

**РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МИКРОСТРУКТУР**

---

*На правах рукописи*

**ВОЛКОВ ПЕТР ВИТАЛЬЕВИЧ**

**Развитие интерференционных и поляризационных методов  
измерения физических параметров твердых тел**

*Специальность 01.04.01 - Приборы и методы экспериментальной физики*

**Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук**

*Научный руководитель:*

кандидат физ.-мат. наук Новиков Михаил Афанасьевич

Нижний Новгород, 2008

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
Глава 1. Оптические методы измерения физических параметров твердых тел – состояние проблемы.	13
§1.1. Метод матриц Джонса описания анизотропных свойств оптических элементов	14
§1.2. Теорема взаимности и метод матриц Джонса. Взаимные и невзаимные оптические фазовые анизотропные системы.	19
§1.3. Теорема эквивалентности Пуанкаре и метод матриц Джонса.	23
§1.4. Экспериментальные методы исследования оптических анизотропных свойств.	29
§1.5. Оптические методы контроля температуры и толщины твердых тел.	34
Глава 2. Теорема эквивалентности для невзаимных оптических систем и преобразование свойств анизотропии оптических элементов.	44
§2.1. Теорема эквивалентности в невзаимных системах.	44
§2.2. Теорема эквивалентности в двухпроходных оптических схемах с невзаимными элементами.	48
§2.3. Невзаимные эллиптические базисы.	49
§2.4. Преобразование свойств анизотропии взаимных поляризационных элементов.	52
§2.5. Преобразование анизотропных свойств невзаимных элементов.	58
§2.6. Примеры преобразования базовых типов анизотропии.	61
Выводы к главе 2	64
Глава 3. Методы измерения эффектов вынужденной оптической анизотропии в кольцевых и двухпроходных схемах	66
§3.1. Кольцевые схемы измерения.	66
§ 3.2. Измерение эффектов вынужденной оптической анизотропии в двухпроходной схеме.	72

§3.3. Детектирование поверхностных звуковых волн в твердом теле с применением двухпроходной схемы.	85
Выводы к главе 3	95
Глава 4. Мониторинг технологических процессов с применением методов низкокогерентной тандемной интерферометрии.	96
§4.1. Метод контроля положения модулятора разности хода интерферометра.	96
§4.2. Метод измерения геометрической толщины и показателя преломления образца.	102
§4.3. Системы промышленного мониторинга толщины.	106
§4.4. Система контроля толщины и температуры в полупроводниковых микро- и нанотехнологиях.	111
§ 4.5. Исследование технологических параметров горизонтального МОГФЭ реактора.	118
§ 4.6. Исследование технологических параметров вертикального МОГФЭ реактора.	125
§ 4.7. Методики определения толщины и температуры образца в процессе роста полупроводниковых структур.	130
Выводы к главе 4	136
Заключение	138
Список цитированной литературы	140
Список работ автора по теме диссертации	152

## **Введение.**

### **Актуальность темы исследований**

Оптические измерения в настоящее время играют большую роль как в физическом эксперименте, так и в измерительной технике. Дистанционные, бесконтактные, неинвазивные и высокоточные оптические методы позволяют решать задачи, недоступные другим подходам [1]. Наибольшее распространение получили интерференционные и поляризационные методы измерения.

При интерференции неполяризованных световых пучков или пучков с одинаковым состоянием поляризации, в области их наложения возникают интерференционные полосы, обработка которых позволяет решать такие задачи, как прецизионный контроль качества поверхностей, контроль малых смещений поверхности и др [2]. В физическом эксперименте интерферометрия позволяет с высокой точностью и чувствительностью измерять эффекты, приводящие к изменению оптических свойств среды (колебания давления, температуры, показателя преломления и др.).

При интерференции поляризованных пучков света происходит изменение состояния поляризации света. Основанные на этом поляризационные методы зачастую оказываются более чувствительными, удобными и информативными, чем стандартные интерференционные [2]. Контроль состояния поляризации света, взаимодействующего с объектом, позволяет измерять механические напряжения, исследовать электро- и магнитооптические эффекты. Для исследования свойств поверхности и тонких пленок широкое распространение получила эллипсометрия [3].

По мере развития поляризационных методов исследования появлялись различные методы описания состояния поляризации, а также преобразования поляризации веществом. Наиболее известными являются методы векторов и матриц Джонса и векторов Стокса и матриц Мюллера [4]. Однако для объектов со сложной анизотропией простое применение данных методов может приводить к сложным и громоздким вычислениям. Исследование

таких систем требует создания теоретических и экспериментальных методов их разложения на простые компоненты, преобразования их свойств, выделения отдельных компонентов [5].

В большинстве случаев, стандартные интерференционные и поляризационные методы используются для измерения фазовых задержек меньше длины волны используемого света, что обусловлено периодичностью интерференционных полос. Для измерения фазовых задержек, которые много больше длины волны наиболее удобными оказываются методы низкокогерентной интерферометрии [6], которые также могут быть поляризационными. Особенностью низкокогерентных методов является использование источников света с длиной когерентности малой по сравнению с измеряемыми задержками (толщинами). Одной из разновидностей низкокогерентной интерферометрии является тандемная низкокогерентная интерферометрия. Изначально она появилась как метод мультиплексирования в оптических линиях связи, однако вскоре стало понятно, что данная методика является многообещающей для измерения геометрических размеров, показателя преломления, смещений, температуры и других оптических параметров, которые могут быть получены из измерений оптической разности хода. Одно из основных достоинств тандемной низкокогерентной интерферометрии состоит в возможности измерения параметров объектов, находящихся в условиях агрессивной окружающей среды [7].

Таким образом, разработка новых теоретических и экспериментальных методов описания и исследования сложных анизотропных систем и развитие методов когерентной и низкокогерентной интерферометрии являются весьма актуальными задачами.

#### **Цели работы:**

- создание теоретических методов описания сложных анизотропных систем;

- развитие экспериментальных поляризационных и интерференционных методов измерения малых эффектов вынужденной оптической анизотропии;
- развитие методов измерения толщины и температуры твердых тел на основе тандемной низкокогерентной интерферометрии и их применение в промышленных измерительных системах и системах мониторинга в технологиях формирования полупроводниковых микро- и наноструктур.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1. обобщение теоремы эквивалентности Пуанкаре на невзаимные фазовые анизотропные системы;
2. теоретическая разработка метода преобразования свойств анизотропии невзаимных фазовых анизотропных элементов;
3. экспериментальная демонстрация разработанных методов на примере измерения эффектов вынужденной оптической анизотропии и детектирования акустических волн на поверхности твердых тел;
4. теоретическая и экспериментальная разработка методов повышения точности и надежности промышленных систем мониторинга толщины на базе тандемной низкокогерентной интерферометрии;
5. создание системы мониторинга температуры подложки и толщины растущего слоя для технологий формирования микро- и наноструктур на основе тандемной низкокогерентной интерферометрии;
6. проведение исследований ростовых процессов в реакторах металлоорганической газофазной эпитаксии.

**Научная новизна:**

1. Сформулирована и доказана обобщенная теорема эквивалентности для произвольной фазосдвигающей невзаимной анизотропной оптической системы: произвольный невзаимный фазовый анизотропный оптический элемент может быть представлен как комбинация пяти элементов: взаимной линейной фазовой пластинки, невзаимной линейной фазовой пластинки,

взаимного ротатора и двух фарадеевских ротаторов.

2. Предложен оригинальный метод преобразования свойств оптической анизотропии произвольных взаимных и невзаимных фазовых анизотропных элементов. Теоретически доказано, что для преобразования произвольного типа фазовой анизотропии в другой произвольный тип достаточно четырех взаимных четвертьволновых линейных фазовых пластинок и набора фарадеевских ротаторов, количество которых может быть равным двум, четырем или шести и определяется типом исходной и требуемой анизотропии.

3. Впервые продемонстрирована возможность мониторинга толщины растущего слоя на начальных стадиях роста в условиях металлоорганической газофазной эпитаксии (рост буферного слоя GaN на подложке Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.) непосредственно в реакторе в процессе роста.

#### **Практическая значимость работы:**

1. Разработан и экспериментально продемонстрирован макет прибора для оптического детектирования звуковых волн на поверхности твердого тела на базе двухлучевого поляризационного интерферометра, в котором использованы созданные в диссертации методы преобразования анизотропных свойств оптических элементов.

2. Разработана и экспериментально продемонстрирована система мониторинга температуры подложки и толщины растущего слоя для технологий формирования полупроводниковых микро- и наноструктур. Достигнуты параметры: абсолютная точность определения оптической толщины  $\pm 10$  нм, чувствительность определения изменения толщины  $\pm 2$  нм, абсолютная точность определения температуры подложки  $\pm 1$  К (определяется точностью калибровки).

3. Проведено исследование технологических параметров реакторов металлоорганической газофазной эпитаксии. Получены профили температуры вдоль подложкодержателя, а также зависимость этих

температурных профилей от различных параметров в реакторе (давление, поток газа, температура). Показано, что значения показаний обычно применяемой термопары, закрепленной в подложкодержателе и реальной температуры подложки сильно различаются. Кроме того, показано, что изменения технологических параметров могут сильно влиять на температуру подложки, практически не сказываясь на показаниях термопары;

Результаты диссертации использованы при изготовлении нового поколения промышленных систем технологического контроля толщины ленты стекла, которые установлены на ряде предприятий России и СНГ, при изготовлении системы мониторинга толщины CVD алмазов в установке лазерного травления (установлена в ИОФ РАН), а также для оптимизации технологических процессов в реакторах метало-органической газофазной эпитаксии, установленных в ИФМ РАН.

#### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Произвольный невзаимный фазовый анизотропный элемент может быть представлен как комбинация пяти элементов: взаимная линейная фазовая пластинка, невзаимная линейная фазовая пластинка, взаимный ротатор и два фарадеевских ротатора.

2. Для преобразования между произвольными типами взаимной и невзаимной фазовой анизотропии достаточно четырех взаимных четвертьволновых линейных фазовых пластинок и набора фарадеевских ротаторов, количество которых может быть равным двум, четырем или шести и определяется типом исходных и требуемых анизотропных свойств.

3. Используя методы преобразования фазовой анизотропии на базе, фарадеевских ротаторов, четвертьволновых пластинок и двухлучевого поляризационного интерферометра можно создать оптическую систему для детектирования звуковых волн на поверхности твердого тела.



4. Тандемная низкокогерентная оптическая интерферометрия может быть использована для оперативного контроля температуры подложки и толщины растущего слоя на всех стадиях металлоорганической газофазной эпитаксии.

#### **Личный вклад автора в получение результатов**

- Основной вклад в формулировку и доказательство теоремы эквивалентности, обобщенной на невзаимные фазовые анизотропные системы [A1] (совместно с Новиковым М.А.).

- Основной вклад в теоретическую разработку методов преобразования свойств анизотропии произвольных невзаимных фазовых анизотропных систем [A2, A14] (совместно с Новиковым М.А.).

- Равноценный вклад в разработку и экспериментальную демонстрацию методов измерения эффектов вынужденной оптической анизотропии с использованием кольцевых и двухпроходных схем [A3, A4] (совместно с Новиковым М.А., Хышовым А.А.).

- Равноценный вклад в создание экспериментального макета оптической схемы детектирования звуковых волн на поверхности твердого тела [A15, A16] (совместно с Новиковым М.А., Хышовым А.А., Захаровым Ю.Н.).

- Основной вклад в теоретическую и экспериментальную разработку методов повышения точности и надежности промышленных систем мониторинга толщины на базе тандемной низкокогерентной интерферометрии [A5-A9] (совместно с Новиковым М.А., Тертышником А.Д., Горюновым А.В.).

- Равноценный вклад в разработку и создание макетов аппаратуры контроля лазерного травления алмазов и для мониторинга температуры подложки и толщины растущего слоя для технологий формирования микро- и наноструктур [A11-A20] (Совместно с Новиковым М.А., Лукьяновым А.Ю., Тертышником А.Д., Горюновым А.В.)

- Основной вклад в проведение экспериментальных исследований технологических параметров реакторов металлоорганической газофазной

эпитаксии и теоретическую разработку методов независимого определения толщины и температуры образца в процессе роста полупроводниковых структур [A13-A20].

### **Публикации и апробация результатов**

Основные результаты диссертации отражены в 20 публикациях, в том числе, 11 работ в рецензируемых журналах, 7 публикаций в сборниках тезисов докладов и трудов конференций и симпозиумов; 2 патента на изобретение.

Основные результаты и положения диссертации докладывались на: III международной конференции «Оптика - 2003» (Санкт-Петербург, 20-24 октября, 2003), III международном оптическом конгрессе «Оптика - XXI век», конференции «Прикладная оптика - 2004» (Санкт-Петербург, 19-21 октября, 2004), 6-й международной молодежной конференции по оптике и высокотехнологичным материалам «SPO 2005» (Киев, 27-30 октября, 2005), 6 международной конференции по лазерам в производстве (Мюнхен, 24-26 июня, 2003), Симпозиумах «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 13-17 марта 2006, 2007), VIII Российской конференции «Физика полупроводников» (Екатеринбург, 30 сентября – 5 октября, 2007) , 14 международной конференции по металлоорганической газофазной эпитаксии «ICMOVPE – XIV» (Метц, Франция, 1-6 июня, 2008), втором международном форуме по нанотехнологиям «Роснанофорум» (Москва, 3-5 декабря, 2008). Результаты работы были представлены на школах и сессиях молодых ученых, а также обсуждались на семинарах ИФМ РАН и ИПФ РАН.

### **Структура и объем диссертации.**

Диссертация состоит из введения, 4 глав и заключения. Объем диссертации составляет 154 страницы, включая 50 рисунков. Список цитированной литературы включает 114 наименований, список работ автора по теме диссертации – 20 наименований.

Во Введении обоснована актуальность темы исследований, показана ее научная новизна и практическая значимость, сформулированы цели работы, представлены сведения о структуре и содержании работы, а также приведены положения, выносимые на защиту.

**Глава 1** представляет собой обзор имеющейся в литературе информации по оптическим методам измерения физических констант твердых тел. Основное внимание уделено поляризационным и интерференционным методам исследования. Для описания состояния поляризации излучения и его преобразования в анизотропных средах в диссертации используется хорошо известный и очень удобный метод матриц Джонса. В первой главе приведены основные положения метода, а также рассмотрены теорема эквивалентности Пуанкаре и теорема взаимности на языке матриц Джонса. Проведено разделение оптических анизотропных систем с точки зрения выполнения теоремы взаимности на взаимные и невзаимные. В диссертации используется одна из разновидностей интерферометрии – низкокогерентная тандемная интерферометрия. В первой главе описаны основные принципы и применения низкокогерентной интерферометрии.

В **Главе 2** диссертации теорема эквивалентности Пуанкаре обобщена на случай невзаимных систем. Показано, что существует расширенный набор стандартных элементов, позволяющий описать произвольную оптическую систему с невзаимной фазовой анизотропией. Рассмотрен важный, с точки зрения эксперимента, вопрос создания анизотропных элементов с заданными параметрами, или трансформации одного типа анизотропии в другой. Предложен универсальный метод преобразования свойств анизотропии произвольных оптических фазовых систем (в том числе невзаимных) с использованием фиксированного набора элементов.

**Глава 3** посвящена методам экспериментального исследования эффектов вынужденной оптической анизотропии во внешних электрических и магнитных полях. Используя результаты второй главы, предложены

методы выделения взаимных и невзаимных эффектов в анизотропных оптических системах с использованием кольцевых и двухпроходных схем. Разработанные методы применены для построения оптического бесконтактного детектора поверхностных звуковых волн.

**Глава 4** посвящена мониторингу технологических процессов с применением тандемной низкокогерентной интерферометрии. Предложен новый метод контроля положения модулятора разности хода в интерферометре и новый метод измерения геометрической толщины и показателя преломления образца. Продемонстрирована возможность мониторинга температуры и толщины полупроводниковых структур в условиях металлоорганической газофазной эпитаксии. Проведено исследование температурных условий и ростовых процессов в горизонтальном и вертикальном реакторах металлоорганической газофазной эпитаксии. Предложен новый метод разделения увеличения оптической толщины подложки, связанных с изменением ее температуры и роста/травления слоев.

В **Заключении** сформулированы основные результаты, полученные в работе.

## Глава 1.

### **Оптические методы измерения физических параметров твердых тел – состояние проблемы.**

Первая глава представляет собой обзор имеющейся в литературе информации по оптическим методам измерения физических констант твердых тел. Основное внимание уделено поляризационным и интерференционным методам исследования.

Применения поляризованного света чрезвычайно широки. С точки зрения практического применения наиболее часто поляриметрия используется для контроля и измерения механических напряжений. В этом методе используется возникающее при механической деформации двулучепреломление, которое позволяет получить картину внутренних напряжений объекта. Широкое распространение получили эллипсометрические методы исследования. Здесь используется изменение поляризации при отражении от границы раздела или пленки. Эллипсометрия весьма чувствительна к слабым эффектам на границе раздела, к числу которых относится, в частности, образование островкового атомного и молекулярного субмонослоя. С точки зрения физического эксперимента большое значение имеют эффекты вынужденной оптической анизотропии во внешних электрических и магнитных полях (эффекты Фарадея, Керра и др.).

Существуют различные методы описания поляризованного излучения, а также анизотропных свойств исследуемого объекта. В диссертации используется хорошо известный и очень удобный метод матриц Джонса. В данной главе приведены основные положения метода, а также рассмотрены теорема эквивалентности Пуанкаре и теорема взаимности на языке матриц Джонса. Проведено разделение оптических анизотропных систем с точки зрения выполнения теоремы взаимности на взаимные и невзаимные.

Интерференционные измерения являются одними из самых распространенных как в физическом эксперименте, так и в технике. Это

обусловлено их высокой чувствительностью, точностью, быстродействием. Интерферометрия используется для контроля качества поверхности, макро- и микрогеометрии объектов, однородности сред и др. В физическом эксперименте интерферометрия используется для изучения разного рода физических процессов при наличии неоднородности исследуемого объекта (температурные поля, неоднородности потоков жидкостей и газов и др). В диссертации используется одна из разновидностей интерферометрии – низкокогерентная тандемная интерферометрия. В диссертации данная методика применяется для дистанционного бесконтактного *in-situ* контроля толщины и температуры различных объектов. В первой главе описаны основные принципы и применения низкокогерентной интерферометрии.

### **§1.1. Метод матриц Джонса описания анизотропных свойств оптических элементов.**

В этом параграфе кратко описан метод Джонса для описания поляризации электромагнитного поля [8]. Вообще говоря, метод строго применим только для описания плоских волн но, как показывает практика и простые теоретические оценки, метод Джонса можно успешно применять и для описания поляризации лазерных гауссовых пучков в свободном пространстве, а также для описания поляризации основной моды одномодовых светодиодов [4, 9]. Кроме того, метод Джонса применим только для когерентного излучения и недеполяризующих систем. В случае частично когерентного излучения и деполяризующих систем используют аппарат матриц Мюллера. Тем не менее, в большом количестве задач кристаллооптики измеряемые задержки малы по сравнению с длиной когерентности, что позволяет использовать более простой метод матриц Джонса.

В методе Джонса комплексная амплитуда электрического поля электромагнитной волны в декартовой системе координат записывается в виде вектора-столбца (вектора Джонса):

$$\mathbf{E}_{x,y} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{0x} \exp(ij_x) \\ E_{0y} \exp(ij_y) \end{pmatrix} \quad (1.1.1)$$

где  $E_{0x}$  и  $E_{0y}$  – декартовые амплитуды  $x$  и  $y$  компонент поля, а  $j_x$  и  $j_y$  – их фазы, предполагая, что направление распространения света совпадает с осью  $Z$ .

В этом случае любой вектор Джонса вида (1.1.1) можно представить как линейную суперпозицию ортонормированных векторов Джонса

$$\mathbf{E}_{x,y} = E_x \mathbf{e}_x + E_y \mathbf{e}_y, \quad (1.1.2)$$

где базисные вектора  $\mathbf{e}_x$  и  $\mathbf{e}_y$  определяются выражениями

$$\mathbf{e}_x = \mathbf{x}_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{e}_y = \mathbf{y}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (1.1.3)$$

где  $\mathbf{x}_0, \mathbf{y}_0$  – орты декартовой системы координат.

Полное пространство векторов Джонса задается, когда пара комплексных чисел  $E_x$  и  $E_y$  принимает все возможные значения. Совокупность амплитуд и фаз  $E_x$  и  $E_y$  при выбранных базисных поляризациях  $\mathbf{e}_x$  и  $\mathbf{e}_y$  порождает волну с любой заданной поляризацией, интенсивностью и фазой. Базис вида (1.1.3) называют линейным базисом.

В ряде случаев, например при описании анизотропных свойств образца, находящегося во внешнем магнитном поле, в качестве базисных состояний удобнее использовать эллиптические поляризации [10-12], которые задаются базисными векторами Джонса  $\mathbf{e}_u$  и  $\mathbf{e}_v$ . В этом случае декартов вектор Джонса (1.1.1) можно представить как линейную суперпозицию эллиптических векторов  $\mathbf{e}_u$  и  $\mathbf{e}_v$

$$\mathbf{E}_{x,y} = E_u \mathbf{e}_u + E_v \mathbf{e}_v, \quad (1.1.4)$$

где  $E_u$  и  $E_v$  — комплексные числа, которые представляют амплитуду и фазу эллиптических состояний.

Мы в дальнейшем будем работать только с ортонормальными базисами. В этом случае

$$\mathbf{e}_u^+ \mathbf{e}_v = \mathbf{e}_v^+ \mathbf{e}_u = 0, \quad \mathbf{e}_u^+ \mathbf{e}_u = \mathbf{e}_v^+ \mathbf{e}_v = 1, \quad (1.1.5)$$

где знак + обозначает операцию эрмитового сопряжения. Тогда вектора  $\mathbf{e}_u$  и  $\mathbf{e}_v$  можно представить в виде

$$\mathbf{e}_u = \begin{pmatrix} m \\ n \end{pmatrix}, \quad \mathbf{e}_v = \begin{pmatrix} -n^* \\ m^* \end{pmatrix}, \quad (1.1.6)$$

где  $m$  и  $n$  — комплексные числа, связанные соотношением

$$m^* m + n^* n = 1. \quad (1.1.7)$$

Вектора Джонса в декартовом  $\mathbf{E}_{x,y}$  и эллиптическом  $\mathbf{E}_{u,v}$  базисах связаны соотношением:

$$\mathbf{E}_{x,y} = \hat{\mathbf{F}} \mathbf{E}_{u,v}, \quad \mathbf{E}_{u,v} = \hat{\mathbf{F}}^{-1} \mathbf{E}_{x,y} \quad (1.1.8)$$

Матрица перехода к линейному базису  $\hat{\mathbf{F}}$  и ее обратная матрица  $\hat{\mathbf{F}}^{-1}$  строятся из базисных векторов  $\mathbf{e}_u$  и  $\mathbf{e}_v$

$$\hat{\mathbf{F}} = \begin{pmatrix} m & -n^* \\ n & m^* \end{pmatrix}, \quad \hat{\mathbf{F}}^{-1} = \begin{pmatrix} m^* & n^* \\ -n & m \end{pmatrix}. \quad (1.1.9)$$

Из (1.1.9) видно, что  $\hat{\mathbf{F}}^{-1} = \hat{\mathbf{F}}^+$ . Следовательно, матрица перехода  $\hat{\mathbf{F}}$  от произвольного ортонормального эллиптического базиса к другому произвольному ортонормальному эллиптическому базису унитарна.

Для описания эллиптического состояния поляризации часто вводят комплексную величину  $c$ , определяемую как отношением компонент вектора Джонса [3]:

$$c = \frac{E_y}{E_x}. \quad (1.1.10)$$

В общем случае конец вектора  $\mathbf{E}$  описывает во времени эллипс, с отношением длин малой и большой осей  $r$ , большая ось которого



ориентирована под некоторым углом  $\gamma$  относительно оси  $Ox$ . Для определения величин  $\rho$  и  $\gamma$  удобно ввести вспомогательный угол  $e$  (угол эллиптичности  $-\rho/4 \leq e \leq \rho/4$ ), такой что

$$\operatorname{tg} e = r. \quad (1.1.11)$$

Тогда азимут  $\gamma$  и угол эллиптичности  $e$  через комплексную величину  $c$  будут выражаться как [3]

$$\operatorname{tg} 2g = \frac{2\operatorname{Re} c}{1 - |c|^2}, \quad (1.1.12)$$

$$\sin 2e = \frac{2\operatorname{Im} c}{1 + |c|^2} \quad (1.1.13)$$

При этом правополяризованной волне (при наблюдении навстречу световому лучу плоскость поляризации вращается по часовой стрелке) соответствуют значения  $0 \leq \arg c \leq \rho$ , а левополяризованной волне (при наблюдении навстречу световому лучу плоскость поляризации вращается против часовой стрелки)  $-\rho \leq \arg c \leq 0$ .

Изменение состояния поляризации света при прохождении через поляризационную систему в методе Джонса характеризуется матрицей Джонса  $\hat{M}$ , полностью определяющей изменение состояния поляризации поля после прохождения через данный элемент:

$$\mathbf{E}' = \hat{M}\mathbf{E} \quad \text{или} \quad \begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}. \quad (1.1.14)$$

Если система состоит из нескольких элементов, то ее матрица Джонса определяется как произведение матриц Джонса отдельных элементов

$$\hat{M}_\Sigma = \hat{M}_n \mathbf{K} \hat{M}_2 \hat{M}_1 \quad (1.1.15)$$

где индекс матрицы обозначает порядок, в котором свет проходит через элементы системы.

В ряде случаев, для анализа поляризационных свойств анизотропных систем, оказывается удобным использовать описание на языке собственных поляризаций [13]. Например данный вопрос является важным при описании

кольцевых лазеров [14]. Собственными называют такие состояния поляризации, которые не изменяются при прохождении через анизотропный элемент. С точки зрения метода матриц Джонса собственные поляризации соответствуют собственным векторам матрицы. Известно, что комплексная переменная  $c$  (1.1.10) при прохождении света через поляризационную оптическую систему преобразуется по закону [3]:

$$c_{out} = \frac{m_{22}c_{in} + m_{21}}{m_{12}c_{in} + m_{11}}, \quad (1.1.16)$$

где  $c_{in}$  - входное состояние поляризации,  $c_{out}$  - выходное состояние поляризации,  $m_{ij}$  - элементы матрицы Джонса системы.

Положив в (1.1.16)  $c_{out} = c_{in}$ , можно получить выражения для собственных поляризаций исследуемого образца через элементы описывающей его матрицы Джонса:

$$c_{1,2} = \frac{1}{2m_{12}} \left[ (m_{22} - m_{11}) \pm \sqrt{(m_{22} - m_{11})^2 + 4m_{12}m_{21}} \right], \quad (1.1.17)$$

при этом собственные числа будут определяться выражением:

$$V_{1,2} = \frac{1}{2} \left[ (m_{22} + m_{11}) \pm \sqrt{(m_{22} - m_{11})^2 + 4m_{12}m_{21}} \right]. \quad (1.1.18)$$

Таким образом, зная матрицу Джонса оптической анизотропной системы можно определить собственные поляризации этой системы и набег фазы между ними при прохождении света через элемент. С другой стороны, зная собственные поляризации  $\chi_1, \chi_2$  и сдвиг фазы между ними  $\delta$ , можно получить значения элементов матрицы Джонса [3]:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{1 + c_1 c_1^*} \begin{pmatrix} e^{jd/2} + c_1 c_1^* e^{-jd/2} & 2j c_1^* \sin d/2 \\ 2j c_1 \sin d/2 & e^{-jd/2} + c_1 c_1^* e^{jd/2} \end{pmatrix}. \quad (1.1.19)$$

В (1.1.19) учтено, что для ортонормального эллиптического базиса  $c_1 c_2^* = -1$ . Собственные вектора анизотропной среды можно получить непосредственно из решения уравнений Максвелла совместно с материальными уравнениями

[15]. В работе [16] приведен алгоритм получения значений элементов матрицы Джонса через элементы тензоров диэлектрической и магнитной проницаемости.

В литературе существует достаточно большое количество работ, посвященных получению матриц Джонса различных оптических элементов. Так в работах [17, 18] получены выражения матриц Джонса для элементов интерферометров (светоделителей и различных вариантов отражателей). В работе [19] приведены матрицы Джонса для различных призм. Также известны ряд методов их экспериментального определения [3, 20, 21].

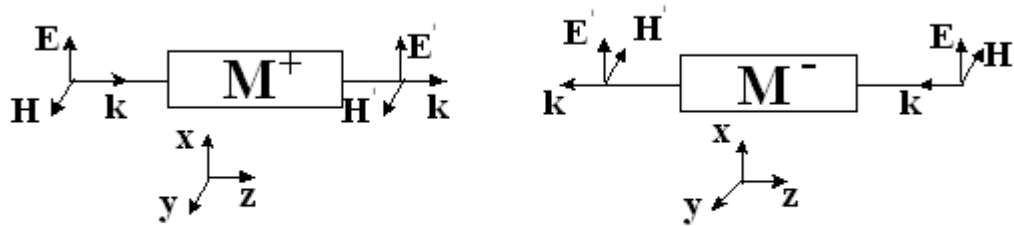
Таким образом, формализм матриц Джонса оказывается очень удобным для описания большого количества эффектов собственной и вынужденной оптической анизотропии.

## **§1.2. Теорема взаимности и метод матриц Джонса. Взаимные и невзаимные оптические фазовые анизотропные системы.**

Принцип взаимности давно используется в оптике и играет в ней очень большую роль при теоретических и экспериментальных исследованиях полей излучения, приёма и рассеяния на дефектах. Из него следует, что все указанные задачи связаны между собой и решив одну из них в определённой степени получают решения для других. В формулировке Борна и Вольфа [22] теорема взаимности звучит как «Точечный источник, находящийся в некоторой точке  $P_0$ , производит в точке  $P$  такое же действие, какое производил бы в точке  $P_0$  точечный источник равной интенсивности, помещенный в  $P$ ». В работах [23-25] теорема взаимности была обобщена на случай материальных сред. Согласно этим работам теорема взаимности может быть сформулирована следующим образом: «Амплитуда волны с поляризацией  $\mathbf{V}$  распространяющейся в направлении  $\mathbf{b}$  полученной из волны с поляризацией  $\mathbf{A}$  распространяющейся в направлении  $\mathbf{a}$ , равна амплитуде волны с поляризацией  $\mathbf{A}$  распространяющейся в направлении  $-\mathbf{a}$  полученной

из волны с поляризацией  $\mathbf{V}$  распространяющейся в направлении  $-\mathbf{b}$ ». Причем это утверждение верно только для сред с симметричными тензорами магнитной и диэлектрической проницаемостей и проводимости.

Особую важность данный принцип приобретает в случаях, когда свет может распространяться через анизотропный элемент в двух встречных направлениях (Рис.1.1).



**Рис.1.1. «Прямое» и «обратное» распространение света через образец.**

В общем случае при этом необходимо введение двух матриц Джонса для встречных направлений распространения. Значки “+” и “-” у матриц Джонса будут обозначать направление распространения света через элемент, соответственно, по направлению оси  $Z$  и против направления оси  $Z$ . Вопрос связи матриц Джонса для встречных направлений распространения света исследовался достаточно давно. Оказалось, что для сред, удовлетворяющих принципу взаимности (то есть сред с симметричными тензорами магнитной и диэлектрической проницаемостей и проводимости) матрицы Джонса для встречных направлений однозначно связаны [8, 26-28].

Ниже мы будем предполагать, что системы координат для встречных направлений одна и та же. Для однородной среды теорема взаимности записывается следующим образом [29]:

$$\int \mathbf{j}_{ext}^{(1)}(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega) d\mathbf{r} = \int \mathbf{j}_{ext}^{(2)}(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{E}^{(1)}(\mathbf{r}, \omega) d\mathbf{r}, \quad (1.2.1)$$

где  $\mathbf{j}_{ext}^{(1)}$  и  $\mathbf{j}_{ext}^{(2)}$  – плотности тока внешних источников электромагнитного поля, а  $\mathbf{E}^{(1)}$  и  $\mathbf{E}^{(2)}$  – соответствующие электрические поля, создаваемые этими

источниками. В случае, когда источниками являются однородные поверхностные токи  $\mathbf{j}^{(1)}$  и  $\mathbf{j}^{(2)}$  двух параллельных плоскостей (1) и (2) из (1.2.1) имеем:

$$\mathbf{j}^{(1)}\mathbf{E}^{(2)} = \mathbf{j}^{(2)}\mathbf{E}^{(1)}, \quad (1.2.2)$$

где  $\mathbf{E}^{(2)}$  есть поле  $\mathbf{E}$ , создаваемое в плоскости (1) поверхностным током, текущим в плоскости (2) –  $\mathbf{j}^{(2)}$ , а  $\mathbf{E}^{(1)}$  есть поле  $\mathbf{E}$ , создаваемое в плоскости (2) поверхностным током, текущим в плоскости (1) –  $\mathbf{j}^{(1)}$ . Поляризации электромагнитной волны на входе и выходе системы связаны соотношением  $\mathbf{E}_{out} = \hat{\mathbf{M}}\mathbf{E}_{in}$ . В этом случае поля, входящие в (1.2.2), можно представить в следующем виде:

$$\mathbf{E}^{(1,2)} = \hat{\mathbf{M}}^{\pm} \frac{1}{\sigma} \mathbf{j}^{(1,2)}, \quad (1.2.3)$$

где знаки «+» и «-» соответствуют матрицам для направления распространения света от плоскости (1) к плоскости (2) и обратно. Здесь учтено, что в плоскости источника  $\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}$ ,  $\sigma$  – проводимость. Тогда (1.2.2) с учетом (1.2.3) примет следующий вид:

$$\mathbf{j}^{(1)}\hat{\mathbf{M}}^{-}\mathbf{j}^{(2)} = \mathbf{j}^{(2)}\hat{\mathbf{M}}^{+}\mathbf{j}^{(1)}. \quad (1.2.4)$$

Из (1.2.4) следует, что для оптической системы, в которой отсутствуют невзаимные элементы, матрица Джонса для встречных направлений должна обладать следующими свойствами:

$$\hat{\mathbf{M}}_{ij}^{+} = \hat{\mathbf{M}}_{ji}^{-}. \quad (1.2.5)$$

Соответственно, если имеется набор последовательно расположенных элементов  $\hat{\mathbf{M}}^{+} = \hat{\mathbf{M}}_n^{+} \mathbf{K} \hat{\mathbf{M}}_2^{+} \hat{\mathbf{M}}_1^{+}$ , то для обратного прохода матрица будет в общем случае иметь вид  $\hat{\mathbf{M}}^{-} = \hat{\mathbf{M}}_1^{-} \hat{\mathbf{M}}_2^{-} \mathbf{K} \hat{\mathbf{M}}_n^{-}$ , а для системы состоящей только из взаимных элементов:

$$\hat{\mathbf{M}}^{-} = \left(\hat{\mathbf{M}}_1^{+}\right)^T \left(\hat{\mathbf{M}}_2^{+}\right)^T \mathbf{K} \left(\hat{\mathbf{M}}_n^{+}\right)^T, \quad (1.2.6)$$

где символ T означает транспонирование матрицы. Такое свойство матриц Джонса взаимных анизотропных систем используется в экспериментальной

физике, например, для удаленного контроля состояния поляризации света [30].

В ряде случаев, например при наличии внешнего магнитного поля, теорема взаимности может нарушаться. В этом случае характеристики прошедших через материальную среду электромагнитных волн (амплитуда, фаза, поляризация и др.) начинают зависеть от направления распространения. Другими словами, анизотропные свойства элемента для встречных направления распространения света оказываются различными. В этом случае связь (1.2.5) для матриц Джонса пропадает. Такие оптические системы, в которых не выполняется теорема взаимности, называются невзаимными.

По физической природе невзаимные эффекты можно разделить на несколько групп [31]. Эффекты, основанные на гиротропных свойствах материальных сред (магнитооптические эффекты Фарадея, Зеемана, Керра), эффекты возникающие в средах, совершающих поступательное или вращательное движение (эффекты Саньяка, Френеля-Физо), поляризационные невзаимные эффекты в кольцевых волоконных интерферометрах [32].

Наиболее известны невзаимные эффекты, возникающие при наложении магнитного поля на среду, через которую проходит электромагнитное излучение. Наиболее изученным среди магнитооптических эффектов является эффект Фарадея. Он заключается в невзаимном вращении плоскости поляризации линейно поляризованного света, проходящего через гиротропную среду находящуюся в продольном магнитном поле [22]. Знак угла поворота плоскости поляризации при эффекте Фарадея (в отличие от случая оптической активности) не зависит от направления распространения света. Магнитооптические эффекты Керра возникают при отражении волны от намагниченной среды. Эффект проявляется в невзаимном вращении или появлении эллиптичности в отраженном свете [33]. Менее изученными являются эффекты вынужденной оптической анизотропии в средах с пространственной дисперсией [34, 35]. Одним из таких эффектов является

невзаимное магнитное линейное двупреломление (НМЛД). Данный эффект наблюдается в кристаллах без центра симметрии во внешнем магнитном поле и проявляется в различии показателя преломления для линейно поляризованных волн распространяющихся во встречных направлениях [27, 36]. Вторым механизмом возникновения эффекта – совместное действия оптической активности и эффекта Фарадея [37, 38].

Невзаимные эффекты играют важную роль в кольцевых и двухпроходных схемах – кольцевых лазерах [31, 39-41], волоконно-оптических гироскопах [32], при построении оптических изоляторов и циркуляторов и т.д. [42]. Поэтому задача построения методов описания и экспериментального исследования невзаимных анизотропных систем является очень важной. Этой проблеме посвящены вторая и третья главы диссертации.

