоское зеркало 4, установленного на объекте, и, отражаясь, падает на БП 5, а другой пучок, пройдя через светоделитель 2, также падает на БП 5, причем оба пучка падают нормально на входные грани БП. Каждый из пучков, падающих на выходные грани БП, разделяется на два пучка ортогональной поляризации: обыкновенный (о) и необыкновенный (е) (Рис.1).

Поляризационный интерферометр для измерения малых угловых перемещений объекта.

Рис.60

БП выполнен так, что главные оси в обеих призмах Дове параллельны между собой, лежат в плоскости, перпендикулярной боковым граням и основаниям БП, и составляют угол 45° с основаниями призм Дове. Это создает известные удобства при работе с лазерными источниками, у которых излучение поляризовано в вертикальной плоскости, то есть падающий на БП световой луч имеет колебания электрического вектора параллельно ребру БП. Таким образом создается условие формирования о-и е-пучков равной интенсивности, необходимое для получения интерференционной картины с максимальной контрастностью. Обыкновенные лучи (o_1, o_2) выходят из БП, претерпев полное внутреннее отражение на склеенных основаниях призм Дове, склейка выполнена тонким слоем канадского бальзама, так как канадский бальзам имеет промежуточный показатель преломления:

$$n_e < n_{к.б} < n_o$$

Необыкновенные лучи (e_1, e_2) проходят из БП, претерпевая отклонения. На выходе БП между лучами o_1, e_2 и e_1, o_2 в двух измерительных каналах необходима осуществить фотосмещения.

Для этой цели в обе плеча интерферометра вводятся анализаторы 5, ориентированные перпендикулярно ребру БП, фотоприемники 6 регистрируют сигналы в обоих каналах. При любом незначительном повороте плоского зеркала 4 получается взаимное смещение интерференционных полос в обоих плечах поляризационного интерферометра. Разностный сигнал, регистрируемый с фотоприемников 7, является мерой углового перемещения плоского зеркала 4, установленного на объекте.

Чувствительность предложенного устройства можно характеризовать с помощью выражения (5.2.5). Предварительные испытания макета интерферометра показали, что для интервала измеряемых углов $\alpha = \pm 70^\circ$ достигается точность измерений порядка угловой секунды. При повышении требований к виброустойчивости измерение смещений интерференционной картины может быть выполнено с точностью 1/10 полосы, что эквивалентно угловому перемещению объекта порядка десятой доли угловой секунды.

Предлагаемое устройство обладает следующими преимуществами по сравнению с известными аналогами:

- 1) повышает точность измерения малых угловых перемещений объектов.
- 2) упрощает конструкцию интерферометра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы состоит в следующем:

1. Разработан метод расчета распространения плоских электромагнитных волн в двухкомпонентных кристаллооптических линзах из одноосных кристаллов: бифокальных линзах /БЛ/. Получены выражения, выявляющие все основные особенности таких систем при произвольной ориентации оптических осей в линзах типа БП.

2. На основании анализа полученных выражений, предложено конструктивное разделение БЛ на линзы типа БЛ-1 и БЛ-2 и рассмотрены основные (в том числе фокусирующие) свойства линз типа БЛ-1 и БЛ-2.

3. Получены выражения, описывающие ход лучей на выходе БЛ при падении коллимированного лазерного пучка, и обобщена известная методика расчета двухкомпонентных кристаллооптических систем.

4. Рассмотрена работа двухкомпонентных кристаллооптических линз двух типов: БЛ-1 и БЛ-2 в режиме интерференции поляризованных лучей.

5. Теоретически описана и экспериментально подтверждена особенность интерференции в бифокальной линзе типа БЛ-1 интерференция поляризованных лучей осуществляется без анализатора, когда оптическая ось расположена в входной области БЛ-1 вдоль направления распространения лазерного луча.