### **§1.3. Теорема эквивалентности Пуанкаре и метод матриц Джонса.**

В общем случае все типы анизотропии можно разделить на амплитудную и фазовую анизотропию. В первом случае наблюдается зависимость потерь, от состояния поляризации падающего на элемент света. Во втором случае интенсивность волны при прохождении через элемент не изменяется при изменении состояния поляризации падающей волны. В дальнейшем будем рассматривать оптические элементы только с фазовой анизотропией.

Отметим, что для чисто фазовых анизотропных элементов, то есть элементов, поглощение в которых отсутствует, либо изотропно и может быть вынесено за матрицу в виде постоянного множителя, матрица Джонса унитарна [8], то есть  $\hat{M}^+ = \hat{M}^{-1}$ , где знак «+» обозначает сопряжение по Эрмиту. Как было показано выше (1.1.9) преобразование ортонормальных базисов также описывается унитарными матрицами. Таким образом, любому преобразованию ортонормальных базисов можно поставить в соответствие

некоторый анизотропный элемент, описываемый соответствующей матрицей Джонса. Во второй главе диссертации мы воспользуемся этой аналогией для построения обобщенного метода преобразования анизотропных свойств оптических элементов.

Основными элементами, описывающими фазовую анизотропию, являются линейная фазовая пластинки и ротатор.

Фазовой (волновой) пластинкой (ФП) называют такой фазовый анизотропный элемент, в котором при прохождении через него света, фазовый набег для ортогональных поляризаций различен, а амплитудные потери одинаковы. Матрица Джонса ФП в собственных осях имеет вид [28]:

$$\hat{\mathbf{L}}(\mathbf{y}) = e^{ij} \begin{pmatrix} e^{iy/2} & 0 \\ 0 & e^{-iy/2} \end{pmatrix}, \quad (1.3.1)$$

где,  $j$  - изотропный фазовый набег,  $y$  - сдвиг фазы для ортогональных поляризаций  $y = \frac{2p}{\lambda} d(n_0 - n_e)$ ,  $n_0$  и  $n_e$  - показатели преломления для обыкновенной и необыкновенной волн,  $d$  - толщина пластинки,  $\lambda$  - длина волны. Запись (1.3.1) характерна тем, что определитель матрицы в этом случае равен 1. Это оказывается удобным в ряде случаев и в дальнейшем мы будем работать именно с такими матрицами. Такую линейную фазовую пластинку (ЛФП) называют хроматической, так как сдвиг фаз для ортогональных поляризаций зависит от длины волны проходящего через нее света. Предложены различные методы, позволяющие в нужном диапазоне частот, обеспечить ахроматичность фазовой задержки с помощью составных линейных волновых пластинок [44, 45]. Наиболее доступный практический метод решения этой проблемы связан с использованием явления полного внутреннего отражения, например ромба Френеля [46].

Ротатор представляет собой циркулярный фазовый анизотропный элемент, при прохождении излучения через который эллиптичность не изменяется, а происходит поворот осей эллипса поляризации. Его матрица Джонса в декартовом базисе имеет вид:



$$\hat{\mathbf{R}}(q) = \begin{pmatrix} \cos q & \sin q \\ -\sin q & \cos q \end{pmatrix}. \quad (1.3.2)$$

Данные два типа анизотропии имеют особую важность при описании свойств анизотропии вследствие теоремы эквивалентности Пуанкаре [47, 48]. Согласно ей, любая анизотропная фазовая система может быть представлена комбинацией всего двух элементов: ротатора (1.3.2) и ЛФП (1.3.1), ориентированной определенным образом:

$$\hat{\mathbf{M}} = \hat{\mathbf{R}}(q)\hat{\mathbf{R}}(-j)\hat{\mathbf{L}}(y)\hat{\mathbf{R}}(j), \quad (1.3.3)$$

где параметры  $q, j, y$  для произвольной унитарной матрицы  $\hat{\mathbf{M}}$ ,

$$\hat{\mathbf{M}} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix},$$

определяются следующим образом [32]:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} q &= \frac{m_{21} - m_{12}}{m_{11} + m_{22}}, \\ \operatorname{tg}(q - 2j) &= \frac{m_{21} + m_{12}}{m_{11} - m_{22}}, \\ \operatorname{tg} y &= \frac{\cos q}{\cos(q - 2j)} \operatorname{tg} g, \quad \text{где } e^{2ig} = \frac{m_{11}}{m_{22}}. \end{aligned} \quad (1.3.4)$$

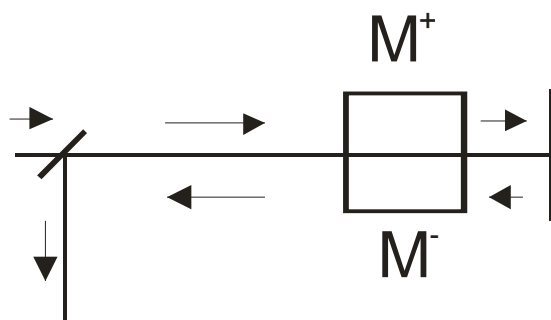
Заметим, что вследствие коммутативности матриц поворота, порядок следования ротатора и пластинки в представлении (1.3.3) может быть любым. В этом случае, естественно, параметры углов будут другими:

$$\hat{\mathbf{M}} = \hat{\mathbf{R}}(q - j)\hat{\mathbf{L}}(y)\hat{\mathbf{R}}(j - q)\hat{\mathbf{R}}(q). \quad (1.3.5)$$

В случае двухпроходных схем (рис. 1.2) теорема эквивалентности упрощается. Общая матрица Джонса двухпроходной схемы с взаимным элементом, с учетом (1.2.6), будет иметь вид:

$$\hat{\mathbf{M}}_{\Sigma} = \hat{\mathbf{M}}^{-}\hat{\mathbf{M}}^{+} = \hat{\mathbf{R}}(a)\hat{\mathbf{L}}^2\hat{\mathbf{R}}^{-1}(a), \quad (1.3.6)$$

где  $a = q + j$ .



**Рис. 1.2. Двухпроходная схема с исследуемым элементом.  $M^+$  и  $M^-$  - матрицы Джонса исследуемого образца для прямого и обратного распространения света..**

То есть произвольную комбинацию взаимных фазовых элементов в двухпроходных системах можно представить как одну фазовую пластинку, ориентированную определенным образом. При этом, как видно из (1.3.6), в двухпроходных схемах происходит уменьшение количества независимых переменных с трех до двух за счет компенсации взаимного ротатора [49].

Существует также ряд других теорем эквивалентности [5, 50]. Приведем некоторые из них, справедливые для анизотропных систем без поглощения.

1. Произвольная фазовая пластинка может быть получена последовательным включением двух эллиптических полуволновых пластинок.

2. Произвольная фазовая пластинка эквивалентна последовательному включению эллиптической полуволновой и линейной пластинок.

3. Идеальная эллиптическая фазовая пластинка эквивалентна цепочке  $\lambda/2$ - $\lambda/4$ - $\lambda/2$ - $\lambda/4$ , причем азимут одной из полуволновых пластинок может быть равным нулю.

Существует также достаточно большое количество теорем эквивалентности для элементов с дихроизмом [5, 51], однако мы в дальнейшем такие системы рассматривать не будем.

Значение теорем эквивалентности заключается в том, что они являются эффективным инструментом анализа свойств оптической цепи. Так теорема эквивалентности Пуанкаре имеет большое значение для описания и

проектирования анизотропных элементов. Она активно используется при расчетах и оптимизации ЖК дисплеев [52, 53, 54]. Причем упрощенный вид теоремы (1.3.6) для двухпроходных схем используется для расчета отражательных ЖК дисплеев [55].

Отметим, что в формулировке (1.3.3) теорема эквивалентности Пуанкаре справедлива только для одного направления распространения света. Она достаточно легко обобщается на случай двухпроходных схем с взаимными элементами (1.3.6), но становится несправедлива при наличии невзаимных элементов. Поскольку для невзаимных элементов связь между матрицами Джонса (1.2.5) пропадает, то эквивалентная система для встречных направлений становится различной. Таким образом, обобщение теоремы эквивалентности на невзаимные анизотропные системы, учитывая повсеместное применение невзаимных элементов и в физическом эксперименте и в технике, является важной задачей. Данное обобщение получено во второй главе диссертации.

Помимо задачи построения эквивалентных элементов, отдельно стоит задача построения анизотропных элементов с заданными параметрами. В настоящее время известны различные методы построения анизотропных элементов с заданными характеристиками.

В работах [56, 57] предложен метод построения четвертьволновой пластинки из двух последовательно расположенных фазовых пластинок с произвольными фазовыми сдвигами  $y_1$  и  $y_2$ , оси которых повернуты относительно друг друга на некоторый угол  $j$ . Матрица Джонса такой системы будет иметь вид:

$$\hat{M} = \hat{R}(-j) \hat{L}(y_2) \hat{R}(j) \hat{L}(y_1) = \hat{R}(q) \hat{R}(-\alpha) \hat{L}(y_{eff}) \hat{R}(\alpha), \quad (1.3.7)$$

где  $q$  - угол оптической активности,  $y_{eff}$  - некоторый эффективный фазовый сдвиг,  $\alpha$  - ориентация эффективной фазовой пластинки. При этом  $y_{eff}$  определяется как:

$$\cos y_{eff} = \cos y_1 \cos y_2 - \cos 2j \sin y_1 \sin y_2. \quad (1.3.8)$$

Из (1.3.8) видно, что для получения четвертьволновой пластинки ( $\cos \gamma_{eff} = 0$ ), необходимо выполнение условия:

$$\cos 2j = \cot \gamma_1 \cot \gamma_2. \quad (1.3.9)$$

Таким образом, изменяя угол между фазовыми пластинками можно получить возможность перестройки в некотором диапазоне [58]. Данный подход интересен тем, что четвертьволновую пластинку можно получить из двух произвольных фазовых пластинок, экспериментально настраивая ориентацию пластинок под нужную длину волны [59]. Также предложены экспериментальные методы определения параметров фазовых пластинок, в том числе в условиях многолучевой интерференции [60]. Аналогичным образом можно получить перестраиваемую полуволновую пластинку из трех фазовых пластинок [61].

Перечислим ряд других вариантов составных элементов. Конструкция вида  $\mathbf{Q}^{-1}\mathbf{R}\mathbf{Q}$ , где  $\mathbf{Q}$  – четвертьволновая пластинка,  $\mathbf{Q}^{-1}$  – четвертьволновая пластинка, повернутая на  $90^\circ$ ,  $\mathbf{R}$  – оптический ротатор используется как перестраиваемая фазовая пластинка для линейно поляризованного света [62]. Другая комбинация,  $\mathbf{Q}\mathbf{H}\mathbf{Q}$ , где  $\mathbf{H}$  – полуволновая пластинка, также активно используется как перестраиваемая фазовая пластинка для линейно поляризованного света [63-65], а комбинация из двух полуволновых пластинок, ориентированных относительно друг друга определенным образом,  $\mathbf{H}\mathbf{H}$ , хорошо известна как циркулярная фазовая пластинка, или ротатор. В более общем случае, в работе [66] показано, что комбинация вида  $\mathbf{Q}\mathbf{R}\mathbf{Q}$  действует как полуволновая пластинка для некоторой пары ортогональных эллиптических поляризаций, эллиптичность которых определяется углом поворота ротатора  $\mathbf{R}$ . Большинство активно используемых в настоящее время комбинаций описывается в работе [67].

Как правило, в каждом случае решается частная задача построения какого-либо определенного элемента. Однако общих подходов синтеза анизотропных элементов разработано не было. Во второй главе диссертации

предложен новый общий метод синтеза произвольных анизотропных элементов, в том числе невзаимных.

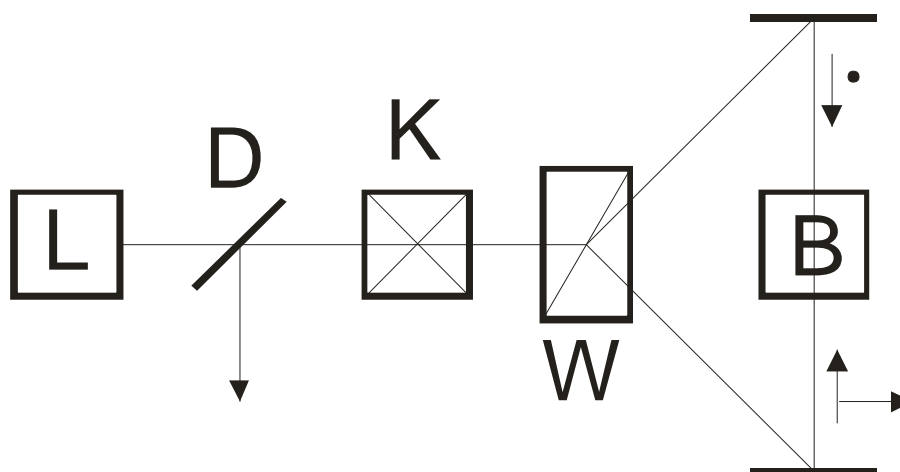
#### **§1.4. Экспериментальные методы исследования оптических анизотропных свойств.**

В настоящее время предложено много различных экспериментальных методов измерения эффектов оптической анизотропии, как в научных, так и в прикладных целях. Наибольшей чувствительностью среди них обладают кольцевые лазерные методы [31]. Внесение в резонатор кольцевого лазера элемента, обладающего фазовой невзаимностью  $Dj$  приводит к снятию частотного вырождения и, соответственно, к возникновению разности частот встречных волн  $((w^+ - w^-)/2p = c\Delta j / 2pL)$ , где  $L$  - оптическая длина кольцевого резонатора;  $c$  - скорость света. Минимальный частотный сдвиг, регистрируемый в настоящее время составляет  $\Delta\omega/\omega \sim 10^{-21} \div 10^{-22}$  [68], что соответствует чувствительности по сдвигу фазы на уровне  $Dj \sim 10^{-10}$  рад. Несмотря на высокую чувствительность, внутрирезонаторные методы измерения обладают рядом недостатков. В первую очередь это связано с жесткими требованиями на качество оптических элементов. Кроме того, нелинейный характер взаимодействия волн, распространяющихся в резонаторе лазера, с активной средой является причиной возникновения ряда специфических невзаимных эффектов, которые вне резонатора не существуют. Таким образом, внутрирезонаторные методы оказываются сложными как с точки зрения постановки эксперимента, так и с точки зрения интерпретации результатов.

Существенно более удобными, но и менее чувствительными, являются интерференционные кольцевые схемы. Кольцевые интерферометры получили в настоящее время большое распространение в первую очередь благодаря развитию волоконной гироскопии. Основное достоинство кольцевых схем заключается в том, что оба интерферирующих луча проходят

по одному и тому же пути. Таким образом автоматически решается проблема поиска нулевой точки интерферометра, что бывает важно при использовании широкополосных источников.

На рисунке 1.3 представлена схема поляризационного кольцевого интерферометра (ПКИ), предложенная в работе [69], где в качестве поляризационного расщепителя используется призма Волластона (W).



**Рис.1.3. Поляризационный кольцевой интерферометр. L – источник света, D – светоделитель, K – четвертьволновая пластинка, W – призма Волластона, B –анизотропный элемент.**

Отметим, что в такой конструкции ПКИ желательно иметь нечетное число зеркал, так как в противном случае неоднородности зеркал и других оптических элементов будут искажать поляризацию выходного излучения, что связано с обращением пространственной структуры пучка при отражении от зеркала. При четном количестве зеркал неоднородности на оптических элементах на выходе будут соответствовать различным лучам для пучков распространяющихся во встречных направлениях.

Возможны также схемы ПКИ, в которых вместо призмы Волластона используются другие поляризационные призмы, а также поляризационные кубики. Учитывая расположение элементов ПКИ в этой схеме и порядок прохождения через них оптического излучения, можно написать матричное

уравнение, связывающее входные и выходные электрические поля, в следующем виде [69]:

$$\mathbf{E}_{out} = \hat{\mathbf{M}}\mathbf{E}_{in} = \hat{\mathbf{D}}^{-}\hat{\mathbf{K}}^{-}(\hat{\mathbf{W}}_1\hat{\mathbf{B}}^{+}\hat{\mathbf{W}}_2 + \hat{\mathbf{W}}_2\hat{\mathbf{B}}^{-}\hat{\mathbf{W}}_1)\hat{\mathbf{K}}^{+}\hat{\mathbf{D}}^{+}\hat{\mathbf{E}}_{in}, \quad (1.4.1)$$

где элементы, показанные на рисунке, представлены соответствующими матрицами Джонса. Матрицы  $\hat{\mathbf{B}}^{\pm}$  - матрицы Джонса элемента В на рис.1.3. Знаки матриц “+” и “-” соответствуют матрицам Джонса, описывающим распространение света во встречных направлениях. Анизотропный элемент L, расположенный перед детектором, может выполнять функции поляризатора, поляризационного модулятора или компенсатора при измерении поляризации выходного излучения из ПКИ. Далее будем предполагать, что делитель D изотропный. Матрицы  $\hat{\mathbf{W}}_{1,2}$  - матрица рассеяния призмы Волластона W. Для случая идеальной W эти матрицы имеют следующий вид:

$$\hat{\mathbf{W}}_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\mathbf{W}}_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.4.2)$$

В этом случае часть матрицы (1.4.1), заключенная в скобки, в системе координат, связанной с главными направлениями W:

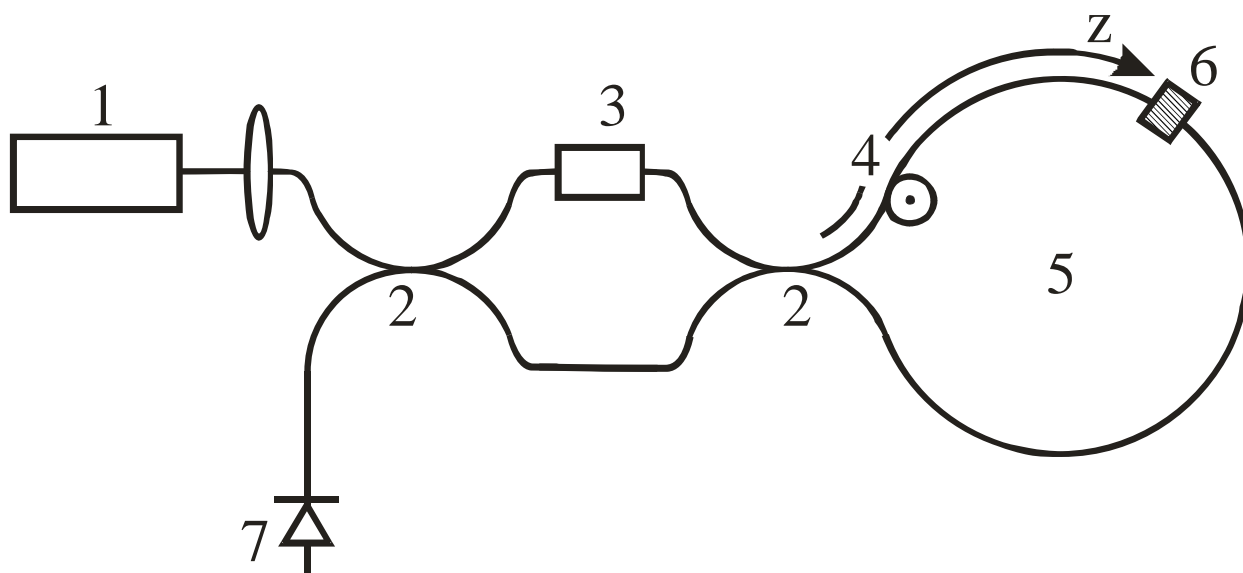
$$\hat{\mathbf{T}} = \hat{\mathbf{W}}_1\hat{\mathbf{B}}^{+}\hat{\mathbf{W}}_2 + \hat{\mathbf{W}}_2\hat{\mathbf{B}}^{-}\hat{\mathbf{W}}_1 = \begin{pmatrix} 0 & b_{12}^{+} \\ b_{21}^{-} & 0 \end{pmatrix} \quad (1.4.3)$$

где  $b_{12}^{+}$  и  $b_{21}^{-}$  - недиагональные элементы матриц  $\hat{\mathbf{B}}^{+}$  и  $\hat{\mathbf{B}}^{-}$ . Оси X и Y выбраны вдоль главных направлений расщепителя. Далее будем называть эти направления осями ПКИ.

Основная проблема, которую приходится решать в физическом эксперименте, - выделение требуемых эффектов на фоне сопутствующих. Как видно из (1.4.3) взаимные эффекты в ПКИ не будут влиять на состояние поляризации на выходе схемы. Так в работе [70] продемонстрировано применение ПКИ для исследования эффекта невзаимного магнитного линейного двупреломления на фоне сопутствующих более сильных эффектов

естественного линейного дупреломления и естественной оптической активности.

Одной из разновидностей кольцевых интерферометров являются волоконные кольцевые интерферометры (ВКИ) (рис. 1.4).



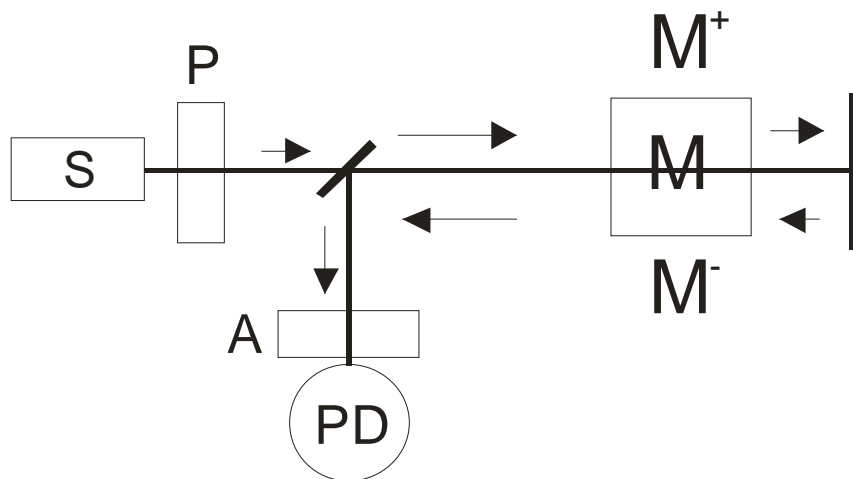
**Рис.1.4. Волоконный кольцевой интерферометр. 1 – источник, 2 - светоделитель, 3 – поляризатор, 4 – фазовый модулятор, 5 – волоконное кольцо, 6 – исследуемый образец, 7 - фотоприемник.**

Наиболее часто ВКИ используются в для целей гироскопии [32], то есть для измерения угловой скорости вращения. Однако эти же интерферометры можно использовать для исследования как взаимной, так и невзаимной фазовой анизотропии. В работе [71] проведен анализ особенностей измерения невзаимных эффектов в ВКИ. Показано, что расположение образца одновременно на двух противоположных концах волоконного кольца при соответствующем выборе направления прохождения света через образец каждой из встречных волн позволяет исключить влияние взаимных эффектов и получить лишь невзаимные эффекты. При этом исследуемым образцом может выступать само оптическое волокно [72].

Другой распространенной схемой исследования эффектов вынужденной анизотропии являются двухпроходные схемы. В таких схемах (рис. 1.5) свет,



пройдя через образец, отражается от зеркала (в частном случае роль зеркала может играть вторая грань образца) и проходит через образец второй раз в обратном направлении.



**Рис. 1.5.** Двухпроходная схема. **S** – источник света, **P** – поляризатор, **A** – анализатор, **M** – исследуемая анизотропная система, описываемая матрицами Джонса  $M^+$  и  $M^-$  во встречных направлениях, **PD** – фотодиод.

Интерес к подобного рода схемам возникает в первую очередь при исследовании невзаимных эффектов. Кроме того, этот случай важен при исследовании объектов имеющих оптический доступ только с одной стороны. В этом случае приемник приходится располагать на одной стороне с источником. Для выделения нужных эффектов в двухпроходных схемах применяют дополнительные элементы. В работе [73] двухпроходная схема применяется для измерения невзаимного линейного двупреломления. При этом компенсация взаимных эффектов достигается за счет пары скрещенных четвертьволновых пластинок. Аналогичный метод используется в работе [74] для построения поляризационно нечувствительного фазового модулятора на основе отражательной ЖК панели.

Наиболее распространенным методом полной компенсации произвольной взаимной оптической анизотропии в двухпроходных схемах

является применение так называемого фарадеевского зеркала [75-79], который в настоящее время нашел широкое применение в волоконно-оптической интерферометрии. В самом простом исполнении это просто 45 градусная фарадеевская ячейка, расположенная перед изотропным зеркалом [75]. В работе [80] предложена усовершенствованная схема фарадеевского компенсатора на основе ПКИ. Постановка фарадеевского элемента внутрь кольца ПКИ позволяет компенсировать отклонение угла поворота плоскости поляризации от  $45^{\circ}$ .

Отдельно стоит вопрос выделения эффекта Фарадея на фоне термонаведенного взаимного двупреломления [81]. Этот вопрос очень важен при разработке мощных твердотельных лазеров. Одними из методов решения данного вопроса являются применение дополнительных полуволновых пластинок [82] или пластинки кристаллического кварца [83]. Применяются и более экзотические методы выделения эффектов. Например в работе [12] для выделения эффекта Фарадея используется схема с двупреломляющим клином с разведением обыкновенной и необыкновенной волн в пространстве.

Таким образом, задача выделения требуемых эффектов на фоне сопутствующих (зачастую более сильных) является достаточно важной в физическом эксперименте. Причем этот вопрос решается отдельно для каждого конкретного случая. В третьей главе диссертации предложен общий подход для выделения эффектов при различных комбинациях в двухпроходных и кольцевых поляризационных схемах.

### **§1.5. Оптические методы контроля температуры и толщины твердых тел.**

Современный уровень развития технологий, применяемых при разработке и изготовлении микро- и наноструктур и устройств на их основе, непрерывно возрастающие требования к воспроизводимости технологических процессов и проценту выхода годной продукции требуют

обязательного присутствия систем *in situ* контроля. Для большинства процессов тонкопленочной технологии, включая нанесение, отжиг и определение характеристик полученных плёночных структур, наиболее важными параметрами являются температура подложки и скорость роста или травления.

В настоящее время в большинстве случаев температура подложек контролируется с помощью термопар и пирометров. Однако точность таких измерений невелика. В первом случае из-за отсутствия хорошего, воспроизводимого теплового контакта. Во втором - из-за загрязнения окон реактора, различиях в оптических свойствах подложек и др.

Контроль скорости роста (травления), за исключением молекулярно-пучковой эпитаксии, где в условиях глубокого вакуума работает метод рассеяния быстрых электронов, основывается, как правило, на послеростовых *ex situ* измерениях. Только в последние 15 лет оптический *in situ* мониторинг стали применять для контроля технологических процессов в полупроводниковой микроэлектронике [84-86].

В первом, получившем название «Спектроскопия анизотропного отражения», регистрируется изменение анизотропии поверхности при послойном эпитаксиальном росте. Сфера применимости данного метода ограничена достаточно редко встречающимися MOCVD - процессами, в которых выполняется условие послойного роста, поэтому в настоящее время он используется в комбинации с измерением коэффициента отражения [87, 88].

Второй, гораздо более универсальный вариант, основан на интерференции зондирующего света внутри измеряемой подложки [89, 90]. Достигнутая относительная точность измерения температуры на стандартных подложках GaAs, характерная для данного варианта, составляла 0.03 °C, а точность определения толщины была не хуже  $\pm 90$  ангстрем [91]. Примерно такие же параметры анонсирует компания Jobin Yvon для своей системы TDM-200. К недостаткам данной схемы следует отнести близкое

расположение оптических элементов относительно реактора, а также то, что измеряемыми являются не абсолютные величины параметров, а их приращения. Данный подход не позволяет разделить изменения оптической толщины образца, связанные с ростом эпитаксиальной пленки, и изменения, связанные с вариациями температуры. Кроме того, чувствительность аппаратуры сильно меняется во времени и оказывается равной нулю в экстремумах интерференционной картины, что может привести к неправильной интерпретации данных о направлении изменений толщины.

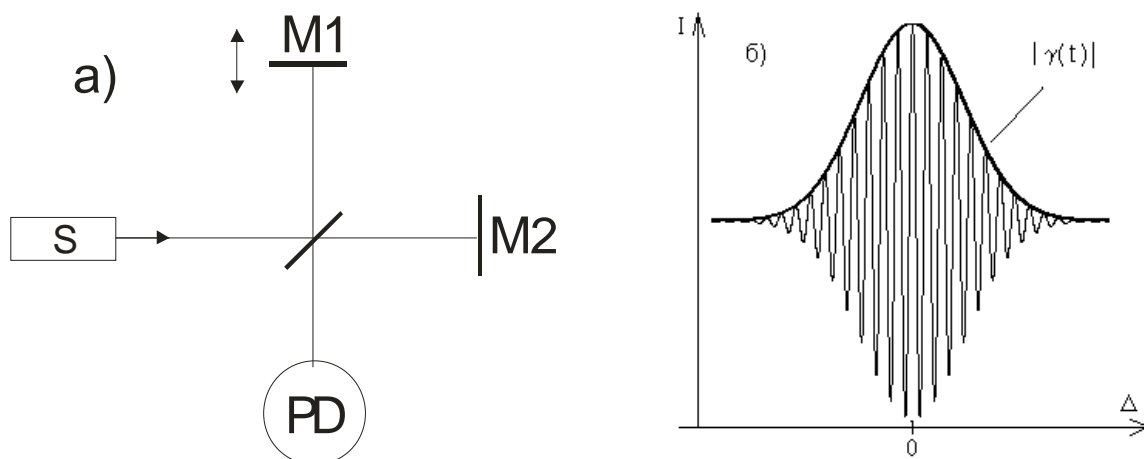
В третьем варианте наблюдают интерференцию внутри наращиваемого слоя [92]. В этом случае часто используется свет с малой длиной когерентности [93]. Именно так устроена стандартная аппаратура для мониторинга процессов напыления оптических интерференционных покрытий. В настоящее время компания LayTec выпустила модификацию подобной аппаратуры для мониторинга процессов эпитаксиального наращивания полупроводников. Объявленная компанией точность определения изменений толщины составляет 10 нм. Основным недостатком этого метода является его неприменимость для измерения температуры и практически нулевая чувствительность на наиболее важных начальных стадиях роста. Кроме того, основной областью применения данной аппаратуры является мониторинг процессов формирования устройств на основе GaN, поскольку для ее устойчивой работы требуется большая разность показателей преломления между пленкой и подложкой.

В последнее время на рынке появился четвертый тип аппаратуры, работа которой основана на измерении ширины запрещенной зоны полупроводника, зависящей от температуры [94]. Точность такой аппаратуры невелика, особенно при анализе многослойных структур сложного состава и ограничена исключительно полупроводниковыми подложками.

В диссертации предлагается использовать для этого мало распространенный, но очень перспективный метод низкокогерентной тандемной интерферометрии [95, 96].

Метод основан на анализе сигналов, получаемых при интерференции широкополосного излучения. В монохроматическом волновом поле амплитуда колебаний в любой точке пространства постоянна, тогда как фаза линейно меняется со временем. В отличие от этого в волновом поле, создаваемом реальным источником, амплитуда и фаза претерпевают нерегулярные флуктуации, частота которых существенно зависит от эффективной ширины спектра излучения  $D\nu$ . Комплексная амплитуда остается более или менее постоянной лишь в течение промежутка времени, малого по сравнению с величиной, обратной эффективной ширине спектра. Изменение разности фаз любых двух Фурье-компонент за этот промежуток значительно меньше  $2\pi$ , и поэтому сумма таких компонент представляет собой возмущение, которое в течение указанного промежутка времени ведет себя подобно монохроматической волне со средней частотой. Однако для более длинного интервала времени это несправедливо. Характеристическое время  $Dt \sim 1/D\nu$  называется временем когерентности и определяет время, за которое происходит потеря когерентности колебания.

Для понимания принципа работы низкокогерентного интерферометра первоначально рассмотрим работу интерферометра Майкельсона, освещаемого широкополосным источником Рис.1.6.а. Интерферометр освещается широкополосным источником света  $S$  со спектральной плотностью мощности излучения  $G(\nu)$ . Интерферометр вносит некоторую оптическую разность хода  $\Delta$  между волнами прошедшими через разные плечи, равную удвоенной разности длин плеч интерферометра. При этом одно из зеркал, например  $M1$ , имеет возможность перемещаться, благодаря чему можно осуществлять изменение разности длин плеч. В результате на выходе интерферометра получаем две волны с временной задержкой  $t = \Delta/c$ , где  $c$  – скорость света в вакууме.



**Рис.1.6. Интерферометр Майкельсона с низкокогерентным источником (а). S – широкополосный источник, M1,2 – зеркала интерферометра, PD – фотоприемник. Вид автокорреляционной функции излучения (б).**

Пусть комплексная амплитуда излучаемой источником световой волны –  $E(t)$ , то результирующая амплитуда на выходе из интерферометра будет равна:

$$E_{\Sigma}(t) = \frac{1}{2}E(t) + \frac{1}{2}E(t-t). \quad (1.5.1)$$

В этом случае интенсивность регистрируемого излучения определится как:

$$\begin{aligned} \langle I(t) \rangle &= \langle E_{\Sigma}(t)E_{\Sigma}^*(t) \rangle = \frac{1}{4} \langle |E(t)|^2 \rangle + \frac{1}{4} \langle |E(t-t)|^2 \rangle + \\ &+ \frac{1}{4} \langle E(t)E^*(t-t) \rangle + \frac{1}{4} \langle E^*(t)E(t-t) \rangle = \\ &= \frac{1}{2} \langle |E(t)|^2 \rangle + \frac{1}{2} \text{Re} \langle E(t)E^*(t-t) \rangle, \end{aligned} \quad (1.5.2)$$

где скобки  $\langle \dots \rangle$  обозначают усреднение по времени. Выражение (1.5.2) можно переписать в виде:

$$I(\Delta) = \frac{1}{2}I_0 + \frac{1}{2}I_0g(\Delta) = \frac{1}{2}I_0(1+g(\Delta)), \quad (1.5.3)$$

где  $I_0$  – интенсивность источника,  $\gamma(\Delta)$  – автокорреляционная функция излучения:

$$g(\Delta) = \text{Re} \langle E(t)E^*(t - \Delta/c) \rangle. \quad (1.5.4)$$

Таким образом, интенсивность на выходе интерферометра является суперпозицией постоянной составляющей  $I_0$  и реальной части автокорреляционной функции  $g(\Delta)$  излучения. В случае, когда спектральная плотность мощности источника излучения имеет гауссов вид:

$$G(n) = \frac{1}{\sqrt{p(\Delta n)^2}} \exp\left(-\frac{(n - n_0)^2}{(\Delta n)^2}\right), \quad (1.5.5)$$

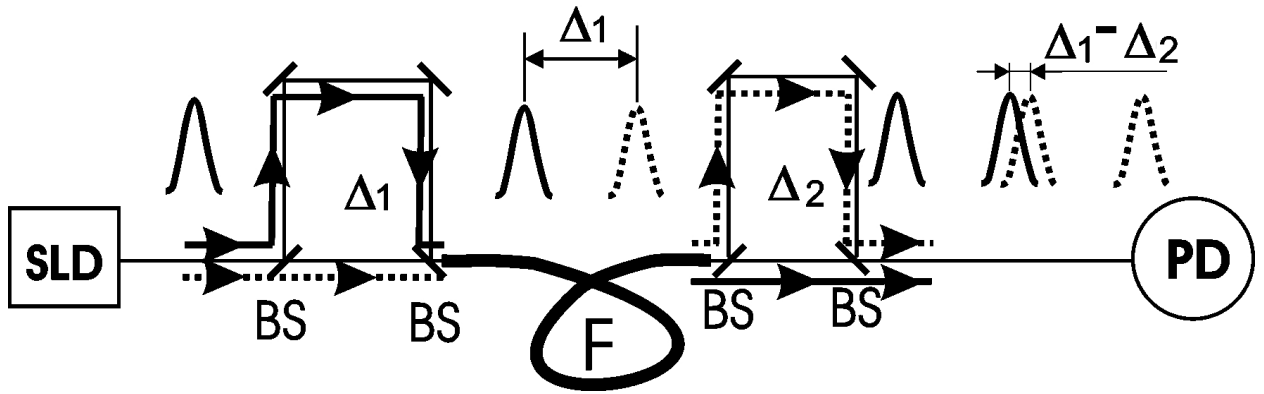
что достаточно хорошо выполняется для используемых в нашей работе суперлюминесцентных диодов, автокорреляционная функция будет иметь вид:

$$g(\Delta) = \exp\left(-\frac{\Delta^2}{L_{coh}^2}\right) \cos(k\Delta), \quad (1.5.6)$$

где  $L_{coh} = \frac{c}{p \cdot \Delta n}$  - длина когерентности оптического излучения,  $k=2p/l$  -

волновое число. Характерный вид низкокогерентного интерференционного сигнала изображен на рис.1.6.б, где максимум огибающей сигнала соответствует нулевой разности длин плеч интерферометра. Схема, изображенная на рис.1.6.а используется в оптической когерентной томографии, где в качестве второго зеркала выступает исследуемый объект. Перемещая зеркало в опорном плече, можно последовательно проснять зависимость коэффициента отражения от глубины исследуемого объекта с разрешением порядка длины когерентности источника.

Тандемная низкокогерентная интерферометрия (ТНКИ) является одной из разновидностей низкокогерентной интерферометрии. В этом случае свет проходит последовательно два связанных интерферометра (рис.1.7).



**Рис.1.7. Тандемная низкокогерентная интерферометрия. SLD – суперлюминесцентный диод, BS – светоделители, F – оптическое волокно,  $\Delta_{1,2}$  – разности длин плеч интерферометров 1 и 2 соответственно.**

В каждом интерферометре происходит деление излучения на две части. В результате на выходе, получим четыре волны:

$$E_{\Sigma} = \frac{1}{4}E(t) + \frac{1}{4}E(t - t_1) + \frac{1}{4}E(t - t_2) + \frac{1}{4}E(t - t_1 - t_2), \quad (1.5.7)$$

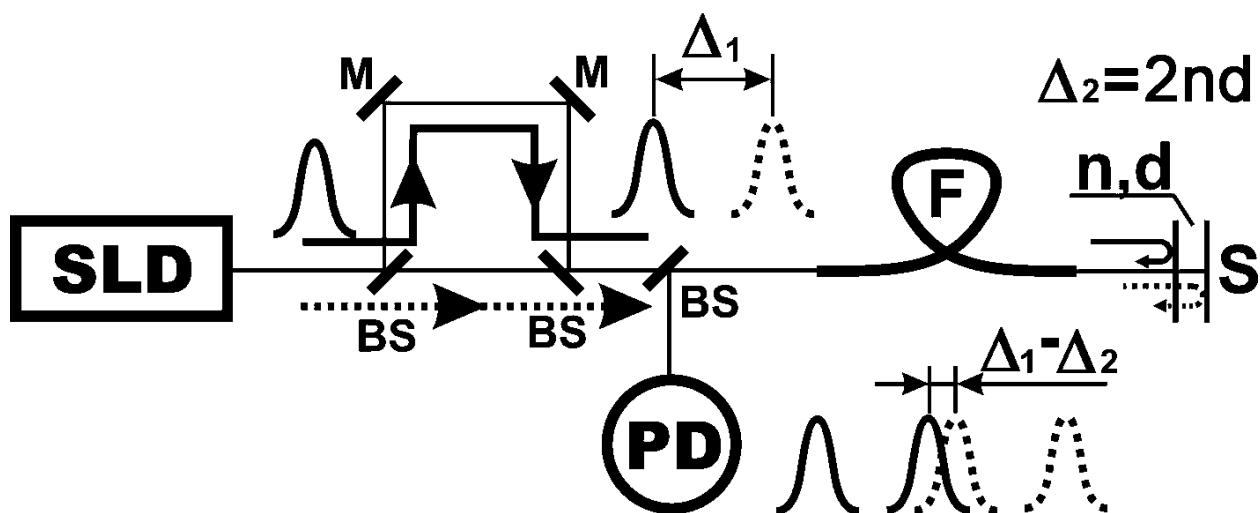
где  $t_1 = \Delta_1/c$ ,  $t_2 = \Delta_2/c$ , а  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$  – разности длин плеч первого и второго интерферометров соответственно. В этом случае интенсивность, регистрируемая на фотоприемнике на выходе тандема интерферометров, будет иметь вид:

$$I(\Delta_1, \Delta_2) = \frac{1}{4}I_0(1 + g(\Delta_1) + g(\Delta_2) + \frac{1}{2}g(\Delta_1 + \Delta_2) + \frac{1}{2}g(\Delta_1 - \Delta_2)), \quad (1.5.8)$$

где  $g(\Delta)$  определяется выражением (1.5.4), а для источника с гауссовым спектром (1.5.5) будет иметь вид (1.5.6). Из выражения (1.5.8) видно, что в случае тандемной схемы кроме слагаемых  $g(\Delta_1)$ ,  $g(\Delta_2)$ , отвечающих за интерференцию при нулевой разности длин плеч одного или обоих интерферометров, появляются слагаемые  $g(\Delta_1 - \Delta_2)$  и  $g(\Delta_1 + \Delta_2)$ . В результате интерференционный сигнал также будет наблюдаться когда разности длин плеч каждого из интерферометров больше длины когерентности излучения, а разность разностей длин плеч меньше длины когерентности.

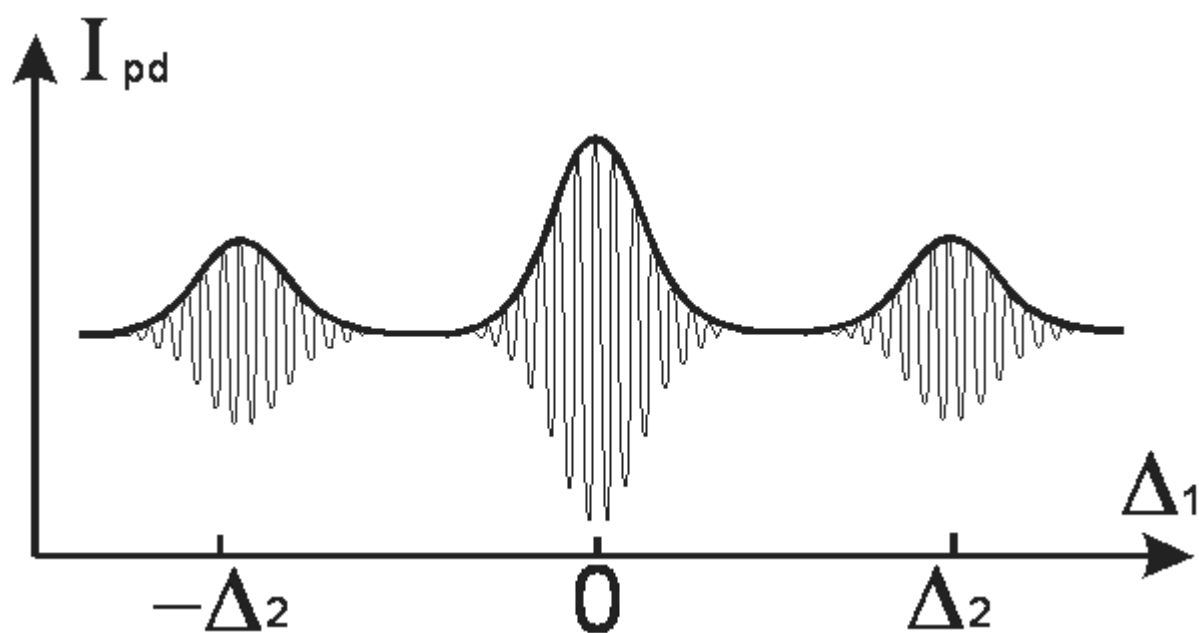


Одним из важных и перспективных применений ТНКИ является контроль толщины удаленных объектов [1, 95]. В схеме изображенной на рис. 1.8 роль одного из интерферометров играет измеряемая плоскопараллельная пластинка (низкодобротный Фабри-Перо). А второй интерферометр можно перестраивать, контролируя разность длин плеч в нем.



**Рис.1.8. Схема дистанционного измерения толщины прозрачных объектов с помощью ТНКИ. SLD – широкополосный источник, BS – светоделители, F – оптическое волокно M – зеркала интерферометра, n,d, - показатель преломления и толщина измеряемого объекта, PD – фотоприемник.**

При сканировании разности длин плеч интерферометра интерференционный сигнал на фотодиоде будет иметь вид, изображенный на рис.1.9. Как видно из рис. 1.9 в интерференционном сигнале наблюдается три пика. Максимум огибающей центрального соответствует нулевой разности длин плеч сканирующего интерферометра, максимум огибающей сигнала справа от нулевого - моменту равенства разности длин плеч интерферометра  $\Delta_1$  и оптической толщины образца  $\Delta_2$ .



**Рис.1.9 Интерференционный сигнал в тандемной низкокогерентной схеме.  $I_{pd}$  – фототок,  $\Delta_1$  – разность длин плеч сканирующего интерферометра,  $\Delta_2$  – оптическая толщина образца.**

Симметричный сигнал слева от нулевого соответствует ситуации  $\Delta_2 = -\Delta_1$  и является следствием симметричности корреляционной функции. Чтобы определить толщину объекта необходимо знать разность длин плеч интерферометра в точке максимума огибающей сигнала. Точность измерения толщины во многом будет определяться точностью определения разности длин плеч интерферометра. В диссертации предложен оригинальный метод решения этой задачи.

ТНКИ методику можно использовать для измерения различных физических величин, изменение которых может быть преобразовано в изменение толщины некоторого образца (температура, давление и т.д.).

К преимуществам тандемной низкокогерентной интерферометрии следует отнести высокую постоянную чувствительность во всем диапазоне измеряемых оптических толщин, включая начальный этап роста пленки, возможность абсолютных измерений и универсальность. Данная схема не чувствительна к различным возмущениям, возникающим в оптическом тракте, связывающем оба интерферометра, под воздействием постоянно

меняющихся внешних воздействий, и позволяет использовать в качестве оптического тракта оптические волокна. Это связано с тем, что сигналы, задержанные на величину разности хода одного из интерферометров, проходят по одному и тому же пути практически одновременно и изменяют свои характеристики одинаковым образом.

Четвертая глава диссертации посвящена применениям низкокогерентной интерферометрии для построения систем мониторинга температуры и толщины различных объектов, находящихся в жестких условиях (высокая температура, низкое давление и т.д.)

## **Глава 2.**

### **Теорема эквивалентности для невзаимных оптических систем и преобразование свойств анизотропии оптических элементов.**

Описанная в первой главе теорема эквивалентности Пуанкаре является очень удобным инструментом при описании анизотропных свойств сложных систем, поскольку позволяет свести любую оптическую систему с фазовой анизотропией всего к двум элементам. Однако при наличии невзаимных элементов, матрицы Джонса для встречных направлений распространения света теряют связь (1.2.5) и эквивалентный набор элементов для встречных направлений становится различным.

Во второй главе диссертации теорема эквивалентности Пуанкаре обобщена на случай невзаимных систем. Показано, что существует расширенный набор стандартных элементов, позволяющий описать произвольную оптическую систему с невзаимной фазовой анизотропией.

Кроме описания сложных анизотропных систем, важным является вопрос построения элементов с заданными анизотропными свойствами и преобразования свойств анизотропии. Проблема создания анизотропных элементов с заданными параметрами, или трансформации одного типа анизотропии в другой представляет интерес в целом ряде прикладных вопросов, таких как, например, оптическая гироскопия, волоконная интерферометрия, исследование разнообразных эффектов вынужденной оптической анизотропии и др.

В данной главе предложен универсальный метод преобразования свойств анизотропии произвольных оптических фазовых систем (в том числе невзаимных) с использованием фиксированного набора элементов.

#### **§2.1. Теорема эквивалентности в невзаимных системах.**

Учет невзаимных эффектов необходим в случае, когда свет может

распространяться через анизотропный элемент во встречных направлениях (например, в двухпроходных или кольцевых схемах). Рассмотрим некоторый фазовый анизотропный элемент, свет через который может распространяться во встречных направлениях.

Пусть анизотропные свойства образца описываются матрицами Джонса  $\hat{M}^+, \hat{M}^-$ . Значки “+” и “-” здесь обозначают направление распространения света через элемент, соответственно, по направлению оси  $Z$  и против направления оси  $Z$ . Ниже мы будем предполагать, что система координат для встречных направлений одна и та же.

Как было показано в первой главе, матрицы Джонса оптической системы, в которой отсутствуют невзаимные элементы, связаны соотношением (1.2.5). Поскольку  $(\hat{R}(q))^T = \hat{R}(-q)$ ,  $(\hat{L}(y))^T = \hat{L}(y)$ , где  $\hat{R}$  и  $\hat{L}$  – матрицы Джонса, соответственно, ротатора и линейной фазовой пластинки, то теорема эквивалентности для взаимных элементов во встречном направлении примет вид

$$\begin{aligned} \hat{M}^- &= (\hat{M}^+)^T = (\hat{R}(q^+) \hat{R}(-j^+) \hat{L}(y^+) \hat{R}(j^+))^T = \\ &= \hat{R}(-j^+) \hat{L}(y^+) \hat{R}(j^+) \hat{R}(-q^+). \end{aligned} \quad (2.1.1)$$

То есть взаимную систему во встречных направлениях описывает одна и та же эквивалентная система.

В невзаимных системах эквивалентные системы для встречных направлений различаются. То есть

$$\begin{aligned} \hat{M}^+ &= \hat{R}(q^+) \hat{R}(-j^+) \hat{L}(y^+) \hat{R}(j^+), \\ \hat{M}^- &= \hat{R}(-j^-) \hat{L}(y^-) \hat{R}(j^-) \hat{R}(-q^-). \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

где  $y^-, j^-$  – соответственно, фазовый набег и ориентация линейной фазовой пластинки для обратного направления распространения, а  $q^-$  – угол поворота плоскости поляризации ротатором в обратном направлении. Причем в общем случае  $(j, y, q)^+ \neq (j, y, q)^-$ .

Таким образом, набор из одной взаимной линейной фазовой пластинки и одного взаимного ротатора является недостаточным для составления эквивалентной системы невзаимного анизотропного элемента.

Для того чтобы обобщить теорему эквивалентности на случай невзаимных систем рассмотрим четыре базовых типа анизотропии (и соответствующие им матрицы Джонса в линейном базисе):

1) взаимная ЛФП (взаимное линейное двупреломление)

$$\hat{\mathbf{L}}_{\text{вз}}^+(\mathbf{y}) = \begin{pmatrix} e^{iy} & 0 \\ 0 & e^{-iy} \end{pmatrix}, \quad \hat{\mathbf{L}}_{\text{вз}}^-(\mathbf{y}) = \begin{pmatrix} e^{iy} & 0 \\ 0 & e^{-iy} \end{pmatrix}; \quad (2.1.3)$$

2) невзаимная ЛФП (невзаимное линейное двупреломление)

$$\hat{\mathbf{L}}_{\text{нвз}}^+(\mathbf{y}) = \begin{pmatrix} e^{iy} & 0 \\ 0 & e^{-iy} \end{pmatrix}, \quad \hat{\mathbf{L}}_{\text{нвз}}^-(\mathbf{y}) = \begin{pmatrix} e^{-iy} & 0 \\ 0 & e^{iy} \end{pmatrix}; \quad (2.1.4)$$

3) взаимный ротатор (оптическая активность)

$$\hat{\mathbf{R}}_{\text{оа}}^+(q) = \begin{pmatrix} \cos q & \sin q \\ -\sin q & \cos q \end{pmatrix}, \quad \hat{\mathbf{R}}_{\text{оа}}^-(q) = \begin{pmatrix} \cos q & -\sin q \\ \sin q & \cos q \end{pmatrix}; \quad (2.1.5)$$

4) невзаимный ротатор (эффект Фарадея):

$$\hat{\mathbf{R}}_{\phi}^+(q) = \begin{pmatrix} \cos q & \sin q \\ -\sin q & \cos q \end{pmatrix}, \quad \hat{\mathbf{R}}_{\phi}^-(q) = \begin{pmatrix} \cos q & \sin q \\ -\sin q & \cos q \end{pmatrix}. \quad (2.1.6)$$

Во всех последующих рассуждениях мы не будем учитывать изотропный множитель перед матрицей Джонса, который, в общем случае, также может быть невзаимным (например, из-за эффектов Саньяка или Френеля-Физо).

Рассмотрим некоторую фазовую невзаимную оптическую систему, которая описывается во встречных направлениях матрицами Джонса  $\hat{\mathbf{M}}^+$  и  $\hat{\mathbf{M}}^-$  и, в общем случае, состоит из набора различных взаимных и невзаимных фазовых элементов. Теорема эквивалентности для обеих матриц будет иметь вид (2.1.2). Воспользуемся свойством коммутативности матриц поворота и выражением (1.3.5) и перепишем (2.1.2) в виде

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{M}}^+ &= \hat{\mathbf{R}}(-j^+) \hat{\mathbf{L}}(y^+) \hat{\mathbf{R}}(q^+) \hat{\mathbf{R}}(j^+), \\ \hat{\mathbf{M}}^- &= \hat{\mathbf{R}}(-j^-) \hat{\mathbf{R}}(-q^-) \hat{\mathbf{L}}(y^-) \hat{\mathbf{R}}(j^-).\end{aligned}\quad (2.1.7)$$

Как говорилось выше, в общем случае  $(j, y, q)^+ \neq (j, y, q)^-$ . Сформулируем теорему эквивалентности для таких систем так, чтобы один набор простых элементов правильно описывал исходный произвольный фазовый элемент в обоих направлениях. Для этого в (1.2.8) вместо каждого элемента поставим пару элементов: вместо ротаторов  $\hat{\mathbf{R}}(j)$ ,  $\hat{\mathbf{R}}(q)$  – взаимные ротаторы  $\hat{\mathbf{R}}_{\text{oa}}(j_1)$ ,  $\hat{\mathbf{R}}_{\text{oa}}(q_1)$  + невзаимные ротаторы  $\hat{\mathbf{R}}_{\text{ф}}(j_2)$ ,  $\hat{\mathbf{R}}_{\text{ф}}(q_2)$ , вместо линейной фазовой пластинки  $\hat{\mathbf{L}}(y)$  – взаимную ЛФП  $\hat{\mathbf{L}}_{\text{вз}}(y_1)$  + невзаимную ЛФП  $\hat{\mathbf{L}}_{\text{нвз}}(y_2)$ . Соответственно (1.3.5) примет вид:

$$\hat{\mathbf{M}} = \hat{\mathbf{R}}_{\text{oa}}(-j_1) \hat{\mathbf{R}}_{\text{ф}}(-j_2) \hat{\mathbf{L}}_{\text{вз}}(y_1) \hat{\mathbf{L}}_{\text{нвз}}(y_2) \hat{\mathbf{R}}_{\text{oa}}(q_1) \hat{\mathbf{R}}_{\text{ф}}(q_2) \hat{\mathbf{R}}_{\text{ф}}(j_2) \hat{\mathbf{R}}_{\text{oa}}(j_1), \quad (2.1.8)$$

Используя (2.1.3) - (2.1.6), распишем (2.1.8), для встречных направлений:

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{M}}^+ &= \hat{\mathbf{R}}(-j_1 + j_2) \hat{\mathbf{L}}(y_1 + y_2) \hat{\mathbf{R}}(q_1 + q_2) \hat{\mathbf{R}}(j_1 + j_2), \\ \hat{\mathbf{M}}^- &= \hat{\mathbf{R}}(-j_1 - j_2) \hat{\mathbf{R}}(q_2 - q_1) \hat{\mathbf{L}}(y_1 - y_2) \hat{\mathbf{R}}(j_1 - j_2)\end{aligned}\quad (2.1.9)$$

Для того, чтобы (2.1.9) соответствовало (2.1.2), потребуем выполнения следующих условий:

$$\begin{cases} j^+ = j_1 + j_2 \\ j^- = j_1 - j_2 \end{cases}, \quad \begin{cases} y^+ = y_1 + y_2 \\ y^- = y_1 - y_2 \end{cases}, \quad \begin{cases} q^+ = q_1 + q_2 \\ q^- = q_2 - q_1 \end{cases}. \quad (2.1.10)$$

Преобразуем (2.1.8) к виду:

$$\hat{\mathbf{M}} = \hat{\mathbf{R}}_{\text{oa}}(-j_1) \hat{\mathbf{R}}_{\text{ф}}(-j_2) \hat{\mathbf{L}}_{\text{вз}}(y_1) \hat{\mathbf{L}}_{\text{нвз}}(y_2) \hat{\mathbf{R}}_{\text{oa}}(q_1) \hat{\mathbf{R}}_{\text{ф}}(q_2 + j_2) \hat{\mathbf{R}}_{\text{oa}}(j_1) \quad (2.1.11)$$

Две матрицы поворота  $\hat{\mathbf{R}}_{\text{oa}}(\pm j_1)$  в (2.1.11) определяют ориентацию элементов, заключенных между ними (подчеркнуты в (2.1.11)).

В итоге, обобщенная теорема эквивалентности для невзаимных фазовых анизотропных оптических систем может быть сформулирована следующим образом.

Произвольный фазовый невзаимный элемент эквивалентен комбинации из пяти элементов: взаимной линейной фазовой пластинке, невзаимной

линейной фазовой пластинке, взаимного ротатора и двух фарадеевских ротаторов.

Параметры этих эквивалентных элементов определяются следующим образом:

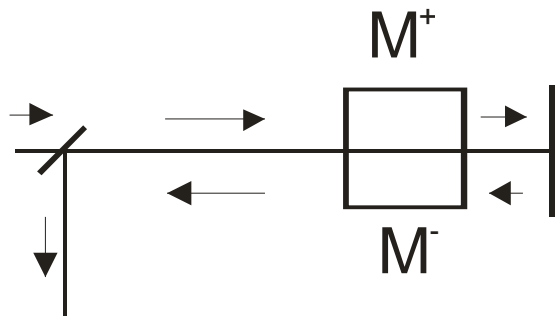
1) определяются матрицы Джонса исходного элемента для встречных направлений  $\hat{M}^+$  и  $\hat{M}^-$ , (см. например [15, 16]);

2) исходя из классической теоремы эквивалентности (1.3.3) по формулам (1.3.4) находятся параметры  $(j, \mathcal{Y}, q)^+$ ,  $(j, \mathcal{Y}, q)^-$ ;

3) исходя из (2.1.10) находятся параметры  $(j, \mathcal{Y}, q)_{1,2}$ .

## **§2.2. Теорема эквивалентности в двухпроходных оптических схемах с невзаимными элементами.**

Как было описано в первой главе, двухпроходные схемы (рис. 2.1) очень распространены для исследования анизотропных свойств взаимных и невзаимных элементов. При этом для систем, состоящих только из взаимных элементов, теорема эквивалентности в двухпроходной схеме упрощается – система сводится к одной, определенным образом ориентированной фазовой пластинке (1.3.6).



**Рис. 2.1. Двухпроходная схема с исследуемым элементом.  $M^+$  и  $M^-$  - матрицы Джонса исследуемого образца для прямого и обратного распространения света..**



Аналогичным образом можно обобщить полученную в §2.1 обобщенную теорему эквивалентности в невзаимных системах. Используя теорему эквивалентности в невзаимных фазовых системах (2.1.11) придем к следующему выражению:

$$\hat{\mathbf{M}}_{\Sigma} = \hat{\mathbf{M}}^{-} \hat{\mathbf{M}}^{+} = \underline{\hat{\mathbf{R}}^{-1}(\mathbf{a}_1) \hat{\mathbf{L}}(V_1) \hat{\mathbf{R}}(\mathbf{a}_1) \hat{\mathbf{R}}(\mathbf{a}_3) \hat{\mathbf{R}}^{-1}(\mathbf{a}_2) \hat{\mathbf{L}}(V_2) \hat{\mathbf{R}}(\mathbf{a}_2)} \quad (2.2.1)$$

где  $\mathbf{a}_1 = \mathbf{j}_1 + \mathbf{q}_1 - \mathbf{j}_2 - \mathbf{q}_2$ ,  $\mathbf{a}_2 = \mathbf{j}_1 + \mathbf{q}_1 + \mathbf{j}_2 + \mathbf{q}_2$ ,  $\mathbf{a}_3 = 2\mathbf{q}_2$ ,  $\mathbf{z}_1 = \mathbf{y}_1 - \mathbf{y}_2$ ,  $\mathbf{z}_2 = \mathbf{y}_1 + \mathbf{y}_2$ .

В итоге получаем, что произвольная невзаимная система анизотропных элементов в двухпроходной схеме может быть представлена как комбинация из двух определенным образом ориентированных линейных фазовых пластинок (подчеркнуты в (2.2.1)), разделенных ротатором. Как видно из (2.2.1) в случае невзаимных систем в двухпроходных схемах так же происходит уменьшение количества независимых переменных с шести до пяти.

### **§2.3. Невзаимные эллиптические базисы.**

Рассмотрим теперь вопрос различия взаимных и невзаимных систем с точки зрения собственных поляризаций во встречных направлениях. Собственными поляризациями (собственными волнами) будем называть такие состояния поляризации, которые не изменяются при прохождении через систему. При этом собственные поляризации будем рассматривать в одном декартовом базисе для обоих направлений. За прямое направление примем распространение света вдоль оси Z декартового базиса, за обратное – против оси Z. Направление вращения плоскости поляризации будем определять, наблюдая с конца оси Z.

Вспомним, что согласно теореме эквивалентности (1.3.3), матрицу  $\hat{\mathbf{M}}$  можно представить в виде  $\hat{\mathbf{M}} = \hat{\mathbf{R}}(-\mathbf{j}) \hat{\mathbf{L}}(\mathbf{y}) \hat{\mathbf{R}}(\mathbf{q}) \hat{\mathbf{R}}(\mathbf{j})$ . Отсюда видно, что для поиска собственных поляризаций в одном направлении для произвольного элемента достаточно решить задачу поиска собственных векторов матрицы

$\hat{\mathbf{M}}$  для случая  $j=0$ , то есть для элемента  $\hat{\mathbf{M}} = \hat{\mathbf{L}}(y)\hat{\mathbf{R}}(q)$ , поскольку отличие  $j$  от нуля будет приводить лишь к повороту собственных волн без изменения эллиптичности и направления вращения плоскости поляризации. При этом полученные собственные числа будут соответствовать фазовому сдвигу собственных волн после прохождения через элемент.

Матрица Джонса, для случая  $j=0$ , будет иметь вид:

$$\hat{\mathbf{M}} = \hat{\mathbf{L}}(y)\hat{\mathbf{R}}(q) = \begin{pmatrix} e^{iy} \cos q & e^{iy} \sin q \\ -e^{-iy} \sin q & e^{-iy} \cos q \end{pmatrix}. \quad (2.3.1)$$

Воспользовавшись формулами (1.1.17) и (1.1.18) из (2.3.1) получим следующие выражения для собственных поляризаций

$$c_{1,2} = ie^{-iy} (-b \pm \sqrt{1 + b^2}), \quad (2.3.2)$$

где  $\chi$  - комплексный параметр (1.1.12),  $b = \sin y \operatorname{ctg} q$ , и собственных чисел

$$V_{1,2} = e^{\pm id}, \quad (2.3.3)$$

где  $\cos d = \cos q \cos y$ .

Следовательно, поляризации собственных волн представляют из себя ортогональные эллипсы с противоположным направлением вращения плоскости поляризации. Углы наклона главных полуосей  $g_{1,2}$  и эллиптичность  $\rho$  эллипсов поляризации определяются выражениями (1.1.11) – (1.1.13).

Для взаимной системы  $\hat{\mathbf{M}} = \hat{\mathbf{L}}_{\text{вз}}(y)\hat{\mathbf{R}}_{\text{оа}}(q)$ , матрицы Джонса во встречных направлениях примут вид  $\hat{\mathbf{M}}^+ = \hat{\mathbf{L}}(y)\hat{\mathbf{R}}(q)$ ,  $\hat{\mathbf{M}}^- = \hat{\mathbf{R}}(-q)\hat{\mathbf{L}}(y)$ . Оговоримся, что при записи матриц  $\hat{\mathbf{L}}$  и  $\hat{\mathbf{R}}$  без индексов имеются ввиду матрицы поворота и фазового сдвига (1.3.2) и (1.3.1). Тогда для взаимной системы собственные поляризации в обратном направлении будут иметь вид:

$$c_{1,2} = -ie^{iy} (-b \pm \sqrt{1 + b^2}), \quad (2.3.4)$$

при этом собственные числа такие же, как и в прямом направлении (2.3.3).

Из сравнения (2.3.4) и (2.3.2) видно, что для взаимной системы во встречных направлениях комплексный параметр  $c$  отличается только знаком мнимой части. То есть во взаимных элементах собственные поляризации во встречных направлениях имеют одинаковую эллиптичность, одинаковую ориентацию эллипсов и противоположное направление вращения (как говорилось выше, направление вращения определяется при наблюдении с конца оси  $Z$  одного и того же базиса для обоих направлений).

Рассмотрим далее простые невзаимные системы, представляющие собой комбинацию двух элементов, один из которых взаимный, а другой нет. В частности выделим две комбинации:

- 1) взаимная линейная фазовая пластинка (2.1.3) – фарадеевский ротатор (2.1.6);
- 2) невзаимная линейная фазовая пластинка (2.1.4)– оптическая активность (2.1.5).

В первом случае матрица Джонса  $\hat{M} = \hat{L}_{вз}(y)\hat{R}_\phi(q)$  во встречных направлениях будет иметь вид  $\hat{M}^+ = \hat{L}(y)\hat{R}(q)$ ,  $\hat{M}^- = \hat{R}(q)\hat{L}(y)$ . Здесь собственные поляризации для прямого прохода будут совпадать с (2.3.1), для обратного будут иметь вид

$$c_{1,2} = ie^{iy} (-b \pm \sqrt{1 + b^2}), \quad (2.3.5)$$

а собственные числа снова будут определяться выражением (2.3.3).

Сравнивая (2.3.5) с (2.3.2) видно, что у комплексного параметра  $\chi$  знак мнимой части не изменяется, то есть направление вращения остается прежним, а знак действительной части меняется. Это приводит, согласно (1.1.12) к изменению угла ориентации эллипса поляризации, а в данном случае к отражению эллипса поляризации относительно оси  $Ox$ .

Во втором случае матрица Джонса  $\hat{M} = \hat{L}_{нвз}(y)\hat{R}_{оа}(q)$  будет иметь вид  $\hat{M}^+ = \hat{L}(y)\hat{R}(q)$ ,  $\hat{M}^- = \hat{R}(-q)\hat{L}(-y)$ . Здесь собственные поляризации для прямого прохода будут совпадать с (2.3.2), для обратного будут иметь вид

$$c_{1,2} = -ie^{-iy} (b \pm \sqrt{1 + b^2}) \quad (2.3.6)$$

а собственные числа снова будут определяться выражением (2.3.3).

Сравнивая (2.3.6) с (2.3.2) можно заметить, что в для такой комбинации собственные поляризации «меняются местами», то есть собственная поляризация соответствующая в прямом направлении собственному числу  $V = e^{id}$  в обратном направлении соответствует собственному числу  $V = e^{-id}$ ; а поляризация соответствующая в прямом направлении собственному числу  $V = e^{-id}$  в обратном направлении соответствует собственному числу  $V = e^{id}$ . В следствие ортогональности собственных поляризаций фазовых анизотропных элементов, это соответствует повороту собственного базиса на  $90^\circ$ .

Таким образом, основное отличие невзаимных систем от взаимных, с точки зрения собственных базисов, заключается в том, что во взаимных системах базисы во встречных направлениях совпадают (изменение направления вращения в (2.3.4) связано с тем, что мы наблюдаем с конца оси Z. И поскольку мы используем общий базис для обоих направлений, то изменение направления распространения света приводит к изменению направления вращения). А в невзаимных системах собственные поляризации во встречных направлениях различны.

## **§2.4. Преобразование свойств анизотропии взаимных поляризационных элементов.**

В экспериментальных исследованиях анизотропных свойств, часто требуется наличие анизотропного элемента с заданными параметрами.

Например, в кольцевых схемах зачастую необходимо иметь невзаимную фазовую подставку. Обычно для этих целей применяют ячейку Фарадея [96]. Угол поворота плоскости поляризации в этом случае модулируется внешним магнитным полем, что существенно ограничивает быстродействие, особенно

при большой амплитуде модуляции. Поэтому большой интерес представляет задача «подмены» эффектов (получение невзаимной фазовой подставки модуляцией фазового набега взаимной линейной фазовой пластинки и т.д.). Также важно уметь выделять исследуемые эффекты при наличии сопутствующих.

В этом параграфе предлагается методика преобразования анизотропных свойств взаимных систем.

Как известно, собственные поляризации (собственный базис) произвольного фазового анизотропного элемента представляют собой две ортогональные эллиптически поляризованные волны. Согласно (1.1.4) любое состояние поляризации падающей волны можно представить как линейную комбинацию базисных волн элемента, при этом изменение состояния поляризации света после прохождения через анизотропную систему обуславливается фазовым сдвигом собственных волн, определяемым собственными числами. Следовательно, преобразование анизотропных свойств элементов можно рассматривать как преобразование их собственных поляризаций. При этом задача построения фазового анизотропного элемента с заданными свойствами сводится к задаче построения фазового анизотропного элемента с заданным собственным базисом.

Для перехода к эллиптическому базису, главные оси эллипсов поляризации которого совпадают с осями декартового мы будем использовать следующие преобразования:

$$\mathbf{e}_{Rr} = \frac{1}{\sqrt{1+r^2}}(\mathbf{x}_0 + ir\mathbf{y}_0), \quad \mathbf{e}_{Lr} = \frac{1}{\sqrt{1+r^2}}(ir\mathbf{x}_0 + \mathbf{y}_0), \quad (2.4.1)$$

где  $\mathbf{e}_{Rr}, \mathbf{e}_{Lr}$  - собственные поляризации эллиптического базиса с направлением вращения плоскости поляризации, соответственно, по и против часовой стрелки,  $\mathbf{x}_0, \mathbf{y}_0$  – орты некоторой декартовой системы координат (выбираются из геометрии задачи),  $r$  - эллиптичность базисных векторов. В этом случае матрицы преобразования от линейного базиса к эллиптическому, согласно (1.1.11) будут иметь вид:

$$\hat{\mathbf{C}}(r) = \frac{1}{\sqrt{1+r^2}} \begin{pmatrix} 1 & ir \\ ir & 1 \end{pmatrix}, \quad \hat{\mathbf{C}}^{-1}(r) = \frac{1}{\sqrt{1+r^2}} \begin{pmatrix} 1 & -ir \\ -ir & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.4.2)$$

Из такого базиса непосредственно следуют два предельных случая: линейный базис  $r \rightarrow 0$  и циркулярный  $r \rightarrow 1$ .

Отметим, что преобразование (2.4.2) отличается от принятого [6]

$$\mathbf{e}_{Rr} = \frac{1}{\sqrt{1+r^2}}(\mathbf{x}_0 + ir\mathbf{y}_0), \quad \mathbf{e}_{Lr} = \frac{1}{\sqrt{1+r^2}}(\mathbf{x}_0 - ir\mathbf{y}_0). \quad (2.4.3)$$

Недостатком преобразования (2.4.3) является то, что предел  $r \rightarrow 0$  не приводит к линейному базису.

Как отмечалось в первой главе, матрица Джонса чисто фазового анизотропного элемента унитарна. Тогда, согласно свойству унитарной матрицы [97], она всегда может быть приведена к диагональному виду  $\tilde{\mathbf{M}}$  посредством унитарного преобразования:

$$\tilde{\mathbf{M}} = \hat{\mathbf{S}}^{-1} \hat{\mathbf{M}} \hat{\mathbf{S}}, \quad (2.4.4)$$

где столбцы матрицы преобразования  $\hat{\mathbf{S}}$  представляют собой собственные вектора матрицы  $\hat{\mathbf{M}}$ , недиагональные элементы матрицы  $\tilde{\mathbf{M}}$  равны нулю, а ее диагональные элементы равны собственным числам матрицы  $\hat{\mathbf{M}}$ . Выразим в (2.4.4) исходную матрицу  $\hat{\mathbf{M}}$  через  $\tilde{\mathbf{M}}$

$$\hat{\mathbf{M}} = \hat{\mathbf{S}} \tilde{\mathbf{M}} \hat{\mathbf{S}}^{-1}. \quad (2.4.5)$$

Пара собственных значений унитарной матрицы  $2 \times 2$  всегда имеет вид  $e^{\pm iy}$  [97]. Следовательно, диагональная матрица  $\tilde{\mathbf{M}}$  по виду будет совпадать с матрицей Джонса линейной фазовой пластинки (1.3.1). То есть в собственном базисе матрица Джонса произвольного фазового анизотропного элемента имеет вид матрицы ЛФП (1.3.1).

Перейдем непосредственно к задаче преобразования свойств анизотропии оптических систем. Рассмотрим некоторый произвольный фазовый анизотропный элемент, описываемый матрицей Джонса  $\hat{\mathbf{M}}$ . Собственные поляризации фазовых элементов представляют собой две ортогональные эллиптические поляризации, ориентированные под

некоторым углом к оси исходных декартовых осей. Следовательно, преобразование базисов, диагонализующее матрицу  $\hat{\mathbf{M}}$  представляет собой последовательность преобразования поворота и преобразования (2.4.2) от линейного базиса к эллиптическому.

В этом случае матрица Джонса любого анизотропного элемента в произвольно выбранном декартовом базисе для одного направления распространения света будет иметь вид:

$$\hat{\mathbf{M}} = \hat{\mathbf{R}}\hat{\mathbf{C}}\hat{\mathbf{L}}\hat{\mathbf{C}}^{-1}\hat{\mathbf{R}}^{-1}, \quad (2.4.6)$$

где  $\hat{\mathbf{C}}$  – матрица преобразования (2.4.2),  $\hat{\mathbf{R}}$  – матрица поворота (1.2.5),  $\hat{\mathbf{L}}$  – матрица ЛФП, а  $\mathbf{CR}$  – матрица перехода к диагонализующему базису:

$$\begin{aligned} \mathbf{CR} &= \frac{1}{\sqrt{1+r^2}} \begin{pmatrix} \cos q - ir \sin q & ir \cos q + \sin q \\ ir \cos q - \sin q & \cos q + ir \sin q \end{pmatrix} \\ (\mathbf{CR})^{-1} &= \frac{1}{\sqrt{1+r^2}} \begin{pmatrix} \cos q + ir \sin q & -ir \cos q - \sin q \\ -ir \cos q + \sin q & \cos q - ir \sin q \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.4.7)$$

Отметим, что диагонализующая матрица может иметь вид отличный от (2.4.7). Это связано с неоднозначностью определения собственных поляризаций. Как известно собственные вектора матрицы определяются с точностью до произвольного множителя. Если мы рассмотрим некоторую произвольную матрицу вида:

$$\hat{\mathbf{M}} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}, \quad (2.4.8)$$

то получим следующие два выражения для собственных векторов:

$$\begin{aligned} (m_{11} - \alpha_1)b_1^{(1)} + m_{12}b_2^{(1)} &= 0 \\ (m_{11} - \alpha_2)b_1^{(2)} + m_{12}b_2^{(2)} &= 0 \end{aligned} \quad (2.4.9)$$

где  $\alpha_{1,2}$  – собственные числа,  $b_1^{(1)}, b_2^{(1)}, b_1^{(2)}, b_2^{(2)}$  – компоненты собственных векторов  $\mathbf{b}^{(1)}, \mathbf{b}^{(2)}$ .