6. Получены выражения описывающие зависимость вида интерференционных картин, формируемых в БЛ-2, от угла расходимости (сходимости) излучения, падающего на входную грань БЛ, от продольного смещения (вдоль оси Z), фокусируемого лазерного пучка, и от поперечного смещения (в плоскости XY), фокусируемого лазерного пучка.

7. Экспериментально исследована интерференционная структура оптического поля в фокальной области при лазерном облучении БЛ.

8. Рассмотрены дисперсионные свойства БЛ. Измерены фокусные расстояния линз типа БЛ-1 и БЛ-2 в зависимости от длины волны, и произведены расчеты в интервале $0,4 < \lambda < 2,3$ мкм, которые хорошо согласуются между собой.

9. Результаты экспериментов сопоставлены с расчетами проведенными на ЭВМ по выведенным формулам. Ошибка приближенного метода расчета кристаллооптических систем типа БЛ и БЛ составляет менее 10% .

10. Интерференционный растр, формируемый в БЛ в виде зонной картины Френеля позволил создать лазерный интерференционный резольвомер (ЛИР), пространственная частота которого увеличивается от центра картины к периферии от 0 до 150 периодов на миллиметр.

11. С помощью ЛИРа на БЛ испытаны стандартные диссекторы.

12. Показана возможность использования линзы типа БЛ-2 для исследования параметров световых пучков (угловой расходимости, пространственной когерентности), оптической передаточной функции (продольной и поперечной) различных типов микро-, фото – и телеобъективов в поляризационных интерферометрах продольного сдвига.

13. Показана возможность использования интерференционных растров, формируемых БЛ-2 вместе корреляционных опорных транспарантов в акустооптических устройствах обработки радиосигналов.

14. Разработан метод расчета распространения электромагнитных волн в кристаллооптической системе –биполяризатор /БП/ из одноосного кристалла. Получены выражения, удобные для анализа свойства БП.

15. Рассмотрена работа БП в режиме интерференции поляризованных пучков на выходе БП. Выведена зависимость пространственной частоты интерференционных полос, формируемых БП, от угла падения лазерных пучков на входные грани БП.

16. Показана возможность использования БП для измерения малых угловых перемещений объектов в поляризационных интерферометрах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Борн М., Вольф Э Основы оптики. – М. Наука, 1978.
2. Ландсберг Ф.С. ОПТИКА. –М.. Наука, 1976
3. Федоров Ф.И., Филиппов В.В. Отражение и преломление света прозрачными кристаллами. Минск. Наука, 1976.
4. Федеров Ф.И., Константинова А.Ф. Прохождение света через пластинки из одноосных оптических активных кристаллов аксиальных классов. Оптика и спектроскопия, 1962, т.12, с.407.
5. Федеров Ф.И., Котяш Т.Л. Прохождение света через пластинки из прозрачного одноосного кристалла. -Оптика и спектроскопия, 1962, т.12, с.298.
6. Федеров Ф.И. Филиппов В.В. Амплитудные соотношения для световых волн на границе одноосный кристалл –изотропная среда. -Оптика и спектроскопия, 1971, т.30, с.318.
7. Федоров Ф.И., Филиппов В.В. Об отражении и преломлении необыкновенных лучей в одноосного кристаллах.- Кристаллография, 1971, т.16, с.36.
8. Федоров Ф.И., Филиппов В.В. Отражение света на границе одноосного кристалла с изотропная средой. -Ж., прикл. спектроскопии, 1968, т.9 с.1031.
9. Шафрановский И.П., Федоров Е.С. М.-Л., ИЗД. АН СССР, 1951. стр.252.
10. Осипов-Кинг В.А. Бмфокальная линза. Авт.свид. №1068 23, Бюлл.изобр., № 6, 1957.
11. Eng R.S., Leib K.G Multiple Imagery with Birefringent Lenses –appl. Opt. 1969, 8, №10, p.2117
12. Осипов Ю.В. Поляризационные линзы бинарной конструкции.-ОМП, 1973 №5 С.5
13. Kulcke W., Kosanke K., Max E., Fleisher H., Harris T. Converget beam digital Light deffltcktor- Optical and Electro-Optical Information.
14. Proctssing, 1965, p 371.
15. Smith P.W. Mode selection in lasers.-Prog. IEEE 1972, V.10, p.422.
16. White A.D Laser cavities with increased axial mode separation – The Bell Sistem. Tech Y., 1966, v.45.
17. Walther H., Hall Y.L. Tunable dye laser with nassow spectrel output.- Appl. Phys. Lett., 1970, v.17, p.239.
18. Cirkovic L., Evans H.Y., Forrest H.Y., Katrenstein Use of a birefringent plate to control the spectral emission of a ruby laser.-Appl. Opt., 1968, v.7, p.981.
19. Каламийцов Ю.В. Интерферометры.- Л.: Машиностроение, 1976
20. Csillag L., Janossy M., Kantor K. Invtstigation of spatial coherence and phase chage in the modes of a Ge-Ne laser.-Phys. Lett., 1966, v.20, p.626.

21. Svetlik J. Simple methods for measurement of laser beam parameters.- Appl.Opt.,1974,v.13,p.1275
22. Bryngdahe O Applications of shearing Interferometry-“Progress in Optics”, 1966,v.4, p.38.
23. Ebersole J.F Optical image substations – Optical Engineering 1975, v.14., p.38
24. Tsuruta T.A new type of shearing interferometer for the measurement of transfer functions of the microscope objective.- Appl.Opt.,1963,v.2,n.4,p.371.
25. Martienssen W., Spiller E. Coherence and fluctuation in light beam.-Amer.J.of Phys., 1970.,v.32.,p.919.
26. Saunders J.B.A simple interferometric method for workshop testing of Optic.- Appl.Opt.,1970.,v.19.,p.1623.
27. Merzkirch Generalized analysis of shearing interferometers as applied for cas. dynamic studies.-Appl.Opt.1974.,v.13.,p.409.
28. Smith Optical image evaluation and the transfer function/- Appl.Opt.,1963,v.2,p.335.
29. Экспериментальная радиооптика.-В сб. статей под ред. Зверенева.В.А., Степанова Н.С.-М.:Наука,1979.
30. Зверев.В.А. Радиооптика.-М.: Советское радио, 1975.
31. Грудмен Дж. Введение в Фурье – оптику.-М.: Мир, 1970.
32. Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике.- Мир, 1975.
33. Престон К. Когерентные оптические вычислительные машины.- Мир.: Мир, 1975.
34. Акаев А.А ., Майоров С.А. Когерентные оптические вычислительные машины.-Л.: Машиностроение, 1977.
35. Косов Г.Я. Исследование частотно-контрастных характеристик различных объективов, применяемых в телевизионных системах.- Электронная техника, серия 4, вып.3, 1967.
36. Гдалин В.С. Измерение параметров телевизионных передающих и приемных трубок.- М.: Советское радио, 1978.
37. Семенов Е.П. О разрешающей способности электронно- оптических преобразователей.- ОМП, 1967.№ I, с.12.
38. Bruscaglioni R., Optica, 1936.v.1,p.3.
39. Ашулов Г.А. Хухрина М.Д. Успехи научной фотографии, 1955, № 4, с. 106.
40. Nopking R.E., Clapper F.R. Gratings made by photographing interference fringes.- JosA, 1948,v.38, p.661.
- 41.. saunders J.B. A simple interferometric method for workshop testing of optics – apple .opt , 1970, v.19,p& 1623
- 42..Merzkirch w. Generalized analysis of shearing interferometers as applied for cas. dynamic studies – Appl,opt,1974, v,13.p 409.
- 43.. smith F. Optical image evaluation and the transfer function – Apple .opt, 1963 ,v.2.p.335
- 44.function – Apple .opt ,1963 ,v.2.p.335
- 45.. Экспериментальная радиооптика .- в сб.статей под ред. Зверенева В.А., Степанова Н.С.-М.: наука, 1979.