То есть мы получаем два уравнения для четырех переменных, что приводит к определенному произволу в выборе собственного базиса. Без потери общности мы можем наложить произвольное ограничение на

компоненты собственных векторов  $\mathbf{b}$ . Для дальнейшего рассмотрения нам удобно рассматривать такие базисы, чтобы, матрицы преобразования к линейному базису, составленные из компонентов собственных векторов имели единичный определитель. В результате это приводит к следующему дополнительному условию:

$$b_1^{(1)}b_2^{(2)} - b_1^{(2)}b_2^{(1)} = 1. \quad (2.4.10)$$

Легко показать, что в получившейся системе трех уравнений (2.4.9), (2.4.10) для четырех неизвестных три компоненты могут быть выражены через четвертую

$$b_2^{(1)} = \frac{a_1 - m_{11}}{m_{12}} b_1^{(1)}, \quad b_1^{(2)} = \frac{m_{12}}{a_2 - a_1} \frac{1}{b_1^{(1)}}, \quad b_2^{(2)} = \frac{a_2 - m_{11}}{a_2 - a_1} \frac{1}{b_1^{(1)}}. \quad (2.4.11)$$

В дальнейшем мы будем использовать только матрицы с единичным определителем.

Заметим, что матрица перехода к эллиптическому базису  $\hat{\mathbf{C}}$  (2.4.2) может быть представлена как ротатор (1.2.5) помещенный между двумя скрещенными четвертьволновыми пластинками:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{C}} &= \frac{1}{\sqrt{1+r^2}} \begin{pmatrix} 1 & ir \\ ir & 1 \end{pmatrix} = \hat{\mathbf{T}}\hat{\mathbf{R}}(j)\hat{\mathbf{T}}^{-1} = \cos j \begin{pmatrix} 1 & i \operatorname{tg} j \\ i \operatorname{tg} j & 1 \end{pmatrix} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{1+\operatorname{tg}^2 j}} \begin{pmatrix} 1 & i \operatorname{tg} j \\ i \operatorname{tg} j & 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.4.12)$$

где  $\hat{\mathbf{T}}$  – матрица Джонса четвертьволновой пластинки:

$$\hat{\mathbf{T}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1+i & 0 \\ 0 & 1-i \end{pmatrix}, \quad \hat{\mathbf{T}}^{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1-i & 0 \\ 0 & 1+i \end{pmatrix} \quad (2.4.13)$$

При этом, как видно из (2.4.12),  $r = \operatorname{tg} j$ . Отметим также, что для диагональной матрицы обратная матрица получается поворотом осей системы координат на  $90^\circ$ .

Рассмотрим задачу преобразования анизотропных свойств для одного прохода. Запишем выражения для матриц Джонса, описывающих



преобразование поляризации света при распространении через два различных анизотропных элемента в одном направлении:

$$\hat{\mathbf{M}}_1 = \hat{\mathbf{R}}^{-1}(q_1) \hat{\mathbf{C}}_1^{-1} \hat{\mathbf{L}}_1 \hat{\mathbf{C}}_1 \hat{\mathbf{R}}(q_1), \quad (2.4.14)$$

$$\hat{\mathbf{M}}_2 = \hat{\mathbf{R}}^{-1}(q_2) \hat{\mathbf{C}}_2^{-1} \hat{\mathbf{L}}_2 \hat{\mathbf{C}}_2 \hat{\mathbf{R}}(q_2). \quad (2.4.15)$$

Поскольку мы будем менять только тип собственных волн, оставляя неизменной величину фазового набега, то матрицы  $\hat{\mathbf{L}}_1$  и  $\hat{\mathbf{L}}_2$  можно считать одинаковыми. Подставляя выражение для  $\hat{\mathbf{L}}$  из (2.4.14) в (2.4.15), можно получить уравнение для нахождения матриц анизотропных элементов для преобразования одного типа анизотропного элемента в другой:

$$\hat{\mathbf{M}}_2 = \hat{\mathbf{R}}^{-1}(q_2) \hat{\mathbf{C}}_2^{-1} \hat{\mathbf{C}}_1 \hat{\mathbf{R}}(q_1) \hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{R}}^{-1}(q_1) \hat{\mathbf{C}}_1^{-1} \hat{\mathbf{C}}_2 \hat{\mathbf{R}}(q_2). \quad (2.4.16)$$

Далее воспользуемся представлением матрицы  $\mathbf{m}$  как комбинации ротатора и двух четвертьволновых пластинок. Подставим (2.4.12) в (2.4.16):

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{M}}_2 = & \hat{\mathbf{R}}_2^{-1} \hat{\mathbf{T}} \hat{\mathbf{R}}^{-1}(j_2) \hat{\mathbf{T}}^{-1} \hat{\mathbf{T}} \hat{\mathbf{R}}(j_1) \hat{\mathbf{T}}^{-1} \hat{\mathbf{R}}_1 \hat{\mathbf{M}}_1 \times \\ & \times \hat{\mathbf{R}}_1^{-1} \hat{\mathbf{T}} \hat{\mathbf{R}}^{-1}(j_1) \hat{\mathbf{T}}^{-1} \hat{\mathbf{T}} \hat{\mathbf{R}}(j_2) \hat{\mathbf{T}}^{-1} \hat{\mathbf{R}}_2, \end{aligned} \quad (2.4.17)$$

где  $\hat{\mathbf{R}}_{1,2} = \hat{\mathbf{R}}(q_{1,2})$ .

После упрощения (2.4.17) приходим к следующему выражению:

$$\hat{\mathbf{M}}_2 = \hat{\mathbf{R}}_2^{-1} \hat{\mathbf{T}} \hat{\mathbf{R}}(j_1 - j_2) \hat{\mathbf{T}}^{-1} \hat{\mathbf{R}}_1 \hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{R}}_1^{-1} \hat{\mathbf{T}} \hat{\mathbf{R}}(j_2 - j_1) \hat{\mathbf{T}}^{-1} \hat{\mathbf{R}}_2, \quad (2.4.18)$$

где  $\text{tg}(j_2 - j_1) = (r_2 - r_1)/(1 + r_1 r_2)$ .

Перепишем выражение (2.4.18) в следующем виде:

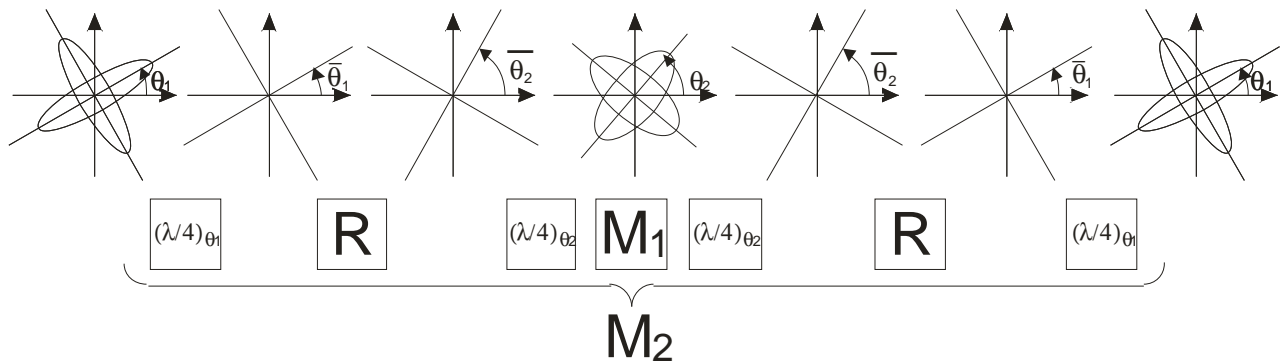
$$\hat{\mathbf{M}}_2 = \hat{\mathbf{T}}_{q_2} \hat{\mathbf{R}}(w) \hat{\mathbf{T}}_{q_1}^{-1} \hat{\mathbf{M}}_1 \hat{\mathbf{T}}_{q_1} \hat{\mathbf{R}}(-w) \hat{\mathbf{T}}_{q_2}^{-1}, \quad (2.4.19)$$

где  $\hat{\mathbf{T}}_{q_{1,2}} = \hat{\mathbf{R}}_{1,2}^{-1} \hat{\mathbf{T}} \hat{\mathbf{R}}_{1,2}$  - матрицы Джонса четвертьволновой пластинки, ориентированной под углом, соответственно,  $q_{1,2}$ ;  $w = j_1 - j_2 + q_1 - q_2$ .

В итоге приходим к следующей последовательности действий, необходимых для преобразования анизотропных свойств фазовой системы (рис. 2.2)

Суть преобразования заключается в том, что первая пластинка  $1/4$ , оси которой совпадают с осями эллипса поляризации требуемого базиса,

преобразует эллиптически поляризованную волну в линейно поляризованную. Вторая пластинка  $1/4$  преобразует линейно поляризованную волну назад в эллиптически поляризованную, но при этом, с направлением осей эллипса поляризации, соответствующим исходному базису. А ротатор между этими двумя пластинами позволяет получить необходимую эллиптичность за счет выбора угла вращения плоскости поляризации. Причем, поскольку никаких ограничений на значения  $r_1, r_2, q_1, q_2$  в процессе рассуждений не накладывается, то любой произвольный тип анизотропии может быть преобразован в другой за счет двух пар ориентированных определенным образом четвертьволновых пластинок и пары ротаторов, угол поворота которых однозначно определяется исходной и требуемой эллиптичностью.



**Рис.2.2. Схема преобразования свойств анизотропии взаимных систем.**

Поскольку собственные поляризации взаимных анизотропных систем во встречных направлениях совпадают (2.3.1), (2.3.3), то набор из четырех линейных пластинок  $1/4$  и двух взаимных ротаторов полностью решает задачу преобразования анизотропных свойств для произвольных взаимных типов анизотропии. При этом необходимо отметить, что при наличии возможности вращения преобразуемого элемента взаимный ротатор может быть заменён простым поворотом осей элемента, а минимальный достаточный набор элементов для преобразования между произвольными

взаимными элементами сокращается до четырех линейных фазовых четвертьволновых пластинок.

## **§2.5. Преобразование анизотропных свойств невзаимных элементов.**

Как было показано в §2.3, поляризационная невзаимность приводит к изменению собственных волн во встречном направлении, а именно к повороту осей эллипсов поляризации и изменению направления вращения плоскости поляризации.

Для того, чтобы учесть поворот осей эллипса поляризации дополним представление (2.4.6) парой фарадеевских ротаторов:

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{M}}_1^+ &= (\hat{\mathbf{R}}_\phi^{-1}(q_{\phi 1}))^+ \hat{\mathbf{R}}^{-1}(q_1) (\hat{\mathbf{C}}_1^{-1})^+ \hat{\mathbf{L}}_1 \hat{\mathbf{C}}_1^+ \hat{\mathbf{R}}(q_1) \hat{\mathbf{R}}_\phi^+(q_{\phi 1}) = \\ &= \hat{\mathbf{R}}^{-1}(q_{\phi 1} + q_1) \hat{\mathbf{C}}_1^{-1} \hat{\mathbf{L}}_1 \hat{\mathbf{C}}_1 \hat{\mathbf{R}}(q_1 + q_{\phi 1}),\end{aligned}\quad (2.5.1)$$

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{M}}_1^- &= \hat{\mathbf{R}}_\phi^-(q_{\phi 1}) \hat{\mathbf{R}}^-(q_1) \hat{\mathbf{C}}_1^- \hat{\mathbf{L}}_1 (\hat{\mathbf{C}}_1^{-1})^- (\hat{\mathbf{R}}^{-1}(q_1))^- (\hat{\mathbf{R}}_\phi^{-1}(q_{\phi 1}))^- = \\ &= \hat{\mathbf{R}}(q_{\phi 1} - q_1) \hat{\mathbf{C}}_1 \hat{\mathbf{L}}_1 \hat{\mathbf{C}}_1^{-1} \hat{\mathbf{R}}^{-1}(q_{\phi 1} - q_1),\end{aligned}\quad (2.5.2)$$

где  $\hat{\mathbf{R}}_\phi$  - фарадеевский ротатор (2.1.6).

Потребуем, чтобы выполнялось следующее соотношение:

$$\begin{cases} q_1 + q_{\phi 1} = g^+ \\ q_{\phi 1} - q_1 = g^- \end{cases}, \quad (2.5.3)$$

где  $\gamma^+$ ,  $\gamma^-$  - углы наклона главной оси эллипса поляризации относительно исходного декартового базиса для прямого и обратного прохода.

Выразим из (2.5.3) углы взаимного и фарадеевского ротаторов в выражениях (2.5.1) и (2.5.2) через  $g^+$  и  $g^-$ :

$$\begin{cases} q_1 = (g^+ - g^-)/2 \\ q_{\phi 1} = (g^+ + g^-)/2 \end{cases}. \quad (2.5.4)$$

Проделав снова описанную выше процедуру преобразования базисов для двух элементов (2.4.14) – (2.4.18), вместо (2.4.18) придем к следующему выражению:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{M}}_2 = & \hat{\mathbf{R}}_{\phi_2}^{-1} \hat{\mathbf{R}}_2^{-1} \hat{\mathbf{T}} \hat{\mathbf{R}}(j_1 - j_2) \hat{\mathbf{T}}^{-1} \hat{\mathbf{R}}_1 \hat{\mathbf{R}}_{\phi_1} \hat{\mathbf{M}}_1 \times \\ & \times \hat{\mathbf{R}}_{\phi_1}^{-1} \hat{\mathbf{R}}_1^{-1} \hat{\mathbf{T}} \hat{\mathbf{R}}(j_2 - j_1) \hat{\mathbf{T}}^{-1} \hat{\mathbf{R}}_2 \hat{\mathbf{R}}_{\phi_2}. \end{aligned} \quad (2.5.5)$$

Причем, это выражение будет верно описывать преобразование для встречных направлений распространения света и для невзаимных случаев, в которых эллиптичность собственных волн во встречных направлениях совпадает, а меняется ориентация эллипсов поляризации. При этом угол вращения плоскости поляризации взаимного ротатора и фарадеевского ротатора в (2.5.5) необходимо брать в соответствии с (2.5.4), а углы  $g^+$  и  $g^-$  будут определяться матрицей Джонса элемента в соответствии с (1.1.14).

Изменение эллиптичности собственных волн можно учесть, если в выражении (2.4.12) для матрицы  $\hat{\mathbf{C}}$  преобразования от линейного базиса к эллиптическому заменить ротатор комбинацией взаимный ротатор – фарадеевский ротатор:

$$\hat{\mathbf{C}} = \hat{\mathbf{T}} \hat{\mathbf{R}}_{\text{oa}}(j_1) \hat{\mathbf{R}}_{\phi}(j_2) \hat{\mathbf{T}}^{-1}. \quad (2.5.6)$$

Тогда во встречных направлениях матрица  $\hat{\mathbf{C}}$  примет вид:

$$\hat{\mathbf{C}}^+ = \hat{\mathbf{T}} \hat{\mathbf{R}}(j_1 + j_2) \hat{\mathbf{T}}^{-1}, \quad \hat{\mathbf{C}}^- = \hat{\mathbf{T}}^{-1} \hat{\mathbf{R}}(j_2 - j_1) \hat{\mathbf{T}}. \quad (2.5.7)$$

Пусть эллиптичность собственных волн во встречных направлениях равна  $r^+$  и  $r^-$ . Тогда необходимо выполнить условие:

$$\begin{cases} \text{tg}(j_1 + j_2) = r^+ \\ \text{tg}(j_1 - j_2) = r^- \end{cases}. \quad (2.5.8)$$

При этом направление вращения плоскости поляризации учитывается знаком  $\rho$ .

Подставим в (2.5.1), (2.5.2) выражение для  $\hat{\mathbf{C}}$  согласно (2.5.6):

$$\hat{\mathbf{C}}_1 = \hat{\mathbf{T}} \hat{\mathbf{R}}_{\text{oa}}(j_{11}) \hat{\mathbf{R}}_{\phi}(j_{12}) \hat{\mathbf{T}}^{-1}, \quad \hat{\mathbf{C}}_2 = \hat{\mathbf{T}} \hat{\mathbf{R}}_{\text{oa}}(j_{21}) \hat{\mathbf{R}}_{\phi}(j_{22}) \hat{\mathbf{T}}^{-1}. \quad (2.5.9)$$

Прделаем снова процедуру (2.4.14) – (2.4.18). В итоге выражение для преобразования произвольной фазовой невзаимной анизотропии в другую произвольную фазовую анизотропию примет вид:

$$\hat{\mathbf{M}}_2 = \hat{\mathbf{R}}_{\phi_2}^{-1} \hat{\mathbf{R}}_2^{-1} \hat{\mathbf{T}} \hat{\mathbf{R}}_{\phi} (j_{12} - j_{22}) \hat{\mathbf{R}}_{\text{oa}} (j_{11} - j_{21}) \hat{\mathbf{T}}^{-1} \hat{\mathbf{R}}_1 \hat{\mathbf{R}}_{\phi_1} \hat{\mathbf{M}}_1 \times \\ \times \hat{\mathbf{R}}_{\phi_1}^{-1} \hat{\mathbf{R}}_1^{-1} \hat{\mathbf{T}} \hat{\mathbf{R}}_{\text{oa}} (j_{21} - j_{11}) \hat{\mathbf{R}}_{\phi} (j_{22} - j_{12}) \hat{\mathbf{T}}^{-1} \hat{\mathbf{R}}_2 \hat{\mathbf{R}}_{\phi_2}, \quad (2.5.10)$$

где

$$\begin{cases} \text{tg}(j_{11} \pm j_{12}) = r_1^{\pm} \\ \text{tg}(j_{21} \pm j_{22}) = r_2^{\pm} \\ q_{1,2} = (g_{1,2}^+ - g_{1,2}^-) / 2 \\ q_{\phi 1,2} = (g_{1,2}^+ + g_{1,2}^-) / 2 \end{cases} \quad (2.5.11)$$

При этом  $g_{1,2}^{\pm}$  - углы наклона эллипсов поляризации, а  $r_{1,2}^{\pm}$  - эллиптичность собственных волн во встречных направлениях для исходного и конечного элементов.

В итоге приходим к следующей последовательности действий, необходимых для преобразования свойств анизотропии фазовых взаимных и невзаимных элементов:

1) Находим собственный базис исходного элемента описываемого матрицей Джонса  $\hat{\mathbf{M}}_1$  для двух встречных направлений согласно выражениям (1.1.19) – (1.1.20) (эллиптичность  $r_1^{\pm}$  и угол наклона большей оси эллипса поляризации собственных волн  $g_1^{\pm}$  относительно некоторой исходной декартовой системы координат, где знаки + и – обозначают направление распространения света).

2) Прodelываем аналогичную операцию для элемента, который необходимо получить, описываемого матрицей Джонса  $\hat{\mathbf{M}}_2$ , – находим  $r_2^{\pm}$ ,  $g_2^{\pm}$ .

3) Пользуясь выражением (2.5.11), находим  $q_1, q_{\phi 1}, q_2, q_{\phi 2}$  и  $j_{11}, j_{12}, j_{21}, j_{22}$ .

4) Подставляем найденные параметры в выражение (2.5.10).

То есть предложенный выше набор элементов: четыре взаимных четвертьволновых пластинки плюс набор фарадеевских ротаторов является

минимальным достаточным для преобразования между любыми двумя невязимными фазовыми типами анизотропии.

## **§2.6. Примеры преобразования базовых типов анизотропии.**

Применим разработанную выше методику для преобразования между базовыми типами анизотропии (2.1.3) – (2.1.6). Разберем подробно два примера: преобразование взаимной фазовой линейной пластинки в невязимную фазовую линейную пластинку, а также преобразование оптической активности в фарадеевское вращение.

1) Взаимная фазовая линейная пластинка – невязимная фазовая линейная пластинка.

Для обоих элементов эллиптичность равна нулю ( $r_1^\pm = r_2^\pm = 0$ ). А ориентация базисов для встречных направлений  $g_1^+ = g_2^+ = 0, g_1^- = 0, g_2^- = p/2$ . Невзаимность во втором случае приводит, к повороту базиса во встречном направлении на  $90^\circ$ . Следовательно, согласно (2.5.10),  $q_1 = q_{\phi_1} = 0$ , а  $q_2 = q_{\phi_2} = p/4$ . Отсюда выражение для преобразования запишется в виде:

$$\hat{\mathbf{L}}^{\text{нвз}}(\mathbf{j}) = \hat{\mathbf{R}}_{-45^\circ}^\phi \hat{\mathbf{L}}_{45^\circ}^{\text{вз}}(\mathbf{j}) \hat{\mathbf{R}}_{45^\circ}^\phi, \quad (2.6.1)$$

где  $\hat{\mathbf{R}}_{\pm 45^\circ}^\phi$  - фарадеевский ротатор на угол, соответственно,  $\pm 45^\circ$ ,  $\hat{\mathbf{L}}_{45^\circ}^{\text{вз}}(\mathbf{j})$  - взаимная ЛФП, ориентированная под углом  $45^\circ$  с фазовым набегом между собственными поляризациями  $\mathbf{j}$ . Здесь и далее индекс снизу будет обозначать угол поворота плоскости поляризации у ротаторов и ориентацию осей у ЛФП.

То есть для преобразования взаимной ЛФП в невязимную ЛФП надо взаимную ЛФП, ориентированную под углом  $45^\circ$ , поместить между парой  $45^\circ$  фарадеевских ротаторов. Данное преобразование представляет интерес для задач волоконной гироскопии, где необходимо делать невязимную фазовую подставку. Одним из методов решения этой проблемы является использованием  $45^\circ$  ячейки Фарадея, помещенной между скрещенными

четвертьволновыми пластинками [96]. Однако основной недостаток такой схемы заключается в том, что модуляция осуществляется магнитным полем, что, вследствие индуктивности намагничивающей катушки, достаточно сильно ограничивает быстродействие системы. В схеме (2.6.1) модуляция осуществляется электрическим полем, а невзаимность обеспечивается за счет постоянных фарадеевских ячеек.

2) Оптическая активность – фарадеевский ротатор.

Для учета циркулярной невзаимности необходимо для встречного направления поменять знак  $\rho$ . Следовательно  $r_1^+ = r_2^+ = 1, r_1^- = 1, r_2^- = -1$ . При этом  $g_1^+ = g_2^+ = g_1^- = g_2^- = 0$ . Отсюда  $q_{1,2} = q_{\phi 1,2} = 0, j_{11} = j_{22} = p/4, j_{12} = j_{21} = 0$ . В итоге, учитывая, что  $\hat{\mathbf{T}}^{-1} = \hat{\mathbf{T}}_{90^\circ}$ , где  $\hat{\mathbf{T}}$  – матрица Джонса четвертьволновой пластинки (2.4.13) получим:

$$\hat{\mathbf{R}}^\phi(j) = \hat{\mathbf{T}} \hat{\mathbf{R}}_{-45^\circ}^\phi \hat{\mathbf{T}}_{45^\circ} \hat{\mathbf{R}}^{oa}(j) \hat{\mathbf{T}}_{-45^\circ} \hat{\mathbf{R}}_{45^\circ}^\phi \hat{\mathbf{T}}_{90^\circ} \quad (2.6.2)$$

Поскольку оптическую активность можно получить из линейного двупреломления, поместив линейную фазовую пластинку между двух скрещенных четвертьволновых пластинок, то результатом (2.6.2) можно воспользоваться для получения высокочастотной фарадеевской ячейки из взаимной линейной фазовой пластинки.

Аналогично можно проделать операции для остальных типов анизотропии. В результате можно составить диаграмму преобразований между базовыми типами (рис.2.3).

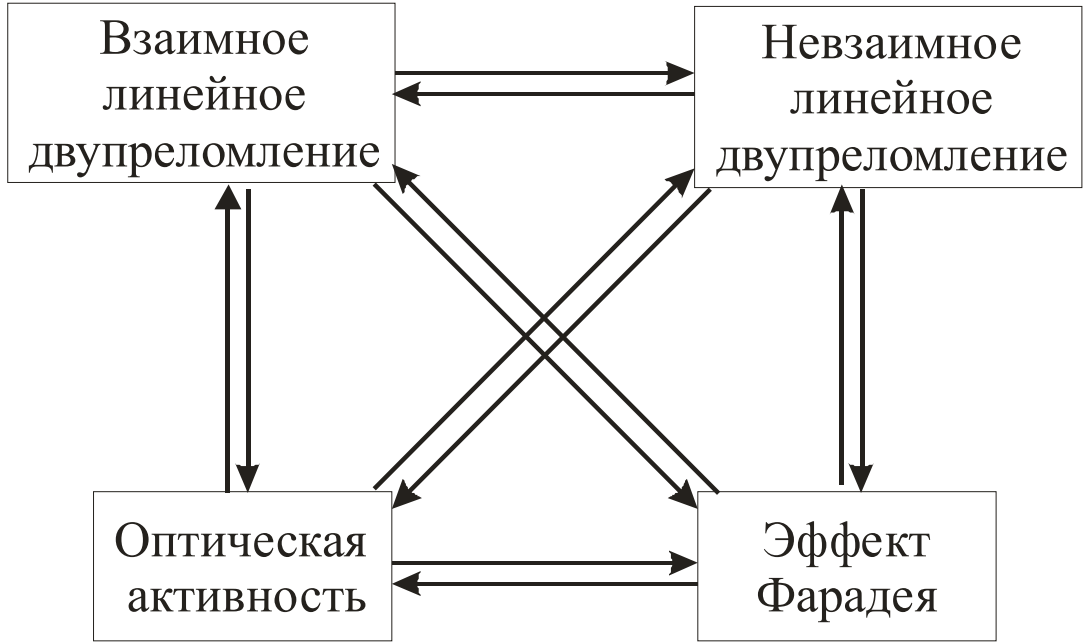


Рис.2.3. Схема преобразований между базовыми типами анизотропии.

Выражения для преобразований приведены ниже:

$$\hat{\mathbf{R}}^{\text{oa}}(j) = \hat{\mathbf{T}}_{-45^0} \hat{\mathbf{L}}^{\text{B3}}(j) \hat{\mathbf{T}}_{45^0}, \quad (2.6.3)$$

$$\hat{\mathbf{L}}^{\text{B3}}(j) = \hat{\mathbf{T}}_{-45^0} \hat{\mathbf{R}}^{\text{oa}}(j) \hat{\mathbf{T}}_{45^0}, \quad (2.6.4)$$

$$\hat{\mathbf{L}}^{\text{HB3}}(j) = \hat{\mathbf{T}}_{-45^0} \hat{\mathbf{R}}^{\phi}(j) \hat{\mathbf{T}}_{45^0}, \quad (2.6.5)$$

$$\hat{\mathbf{R}}^{\phi}(j) = \hat{\mathbf{T}}_{-45^0} \hat{\mathbf{L}}^{\text{HB3}}(j) \hat{\mathbf{T}}_{45^0}, \quad (2.6.6)$$

$$\hat{\mathbf{R}}^{\phi}(j) = \hat{\mathbf{T}}_{-45^0} \hat{\mathbf{R}}_{-45^0}^{\phi} \hat{\mathbf{L}}_{45^0}^{\text{B3}}(j) \hat{\mathbf{R}}_{45^0}^{\phi} \hat{\mathbf{T}}_{45^0}, \quad (2.6.7)$$

$$\hat{\mathbf{R}}^{\text{oa}}(j) = \hat{\mathbf{T}}_{-45^0} \hat{\mathbf{R}}_{45^0}^{\phi} \hat{\mathbf{L}}_{-45^0}^{\text{HB3}}(j) \hat{\mathbf{R}}_{-45^0}^{\phi} \hat{\mathbf{T}}_{45^0}, \quad (2.6.8)$$

$$\hat{\mathbf{L}}^{\text{HB3}}(j) = \hat{\mathbf{R}}_{-45^0}^{\phi} \hat{\mathbf{T}} \hat{\mathbf{R}}^{\text{oa}}(j) \hat{\mathbf{T}}_{90^0} \hat{\mathbf{R}}_{45^0}^{\phi}, \quad (2.6.9)$$

$$\hat{\mathbf{L}}^{\text{B3}}(j) = \hat{\mathbf{R}}_{-45^0}^{\phi} \hat{\mathbf{T}} \hat{\mathbf{R}}^{\phi}(j) \hat{\mathbf{T}}_{90^0} \hat{\mathbf{R}}_{45^0}^{\phi}, \quad (2.6.10)$$

$$\hat{\mathbf{L}}^{\text{HB3}}(j) = \hat{\mathbf{R}}_{-45^0}^{\phi} \hat{\mathbf{L}}_{45^0}^{\text{B3}}(j) \hat{\mathbf{R}}_{45^0}^{\phi}, \quad (2.6.11)$$

$$\hat{\mathbf{L}}^{\text{B3}}(j) = \hat{\mathbf{R}}_{45^0}^{\phi} \hat{\mathbf{L}}_{-45^0}^{\text{HB3}}(j) \hat{\mathbf{R}}_{-45^0}^{\phi}, \quad (2.6.12)$$

$$\hat{\mathbf{R}}^{\phi}(j) = \hat{\mathbf{T}} \hat{\mathbf{R}}_{-45^0}^{\phi} \hat{\mathbf{T}}_{45^0} \hat{\mathbf{R}}^{\text{oa}}(j) \hat{\mathbf{T}}_{-45^0} \hat{\mathbf{R}}_{45^0}^{\phi} \hat{\mathbf{T}}_{90^0}, \quad (2.6.13)$$

$$\hat{\mathbf{R}}^{\text{oa}}(j) = \hat{\mathbf{T}} \hat{\mathbf{R}}_{-45^0}^{\phi} \hat{\mathbf{T}}_{45^0} \hat{\mathbf{R}}^{\phi}(j) \hat{\mathbf{T}}_{-45^0} \hat{\mathbf{R}}_{45^0}^{\phi} \hat{\mathbf{T}}_{90^0}. \quad (2.6.14)$$



Отметим, что в ряде частных случаев можно найти другой набор элементов, осуществляющих требуемое преобразование.

## **Выводы к главе 2.**

1. Для произвольной фазовой невзаимной анизотропной оптической системы получена обобщенная теорема эквивалентности. Доказано, что произвольный невзаимный фазовый анизотропный элемент может быть представлен как комбинация пяти элементов: взаимной линейной фазовой пластинки, невзаимной линейной фазовой пластинки, взаимного ротатора и двух фарадеевских ротаторов.

2. Получено обобщение теоремы эквивалентности для двухпроходных схем с невзаимными элементами. Показано, что двухпроходная схема с произвольным невзаимным фазовым элементом эквивалентна комбинации из двух определенным образом ориентированных линейных фазовых пластинок, разделенных ротатором.

3. Используя свойство унитарности матриц Джонса фазовых анизотропных оптических элементов разработан общий метод трансформации произвольных взаимных типов анизотропии. Доказано, что для преобразования между произвольными типами взаимной фазовой анизотропии достаточно четырех четвертьволновых линейных фазовых пластинок.

4. Используя свойство унитарности матриц Джонса фазовых элементов разработана методика преобразования свойств оптической анизотропии произвольных взаимных и невзаимных фазовых анизотропных элементов.. Теоретически доказано, что для преобразования произвольного типа фазовой анизотропии в другой произвольный тип достаточно четырех взаимных четвертьволновых линейных фазовых пластинок и набора фарадеевских ротаторов, количество которых может быть равным двум, четырем или шести и определяется типом исходной и требуемой анизотропии.

5. Продемонстрировано применение разработанной методики для построения высокочастотной невзаимной линейной фазовой пластинки, а также высокочастотной ячейки Фарадея на базе взаимной линейной фазовой пластинки (электрооптической ячейки).

## **Глава 3.**

### **Методы измерения эффектов вынужденной оптической анизотропии в кольцевых и двухпроходных схемах.**

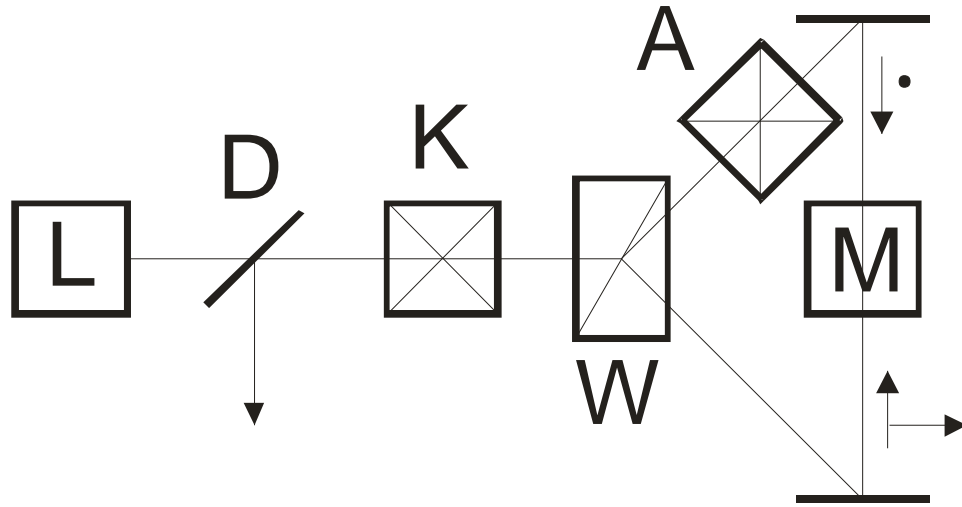
В оптике часто встречаются случаи, когда приходится измерять достаточно малые эффекты вынужденной оптической анизотропии. Причем, при постановке эксперимента, как правило, возникают трудности по выделению необходимого эффекта на фоне других [38, 73, 74, 76-79]. Так, например, при исследовании влияния пространственной дисперсии на оптические свойства образцов, находящихся во внешнем электрическом или магнитном полях (например, эффектов магнитохиральности и электрохиральности) возникает проблема разделения искомым эффектов и более сильных эффектов Фарадея и Поггеля [12].

Проведенный во второй главе анализ показал, что любую сложную, в том числе не взаимную, анизотропную систему можно свести к фиксированному набору простых «базовых» анизотропных элементов. Таким образом, задачу выделения требуемого эффекта можно свести к задаче выделения соответствующей матрицы в эквивалентной анизотропной системе. Используя результаты второй главы, в третьей главе будут предложены методы выделения взаимных и не взаимных эффектов в анизотропных оптических системах с использованием кольцевых и двухпроходных схем. Разработанные методы будут применены для построения оптического бесконтактного детектора поверхностных звуковых волн. Теоретически предложен метод измерения распределения анизотропии в образце с помощью обратного эффекта Фарадея.

#### **§3.1. Кольцевые схемы измерения.**

Рассмотрим снова поляризационный кольцевой интерферометр (рис.3.1). По сравнению с рассмотренным в первой главе вариантом разобьем

элемент В на два: исследуемый анизотропный элемент М и вспомогательный анизотропный элемент А. В качестве поляризационного расщепителя используется призма Волластона W.



**Рис.3.1. Поляризационный кольцевой интерферометр. L – источник света, D – светоделитель, K – четвертьволновая пластинка, W – призма Волластона, A – вспомогательный анизотропный элемент, M – исследуемый анизотропный элемент.**

Матрица Джонса такой схемы, учитывая (1.4.1) примет вид:

$$\hat{M}_{ПКИ} = \hat{D}^- \hat{K}^- (\hat{W}_1 \hat{A}^+ \hat{M}^+ \hat{W}_2 + \hat{W}_2 \hat{M}^- \hat{A}^- \hat{W}_1) \hat{K}^+ \hat{D}^+, \quad (3.1.1)$$

где элементы, показанные на рисунке, представлены соответствующими матрицами Джонса. Знаки матриц “+” и “-” соответствуют матрицам Джонса, описывающим распространение света во встречных направлениях. Анизотропный элемент L, расположенный перед детектором, может выполнять функции поляризатора, поляризационного модулятора или компенсатора при измерении поляризации выходного излучения из ПКИ. Далее будем предполагать, что делитель D изотропный. Матрицы Джонса  $\hat{W}_{1,2}$  – матрица рассеяния призмы Волластона W (1.4.2).

В этом случае часть матрицы (3.1.1), заключенная в скобки, в системе координат, связанной с главными направлениями W:

$$\hat{\mathbf{T}} = \hat{\mathbf{W}}_1 \hat{\mathbf{A}}^+ \hat{\mathbf{M}}^+ \hat{\mathbf{W}}_2 + \hat{\mathbf{W}}_2 \hat{\mathbf{M}}^- \hat{\mathbf{A}}^- \hat{\mathbf{W}}_1 = \begin{pmatrix} 0 & a_{11}^+ m_{12}^+ + a_{12}^+ m_{22}^+ \\ a_{11}^- m_{21}^- + a_{21}^- m_{22}^- & 0 \end{pmatrix}, \quad (3.1.2)$$

где  $a_{ij}^\pm$  и  $m_{ij}^\pm$  – элементы матриц анизотропных элементов, помещенных внутрь ПКИ, вид которых зависит от типа анизотропии элементов. Оси  $X$  и  $Y$  выбраны вдоль главных направлений расщепителя. Далее будем называть эти направления осями ПКИ.

Рассмотрим вид матрицы Джонса ПКИ для некоторых видов помещенных в кольцо взаимных и невзаимных элементов. Пусть невзаимным является только элемент  $\mathbf{M}$ , а элемент  $\mathbf{A}$  является взаимным и используется для выделения элементов матрицы Джонса  $\hat{\mathbf{M}}$ , описывающей элемент  $\mathbf{M}$ .

а) *Элемент  $M$  отсутствует.* В этом случае матрица  $\hat{\mathbf{T}}$  эквивалентна фазовой линейной пластинке в  $\lambda/2$  с главной оптической плоскостью (т.е. плоскостью проходящей через оптическую ось и направление распространения излучения), ориентированной под углом  $p/4$  к осям ПКИ:

$$\hat{\mathbf{T}} = a_{12} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.1.3)$$

Видно, что при отсутствии оптической невзаимности в кольце поляризация на выходе не чувствительна к наличию любой взаимной оптической анизотропии в ПКИ. Её присутствие проявляется только в фазе и амплитуде отраженного излучения.