- 46.. Зверев В.А. Радиооптика.- М.:Советское радио,1975
47. Гудмен Дж.Введение в фурье – оптику.- М.: Мир,1970.
48. Папулис А.Теория систем и преобразований в оптике . – Мир,1975.
49. Престон К. Когерентные оптические вычислительные машины. –Мир .: Мир, 1975.
50. Акаев А.А., Майоров С.А. Когерентные оптические вычислительные машины.- Л.: Машиностроение,1997.
51. Косов Г.Я. Исследование частотно – контрастных характеристик различных объективов, применяемых в телевизионных системах .- Электронная техника , серия 4, вып.3, 1967.
52. Гадалин В.С. Измерение параметров телевизионных передающих и применых трубок .- М.: советское радио,1978.
53. Семенов Е.П. О разрешающей способности электронно-оптических преобразователей.-ОМП, 1967, №I, с.12.
- 54.Bruscaglioni R.Optica, 1936.v.1p.3.
- 55.Ашулов Г.А. Хухрина М.Д. Успехи научной фотографииб 1995,№4, с.106.
- 56.Nopkins R.E. clapper F.R. gratings made by photographing interference fringes – josa, 1948,v.38,p,661.
- 57.Plose S.Z.Wiss. Photogr, 1959, v,p.103/
- 58.Royer H. Etude de lenregistrement des hautes frequences par les emulsions photographiques .-compt . rend . Acaol sci, 1965, v,261, p.5025
- 59.Зайдель А.И., Константинов В.Б., Островский Ю.И. Лазерная резольвOMETрия .- Ж. Науч.и прикл. Фотографии и кинематографии 1966,№II, с.381.
- 60.Островский Ю.И. Интерференционный резольвOMETр. – Авт. Свид. № 199659, Бюлл.Изобр., №9, 1968.
- 61.Островский Ю.И. Интерференционный резольвOMETр. – Авт. Свид. № 212751, Бюлл.Изобр., №15, 1967.
- 62.Островский Ю.И. Интерференционный резольвOMETр. – Авт. Свид. № 207018. Бюлл.Изобр., №9, 1968.
- 63.Lenk K.H., Billed und Ton ,1968, v.21,p.70.
- 64.Прусс П.Х., Мациевич Л.В., Иванов А.М. и др. Интерференционный резольвOMETр « лир-I» - смп, 1972, №9,с,30.
- 65.Ананьев Ю.А. Оптичекские резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения .- М.,: Наука, 1979.
- 66.Винокуров Г.Н., Грубунов В.А., Дятлов В.Д. и др. Метод определения положения фокальной плоскости сходящихся лазерных пучков. - Квантовая электроника , 1967, №3 , с, 658.
- 67.Сланов Г.С. Метод контроля сферичности волнового фронта излучения ОКГ:-ОМП, 1974, №10, с.68.
- 68.Андронов В.П., Иваненко Л.М. Хлопунов О.В. Экспресс –метод регистрации угловой расходимости излучения непрерываного СО₂ – лазера. – ПГЕ, 1978, №6 сю 130.
- 69.Хирд Г. Измерние лазерных параметров .- М.,: Мир , 1970,