б) *Отсутствует взаимный анизотропный элемент  $\mathbf{A}$ .* Тогда матрица  $\hat{\mathbf{T}}$  будет иметь вид:

$$\hat{\mathbf{T}} = \begin{pmatrix} 0 & m_{12}^+ \\ m_{21}^- & 0 \end{pmatrix}, \quad (3.1.4)$$

Если поляризационный расщепитель  $\mathbf{W}$  повернуть на  $90^\circ$ , то при отсутствии элемента  $\mathbf{A}$  матрица  $\hat{\mathbf{T}}$  примет вид:

$$\hat{\mathbf{T}} = \begin{pmatrix} 0 & m_{12}^- \\ m_{21}^+ & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.1.5)$$

То есть матрица Джонса  $\hat{\mathbf{T}}$  содержит только недиагональные элементы матрицы Джонса  $\hat{\mathbf{M}}$  исследуемого объекта.

в) Элемент  $A$  - линейная фазовая пластинка в  $\lambda/2$  с главной оптической плоскостью, ориентированной под углом  $\rho/4$  к осям ПКИ или взаимный  $90^\circ$  ротатор. Тогда матрица  $\hat{\mathbf{T}}$  примет вид:

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} 0 & m_{22}^+ \\ m_{22}^- & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.1.6)$$

Если невзаимный элемент располагается с другой стороны от полуволновой пластинки, то:

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} 0 & m_{11}^+ \\ m_{11}^- & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.1.7)$$

То есть в этом случае можно измерять диагональные элементы матрицы  $\mathbf{T}$ .

Таким образом, меняя расположение и тип анизотропного элемента  $A$ , а также направление осей поляризационного расщепителя  $W$ , в ПКИ можно выделять различные элементы матрицы Джонса исследуемого образца  $M$ .

Например, при исследовании эффекта невзаимного линейного двупреломления в кристаллах во внешнем магнитном поле, одновременно может возникать эффект Фарадея, значительно превосходящий по величине искомый эффект. ПКИ позволяет разделить эти эффекты. Воспользуемся матрицами Джонса фарадеевского ротатора (2.1.6) и невзаимной линейной фазовой пластинки (2.1.3). Отсюда матрица Джонса элемента  $M$  будет иметь вид:

$$\hat{\mathbf{M}}^+ = \begin{pmatrix} e^{iy} \cos q & e^{iy} \sin q \\ -e^{-iy} \sin q & e^{-iy} \cos q \end{pmatrix}, \hat{\mathbf{M}}^- = \begin{pmatrix} e^{-iy} \cos q & e^{iy} \sin q \\ -e^{-iy} \sin q & e^{iy} \cos q \end{pmatrix}, \quad (3.1.8)$$

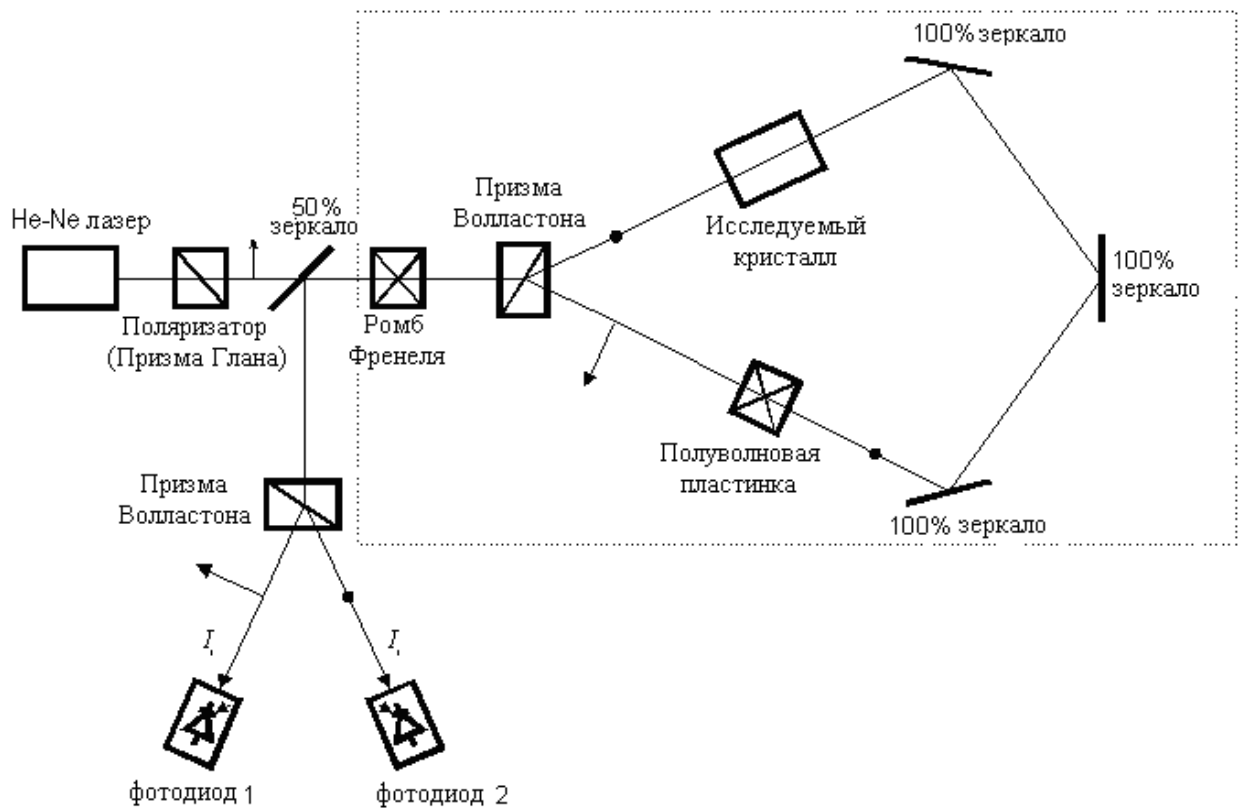
где  $\psi$  - невзаимный фазовый набег,  $\theta$  - угол поворота плоскости поляризации фарадеевским ротатором. Если в качестве элемента  $A$  взять линейную фазовую пластинку в  $\lambda/2$  с главной оптической плоскостью, ориентированной под углом  $\rho/4$  к осям ПКИ или взаимный  $90^\circ$  ротатор, то матрица Джонса  $\hat{\mathbf{T}}$  примет вид:

$$\hat{\mathbf{T}} = \cos q \begin{pmatrix} 0 & e^{iy} \\ e^{-iy} & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.1.9)$$

Таким образом фарадеевское вращение будет приводить только к изотропным потерям, а невзаимное линейное двупреломление будет приводить к сдвигу фаз между волнами с ортогональными линейными поляризациями. Если в качестве элемента К взять четвертьволновую пластинку, ориентированную под углом  $45^0$  к осям расщепителя W, то невзаимный набег фазы будет преобразовываться в поворот плоскости поляризации.

Продемонстрируем работу ПКИ на примере измерения эффекта невзаимного магнитооптического линейного двупреломления (НМЛД). НМЛД исследовалось в кристалле йодата лития в поперечном магнитном поле при распространении света перпендикулярно оптической оси кристалла. На рис. 3.2 представлена схема экспериментальной установки.

Источником излучения служил гелий-неоновый лазер (длина волны 0.63 мкм), на выходе которого свет был линейно поляризован в горизонтальной плоскости. Внутри кольцевой части ПКИ был помещен кристалл йодата лития, на который накладывалось магнитное поле. Оси X и Y кристалла были ориентированы в вертикальной или в горизонтальной плоскости. В качестве взаимного элемента внутри кольцевой части ПКИ была выбрана линейная фазовая пластинка в полдлины волны, ориентированная под углом  $45^0$  к осям ПКИ. Перед кольцевой частью ПКИ была помещена линейная фазовая пластинка в четверть длины волны (ромб Френеля), ориентированная под углом  $45^0$  к осям ПКИ. Как было показано выше наличие невзаимного набег фазы в такой схеме приводит к вращению плоскости поляризации выходного излучения. Для компенсации амплитудных шумов лазера использовалась дифференциальная схема регистрации, построенная на основе призмы Волластона и двух фотодиодов.



**Рис. 3.2. Схема эксперимента по измерению эффекта НМЛД с использованием поляризационного кольцевого интерферометра.**

Для такой схемы регистрации можно написать следующие выражения для сигналов на детекторах:

$$I_1 = \frac{1}{2} I_0 (1 - 2dj), \quad (3.1.10)$$

$$I_2 = \frac{1}{2} I_0 (1 + 2dj), \quad (3.1.11)$$

где  $I_0$  – интенсивность оптического излучения,  $dj$  – угол поворота плоскости поляризации света. Подав сигнал с фотодиодов на вход дифференциального усилителя, на выходе получим:

$$\frac{J_2 - J_1}{J_2 + J_1} = 2dj, \quad (3.1.12)$$

где  $J_1, J_2$  – фототоки соответствующих фотодиодов.

В эксперименте использовался модуляционный метод измерения. Магнитное поле модулировалось синусоидально с частотой 70 Гц. Его

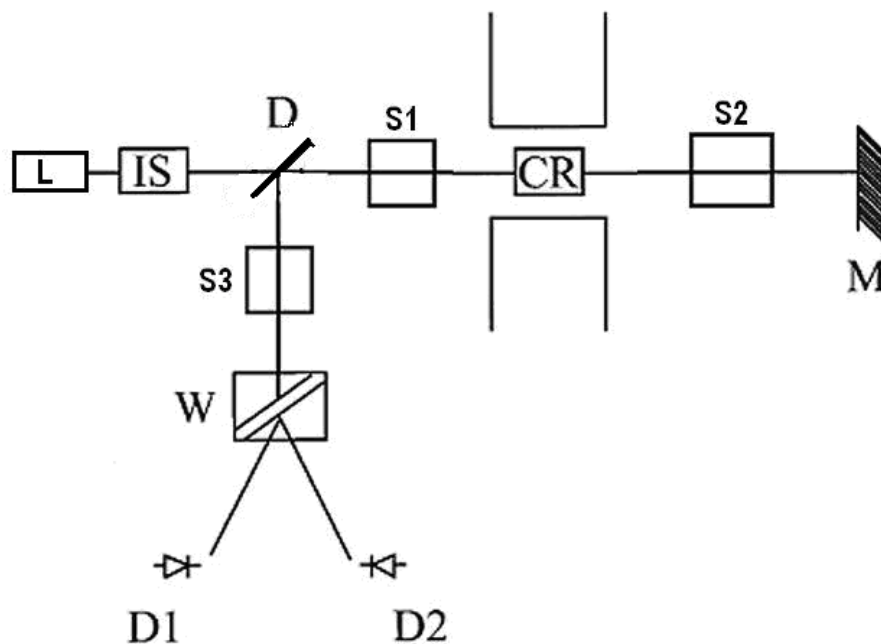


амплитуда составляла 1 кЭ. Сигнал регистрировался синхронным детектором. При используемой мощности лазера 1 мВт чувствительность установки составляла  $2 \cdot 10^{-6}$  рад·Гц<sup>-1/2</sup>. С целью увеличения точности измерения величина сигнала нормировалась на величину сигнала, связанного с эффектом Фарадея в откалиброванной ячейке, которая ставилась на входе интерферометра.

В ходе эксперимента было проверено, что эффект отсутствовал для обеих поляризаций, если магнитное поле направлено параллельно оптической оси кристалла. Кроме того, изменение направления оптической оси на противоположное приводило, как и следовало ожидать, к смене знака эффекта, поскольку кристалл является полярным. Измеренные величины разницы показателей преломления встречных волн были равны: для обыкновенной волны  $\frac{dn_o}{H} = (9.7 \pm 0.8) \cdot 10^{-13} \text{Oe}^{-1}$ ,  $\frac{dn_e}{H} = (5.9 \pm 0.5) \cdot 10^{-13} \text{Oe}^{-1}$ . для необыкновенной волны. Схожие результаты были получены в работе [36] ( $\frac{dn_o}{H} = 2 \cdot 10^{-12} \text{Oe}^{-1}$ ) и в работе [98] ( $\frac{dn_o}{H} = 1.2 \cdot 10^{-12} \text{Oe}^{-1}$ ).

### **§ 3.2. Измерение эффектов вынужденной оптической анизотропии в двухпроходной схеме.**

Главным недостатком рассмотренных выше кольцевых схем являются достаточно высокие требования к качеству юстировки элементов схемы. Этот недостаток особенно сильно проявляется при увеличении размеров схемы (которое, например, необходимо для разнесения источников переменного магнитного поля и столиков с оптическими элементами). Одним из методов преодоления этой проблемы является применение линейных двухпроходных схем. В таких схемах можно отдельно измерять как электрооптические взаимные эффекты, так и невзаимные эффекты, а также их различные комбинации.



**Рис. 3.3. Общий вид двухпроходной схемы. L – источник света, IS – изолятор, D – светоделитель, CR – исследуемый кристалл, M – зеркало, W – призма Волластона, D1, D2 – фотодиоды, S1, S2, S3 – вспомогательные элементы.**

На рис. 3.3 изображен общий вид двухпроходной схемы. Между источником света и оптической схемой расположен оптический изолятор IS для устранения попадания отраженного назад света в источник. Его присутствие обязательно, поскольку в противном случае измерения невозможны из-за очень больших шумов. Далее, через делитель D (в общем случае анизотропный) свет попадает на систему, состоящую из исследуемого образца CR, помещенного между полюсами магнита или обкладками конденсатора, и двух дополнительных элементов S1 и S2. В качестве таких элементов используются либо четвертьволновые линейные фазовые пластинки, либо  $45^{\circ}$  взаимные и невзаимные ротаторы. Свет, прошедший дважды через данную систему и отразившийся от делителя D, попадает на систему регистрации. Наиболее оптимальной схемой регистрации является дифференциальная, состоящая из поляризационного расщепителя W (в

нашем случае - призмы Волластона) и пары фотодиодов, подключенных к дифференциальному усилителю. Такая схема регистрации, позволяет существенно уменьшить влияние избыточных амплитудных шумов источника света. Еще более сильного подавления избыточных шумов, можно достичь, используя анизотропный делитель D, эти вопросы рассмотрены ниже. Дополнительный элемент S3 зачастую не является обязательным, но в некоторых случаях его использование может быть удобным для преобразования состояния поляризации либо для организации модуляции.

Общая матрица Джонса системы, с учетом двойного прохода будет иметь вид:

$$\hat{M}_{\Sigma} = \hat{S}_3 \cdot \hat{D}_R \cdot \hat{S}_1^- \cdot CR^- \cdot \hat{S}_2^- \cdot \hat{S}_2^+ \cdot CR^+ \cdot \hat{S}_1^+ \cdot \hat{D}_T \quad (3.2.1)$$

где  $\hat{S}_{1,2,3}$  - матрицы Джонса соответствующих дополнительных элементов (рис. 3.3),  $CR$  – матрица Джонса исследуемого образца,  $\hat{D}_T$ ,  $\hat{D}_R$  - матрицы Джонса пропускания и отражения делителя D, знаки «+» и «-» определяют направление распространения света. В качестве дополнительных элементов S мы будем использовать четвертьволновые линейные фазовые пластинки и взаимные и невзаимные  $45^0$  ротаторы, которые в свою очередь можно описать, как соответствующие циркулярные четвертьволновые пластинки. Кроме того, в этой части статьи мы будем предполагать делитель D изотропным. Случай анизотропного делителя будет подробно рассмотрен ниже. Теперь рассмотрим некоторые наиболее интересные и часто встречающиеся комбинации эффектов и методы их отдельного измерения.

Зачастую в экспериментах по измерению невзаимных эффектов вынужденной оптической анизотропии измеряемой величиной является небольшая добавка к собственной анизотропии образца, такой как, естественное линейное двупреломление или оптическая активность. Поэтому сначала рассмотрим методы компенсации взаимной анизотропии.

В работе [73] компенсация естественного линейного двупреломления осуществлялась за счет помещения исследуемого образца между двумя

скрещенными линейными фазовыми пластинками в четверть длины волны, ориентированными под углом  $45^0$  к оптической оси образца, то есть:

$$\hat{\mathbf{S}}_1^\pm = \begin{pmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{pmatrix}, \quad \hat{\mathbf{S}}_2^\pm = \begin{pmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.2.2)$$

В этом случае полная матрица системы сводится к единичной матрице, то есть происходит полная компенсация взаимного двупреломления образца. Поэтому в такой оптической схеме удастся измерять малые эффекты невзаимного линейного двупреломления в присутствии взаимного линейного двупреломления кристаллической пластинки. Однако данная методика требует достаточно точной настройки осей исследуемого образца и четвертьволновых пластинок. Кроме того, при такой схеме измерения не происходит компенсации оптической активности. Одним из методов полной компенсации произвольной взаимной оптической анизотропии в двухпроходных схемах является применение так называемого фарадеевского зеркала [75], который в настоящее время нашел широкое применение в волоконно-оптической интерферометрии. В самом простом исполнении это просто  $45$  градусная фарадеевская ячейка, расположенная перед изотропным зеркалом. Матрица Джонса такого зеркала имеет вид:

$$\hat{\mathbf{M}}_F = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.2.3)$$

В этом случае, как можно показать, для произвольного взаимного фазового элемента  $\mathbf{CR}$  ( $\mathbf{CR}^+ = (\mathbf{CR}^-)^T$ ) суммарная матрица Джонса двухпроходной схемы примет вид:

$$\hat{\mathbf{M}}_\Sigma = (\mathbf{CR}^+)^T \cdot \hat{\mathbf{M}}_F \cdot \mathbf{CR}^+ = \Delta_{\mathbf{CR}} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (3.2.4)$$

где  $\Delta_{\mathbf{CR}}$  детерминант матрицы  $\mathbf{CR}$ . Таким образом поляризация излучения на выходе схемы всегда будет ортогональна поляризации падающего излучения вне зависимости от типа взаимной анизотропии в исследуемом элементе. Следовательно, для выделения невзаимного линейного двупреломления в

кристаллах, обладающих произвольной взаимной анизотропией, а также для компенсации паразитных взаимных эффектов вынужденной анизотропии (например, эффекта Погкельса) можно предложить следующую двухпроходную схему измерения: элемент  $S_2$ , компенсирующий взаимную анизотропию, -  $45^0$  Фарадеевский ротатор, а элемент  $S_1$  – линейная фазовая пластинка в четверть длины волны, ориентированная под углом  $45^0$  к оси элемента CR. В этом случае, учитывая обобщенную теорему эквивалентности, полученную во второй главе диссертации (2.1.11), итоговая матрица Джонса примет вид:

$$\hat{M}_\Sigma = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{pmatrix} \cdot \hat{L}_{\text{нвз}}^-(y) \cdot \hat{R}_{\text{оа}}^-(q_1) \cdot \hat{L}_{\text{вз}}^-(j) \cdot \hat{R}_{\text{оа}}^-(q_2) \cdot \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \times \quad (3.2.5) \\ \times \hat{R}_{\text{оа}}^+(q_2) \cdot \hat{L}_{\text{вз}}^+(j) \cdot \hat{R}_{\text{оа}}^+(q_1) \cdot \hat{L}_{\text{нвз}}^+(y) = \begin{pmatrix} \cos y & \sin y \\ -\sin y & \cos y \end{pmatrix}$$

где  $y$  - невязимный набег фазы в исследуемом элементе,  $j$  - взаимный набег фазы,  $q_1, q_2$  – учитывают оптическую активность и рассогласование осей взаимной и невязимной линейной анизотропии.

Таким образом, в двухпроходной схеме можно достаточно просто скомпенсировать взаимные эффекты. Кроме этого бывают ситуации, когда необходима компенсация невязимных эффектов, например эффекта Фарадея. Как известно, при прохождении света через ячейку Фарадея дважды во встречных направлениях угол поворота плоскости поляризации удваивается, в отличие от оптической активности, которая в этом случае компенсируется. Предположим, что исследуемый образец обладает одновременно и оптической активностью, которую необходимо измерить, и фарадеевским вращением, которое необходимо скомпенсировать. В предлагаемой нами схеме данная проблема может быть решена, если в качестве элемента  $S_2$  использовать линейную четвертьволновую пластинку, ориентированную под углом  $45^0$  к исходному состоянию поляризации. Результирующая матрица в этом случае примет вид:

$$\hat{\mathbf{M}}_{\Sigma} = \frac{1}{2} \hat{\mathbf{R}}_{\text{oa}}^{-}(\gamma) \cdot \hat{\mathbf{R}}_{\phi}^{-}(j) \cdot \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \hat{\mathbf{R}}_{\phi}^{+}(j) \cdot \hat{\mathbf{R}}_{\text{oa}}^{-}(\gamma) = \begin{pmatrix} \cos \gamma & \sin \gamma \\ -\sin \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix}. \quad (3.2.6)$$

Таким образом, происходит полная компенсация невзаимного вращения плоскости поляризации.

Из приведенных выше примеров видно, что предлагаемая двухпроходная схема измерения эффектов вынужденной оптической анизотропии позволяет решать различные задачи путем простой замены элементов. В таблице 3.1 приведены комбинации введенных ранее базовых типов анизотропии (2.1.3) - (2.1.6) и элементов для их выделения.

Таблица 3.1.

Исходная комбинация	$S_2$	Выделенная часть
FR+LV3	FR <sub>45</sub>	FR
LHV3+OA	FR <sub>45</sub>	LHV3
	---	LHV3
LV3+LHV3	( $\lambda/4$ ) <sub>45</sub>	LHV3
	FR <sub>45</sub>	
	---	LV3
OA+FR	---	FR
	( $\lambda/4$ ) <sub>45</sub>	OA
LV3+OA	---	LV3
	( $\lambda/4$ ) <sub>45</sub>	OA
LHV3+FR	---	FR
	FR <sub>45</sub>	LHV3

В таблице опущен элемент  $S_1$ , поскольку его основное назначение – преобразование линейного сдвига фазы в поворот плоскости поляризации. В тех случаях, когда измеряется линейное двупреломление, в качестве  $S_1$  целесообразно ставить четвертьволновую пластинку, ориентированную под углом  $45^{\circ}$  к осям измеряемой анизотропии. Когда же измеряется круговое двупреломление,  $S_1$  можно опустить. Оговоримся, что предложенные

варианты схем выделения эффектов справедливы только для оптики свободного пространства в отсутствие рассеяния.

В приведенных выше рассуждениях предполагалось, что делитель D (рис. 3.3) является изотропным. Применение анизотропного делителя в ряде случаев позволяет повысить чувствительность измерений. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Можно выделить три основных типа шумов, ограничивающих предельную чувствительность схемы: тепловой шум, дробовой шум и избыточный шум лазера.

$$\langle i_{ш}^2 \rangle = \langle i_T^2 \rangle + \langle i_{др}^2 \rangle + \langle i_{изб}^2 \rangle, \quad (3.2.7)$$

где  $\langle i_T^2 \rangle = 4kT/R$  - спектральная плотность мощности теплового шума фотоприемника,  $\langle i_{др}^2 \rangle = 2eI$  - спектральная плотность мощности дробового шума,  $\langle i_{изб}^2 \rangle$  - спектральная плотность мощности избыточного шума источника света. Здесь  $R$  - величина нагрузочного сопротивления,  $e$  - элементарный заряд,  $I$  - ток фотодиода.

Как показывают простые оценки, при комнатной температуре, даже в случае достаточно большой величины нагрузочного сопротивления ( $R \sim 100$  кОм) тепловым шумом в большинстве случаев можно пренебречь. Он ограничивает чувствительность на уровне  $\sim 4 \cdot 10^{-12}$  рад/Гц<sup>1/2</sup>, что на два-три порядка меньше ограничений по дробовому шуму  $\sim 4 \cdot 10^{-9}$  рад/Гц<sup>1/2</sup> (при мощности падающего света 100 мВт). Однако достижение чувствительности на уровне дробового шума зачастую оказывается проблематичным, поскольку избыточные шумы источника света существенно превышают дробовые. Существует достаточно большое количество работ, в которых исследуются причины возникновения избыточных шумов [99-102]. Характерные величины относительных флуктуаций мощности, например, полупроводниковых лазеров, составляют  $10^{-6}$  Гц<sup>-1/2</sup> в области низких частот (несколько кГц) и уменьшаются до  $10^{-7} \div 10^{-8}$  Гц<sup>-1/2</sup> в высокочастотной области при токах накачки заметно превышающих пороговое значение.

Таким образом, борьба с избыточными шумами в оптических экспериментах зачастую является одной из основных задач.

Как было показано выше, влияние любого типа анизотропии на состояние поляризации света за счет дополнительных элементов можно свести к повороту плоскости поляризации. При измерении малых эффектов, и, соответственно, малых углов поворота плоскости поляризации, информация об угле поворота заключена в появлении малой поперечной компоненты поляризации по отношению к исходному состоянию. Следовательно, чувствительность схемы можно увеличить, задавив исходную большую компоненту, не меняя появившуюся малую. Известным методом борьбы с амплитудными шумами источника света в поляризационных измерениях является применение стопы пластин в качестве частичного поляризатора [103]. Этот метод обладает рядом недостатков – сложность регулировки коэффициента экстинкции, наличие остаточных напряжений в пластинах, переотражение в пластинах. Для устранения данных недостатков нами предложено в качестве частичного поляризатора использовать одну стеклянную пластинку, работающую на отражение.

Поставим в схеме, изображенной на рис. 3.3 в качестве делителя стеклянную пластинку (рис. 3.4). Матрица Джонса для отражения от такой пластинки имеет вид:

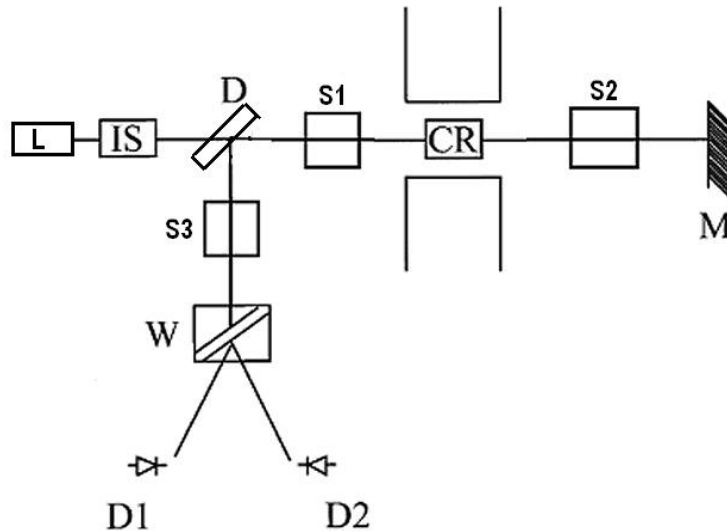
$$\hat{\mathbf{M}} = \begin{pmatrix} r_s & 0 \\ 0 & r_p \end{pmatrix}, \quad (3.2.8)$$

где  $r_s$ ,  $r_p$  – коэффициенты отражения Френеля для s и p поляризаций. Выберем элементы  $S_1$  и  $S_2$  так, чтобы исследуемый эффект в элементе CR приводил к повороту плоскости поляризации на малый угол  $j$ . Пусть свет от источника поляризован линейно и соответствует p-поляризации делителя D. В качестве схемы регистрации снова воспользуемся дифференциальной схемой, построенной на основе призмы Волластона и двух фотодиодов. Тогда интенсивность, падающая на фотоприемники, будет:



$$I_1 = \frac{I_0}{2} (r_p^2 + 2r_s r_p j), \quad I_2 = \frac{I_0}{2} (r_p^2 - 2r_s r_p j), \quad (3.2.9)$$

где  $I_0$  – интенсивность света падающего на поляризационный делитель W,  $I_1$ ,  $I_2$  – интенсивности света падающего, соответственно, на фотодиоды D1 и D2.



**Рис. 3.4. Двухпроходная схема с анизотропным делителем. L – источник света, IS – изолятор, D – стеклянная пластинка, CR – исследуемый кристалл, M – зеркало, W – призма Волластона, D1, D2 – фотодиоды, S1, S2, S3 – вспомогательные элементы.**

Отношение разностного сигнала  $I_p$  к постоянной составляющей  $I_c$  будет:

$$\frac{I_p}{I_c} = \frac{I_2 - I_1}{I_2 + I_1} = 2 \frac{r_s}{r_p} j, \quad (3.2.10)$$

Следовательно, отражение от стеклянной пластинки приводит к увеличению угла поворота в  $r_s/r_p$  раз. Однако необходимо отметить, что несмотря на то что угол поворота плоскости поляризации, а следовательно отношение разностного сигнала к постоянной составляющей увеличивается, абсолютная величина разностного сигнала уменьшается. Поэтому увеличивать угол поворота плоскости поляризации можно только до

величины, при которой амплитудные шумы сравнятся с остальными (шумы принимающего тракта и дробовые шумы).

Несмотря на то, что в зависимости от частотного диапазона измерений, а также от условий, в которых находится источник (температура, ток накачки), величина флуктуаций мощности излучения может существенно изменяться, если эти флуктуации малы по сравнению со средним уровнем мощности, то зависимость излучаемой мощности лазера от времени можно записать как

$$P(t) = P_0(1 + a(t)), \quad (3.2.11)$$

где  $P_0$  – средняя мощность лазера,  $a(t)$  – некоторый случайный процесс с нулевым средним и малой дисперсией.

Рассмотрим случай точной настройки схемы (поляризационный расщепитель ориентирован точно под углом  $45^\circ$  к входной поляризации) и полной идентичности обоих приемных каналов. Фототоки фотодиодов будут равны:

$$J_1 = \frac{J_0(1 + a(t))}{2}(r_p^2 + 2r_s r_p), \quad J_2 = \frac{J_0(1 + a(t))}{2}(r_p^2 - 2r_s r_p), \quad (3.2.12)$$

где  $J_1, J_2$  – фототоки, соответственно, фотодиодов D1 и D2,  $J_0 = \frac{P_0}{\hbar\omega} e h$ , где  $e$  – элементарный заряд,  $h$  - квантовая эффективность фотодиодов,  $\hbar\omega$  - энергия светового кванта.

В этом случае усредненная постоянная составляющая и разностный сигнал будут равны:

$$\begin{aligned} J_c &= \overline{J_1 + J_2} = J_0(1 + \overline{a(t)})r_p^2 = J_0 r_p^2, \\ J_p &= J_2 - J_1 = J_0 2r_p r_s j. \end{aligned} \quad (3.2.13)$$

Рассмотрим модуляционный метод измерения. Пусть угол поворота плоскости поляризации имеет гармоническую зависимость от времени:  $j(t) = j_0 \cos \Omega t$ . Тогда разностный сигнал на выходе синхронного детектора будет иметь вид:

$$\begin{aligned}
J_p &= \overline{(J_0(1+a(t))2r_p r_s j_0 \cos \Omega t) \cos \Omega t} = \\
&= J_0 r_p r_s j_0 \left(1 + \frac{A_{2\Omega}}{2}\right),
\end{aligned}
\tag{3.2.14}$$

где  $A_{2W}$  - относительная мощность амплитудного шума на частоте  $2W$  в полосе приема (поскольку, как видно из (3.2.14), в такой схеме происходит перемножение шумовой компоненты и сигнальной, то на выходе синхронного детектора вклад в шум дает амплитудный шум на второй гармонике модулирующего напряжения). Тогда отношение разностного сигнала на выходе дифференциального синхронного детектора к постоянной составляющей будет иметь вид:

$$\frac{J_p}{J_c} = \frac{r_s}{r_p} j_0 \left(1 + \frac{A_{2\Omega}}{2}\right).
\tag{3.2.15}$$

Следовательно, при точной настройке схемы и идентичности приемных каналов амплитудный шум лазера приводит к небольшой ошибке, относительный вес которой не зависит от наличия анизотропного делителя. В этом случае чувствительность можно поднять за счет более полного использования мощности источника света, поскольку зачастую направить полную мощность на фотоприемник не представляется возможным, вследствие его насыщения. Применяя стеклянную пластинку, установленную под углом близким к углу Брюстера, мы уменьшаем величину постоянной засветки, сохраняя неизменной величину ортогональной информационной компоненты поляризации, поднимая таким образом чувствительность.

Результат качественно меняется при наличии некоторой погрешности в настройке схемы. Пусть поляризационный расщепитель повернут на некоторый угол  $y$  ( $y \ll 1$ ) от положения соответствующего точной  $45^\circ$  ориентации поляризационного расщепителя  $W$ . Тогда матрица Джонса всей системы будет иметь вид:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} r_s(1-y) - r_p j & r_p(1+y) + r_s j \\ -r_s(1+y) - r_p j & r_p(1-y) - r_s j \end{pmatrix}.
\tag{3.2.16}$$

Пусть снова свет от источника поляризован линейно и соответствует р-поляризации делителя D. Тогда интенсивность, падающая на фотоприемники, будет, соответственно,

$$I_1 = \frac{I_0}{2} (r_p^2 + 2r_s r_p j + 2r_p^2 y), \quad I_2 = \frac{I_0}{2} (r_p^2 - 2r_s r_p j - 2r_p^2 y). \quad (3.2.17)$$

При наличии флуктуации мощности лазера (3.2.11) разностный сигнал на выходе дифференциального синхронного детектора будет равен:

$$\begin{aligned} J_p &= \overline{(J_0(1+a(t))(2r_p r_s j_0 \cos \Omega t + 2r_p^2 y) \cos \Omega t} = \\ &= J_0 r_p r_s j_0 \left(1 + \frac{A_{2\Omega}}{2} + \frac{A_\Omega}{2} \frac{r_p}{r_s} \frac{y}{j_0}\right), \end{aligned} \quad (3.2.18)$$

где  $A_W$  - относительная мощность амплитудных шумов на частоте  $W$  в полосе приема,  $y$  - угловая расстройка схемы,  $j_0$  - амплитуда модуляции измеряемого угла поворота плоскости поляризации. Тогда отношение разностного сигнала на выходе дифференциального синхронного детектора к постоянной составляющей будет иметь вид:

$$\frac{J_p}{J_c} = \frac{r_s}{r_p} j_0 \left(1 + \frac{A_{2\Omega}}{2} + \frac{A_\Omega}{2} \frac{r_p}{r_s} \frac{y}{j_0}\right). \quad (3.2.19)$$

Как видно из (3.2.19) наличие угловой расстройки приводит к появлению второго слагаемого, величина которого может быть достаточно большой. Это связано с тем, что даже при малых амплитудных шумах ( $|A_W| \ll 1$ ), для малых измеряемых углов отношение величины угловой расстройки к величине измеряемого угла может быть достаточно большим. Например, пусть точность угловой настройки составляет одну угловую минуту ( $y \sim 3 \cdot 10^{-4}$ ), при этом требуется измерить угол поворота плоскости поляризации  $j_0 \sim 10^{-8}$ . Тогда относительные флуктуации мощности лазера не должны превышать  $3 \cdot 10^{-6} \text{Гц}^{-1/2}$ . Наличие анизотропного делителя приводит к уменьшению вклада амплитудных шумов в  $r_s/r_p$  раз.

Для экспериментальной демонстрации работы двухпроходной схемы с анизотропным делителем, была создана установка по схеме, приведенной на рисунке 3.2.2 для измерения эффекта НМЛД. Источником излучения служил

Ar/Kr лазер (длина волны – 0.51 мкм). В качестве делителя использовалась плоскопараллельная стеклянная пластинка, расположенная под углом, близким к углу Брюстера. В качестве элемента S1 была использована четвертьволновая линейная фазовая пластинка (ромб Френеля) а в качестве элемента S2 использовались как ромб Френеля, так и  $45^0$  Фарадеевский ротатор.

Измерения НМЛД проводились в кристалле йодата лития в поперечном магнитном поле при распространении света перпендикулярно оптической оси кристалла. Магнитное поле ориентировалось перпендикулярно оптической оси. В данной конфигурации для невзаимного изменения показателей преломления обыкновенного и необыкновенного лучей можно получить следующие выражения [17]:

$$\Delta n_e^{\pm} = \pm \frac{\rho H^{ext}}{l} g_{3312}, \quad \Delta n_o^{\pm} = \pm \frac{\rho H^{ext}}{l} g_{2212}, \quad (3.2.20)$$

где  $g_{ijkl}$  - компоненты тензора, описывающие наведенный невзаимный эффект в этих кристаллах;  $\lambda$ - длина волны;  $H^{ext}$  - внешнее магнитное поле.

В случае, когда магнитное поле ориентировано параллельно оптической оси, эффект должен быть равен нулю.

Магнитное поле модулировалось синусоидально с частотой  $70\text{Hz}$ . Его амплитуда составляла 1кЭ. Сигнал регистрировался синхронным детектором. При используемой мощности лазера 100 мВт чувствительность установки составляла  $5 \cdot 10^{-8}$  радиан при времени усреднения  $t = 1\text{c}$ , что в 50 раз лучше, чем в аналогичной схеме измерения с изотропным делителем. При этом дробовые шумы составляли порядка  $4 \cdot 10^{-9}$  рад/Гц<sup>1/2</sup>. С целью увеличения точности измерения величина сигнала нормировалась на величину сигнала, связанного с эффектом Фарадея в откалиброванной ячейке, которая ставилась перед анизотропным делителем.

В ходе эксперимента было проверено, что в кристалле йодата лития эффект отсутствовал, если магнитное поле направлено параллельно оптической оси кристалла. Кроме того, изменение направления оптической

оси на противоположное приводило, как и следовало ожидать, к смене знака эффекта, поскольку кристалл является полярным. Это наблюдалось в обоих вариантах схемы (с использованием в качестве элемента S2 как ромба Френеля, так и  $45^0$  Фарадеевского ротатора). Измеренная величина разницы показателей преломления встречных волн в кристалле йодата лития -  $\frac{\Delta n}{H_{ext}} = (4.7 \pm 0.8) \cdot 10^{-13} \text{ O}^{-1}$ . Результаты эксперимента в пределах точности измерений согласуется с измеренной в работах [70, 73] анизотропией этого эффекта.

### **§3.3. Детектирование поверхностных звуковых волн в твердом теле с применением двухпроходной схемы.**

Одной из актуальных задач, в настоящее время, является измерение малых смещений поверхности. Такая проблема стоит сейчас в акустических методах неразрушающего контроля состояния элементов технологического оборудования [104, 105]. Метод заключается в измерении параметров акустических волн, генерируемых в твердых телах за счет спонтанного либо вынужденного излучения в процессе механических напряжений. Как правило, задача возбуждения и регистрации акустических волн решается с использованием пьезоэлектрических датчиков [106]. Но, несмотря на широкое распространение и большое разнообразие последних, их принципиальным недостатком является чувствительность к электромагнитным наводкам, а также наличие непосредственного контакта с контролируемым объектом, что резко ограничивает диапазон рабочих температур. Использование оптических методов регистрации и возбуждения акустических волн позволяет решить эти проблемы. Отсутствие механического контакта, а также нечувствительность к электромагнитным полям приводит к тому, что для объектов, находящихся в жестких

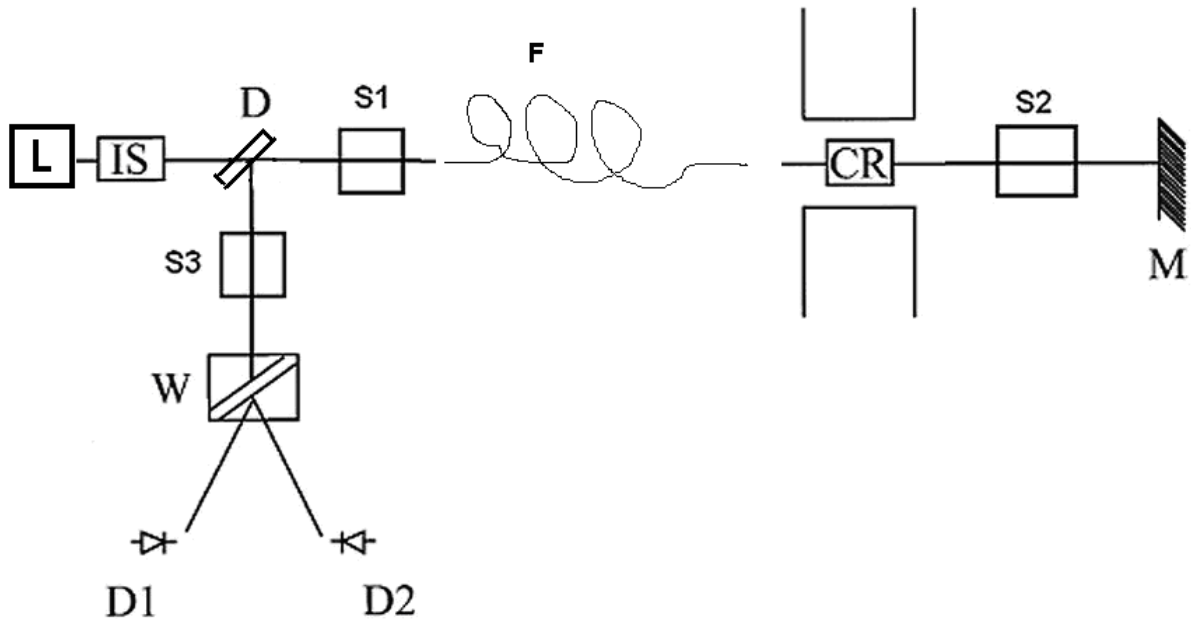
температурных и электромагнитных условиях оптические методы практически не имеют альтернативы.

Существуют различные схемы оптических детекторов акустических колебаний. Наиболее простым вариантом является использование интерферометра Майкельсона, когда поверхность исследуемого образца является одним [107] или обоими [108] зеркалами интерферометра. Существуют другие схемы оптических детекторов, на базе интерферометров Фабри-Перо [109], Маха-Цендера [110] или Саньяка [111]. Для получения максимальной чувствительности оптической схемы применяются различные методы. Первый заключается в неоднократном воздействии на одно и то же пятно на поверхности с целью возбуждения повторяющейся последовательности ультразвуковых колебаний. Другой метод, метод Джонса Хопкинса, состоит в модулировании лазерного источника возбуждения колебаний. Недостаток такой схемы регистрации заключается в чувствительности системы к расстоянию до поверхности объекта. В результате в условиях нестационарных потоков воздуха, наличия вибраций и т.д. надежное детектирование ультразвуковых волн становится проблематичным. Поэтому повышение чувствительности и надежности оптических систем регистрации колебаний является одной из основных задач для развития акустоэмиссионных методов. В диссертации предложена оригинальная схема детектирования ультразвуковых волн с применением поляризационных двухпроходных схем.

Одним из наиболее важных достоинств двухпроходных схем, описанных выше, является возможность значительного разнесения измеряемого образца и регистрирующей схемы за счет использования оптического волокна (Рис.3.6).

В такой схеме возможно применение как изотропного, так и анизотропного волокна. Анизотропное волокно можно рассматривать как линейную фазовую пластинку, ориентация которой определяется ориентацией осей концов входного и выходного концов волокна. В ряде

случаев, при измерении невзаимных эффектов, можно использовать изотропное волокно. Изотропное волокно можно рассматривать как элемент с оптической активностью (связанной со скручиванием волокна) и небольшой линейной анизотропией (вызванной неидеальностью волокна, внешними напряжениями и изгибом).



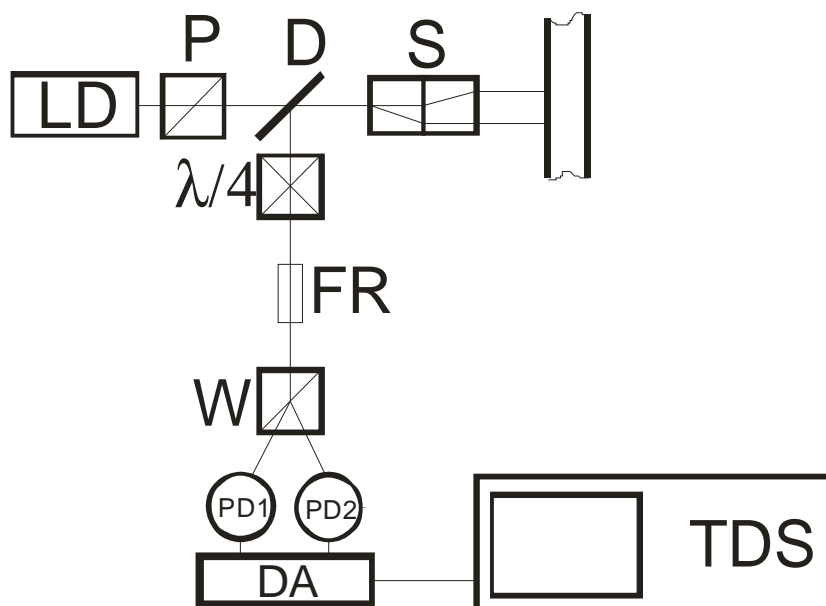
**Рис.3.6. Двухпроходная схема с оптическим волокном. L – источник света, IS – изолятор, D – стеклянная пластинка, CR – исследуемый кристалл, M – зеркало, W – призма Волластона, D1, D2 – фотодиоды, S1, S2, S3 – вспомогательные элементы, F – оптическое волокно.**

В обоих случаях оптическое волокно обладает только взаимной анизотропией, которую, как показано выше, можно компенсировать за счет выбора элементов  $S_1$  и  $S_2$ . Возможность удаленного мониторинга особенно важна при построении промышленных систем контроля, работающих в жестких условиях (высокая температура, радиация и т.д.)

На базе описанной выше двухпроходной схемы была создана установка, схема которой изображена на рис.3.7, для оптического детектирования звуковых волн в твердом теле. Как было написано ранее, эта задача имеет



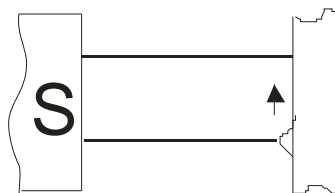
большое значение для акустоэмиссионной диагностики состояния механических конструкций.



**Рис.3.7. Дифференциальный поляризационный интерферометр. LD – лазерный диод, P – поляризатор, D – светоделитель, S – поляризационный расщепитель Саварра,  $\lambda/4$  – четверть волновая пластинка, FR – фарадеевский ротатор, W – призма Волластона, PD1,2 – фотоприемники, DA – дифференциальный усилитель, TDS – осциллограф TDS-2024.**

Система работает следующим образом: линейно-поляризованный свет на выходе поляризатора P от полупроводникового лазерного источника LD падает на пластинку Саварра, представляющую собой два склеенных кристалла шпата, вырезанных параллельно оси и ориентированных под  $90^0$  друг к другу. При этом плоскость поляризации падающего света ориентирована под углом  $45^0$  к осям пластинки. В результате на выходе получаем два параллельных луча с ортогональными линейными поляризациями. В нашей установке длина кристаллов, составляющих пластинку, составляла 20 мм, в результате чего расстояние между лучами

составляло около 4 мм. Далее свет, отраженный от поверхности исследуемого образца снова проходит через пластинку Саварра и собирается в один пучок. Если возмущение на поверхности отсутствует, то пути, пройденные лучами от пластинки S до образца совпадают. При этом пути, пройденные внутри пластинки, также компенсируются. В этом случае отраженный свет будет иметь линейную поляризацию. Если же по поверхности объекта распространяется акустическая волна, длина которой меньше расстояния между лучами, то отраженный свет будет иметь эллиптическую поляризацию, вследствие того, что лучи пройдут разное расстояние (рис.3.8).

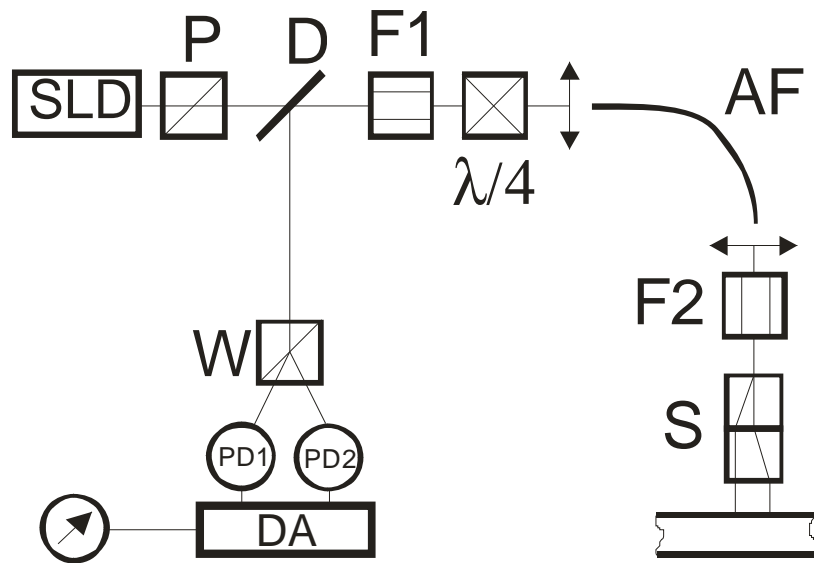


**Рис.3.8. Возникновение оптической разности хода между лучами при распространении акустической волны.**

Далее эллиптически поляризованный свет падает на четверть волновую пластинку (ромб Френеля в нашем случае), которая преобразует эллиптичность в поворот плоскости поляризации. И далее поворот плоскости поляризации регистрируется дифференциальной схемой, состоящей из поляризационного расщепителя (призмы Волластона) и пары фотодиодов. Применение дифференциального метода регистрации поворота плоскости поляризации позволяет заметно подавить избыточные амплитудные шумы источника света, что было подробно описано выше. Светоделитель D может быть как изотропным, так и анизотропным.

На рис. 3.9 приведена возможная волоконная схема оптического детектора звуковых волн на поверхности твердого тела. В качестве источника света при использовании волокна лучше использовать источник с малой длиной когерентности (например суперлюминесцентный диод), что

позволит избавиться от когерентных шумов, связанных с рассеянием на неоднородностях волокна.



**Рис 3.9. Волоконная схема для измерения акустических волн на поверхности твердого тела. SLD – суперлюминесцентный диод, P – поляризатор, D – анизотропный делитель, F1 и F2 – фарадеевские 45° ротаторы, λ/4 – ромб Френеля, AF – анизотропное волокно, S – пластинка Савара, W – призма Волластона, DA – дифференциальный усилитель.**

Легко показать, что итоговая матрица Джонса такой схемы (до призмы Волластона В) будет иметь вид:

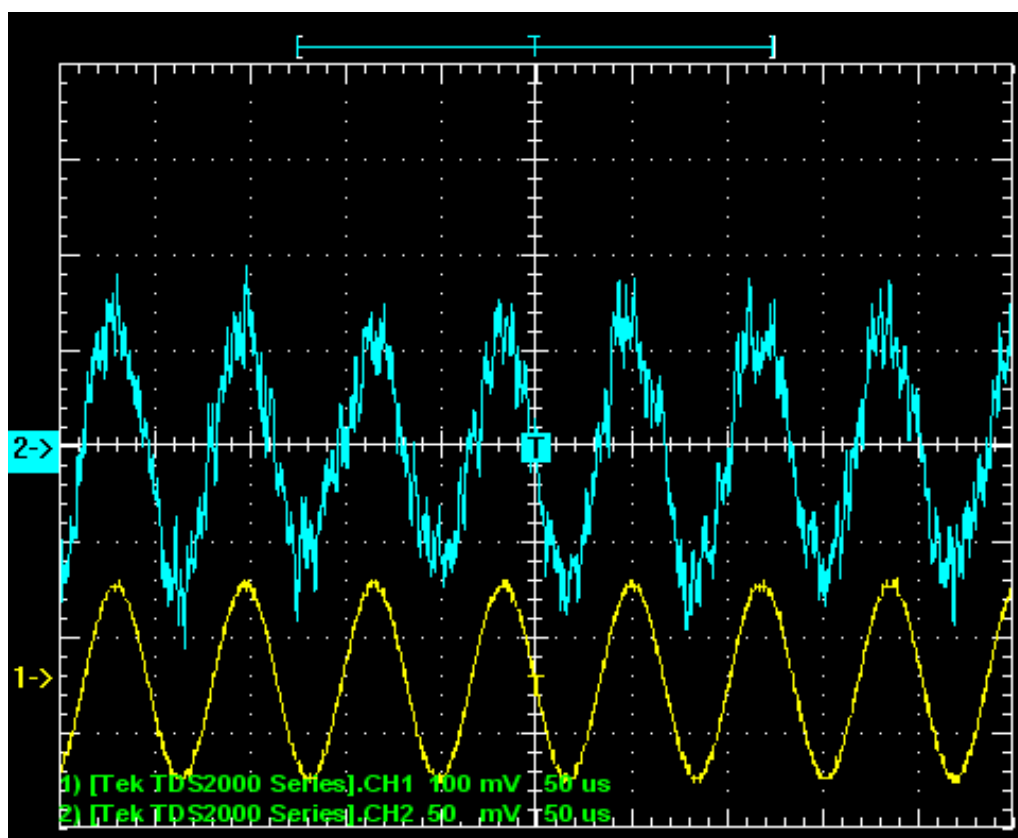
$$\hat{\mathbf{M}} = \begin{pmatrix} r_s t_s \cos b & r_s t_p \sin b \\ -r_p t_s \sin b & r_s t_s \cos b \end{pmatrix}, \quad (3.3.1)$$

где  $b=2pD/l$ , где  $\Delta$  - амплитуда волны на поверхности,  $l$  - длина волны источника,  $r_s$ ,  $r_p$ ,  $t_s$ ,  $t_p$  - коэффициенты отражения и пропускания анизотропного делителя для s и p поляризованных волн.

Как видно из этого выражения, сюда не входит анизотропия волоконного световода, что достигается за счет использования фарадеевских 45° ячеек F1, F2. Разность фаз между зондирующими лучами в

измерительном интерферометре, образуемом пластинкой Савара, будет приводить к повороту плоскости поляризации на выходе системы.

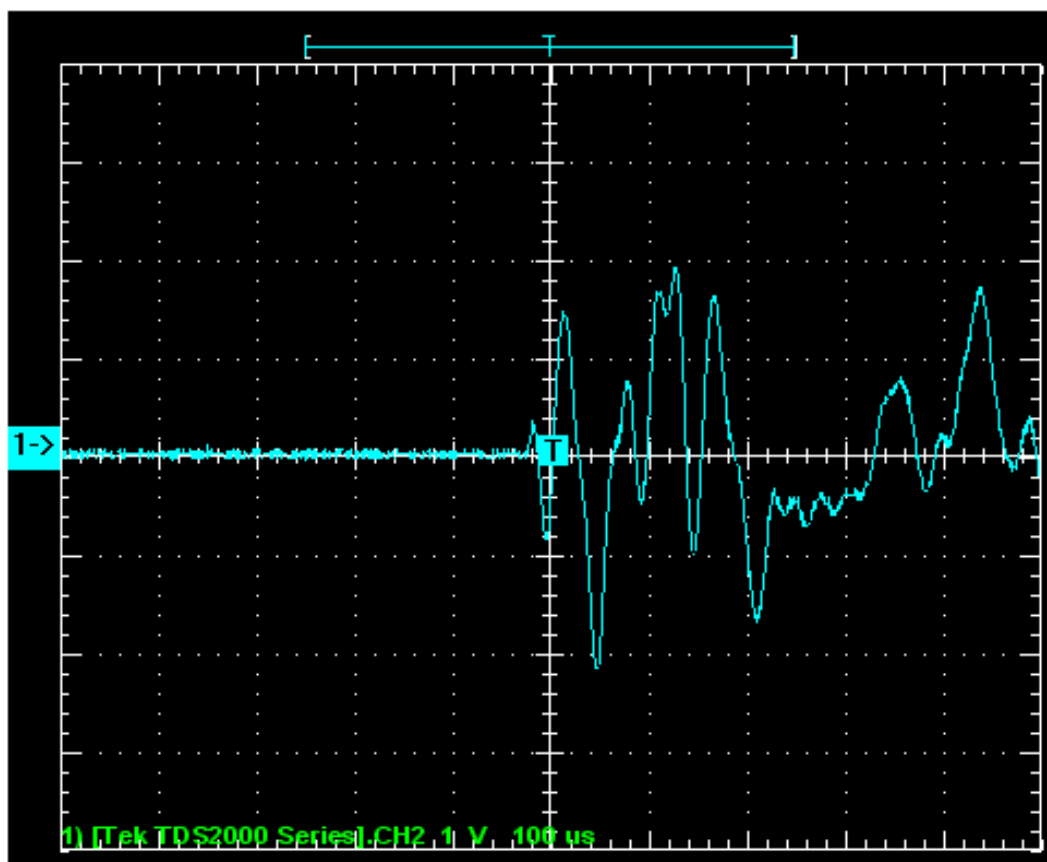
Для калибровки системы в схему была поставлена ячейка Фарадея FR (рис. 3.7) с известной зависимостью угла поворота плоскости поляризации от тока намагничивающей катушки. На катушку подавался синусоидальный ток. В использованной нами ячейке при токе намагничивания 60 мА происходил поворот плоскости поляризации на угол  $10^{-3}$  рад.



**Рис.3.10. Сигнал регистрируемый при повороте плоскости поляризации калиброванной ячейкой Фарадея.**

На снимке с экрана осциллографа рис.3.10 кривая 1 отображает зависимость напряжения на сопротивлении в 1 Ом, включенном последовательно с катушкой. Амплитуда тока намагничивания выбиралась таким образом, чтобы амплитуда угла поворота составляла около  $2 \cdot 10^{-3}$  рад. Кривая 2 (рис.3.10) отображает регистрируемый сигнал. Таким образом, видно, что повороту на угол  $10^{-3}$  (что соответствует смещению поверхности

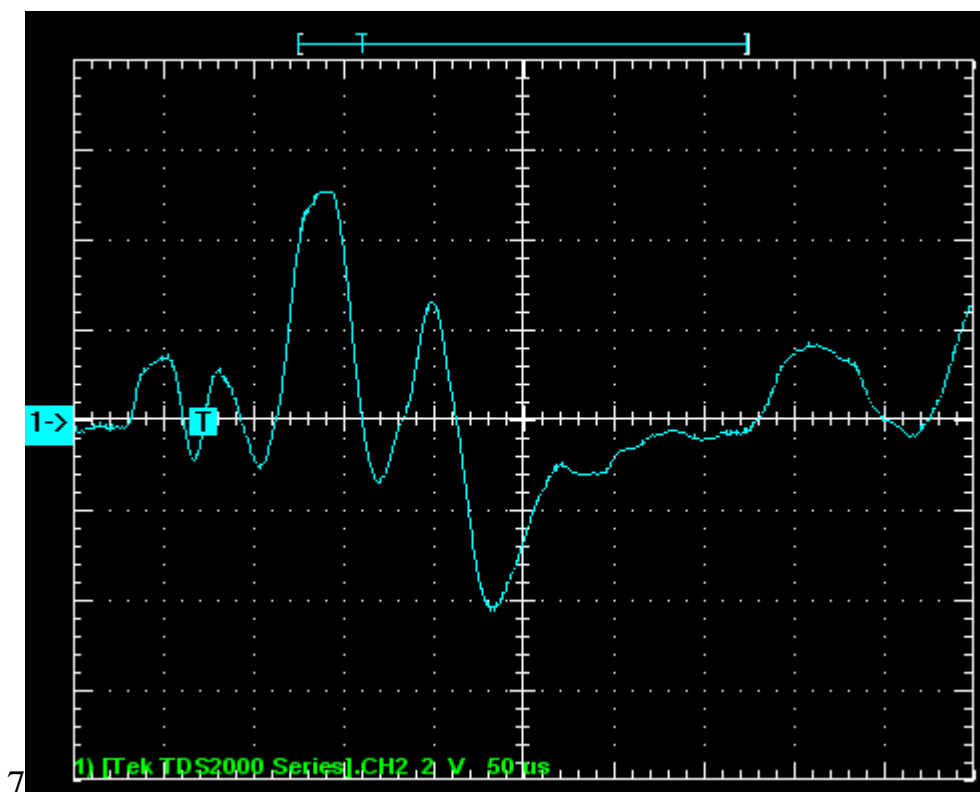
около 1 А) соответствует сигнал с амплитудой 70 мВ, при амплитуде шумов 10 мВ. Следовательно чувствительность созданного макета находится на уровне 0.2-0.3 Å при регистрации одиночного импульса.



**Рис. 3.11. Сигнал, получаемый при бросании стального шарика, диаметром 1мм. Масштаб по вертикали: 1 клетка – 2 нм; по горизонтали: 1 клетка – 100 мкс.**

В первой серии экспериментов звук в образце возбуждался за счет механического воздействия, а именно бросания стального шарика на поверхность или ломания грифеля карандаша. Характерные результаты отображены на рис. 3.11, 3.12.

Основным недостатком механического возбуждения акустических волн является невоспроизводимость результатов от измерения к измерению. В то же время наличие воспроизводимого источника акустических колебаний позволяет усреднять по серии импульсов, что заметно поднимает чувствительность за счет накопления.

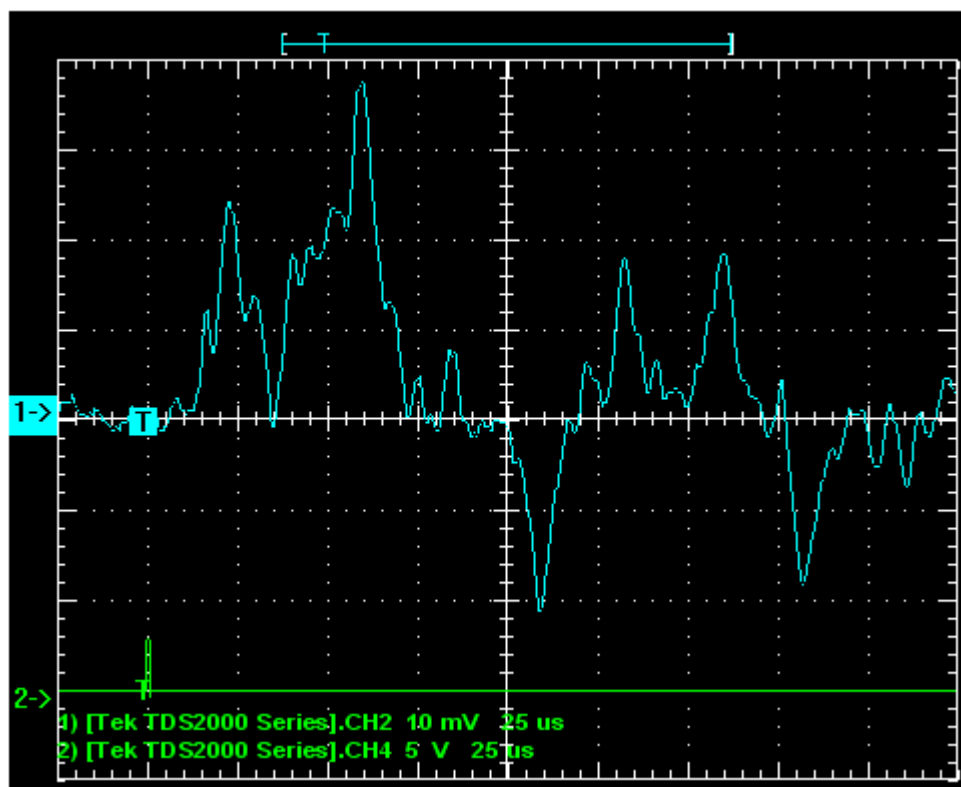


**Рис. 3.12. Регистрируемый сигнал при ломании грифеля карандаша (диаметр около 1 мм). Масштаб по вертикали: 1 клетка – 4 нм; по горизонтали: 1 клетка – 50 мкс.**

Одним из вариантов воспроизводимого возбуждения акустических волн является лазерное возбуждение. Для этого на поверхность образца посылаются короткие мощные лазерные импульсы. В результате поглощения энергии импульса в поверхности образца происходит резкий локальный разогрев участка поверхности. Далее, вследствие локального теплового расширения, возникает акустическая волна. При этом если параметры импульса (энергия, длительность) от импульса к импульсу повторяются, то и возбуждаемые колебания также должны повторяться.

На рис.3.13 показаны результаты измерений при лазерном возбуждении акустических волн. Мы использовали Nd:YAG лазер с модулированной добротностью. Энергия в импульсе составляла около 2 мДж, длительность

импульса 20 нс. Показанные результаты получены путем усреднения по 128 реализациям.



**Рис. 3.13. Регистрируемый сигнал при лазерном возбуждении импульсов. Усреднение по 128 импульсам. Масштаб по вертикали: 1 клетка – 10 нм; по горизонтали: 1 клетка – 25 мкс. Кривая 1 – регистрируемый сигнал, кривая 2 – синхроимпульс с возбуждающего лазера.**

Таким образом созданный макет позволяет детектировать акустическую волну на поверхности с разрешением 0.2-0.3 Å в одиночном импульсе, что является достаточной величиной в большинстве задач акустоэмиссионной диагностики.

### **Выводы к главе 3**

1. Предложен универсальный метод измерения взаимных и невзаимных эффектов вынужденной оптической анизотропии с использованием кольцевых и двухпроходных схем.

2. Экспериментально продемонстрирована возможность измерения эффекта невзаимного линейного двупреломления в кольцевых и двухпроходных схемах. Получены величины разности показателей преломления для обыкновенной и необыкновенной волн в кристалле йодата лития.

3. Построен экспериментальный макет двухпроходной схемы для детектирования поверхностных акустических волн. Получено разрешение 0.2 А в полосе приема 1 МГц.



## **Глава 4.**

### **Мониторинг технологических процессов с применением методов низкокогерентной тандемной интерферометрии.**

Четвертая глава посвящена мониторингу технологических процессов с применением тандемной низкокогерентной интерферометрии (ТНКИ). В данной главе предложен новый метод контроля положения модулятора разности хода в интерферометре и новый метод измерения геометрической толщины и показателя преломления образца.

На базе данных методов в ходе работы над диссертацией были созданы три системы технологического мониторинга: 1) система мониторинга толщины ленты стекла в процессе производства, 2) система мониторинга толщины алмаза в установке его лазерного травления, 3) система мониторинга температуры и толщины полупроводниковых структур в условиях металлоорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ).

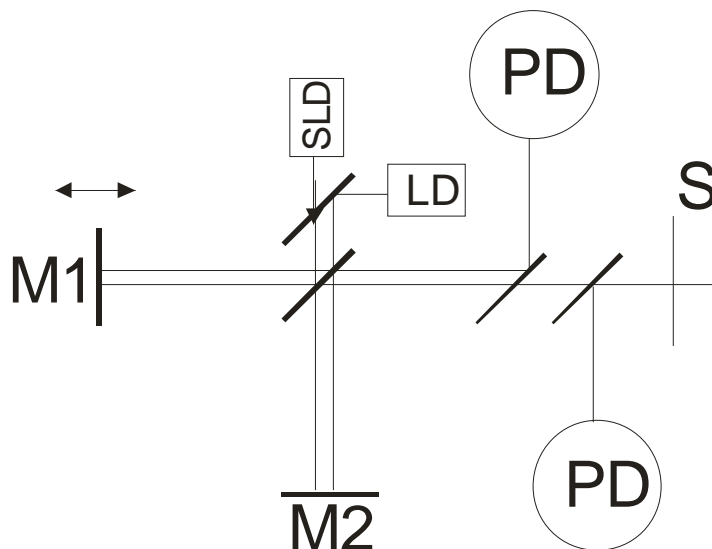
Проведено исследование температурных условий в горизонтальном и вертикальном МОГФЭ реакторах. Впервые осуществлен *in-situ* мониторинг роста буферного слоя.

Предложен новый метод разделения увеличения оптической толщины подложки, связанных с изменением ее температуры и роста/травления слоев.

#### **§4.1. Метод контроля положения модулятора разности хода интерферометра.**

Точность определения толщины объекта в ТНКИ схемах во многом зависит от точности измерения разности хода в опорном интерферометре. Поскольку наиболее удобной является конфигурация, когда одно из зеркал неподвижно, а второе перемещается вдоль луча, то необходимо иметь систему контроля положения сканирующего зеркала.

Данная проблема хорошо известна при построении фурье-спектрометров. Наиболее известным решением является использование второго высокостабильного по частоте источника, луч которого либо совмещен, либо идет параллельно лучу от низкокогерентного источника [112] Рис.4.1.



**Рис.4.1. Тандемный интерферометр с когерентным контролем положения сканирующего зеркала. SLD – суперлюминесцентный диод, LD – высокостабильный лазер, PD – фотодиоды, M1 – сканирующее зеркало, M2 – неподвижное зеркало, S – измеряемый объект.**

Как правило, в качестве высококогерентного источника используют He - Ne лазер, стабилизированный по частоте [112]. Несмотря на то, что данный метод хорошо зарекомендовал себя в лабораторном оборудовании, он обладает рядом существенных недостатков при применении в промышленном оборудовании. Во-первых, их срок службы, как правило, не превышает 10000 часов. Во-вторых, He-Ne лазеры имеют достаточно длительное время выхода на рабочий режим (до получаса). В сочетании с высокой ценой эти недостатки делают He-Ne лазеры малоприспособными для использования в условиях длительной непрерывной работы.

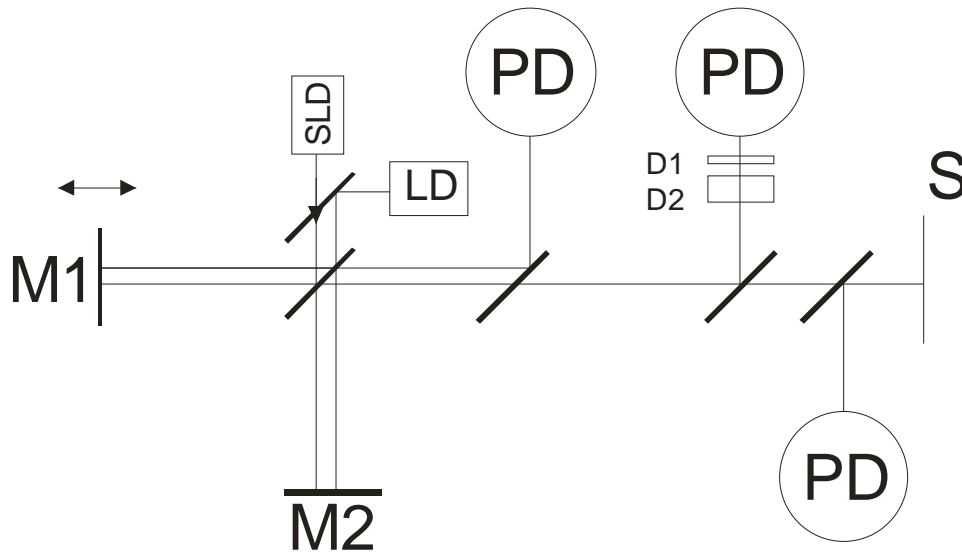
Другим решением является применение стабилизированных полупроводниковых лазеров, используемых в DWDM системах связи

(системы с плотным волновым мультиплексированием каналов). Основные проблемы в данном случае связаны с обеспечением температурной стабильности этих лазеров. Характерные величины в созданных в ходе работы над диссертацией установках наномониторинга: диапазон измерений  $d=1$  мм, разрешение  $Dd=10$  нм. Тогда относительная точность поддержания длины волны должна быть  $Dl/l \sim Dd/d \sim 10^{-5}$ . Характерный коэффициент зависимости длины волны от температуры для DWDM лазеров составляет 0.1 нм/К. Таким образом, при длине волны 1550 нм для достижения  $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-5}$  необходимо поддержание температуры с точностью не хуже 0.1 К. Подобная точность при длительной и непрерывной работе оборудования в условиях производства требует принятия специальных мер (кондиционируемое помещение, термостабилизированная стойка, высокоточная система стабилизации температуры самого кристалла). В итоге решение на базе DWDM лазеров является сложным, дорогим и ненадежным.

Для решения указанной проблемы в ходе работы над диссертацией был разработан метод непрерывной калибровки длины волны лазера, на который был оформлен патент. Необходимо отметить, что стандартные методы измерения длины волны не подходят для решения данной задачи. Время измерения не должно быть больше времени сканирования интерферометра (от 0.1 с). Кроме того, устройство калибровки длины волны должно быть компактным и надежным. Использование механических спектрометров и монохроматоров не решает задачу в силу их громоздкости и медлительности, а схемы с электронным сканированием не дадут достаточного разрешения.

Предлагаемая схема приведена на рис. 4.2. Суть предлагаемого метода заключается в следующем. После прохождения интерферометра часть мощности низкокогерентного источника направляется на расположенные последовательно плоскопараллельные пластины (эталон) с оптическими толщинами  $D_1$  и  $D_2$ . Толщины выбираются таким образом, чтобы  $D_1$  соответствовала минимальной измеряемой оптической толщине, а  $D_2$  -

максимальной. Диапазон сканирования модулятора ( $DL_{min} \div DL_{max}$ ) выбирается таким образом, чтобы  $DL_{min} < D_1$ ,  $DL_{max} > D_2$ .

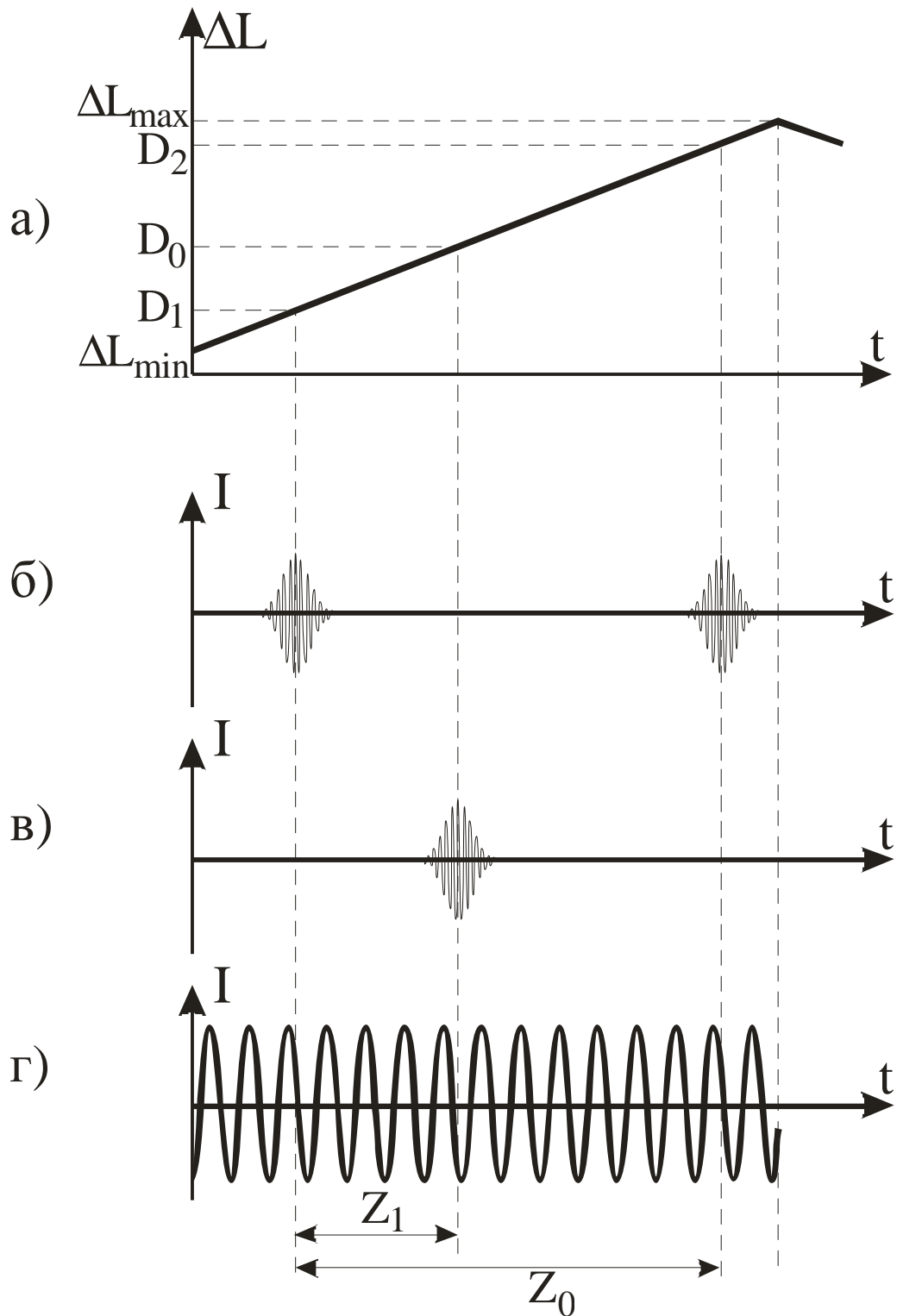


**Рис.4.2. Тандемный интерферометр с когерентным контролем положения сканирующего зеркала. SLD – суперлюминесцентный диод, LD – высокостабильный лазер, PD – фотодиоды, M1 – сканирующее зеркало, M2 – неподвижное зеркало, S – измеряемый объект, D1,2 – эталоны.**

Закон изменения разности длин плеч в интерферометре (модулирующее напряжение) может иметь различную форму. Наиболее удобным, как правило, является пилообразный закон. При этом модулятор движется с постоянной скоростью, что обеспечивает стабильность частоты интерференционных сигналов. В результате при сканировании разности длин плеч интерферометра получим следующие осциллограммы напряжения на фотодиодах (рис.4.3).