70. Аракелян С.М., Арутюнян А.Г., Ахманов С.А. и др. Предельная когерентность колебаний типа ТЕМ непрерывного лазерного излучения. – Квантовая электроника, 1974, №I, с.215.
71. Линник В.П., Брянская Г.М., Сопотницкая Э.А. Интерферометр для исследования фронта волны лазера, -ОМП, 1971, №II с.27.
72. Mlyamoto T., Yasuura K. Measurement of the beam parameters of a laser beam and its diffraction field using a hologram .- Apple .opt ., 1971, V.10, p.161.
73. Арутюнян А.Г., Тункин В.Г., Чиркин А.С. Светосильный интерферометр с высоким разрешением для измерения пространственной когерентности оптического излучения. – Квантовая электроника, 1973, №I с. III
74. Ахманов С.А., Пахалов В.Б., Чиркин А.С. Формирование пространственной когерентности лазерного излучения при прохождении через порог генерации.- письмо ЖЭТФ, 1976, т.23, с.391.
75. Ахманов С.А., Голяев Ю.Д., Туникин В.Г., Чиркин А.С. Пространственная когерентность оптических пучков и распределение статистически не изотропных световых пучков .- Квантовая электроника, 1975, т.2, с. II7I.
76. Власов Д.В., Коробкин В.В., Серов Р.В. Метод измерения геометрических параметров лазерных квазигауссовых пучков.-Квантовая электроника, 1978, т.5, с.2457.
77. Юу Ф.Т.С. Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографии. –М.: Советское радио. 1979.
78. Кольер Р., Берхарт К., Лин Л. Оптическая голография.- М.: Мир, 1975.
79. Сорроко Л.М. Основы когерентной оптики и голографии.- М.: наука, 1971.
80. Дрейцен Г.В., Островский Ю.П. , Шедева Е.П. Интерференционный метод исследования степени пространственной когерентности.- Оптика и спектроскопия , 1972, т.32, с.367.
81. Назарова Л.Г. Измерение степени когерентности лазера методом Юнга.- Оптика и спектроскопия , 1970, т.29, с. 757.
82. Javan A., Bennet W, Herriot D.R., Phys.Rev Lett, 1961.v.6,p.,106.
83. Jong M.Dreikes P.L. opt. Commun, 1970,v.2, p.653.
84. Долотко В.И., Кричевский В.П., Шевченко В.В. Исследование пространственной когерентности серийных газовых лазеров .- ПТЭ, 1973, т.4, с.211.
85. Герке Р.Р., Денисюк Ю.Н., Локшин В.И. Методы контроля когерентности излучения ОКГ, применяемых в голографии.- ОМП, 1968, №7, с.22.
86. Janossy M., Csilled L., Kantor K.,phys. Lett., 19656 v .18, p.124.
87. Статеселько Д.И., Денисюк Ю.Н. О влиянии структуры поперечных мод источника излучения на изображение, создаваемые голограммой. – Оптика и спектроскопия, 1970, т.28, с.373.
88. Аракелян С.М., Ахманов С.А., Тункин В.Г., Чиркин А.С. Естественная спонтанная излучением.- Письмо ЖЭТФ., 1974, т. 19. С. 571.

89. Арутюнян А.Г., Ахманов С.А., Голчев Ю.Д. и др. Пространственные корреляционные функции поля и интенсивности лазерного излучения. – ЖЭТФ, 1973, т.64, с. 1511.
90. Justh B. Measurement of the spatital coherence of micreodensitometer illumination – Josa. 19686 V.58. p.714.
91. Reynolds G.O. Smith A.E. Experimental demonstration of coherence effects and linearity in microdensitometry .- Apple /opt., 1975. V. ,6,1259.
92. Mallick S. Degree of coherence in the image of a quasi – monochromatic soursc :- Appl. Opt ., 1967, v.6 , 1403
93. Пахалов В.Б. Чиркин А.С. Фазовый переход при формировании проотранственно- когерентных пучков в лазере.- Квантовая электроника. 19976 , 4. С. 1268.
94. Girard A. Nouveaux dispostitifs de spectrascope o grande luminosite.- optica Acta, 1960 vol 7, P, 817
95. Толмачев Ю.А. Новые спектральные приборы .- Л.: лгу. 1976.
96. Ситиник Д.П., Преснов М.В. Корекция расфокусировки и двумерного дифференцирование изображений с помощью поляризационного фильтра .- Тезисы докладов всесоюзной школы молодых ученых и специалистов по оптической обработке информации. Минск, 1982, ч. I, с.100.
97. Осипов Ю.В. Пространственной мультипликатор сигналов.- Изв.ВУЗов «Радиофизика».1972, т. Ху, №12, с. 1822.
98. Стомаров А.И. Простая поляризационная призма.- ОМП, 1935, № 4-5, с. 22-24.
99. Барсуков К.А., Осипов Ю.В., Попов В.Н. О двупреломлящих призмах премерного угла двоения- Оптика и спектрокопия, 1980, т.48. вып3, с.605-610.
100. Барсуков К.А., Осипов Ю.В., Попов В.Н. о интерференционных растрах, формируемых двупреломляющими призмой переменного угла дврения.- Оптика и спектроскопия 1981, т.50, выпуск I, с.191-195.
101. Воронкова Е.М., Гречушинов Б.Н., Дистляр Г.И., Петров И.Л. Оптические материялы для инфракрасной техники.- М.: Наука, 1965, с.142.
102. Harris S.E. Apple Phys letters. 1963, v.2, p.47.
103. Гальперн Д.Ю. Исследования по геометрической оптике. Докт. диссертация. Л., гои ,1959, глава п, 26
104. Брасковский А.П. «Журнал прикладной спектроскопии», 1975, 23,304.
105. Newburgh R.G. ceneralization of the de broglis relations for the propagation in anictropic media – “0opt, four dimmeneions conf. Enseneda. 1980” new York, 1981, p, 13.
106. Бычков С.И., Дусянов Д.П., Бакаляр А.И. Лазерный гироскоп. –М.: Советское радио, 1975.
107. Батыраков А.С., Бутусов М.М., Гречка Г.П. и др. Лазерные измерительные системы.- М.: Радио и связь, 1981.

108. Бакалияр А.И., Лукьянов Д.П. Основы теории кольцевых лазерных гироскопов и их применение в навигационных комплексах. Л.,: ЛИВИКА им. А.Ф. Можайского
109. Брасуков К.А., Осипов Ю.В., Попов В.Н. Фирсов, В.С. Лазерный интерференционный разломметр и его применение для испытания электронно-оптических систем. – Третья всесоюзная школа по оптической обработке информации. Тезисы докладов. Рига, 1980, с. 223.
110. Осипов Ю.В., Попов В.Н. Интерференционный револьвометр . авт . свид № 838638, Бюлл. Изобр. №22, 1981.
111. Мирошенков М.М, Теоретические основы оптико-электронных приборов.- Л.: Машиностроение, 1977.
112. Волосов Д.С. Фотографическая оптика. – М.: Искусство, 1978.
113. Кей Д., Лэби Т, Таблицы физических и химических постоянных .- М.: физматгиз, 1963.
114. Таблицы физических величин. (Под ред. Кикоина М.К). – М.: Атомиздат, 1976
115. Островский Ю.М. Голографическая интерферометрия.- М.: Наука, 1979.
116. Вест Ч. Голографическая интерферометрия (под, ред, проф. Островского Ю.И.) , - М.: Мир, 1982.
117. Калитевский Н.И. Волновая Оптика. – М.: Наука. 1991
118. Барсуков К.А., Осипов Ю.В., Умбетов А.У. Применение бифокальных линз для синтеза когерентных полей .- IV. Всесоюзная школа молодых ученых и специалистов по оптической обработке информации. Тезисы докладов, Минск, 1982, С. 100.
119. Franson M. optical interferometry -. Academic press 1966 part VII p. 137
120. Якушейков Ю.Г. Основы оптико-электронного приборостроения. – М.: Советская радио, 1977.
121. Осипов Ю.В. Попов В.Н. Сизова Е.А., Фирсов В.С. Поляризаторный интерферометр одвига, Авт свид № 913056, Бюлл, изобр. № 10, 1962
122. Эйхенвальд А.А. Известия Московского инженерного училища. Научные труды . ред. . П.А. Велихов .ч.П, вып. I, 1907.
123. Магдич Л.Н. и Молчанов В.Я. Акустооптические устройства и их применение. – М.: Советское радио, 1976.
124. Кулаков С.В. Акустооптическое устройство спектрального и коорелиционного анализа сигналов .- Л.: Наука . 1978,
125. Физическая акустика. Под ред. У. Мязона и Р. Терстона, 1974, т.7, глава 5.
126. Егоров Ю.В. и Ушаков В.И. Оперный транспорант для акустооптических корреляторов. Авт. Свид. №605185, Бюлл. Изобр. №16. 1978.
127. Pratt G.J. Apparatus and method for optical signal processing. Патент США № 3421003, 1969.
128. Осипов Ю.В., Умбетов А.У. Поляризационный интерферометр авт.свид. №1026001. Бюлл . изобр. №24, 1983.
129. Медведов Б.А. Поляризационный интерферометр. Авт.свид. №544861. бюлл. изобр. №24, 1983.