На рис. 4.3.а приведена осциллограмма зависимости разности длин плеч интерферометра от времени при пилообразном законе изменения модулирующего напряжения. На рис.4.3.б показаны низкокогерентные интерференционные сигналы от эталонов. На рис. 4.3.в приведен низкокогерентный сигнал от измеряемого образца. Поскольку толщина

измеряемого образца лежит внутри диапазона сканирования, то во времени сигнал от образца появляется между сигналами от эталонов.



**Рис. 4.3. Осциллограммы токов на фотодиодах. а) зависимость разности длин плеч от времени при пилообразном законе сканирования зеркала, б) интерференционные сигналы от эталонов, в) интерференционный сигнал от образца, г) интерференционный сигнал от лазера.**

На рис.4.3.г приведен интерференционный сигнал от лазера (лазерная линейка). Поскольку длина когерентности лазера больше диапазона сканирования интерферометра, то лазерная линейка будет представлять собой квазисинусоидальный сигнал.

Таким образом, измеряя количество периодов линейки  $Z_1$ , между положениями максимумов огибающей сигналов от первого эталона и от образца, а также количество периодов линейки  $Z_0$  между положениями максимумов огибающей сигналов от эталонов, толщину образца можно определить как

$$D_0 = Z_1 \cdot (D_2 - D_1) / Z_0 + D_1, \quad (4.1.1)$$

здесь  $(D_2 - D_1) / Z_0 = l / 2$ .

Оценим погрешность определения толщины измеряемого образца  $D_0$ . Величины  $D_1$  и  $D_2$ , толщины эталонов, являются параметрами, которые не измеряются в ходе работы аппаратуры и считаются известными (измеренными ранее каким либо другим методом). Погрешность в величинах  $D_1$  и  $D_2$  будет приводить к систематической ошибке в определении толщины:

$$\Delta D_0 = \frac{Z_1}{Z_0} (\Delta D_2 - \Delta D_1) + \Delta D_1, \quad (4.1.2)$$

где  $DD_1$ ,  $DD_2$  – погрешность в определении толщины эталонов,  $DD_0$  – систематическая погрешность в определении толщины. Из (4.1.2) легко видеть, что  $DD_0$  будет линейно изменяться по диапазону измерения от  $DD_1$  до  $DD_2$  ( $Z_1 / Z_0 \in [0, 1]$ ). Таким образом, для обеспечения абсолютной точности во всем диапазоне сканирования  $DD_{0max}$ , необходимо, чтобы

$$DD_1, DD_2 < DD_{0max}. \quad (4.1.3)$$

Ошибка в определении толщин эталонов, приводящая к систематической ошибке в измерениях, не влияет на разрешение схемы (разброс значений при измерении толщины одного и того же образца). Разброс будет определяться точностью определения  $Z_0$ ,  $Z_1$ . При этом целая часть периодов определяется

точно, а погрешность будет заключаться в определении дробной части периода.

Среднеквадратичное отклонение измеряемой величины при косвенных измерениях (для зависимости  $y = f(x_i)$ , где  $x_i$  – измеряемые величины,  $y$  – искомая величина) определяется как [113]

$$\Delta y = \sqrt{\sum_i \left( \frac{df}{dx_i} \Delta x_i \right)^2}, \quad (4.1.4)$$

где  $\Delta x_i$  - среднеквадратические погрешности эксперимента.

Пусть  $Z = Z_{цел} + z_{дроб}$ . Тогда, из (4.1.3) и (4.1.4) получим, что при условии одинаковой точности определения положения максимума огибающей сигналов от эталонов и от образца  $DD$ , абсолютная погрешность измерения толщины будет:

$$\Delta D_0 = \sqrt{\left( \frac{D_2 - D_1}{Z_0} \Delta Z \right)^2 + \left( Z_1 \frac{D_2 - D_1}{Z_0^2} \Delta Z \right)^2} = \Delta D \sqrt{1 + \left( \frac{Z_1}{Z_0} \right)^2}, \quad (4.1.5)$$

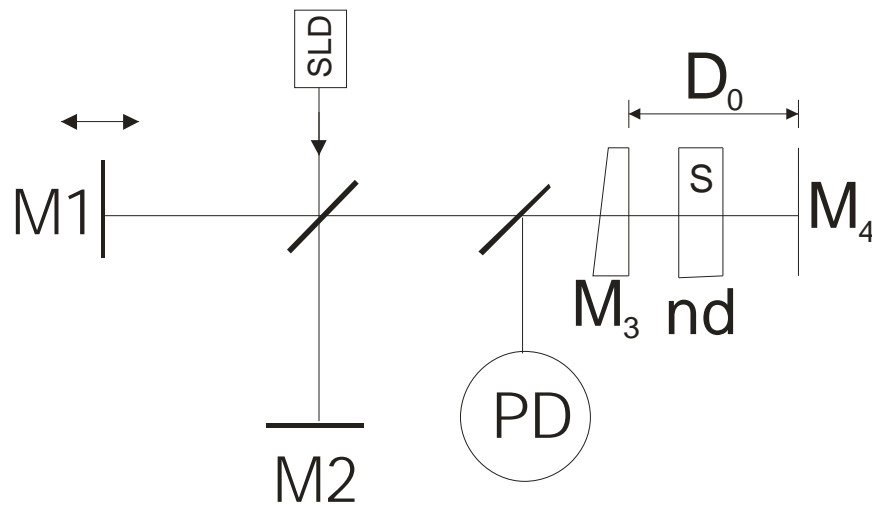
где  $\Delta D = \Delta z_{дроб} \cdot l/2$ ,  $\Delta z_{дроб}$  - абсолютная ошибка определения дробной части периода.

Таким образом, применяя описанную выше методику калибровки длины волны лазера, мы получаем согласованную систему, точность которой не зависит от диапазона сканирования разности длин плеч интерферометра.

#### **§4.2. Метод измерения геометрической толщины и показателя преломления образца.**

Определение положения максимума огибающей в ТНКИ схеме позволяет получить значение оптической толщина образца  $D_{opt} = n \cdot d_{geom}$ , где  $n$  – показатель преломления,  $d_{geom}$  – геометрическая толщина образца. Таким образом, для определения геометрической толщины образца необходимо знать показатель преломления. Один из вариантов [114] для

одновременного измерения геометрической толщины и показателя преломления представлен на рисунке 4.4.



**Рис.4.4. Методика измерения геометрической толщины и показателя преломления в ТНКИ. SLD – суперлюминесцентный диод, PD – фотодиод, M1 – сканирующее зеркало интерферометра, M2 – неподвижное зеркало интерферометра, M3 – полупрозрачное зеркало, M4 – глухое зеркало, S – измеряемый объект (толщина  $d$ , показатель преломления  $n$ ).**

В данной схеме проводят три измерения:  $X_1 = D_0$  (оптическая толщина зазора между глухим зеркалом  $M_4$  и полупрозрачным зеркалом  $M_3$  при отсутствии образца в зазоре);  $X_2 = nd$  (оптическая толщина образца);  $X_3 = D_0 + (n-1)d$  (оптическая толщина зазора между глухим зеркалом  $M_4$  и полупрозрачным зеркалом  $M_3$  при помещенном туда образце). Из этих трех измерений можно получить искомые геометрическую толщину и показатель преломления  $d = X_1 + X_2 - X_3$ ,  $n = X_2 / (X_1 + X_2 - X_3)$ .

Недостаток предложенного метода заключается в том, для его осуществления необходимо использование интерферометра сложной конструкции. Обе поверхности исследуемого объекта расположены параллельно, соответственно, частично отражающей поверхности оптического элемента и зеркалу. Измерительный пучок низкокогерентного оптического излучения, по существу, проходит через три последовательно



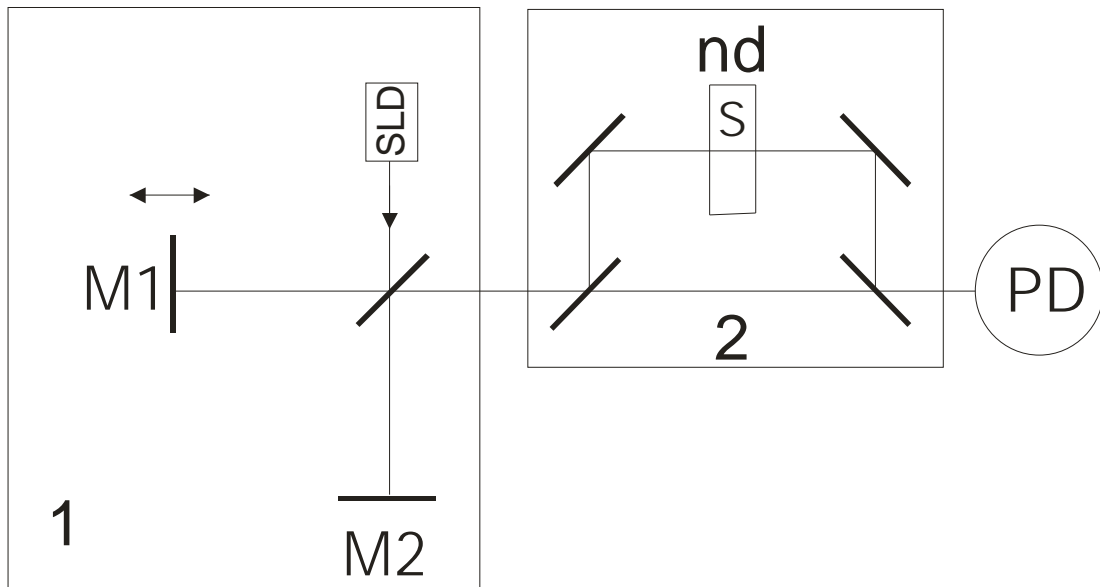
расположенных интерферометра Фабри-Перо. Первый образован частично отражающей поверхностью оптического элемента и ближайшей к ней поверхностью исследуемого объекта. Второй образован передней и задней поверхностями объекта, а третий - задней поверхностью объекта и зеркалом. Для того, чтобы исключить появление дополнительных сигналов при изменении оптической разности хода лучей в сканирующем интерферометре необходимо, чтобы толщины первого и третьего интерферометров были больше верхней границы диапазона измерения толщины исследуемого образца. Поэтому толщина зазора  $D_0$  и, следовательно, и диапазон сканирования должны превышать как минимум в три раза максимальную толщину образца. Такое сильное увеличение диапазона сканирования, особенно чувствительное в системах предназначенных для измерения толстых образцов, приводит к существенному усложнению конструкции модулятора и уменьшению скорости измерений.

В диссертации предложен альтернативный метод одновременного измерения геометрической и оптической толщины образца, основанный на применении двухлучевого интерферометра (рис. 4.5).

В данной схеме проводят три измерения:  $X_1 = D_0/2$  (разность длин плеч интерферометра 2 без помещенного в него образца);  $X_2 = nd$  (оптическая толщина образца);  $X_3 = (D_0 + (n-1)d)/2$  (разность длин плеч интерферометра 2 с помещенным в него образцом). Коэффициент  $1/2$  в измерениях  $X_1$  и  $X_3$  появляется вследствие того, что в интерферометре 1 разность длин плеч удваивается за счет двойного прохода. Из этих трех измерений можно получить искомые геометрическую толщину и показатель преломления:

$$d = 2X_1 + X_2 - 2X_3, n = X_2 / (2X_1 + X_2 - 2X_3). \quad (4.2.1)$$

Точность определения показателя преломления будет определяться как  $dn \approx 2dD$ , где  $dn, dD$  - относительные погрешности измерения показателя преломления и оптической толщины образца. При разрешении в 1 мкм и толщинах более 1 мм,  $dn \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ .



**Рис.4.5. Предлагаемая методика измерения геометрической толщины и показателя преломления в ТНКИ. SLD – суперлюминесцентный диод, PD – фотодиод, M1 – сканирующее зеркало интерферометра, M2 – неподвижное зеркало интерферометра, S – измеряемый объект (толщина  $d$ , показатель преломления  $n$ ).**

Поскольку при помещении образца внутрь интерферометра 2 будут наблюдаться два сигнала, соответствующие толщинам  $X_2$  и  $X_3$ , то для однозначной их идентификации потребуем, чтобы для любых толщин из диапазона измерений выполнялось условие  $X_2 > X_3 + \alpha L_{coh}$ , где  $L_{coh}$  – длина когерентности источника света,  $\alpha = 2 \div 4$ . Пусть требуется обеспечить измерение толщин в диапазоне  $d_{min} \dots d_{max}$ . Используя выражения (4.2.2), получим условие:

$$D_0 < (n + 1)d_{min} - a \cdot L_{coh}, \quad (4.2.2)$$

где  $n$  – показатель преломления образца. В этом случае минимальная измеряемая толщина будет

$$X_{3min} = n \cdot d_{min} - a \cdot L_{coh}, \quad (4.2.3)$$

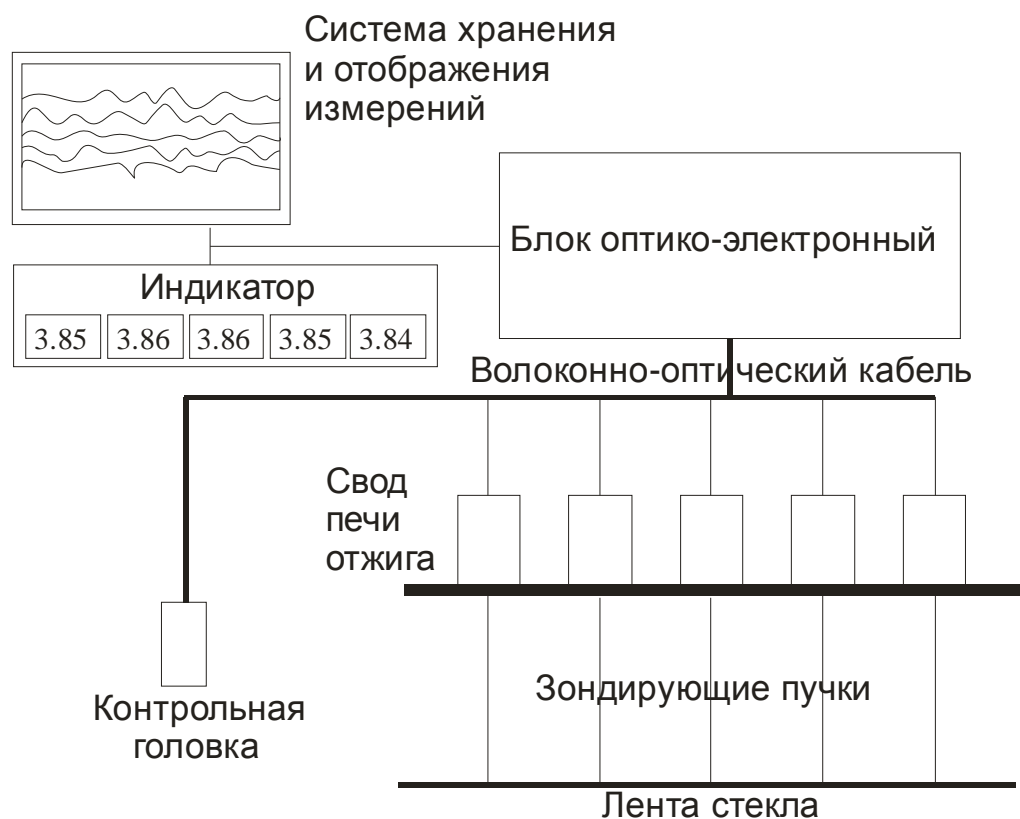
а максимальная измеряемая величина останется  $n \cdot d_{max}$ . Таким образом, в предлагаемой схеме диапазон сканирования увеличивается всего лишь на несколько длин когерентности источника. При этом сигналы от образца и от

разности длин плеч интерферометра с образцом однозначно идентифицируются по положению на развертке без какой-либо дополнительной информации.

### **§4.3. Системы промышленного мониторинга толщины.**

Одним из достоинств ТНКИ схем является возможность удаленного мониторинга толщины объектов, находящихся в условиях агрессивной окружающей среды (высокая температура и др.). Такая задача стоит в стекольной промышленности. Для эффективного управления технологическим процессом производства листового стекла необходимо наличие контроля толщины непосредственно за зоной его формирования в процессе отжига. Температура в зоне измерения составляет около 600 °С, поэтому механические контактные методы измерения в данном случае невозможны. В 1999-2002 гг. в Институте Физики Микроструктур РАН на базе ТНКИ были созданы первые прототипы автоматизированной системы бесконтактного технологического контроля толщины ленты стекла в горячей зоне. Разработанные прототипы прошли промышленные испытания на Борском стекольном заводе, где была показана востребованность подобных приборов в стекольной промышленности. Однако в ходе этих испытаний были также выявлены недостатки системы, в первую очередь недостаточная надежность определения положения сканирующего зеркала. Для устранения этого недостатка при создании нового поколения систем была применена предложенная в диссертации (§4.1) методика. Такой подход позволил существенно повысить надежность системы.

Блок-схема разработанной системы приведена на рис.4.6. Оптоэлектронный блок рис.4.7.а содержит в себе сканирующий интерферометр с системой контроля положения сканирующего зеркала, а также блок цифровой обработки сигналов.

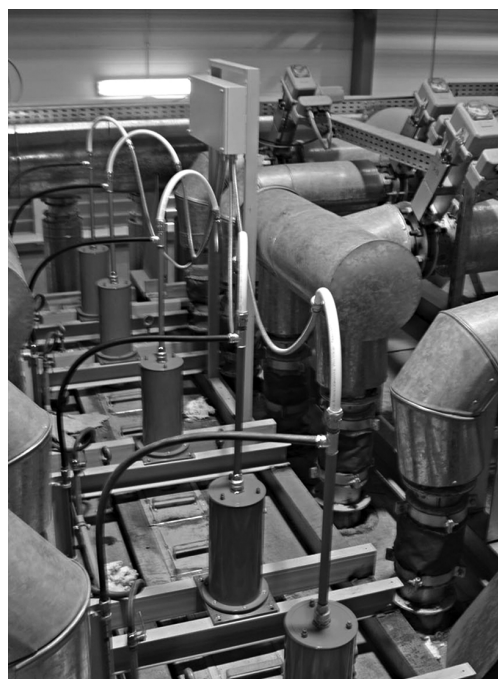


**Рис. 4.6. Блок схема системы технологического контроля толщины ленты стекла в горячей зоне.**

По многожильному оптоволоконному кабелю зондирующий свет из оптоэлектронного блока поступает на оптические головки рис.4.3.2.б, которые фокусируют его на ленту, а также собирают отраженный от ленты свет обратно в волокно. Оптические головки монтируются на своде в начале печи отжига. Лента стекла расположена снизу головок на расстоянии от них 1...1.5 м (зависит от конструкции печи). В таблице 4.1 приведены параметры разработанной системы

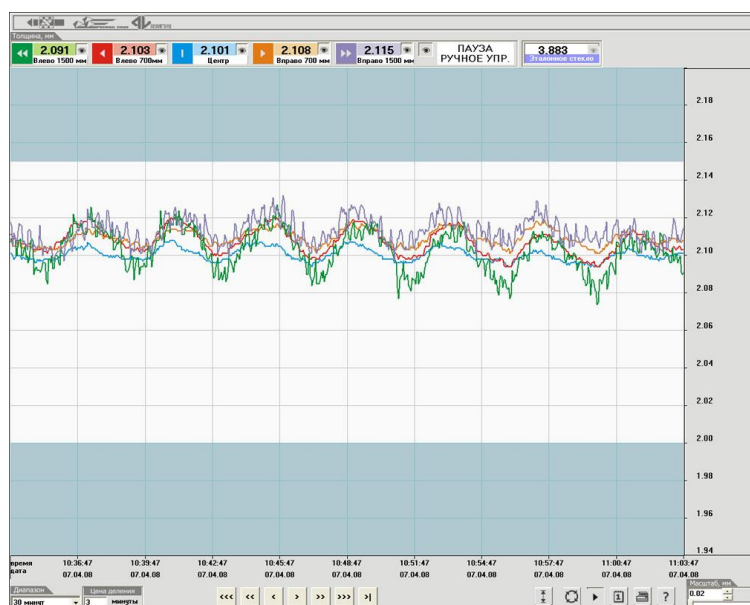
Таблица 4.1. Технические параметры системы.

Количество измерительных каналов	5
Количество контрольных каналов	1
Разрешение	0,001 мм
Время обновления данных о толщине	2 сек
Потребляемая мощность	не более 400 Вт



**Рис. 4.7. Фотографии: а) оптоэлектронного блока системы, б) оптических головок, установленных на своде печи отжига.**

Наличие контроля толщины открывает большие возможности для технологов по оперативному управлению технологическим процессом. Повышается качество стекла, сокращаются потери стекломассы. На рис. 4.8 приведен характерный график поведения толщины ленты стекла, записанный системой.

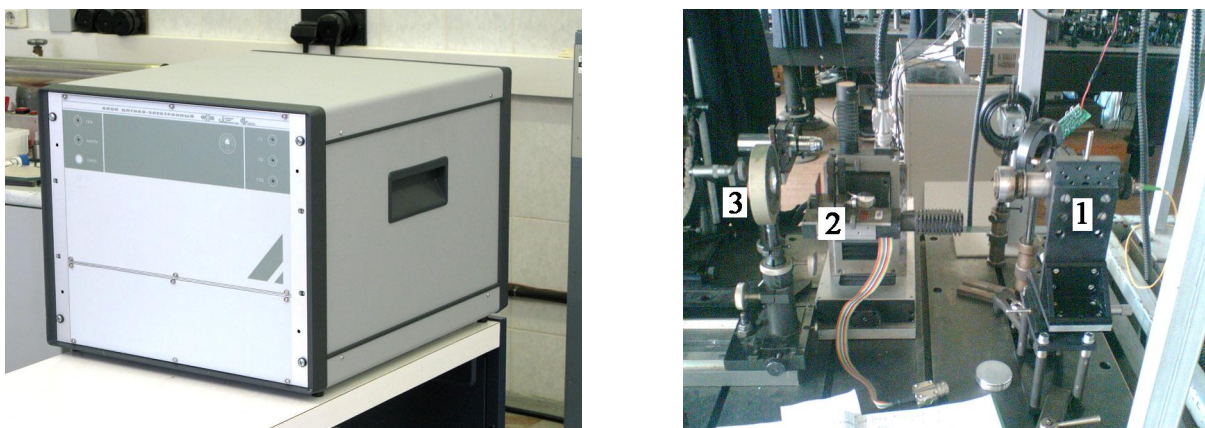


**Рис. 4.8. График поведения толщины ленты стекла во времени.**

Высокая надежность системы, достигнутая благодаря примененной методике определения положения сканирующего зеркала подтвердилась в ходе многолетней эксплуатации систем на различных заводах. К настоящему моменту система установлена на 10 линиях в России и СНГ.

Аналогичная система, но с существенно более высоким разрешением, была разработана для контроля лазерного травления CVD алмазов.

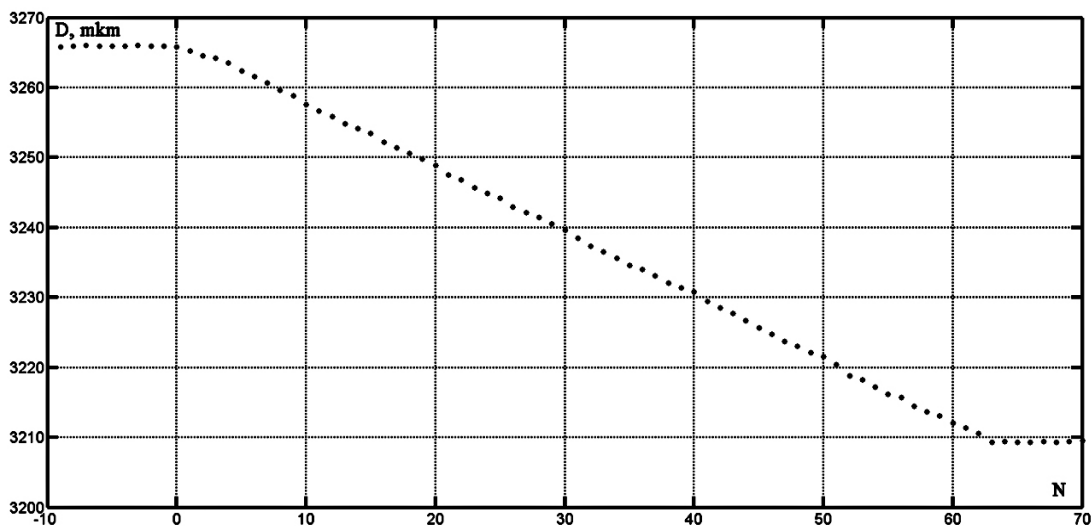
На рис. 4.9 приведены фотографии созданной установки – оптоэлектронный блок и оптическая головка. Сигналы с фотоприемников поступали на вход АЦП (ADlink PCI-9812A). Обработка результатов осуществлялась на персональном компьютере.



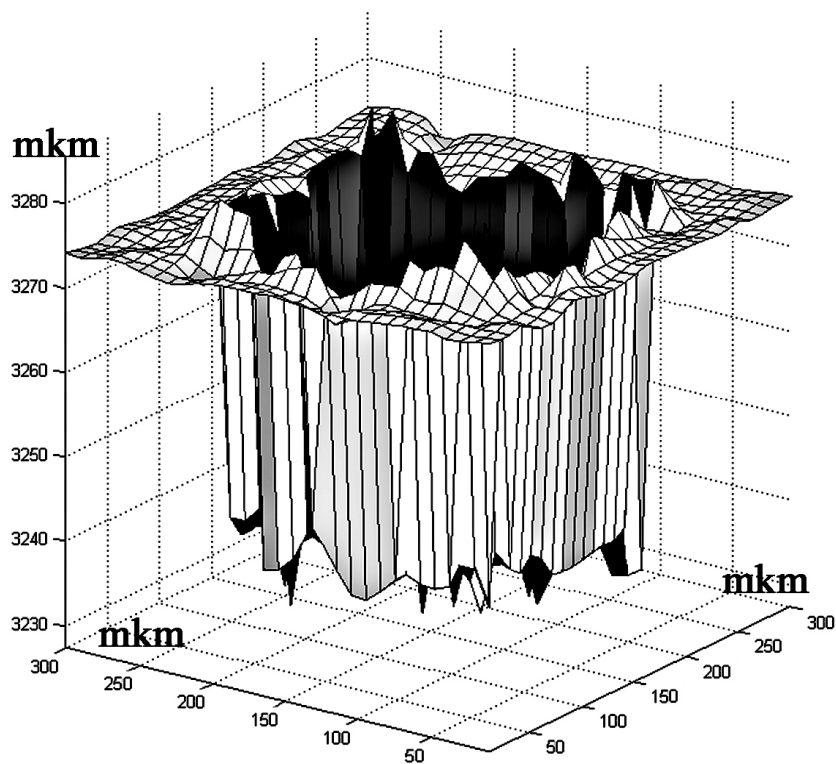
**Рис. 4.9. Фотографии: а) оптоэлектронного блока системы, б) оптической головки (1 – оптическая головка, закрепленная на юстировочном столике, 2 – образец, закрепленный на сканирующем столике, 3 – линза, фокусирующая пучок эксимерного лазера на образец).**

На рис. 4.10 приведен график травления стеклянной пластинки. По оси абсцисс отложен номер импульса эксимерного лазера, по оси ординат толщина образца. Измерения системы были синхронизованы с лазерными импульсами.

На рис. 4.11 приведен кратер, сформированный в стеклянной пластинке. Профиль толщины кратера также получен созданной системой за счет сканирования образца в диапазоне  $\pm 300$  мкм.



**Рис. 4.10.** Запись процесса лазерного испарения стеклянной пластинки.



**4.11.** Кратер, сформированный в стеклянной пластинке.

#### **§4.4. Система контроля толщины и температуры в полупроводниковых микро- и нанотехнологиях.**

Одной из перспективных областей применения методики удаленного мониторинга толщины на базе тандемной низкокогерентной интерферометрии является технология формирования микро- и наноструктур. Однако для эффективной работы в этой области требуется разрешение не хуже 1 нм. При этом задачи можно разделить на две большие группы: 1) проведение абсолютных измерений; 2) контроль малых изменений толщины. В первую группу задач можно отнести контроль температуры подложек за счет измерения изменения оптической толщины подложки при ее нагревании. Для данных задач вполне достаточно иметь разрешение на уровне десятков нм, что позволит контролировать изменение температуры с разрешением в 1К. К второй группе задач относится контроль процессов формирования микро- и наноструктур (рост, травление). В данном случае необходимо иметь разрешение не хуже единиц нм, а в ряде случаев единиц ангстрем.

Рассмотрим снова интенсивность низкокогерентного пучка на выходе тандема интерферометров. Из (1.6.2) и (1.6.5) выражение для интенсивности можно записать как:

$$I = \frac{1}{4} I_0 \left( 1 + \cos(k\Delta) \exp\left(-\frac{\Delta^2}{L_{coh}^2}\right) + \cos(knd) \exp\left(-\frac{(nd)^2}{L_{coh}^2}\right) + \frac{1}{2} \cos(k(\Delta - nd)) \exp\left(-\frac{(\Delta - nd)^2}{L_{coh}^2}\right) + \frac{1}{2} \cos(k(\Delta + nd)) \exp\left(-\frac{(\Delta + nd)^2}{L_{coh}^2}\right) \right), \quad (4.4.1)$$

где  $\Delta$  - разность длин плеч опорного интерферометра,  $n$  - показатель преломления образца,  $d$  - геометрическая толщина образца,  $L_{coh}$  - длина когерентности источника.

Для образцов, оптическая толщина которых  $nd \gg L_{coh}$ , третье и последнее слагаемые будут равны нулю. Второе слагаемое отлично от нуля



при  $|\Delta| < L_{coh}$ . Данный сигнал, существующий в окрестности нулевых разностей длин плеч опорного интерферометра с максимумом, соответствующим равенству длин плеч будем называть нулевым сигналом. Наибольший интерес представляет третье слагаемое в (4.4.1), максимум видности которого соответствует условию  $|\Delta| = nd$ . Это и есть сигнал, который соответствует толщине образца. Можно заметить, что при изменении оптической толщины образца (может изменяться как показатель преломления, так и геометрическая толщина) происходит не только сдвиг максимума огибающей, но и сдвиг положения максимумов интерференционных биений сигнала (фазы заполнения сигнала). Таким образом, изменение толщины образца можно контролировать двумя способами – по сдвигу максимума огибающей и по сдвигу фазы заполнения. Очевидно, что второй способ позволяет добиться существенно большей чувствительности за счет применения техники синхронного детектирования. Необходимо отметить, что скорость смещения максимума огибающей и фазы заполнения в общем случае будут отличаться. Это обусловлено тем, что положение огибающей определяется групповым показателем преломления, в то время как фаза сигнала определяется фазовым показателем преломления.

Таким образом тандемная низкокогерентная интерферометрия позволяет объединить в себе абсолютные измерения толщины объекта с высокоточным фазовым контролем малых изменений. При работе над диссертацией это качество было применено для адаптации ТНКИ для *in situ* мониторинга параметров технологических процессов, таких как температура и толщина растущей структуры, в условиях металлорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ) полупроводниковых гетероструктур на подложках GaAs, Si и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Разработанная система позволяет контролировать температуру подложек в реакторе за счет контроля изменения оптической толщины подложки при изменении ее температуры.

$$D(T) = n(T)d(T). \quad (4.4.2)$$

Нагрев подложки приводит, одновременно, как к изменению показателя преломления, так и к ее температурному расширению.

Зависимости изменения оптической толщины от температуры различны для разных материалов. Поэтому для проведения достоверных измерений первоначально необходимо получить калибровочные температурные зависимости в рабочем диапазоне температур.

Запишем выражение (4.4.2) в виде:

$$D(T) = n(T)d(T) = D_0(1 + f(T)), \quad (4.4.3)$$

где  $D_0$  – оптическая толщина при некоторой исходной температуре  $T_0$ . В первом приближении функция  $f(T)$  будет иметь вид:

$$f(T) = \left( \frac{1}{n_0} \frac{dn}{dT} + \frac{1}{d_0} \frac{dd}{dT} \right) \Delta T = \left( \frac{1}{n_0} \frac{dn}{dT} + \alpha \right) \Delta T, \quad (4.4.4)$$

где  $\alpha$  – коэффициент линейного расширения материала,  $n_0$  – показатель преломления при температуре  $T_0$ ,  $\Delta T = T - T_0$ . Для большинства полупроводниковых материалов основным механизмом изменения оптической толщины является изменение показателя преломления. Температурное расширение, как правило, значительно меньше. Например, для Si коэффициент линейного расширения составляет  $\alpha \sim 2.6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ , а  $\frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \sim 4 \cdot 10^{-5}$ , для GaAs –  $\alpha \sim 5.7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ , а  $\frac{1}{n} \frac{dn}{dT} \sim 4.4 \cdot 10^{-5}$  [70]. Как правило зависимость  $f(T)$  является нелинейной, поэтому при больших изменениях температуры представление (4.4.4) становится неверным.

Наиболее удобно в качестве калибровочной зависимости взять величину  $f(T) = (D(T) - D_0) / D_0$ , где  $D_0$  – оптическая толщина подложки при некоторой отправной температуре  $T_0$ ,  $D(T)$  – толщина образца при температуре  $T$ . Как было сказано выше, существуют два метода измерения толщины и ее изменений – измерения по положению максимума огибающей, измерения по фазе заполнения. Для полного использования возможностей низкокогерентной интерферометрии необходимо снимать калибровочную зависимость для обоих методов. Введем понятия «групповой»  $D_g$  и

«фазовой»  $D_{ph}$  толщин. Групповой будем называть толщину, которая определяется по положению максимума огибающей сигнала от образца. Фазовой будем называть толщину, которая определяется по фазе заполнения. Поскольку фаза заполнения определяется с точностью до целого числа длин волн, то экспериментально можно определять только сдвиг фазы, а абсолютные фазовые измерения не возможны.

Таким образом в эксперименте измерялись две величины:  $D_g$  – по положению максимума огибающей сигнала,  $DD_{ph}$  – по сдвигу фазы заполнения, который пересчитывался в приращение толщины:

$$\Delta D_{ph} = l \cdot (\Delta j / 2p). \quad (4.4.5)$$

В результате для всех материалов снимались две зависимости:

$$f_g(T) = \frac{D_g - D_{g0}}{D_{g0}}, \quad f_{ph}(T) = \frac{\Delta D_{ph}}{D_{g0}}, \quad (4.4.6)$$

где  $D_{g0} = D_g(T_0)$ , где значки  $g$  и  $ph$  обозначают, соответственно, групповую и фазовую калибровочные кривые

Вид зависимостей (4.4.5) будет различным для разных  $T_0$ . Но для дальнейшей работы достаточно снять кривую для одной стартовой температуры, а для других температур ее достаточно просто пересчитать. Найдем закон для пересчета калибровочных кривых.