130. Марешаль А., Франсон М., Структура оптического изображения. – М.: Мир, 1964, 6 апреля 1963, № 1768-83.
131. Гручевич С.Б. и др. Разрешение деталей объемного изображения в третьем измерении.- Л.: ЛИАФ, препринты № 555,557,563,
132. Berry M.V. cusped rainbois and incoherence effects in the rippeling – mirror model for particle scattering from surfaces. J. phys. A& math. cen.,v.8, №4, 1965.
133. Постон Т., Стюарт И. Теория катастроф и ее приложения. М., Мир.1980.
134. Минков И.М., Школьных М.Г. Материчный метод расчета пропускания оптического канала.- «ОМП» , 1977. №4 . стр. 14-16.
135. Осипов Ю.В., Умбетов А.У. Оптикоакустические устройств обработки сигналов. Деп. в ВИНТИ 6 апреля 1983, №1768-83.
136. Еникеев С.Э., Осипов Ю.В., Умбетов А.У. Оптической спектральный анализ и оптическая фильтрация. Деп. в ВИНТИ 29 января 1981 г., № 380-81.
137. Макаров С.Я. , Осипов Ю.В., Плавский а.И., Умбетов А.У.Разработка и исследование устройство формирования оптических импульсов. Деп. в ВИНТИ 24 апреля 1981г. № 1869-81.
138. Барсуков К.А., Осипов Ю.В., Умбетов А.У. Распространение электромагнитных волн в двухкомпонентных линзах из односных кристаллов (теория и эксперимент). Деп. в ВИНТИ 1 августа -1983, № 4260-83.
- 139.Игнатов А.Н Оптоэлектронные приборы и устройства. М.: Эко Трендз, 2007.-567 с.
- 140.Быстров Ю.А. Оптоэлектронные приборы и устройства.-М.: Радио-Софт, 2001.-256с.
- 141.Пихтин А.Н. Оптическая и квантовая электроника. –М.: Высш.шк., 2001.-573 с.
- 142.Игнатов А.Н. Основы оптоэлектроники. Ч.1.Излучательные и фотоприемные приборы.-Новосибирск, 1988.-61.с.
- 143.Кацапов Ф.М., Сергеев В.И. Перспективные материалы для элементной базы оптоэлектроники // Элект.пром-ть.-2004.-№1.-С.52-54.
- 144.Ярив А.Введение в оптическую электронику.Пер.с англ., Г.Л.Кисилева, под ред.и предисл. О.В.Богданкевича.-М.: Высш.шк., 1983.-398 с.: ил.
- 145.Смирнов А.Г. Квантовая электроника и оптоэлектроника: Учеб.пос.для вузов. Мн.: Высш.шк., 1987.-196с.: ил.
- 146.Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. –М.: Наука, 1983.-318с.
- 147.Носов Ю.Р. Оптоэлектроника. – М.: Сов.радио, 1977.-232 с.
- 148.Парыгин В.Н.,Балакшай В.И. Оптическая обработка информации.М.: Изд-во МГУ, 1987.-142с.
149. Новые физические принципы оптической обработки информации: Сб.статей /С.А.Ахманов, Н.Н.Ахмадиев, А.В.Белинский и др.: Под.ред. С.А.Аманова, М.А.Воронцова.-М.: Наука, 1990-400с.: ил.