Введем индекс  $T_i$  у калибровочной функции  $f(T)$ , обозначающий стартовую температуру калибровки. Причем, как следует из (4.4.5),  $f_{gT_i}(T_i) = 0$ ,  $f_{phT_i}(T_i) = 0$ . Тогда групповая толщина при некоторой температуре  $T$  может быть записана двумя способами:

$$D_g(T) = D_{g0}(1 + f_{gT_0}(T)), \quad (4.4.7)$$

$$D_g(T) = D_{g1}(1 + f_{gT_1}(T)), \quad (4.4.8)$$

где  $D_{gi} = D_g(T_i)$ . Поскольку в левой части выражений (4.4.7) и (4.4.8) стоит одна и та же величина (толщина образца при одной и той же температуре  $T$ ) то и правые стороны этих выражений равны. Учитывая также, что  $D_g(T_1) = D_{g0}(1 + f_{gT_0}(T_1))$ , после несложных преобразований получим:

$$f_{gT_1}(T) = \frac{f_{gT_0}(T) - f_{gT_0}(T_1)}{1 + f_{gT_0}(T_1)}. \quad (4.4.9)$$

Для пересчета фазовой калибровочной функции вспомним, что измеряемой в эксперименте величиной является приращение фазовой толщины. Пусть нам требуется пересчитать функцию, полученную при исходной температуре  $T_0$ , в функцию для исходной температуры  $T_1$ . В этом случае изменение температуры образца до некоторой величины  $T$  можно представить в два этапа: 1) изменение температуры от  $T_0$  до  $T_1$ ; 2) изменение температуры от  $T_1$  до  $T$ . В этом случае можно записать:

$$\Delta D_{ph(T_0 \rightarrow T_1)} + \Delta D_{ph(T_1 \rightarrow T)} = \Delta D_{ph(T_0 \rightarrow T)}. \quad (4.4.10)$$

Согласно (4.4.6), приращения фазовой толщины через калибровочные функции выражаются как

$$\frac{\Delta D_{ph(T_0 \rightarrow T_1)}}{D_{g0}} = f_{phT_0}(T_1), \quad (4.4.11)$$

$$\frac{\Delta D_{ph(T_1 \rightarrow T)}}{D_{g1}} = f_{phT_1}(T), \quad (4.4.12)$$

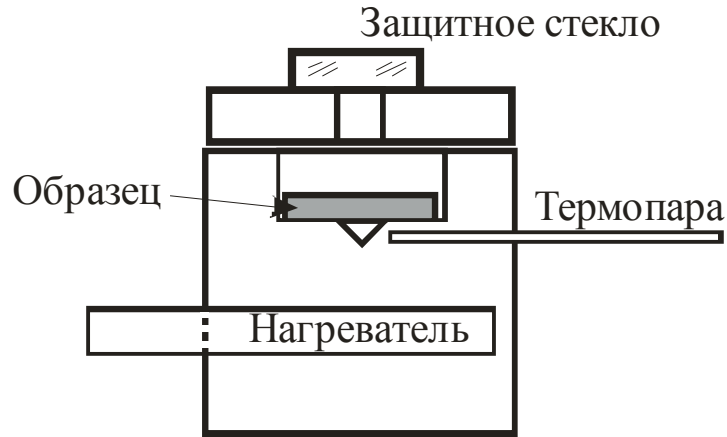
$$\frac{\Delta D_{ph(T_0 \rightarrow T)}}{D_{g0}} = f_{phT_0}(T). \quad (4.4.13)$$

Подставляя (4.4.11)-(4.4.13) в (4.4.10), и учитывая, что  $D_{g1} = D_g(T_1) = D_{g0}(1 + f_{gT_0}(T_1))$ , получим закон пересчета фазовой калибровочной функции

$$f_{phT_1}(T) = \frac{f_{phT_0}(T) - f_{phT_0}(T_1)}{1 + f_{gT_0}(T_1)}. \quad (4.4.14)$$

Для определения калибровочных кривых подложка помещалась внутрь массивного медного термостата с резистивным нагревом (рис. 4.12). Температура печи контролировалась термопарой, закрепленной вблизи образца, и поддерживалась с помощью системы обратной связи (ПИД-регулятор) с точностью  $\pm 1$  К. Ввод-вывод зондирующего излучения

осуществлялся через небольшое кварцевое окно. Диаметр пятна зондирующего света на подложке не превышал 50 мкм.



**Рис. 4.12** Схема термостата для получения калибровочных зависимостей.

Экспериментальная зависимость  $f(T)$  была получена для подложек Si КДБ-15 толщиной 379 мкм и КЭФ-4.5 толщиной 388 мкм, полуизолирующей подложки GaAs толщиной 443 мкм и отполированной с двух сторон сапфировой подложки толщиной 422 мкм, вырезанной перпендикулярно оптической оси (ориентация  $c$ ). На рис. 4.13 приведены графики зависимостей  $f_g(T)$  приращения групповой толщины от температуры для Si, GaAs,  $Al_2O_3$ .

Из экспериментальных данных следует, что

а) с точностью  $\pm 1K$ , которую определяет система поддержания температуры, степень легирования подложек Si не влияет на температурную зависимость их оптической толщины в исследованном диапазоне температур;

б) с указанной точностью калибровочная температурная зависимость (4.4.6) для Si в диапазоне температур 300 – 800 К на длине волны 1550 нм описывается формулой:

$$f_{gSi}(T) = 3.469 \cdot 10^{-8} T^2 + 6.6327 \cdot 10^{-5} T - 6.674 \cdot 10^{-3}, \quad T_0 = 100 \text{ } ^\circ C, \quad (4.4.15)$$

$$f_{phSi}(T) = 2.117 \cdot 10^{-8} T^2 + 5.445 \cdot 10^{-5} T - 5.669 \cdot 10^{-3}, \quad T_0 = 100 \text{ } ^\circ C; \quad (4.4.16)$$

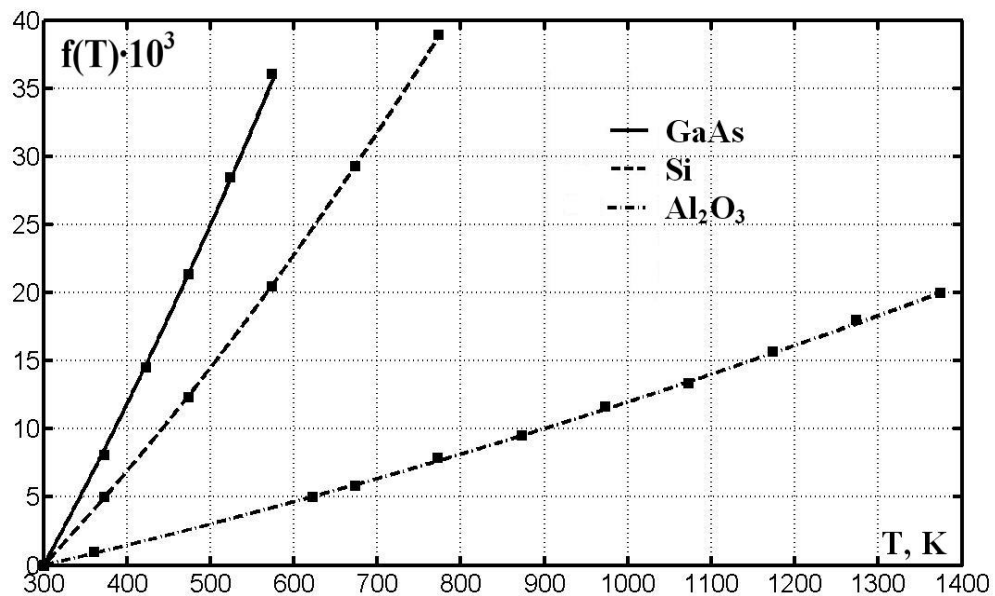
в) с указанной точностью калибровочная температурная зависимость для GaAs в диапазоне температур 300 – 600 К на длине волны 1310 нм описывается формулой:

$$f_{gGaAs}(T) = 7.169 \cdot 10^{-8} T^2 + 1.1 \cdot 10^{-4} T - 1.171 \cdot 10^{-2}, \quad T_0 = 100 \text{ } ^\circ\text{C}; \quad (4.4.17)$$

г) с указанной точностью калибровочная температурная зависимость для сапфира в диапазоне температур 400 – 1400 К на длине волны 1550 нм описывается формулой:

$$f_{gAl_2O_3}(T) = 4.327 \cdot 10^{-9} T^2 + 1.451 \cdot 10^{-5} T - 1.494 \cdot 10^{-3}, \quad T_0 = 100 \text{ } ^\circ\text{C} \quad (4.4.18)$$

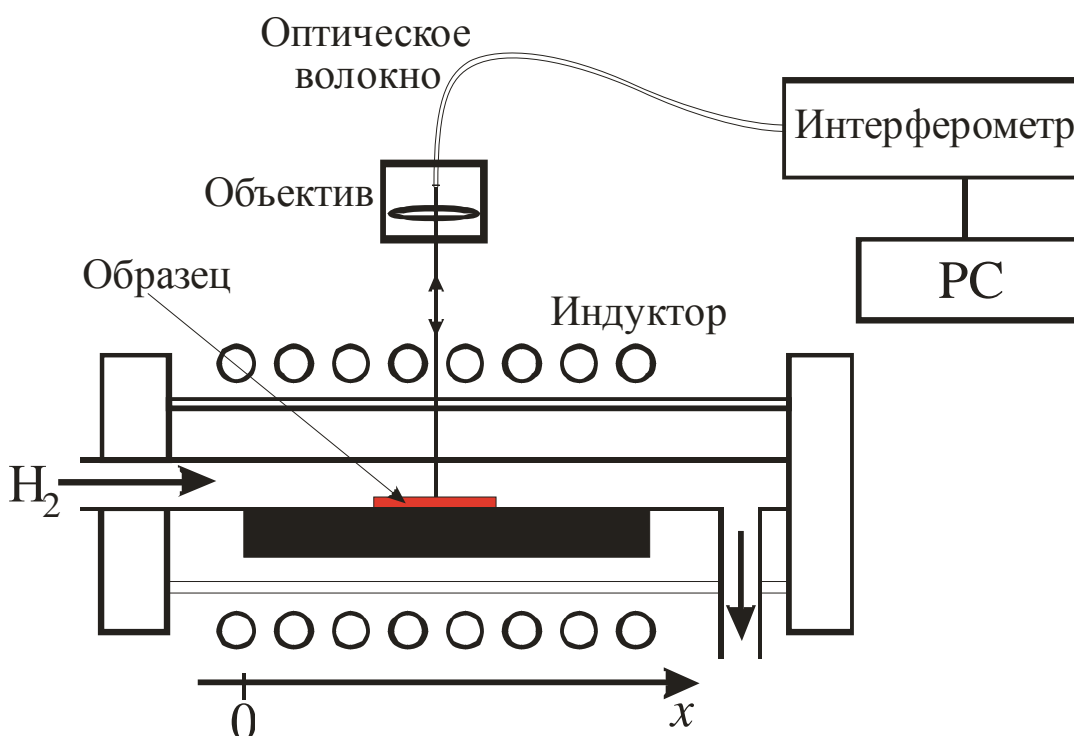
$$f_{phAl_2O_3}(T) = 3.364 \cdot 10^{-9} T^2 + 1.543 \cdot 10^{-5} T - 1.577 \cdot 10^{-3}, \quad T_0 = 100 \text{ } ^\circ\text{C}. \quad (4.4.19)$$



**Рис. 4.13** Графики зависимостей  $f_g(T)$  приращения групповой толщины от температуры для Si, GaAs, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

#### § 4.5. Исследование технологических параметров горизонтального МОГФЭ реактора.

Исследования технологических параметров горизонтального реактора проводились на установке Eriqur VP502-RP (схема экспериментальной установки приведена на рис. 4.14), имеющей индукционный нагрев графитового подложкодержателя. Измерительная головка располагалась на высоте 30 см от подложки. Оптические измерения проводились в трех точках (начало, середина и конец подложкодержателя).



**Рис. 4.14. Схема установки для исследования технологических параметров горизонтального МОСVD реактора.**

Измеряемой величиной является средняя по толщине температура подложки. Поэтому для корректной интерпретации результатов измерений, необходимо оценить градиент температуры по толщине подложки. Это легко сделать, считая постоянной плотность потока тепла через подложку и графитовый подложкодержатель, а также пренебрегая разницей между излучательными способностями графита и подложки. Исходя из уравнения

теплопроводности  $h = -c \nabla T$ , где  $h$  – плотность теплового потока,  $c$  – теплопроводность, градиент температуры по подложке можно оценить как  $DT = h/c \cdot d$ . Здесь  $d$  – толщина подложки. При мощности, поглощаемой подложкодержателем при рабочей температуре  $\sim 680^{\circ}\text{C}$ , равной  $\sim 1$  кВт, толщине подложки  $\sim 400$  мкм,  $\chi_{\text{Si}} = 30$  Вт/(м К) при температуре 950 К [], получаем оценку сверху  $DT = 1.3$  К.

На рис.4.15 приведены зависимости разности температуры подложек, расположенных в разных частях подложкодержателя, и показаний термопары  $\Delta T = T_{\text{под}} - T_{\text{м/н}}$  при различной температуре подложкодержателя. Измерения проводились в вакууме ( $P=10^{-5}$  мБар) и в потоке водорода 3 л/мин при давлении 100 мБар. В вакууме показания термопары, закрепленной внутри подложкодержателя и включенной в систему обратной связи для автоматического поддержания его температуры, оказались сильно завышенными по сравнению с реальной температурой подложки, что, по-видимому, связано с отсутствием достаточно хорошего теплового контакта между подложкодержателем и подложкой. Наличие газа – носителя, водорода, приводит к улучшению теплового контакта и, соответственно, к уменьшению  $\Delta T$ .

Самой горячей частью является центральная часть подложкодержателя, что, вероятно, связано с меньшей напряженностью электромагнитного поля, создаваемого индуктором вблизи краев и дополнительными потерями тепла на излучение с торцов подложкодержателя. При этом температурный градиент увеличивается с ростом температуры.



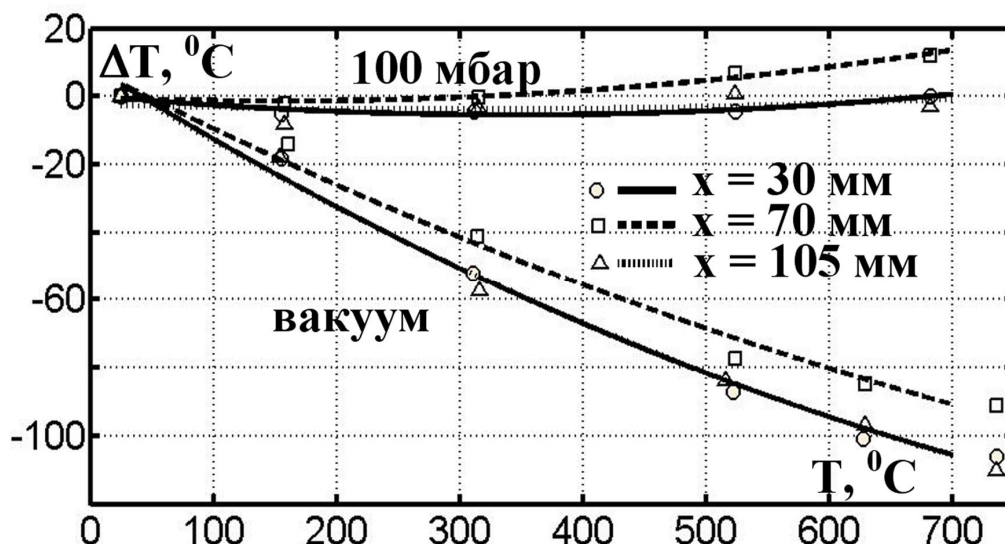


Рис. 4.15. Зависимости разности температуры подложек, расположенных в разных частях подложкодержателя, и показаний термопары

$\Delta T = T_{под} - T_{m/n}$  при различной температуре в вакууме и в потоке водорода 3 л/мин при давлении 100 мБар.

На рис. 4.16 изображены распределения температуры в горизонтальном реакторе при различных температурах в условиях вакуума ( $P=10^{-5}$  мБар) и в потоке водорода 3 л/мин при давлении 100 мБар.

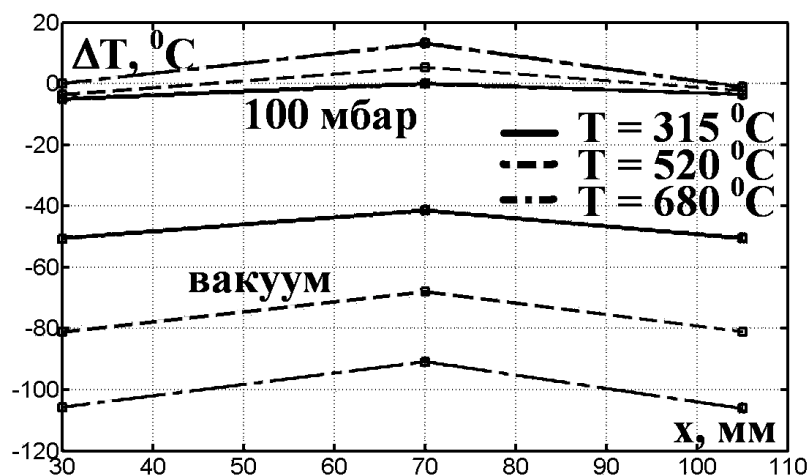
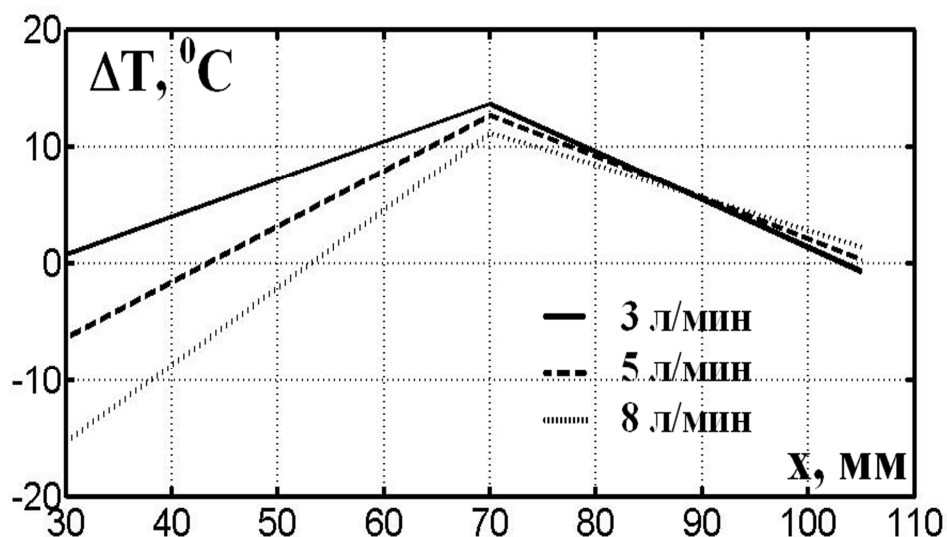


Рис. 4.16. Распределение температуры в горизонтальном реакторе вдоль подложкодержателя при различной температуре в вакууме и в потоке водорода 3 л/мин при давлении 100 мБар.  $\Delta T = T_{под} - T_{m/n}$

Наблюдаемый "перегрев" центра подложкодержателя в присутствии водорода мы связываем с тем, что спай термопары расположен в области с более низкой температурой в начале подложкодержателя.

Увеличение потока водорода с 3 л/мин до 8 л/мин приводит к изменению распределения температуры вдоль подложкодержателя (рис. 4.17). Подложка, расположенная в начале подложкодержателя становится почти на 16 градусов холоднее из-за дополнительного охлаждения набегающим потоком холодного газа-носителя. В то же время температура подложки, расположенной в конце подложкодержателя, наоборот увеличивается на 2 градуса.

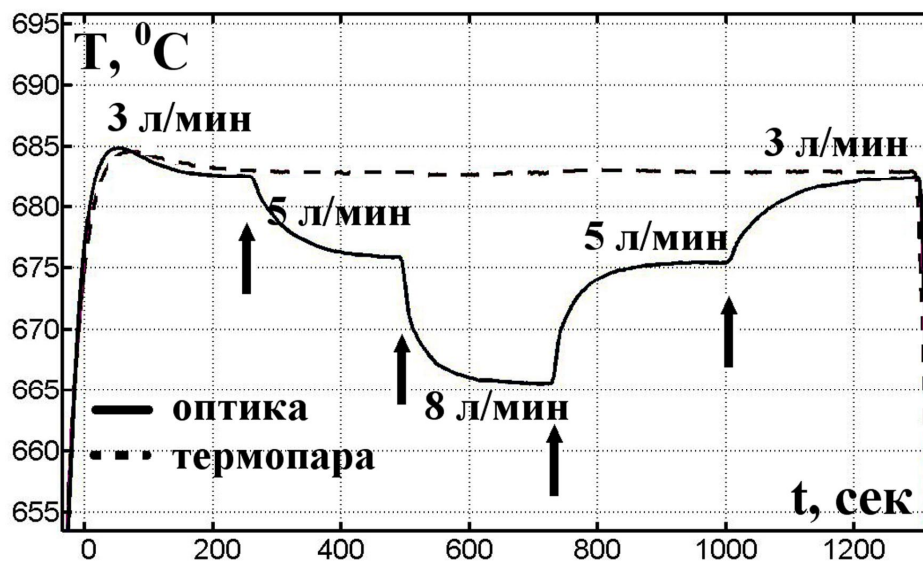


**Рис. 4.17. Распределение температуры в горизонтальном реакторе вдоль подложкодержателя при различном потоке водорода. Температура**

$$\text{подложкодержателя } \Delta T = T_{\text{под}} - T_{\text{м/н}}$$

Отметим, что, несмотря на значительные изменения температуры подложки при изменении потока водорода, температура, измеряемая термопарой, остается практически неизменной (рис. 4.18). Это связано с работой системы термостабилизации. Но, как следует из экспериментальных данных, стабилизация температуры термопары не стабилизирует температуру подложки. Моменты переключения потоков на рис.4.18 показаны стрелками.

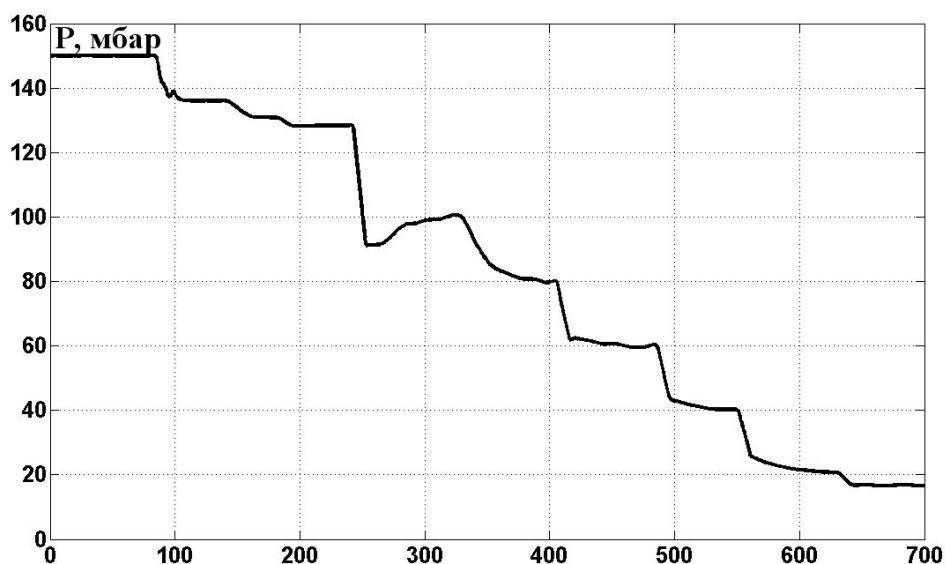
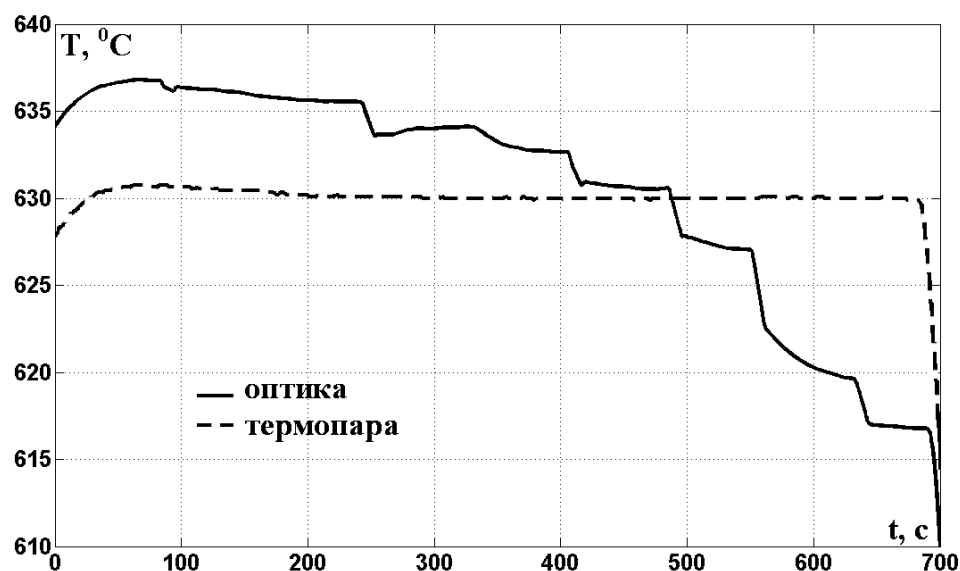
Начальный этап графика отражает процесс установления рабочей температуры 683 °С в присутствии потока водорода 3 л/мин.



**Рис. 4.18. Изменение температуры подложки при изменении потока водорода. Давление 100 мБар.**

На рис. 4.19 приведена зависимость температуры подложки от давления газа носителя (водорода) в реакторе. На рис. 4.19.а приведен график изменения температуры подложки при изменении давления в реакторе (от 140 мБар до 20 мБар) и показания термопары. На рис. 4.19.б приведен график изменения давления. Хорошо видно, что по мере уменьшения давления в реакторе, температура подложки уменьшается, а показания термопары остаются постоянными. Это связано с ухудшением теплопроводности водорода по мере уменьшения давления.

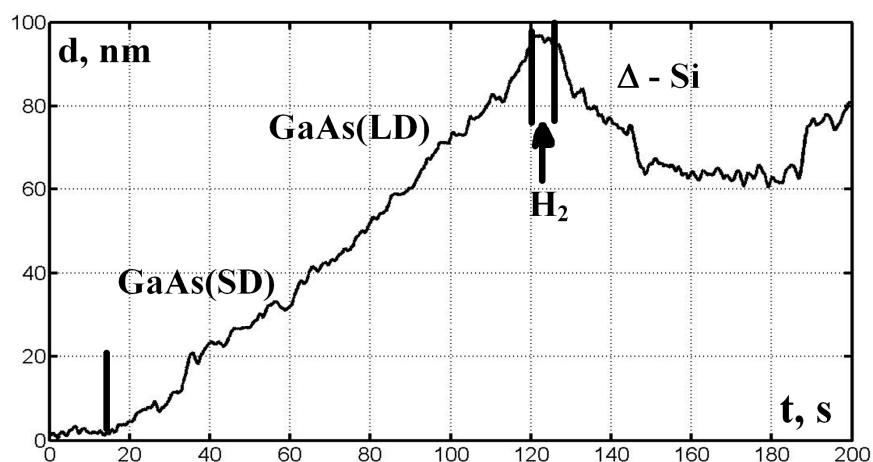
В итоге видно, что и градиент температуры по подложкодержателю и разность температуры подложки и термопары зависит от внешних параметров – поток и давление газа-носителя, температура. При этом показания термопары не отражает реальных изменений температуры подложки. Следовательно, для надежного воспроизведения ростовых процессов данных о температуре, получаемых с термопары, закрепленной в подложкодержателе, оказывается недостаточно.



**Рис. 4.19** Изменение температуры подложки при изменении давления водорода.

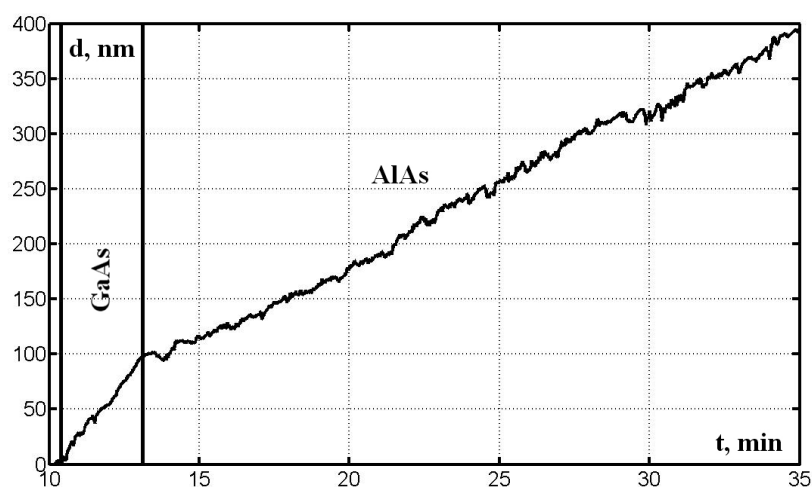
Кроме контроля температуры, большой интерес, с точки зрения технологии, представляет *in situ* контроль толщины растущего слоя. На рис. 4.20 представлены изменения оптической толщины эпитаксиальной структуры на подложке GaAs. Уменьшение оптической толщины структуры после прерывания роста связано с уменьшением температуры подложки примерно на 0.3 С из-за добавления потока силана в смеси с водородом (0.5 л/мин) для формирования дельта легированного слоя. Чувствительность

аппаратуры (среднеквадратичное отклонение от среднего) к изменению толщины растущей плёнки в данном процессе составила 2 нм, скорость роста – 54 нм/мин



**Рис. 4.20** Процесс роста эпитаксиальной структуры на подложке GaAs.

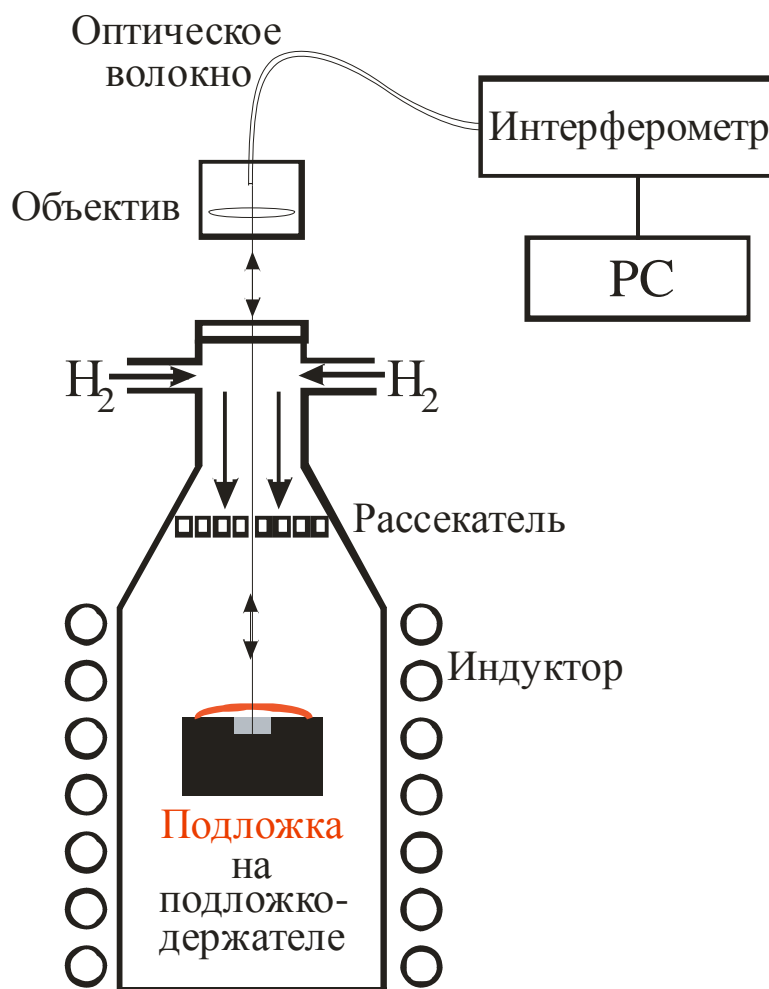
На рис.4.21 представлены изменения оптической толщины в процессе эпитаксиального роста гетероструктуры GaAs/AlAs на подложке GaAs. Чувствительность аппаратуры (среднеквадратичное отклонение от среднего) к изменению толщины растущей плёнки в данном процессе составила 10 нм, скорость роста GaAs –  $13.5 \pm 2$  нм/мин, AlAs  $37 \pm 2$  нм/мин.



**Рис. 4.21** Процесс эпитаксиального роста гетероструктуры GaAs/AlAs

#### § 4.6. Исследование технологических параметров вертикального MOCVD реактора.

Исследования технологических параметров вертикального реактора проводились на МОГФЭ установке, созданной в ИФМ РАН, используемой для роста широкозонных материалов на основе GaN (схема экспериментальной установки приведена на рис.4.22).

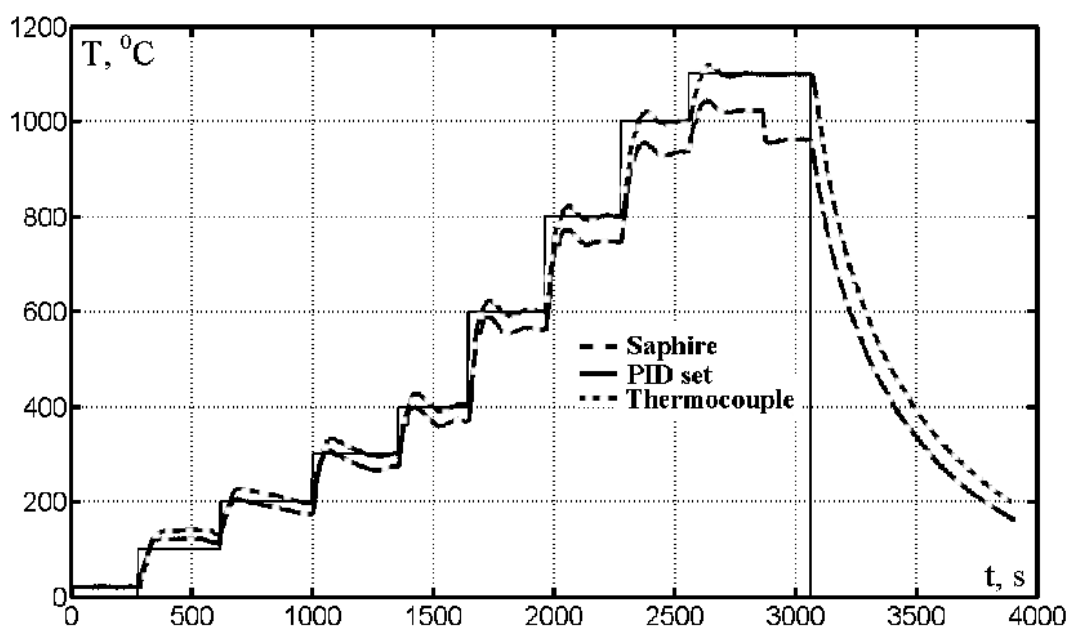


**Рис. 4.22. Схема установки для исследования технологических параметров вертикального MOCVD реактора.**

Нагрев молибденового подложкодержателя осуществлялся индукционным образом. Измерительная головка располагалась на высоте 30 см от подложки. Ввод-вывод зондирующего излучения осуществлялся через кварцевое оптическое окно, расположенное в верхней части реактора.

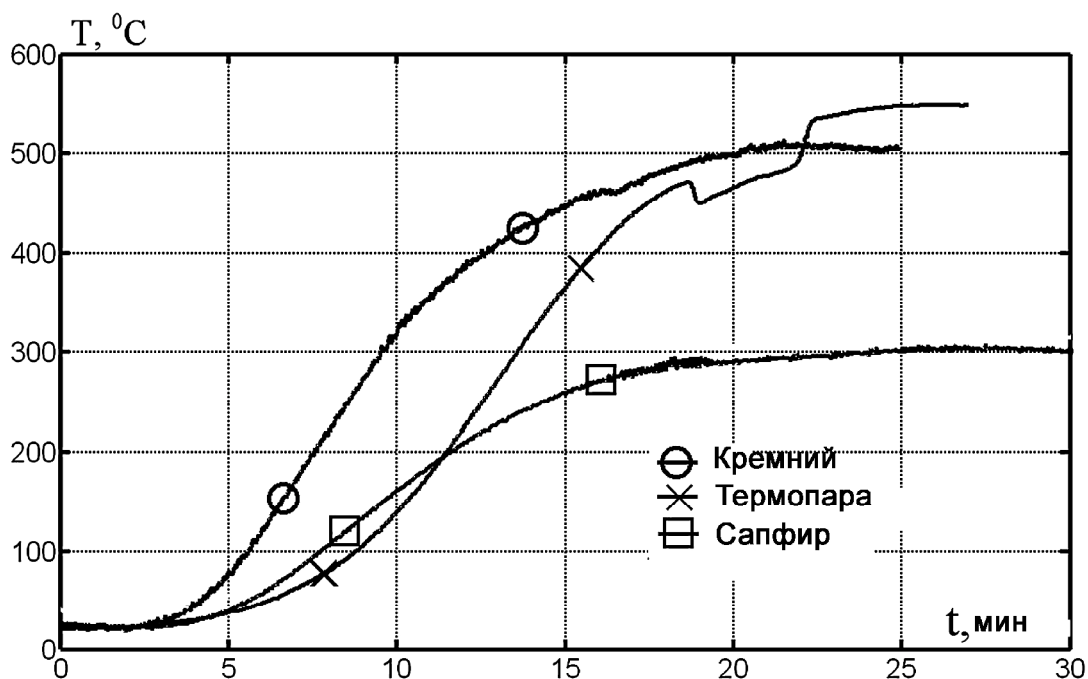
В центральной части подложкодержателя (в месте падения зондирующего пучка на образец) была сделана проточка, глубиной около 0.1 мм. Одновременно с толщиной подложки измерялась толщина зазора между подложкой и поверхностью подложкодержателя. Таким образом контролировался изгиб подложки.

На рис. 4.23. приведен график нагрева сапфировой подложки в вертикальном реакторе до температуры 1100 °С в потоке водорода 2.8 л/мин. Видно, что и в вертикальном реакторе показания термодпары не совпадают с температурой подложки. Увеличение потока водорода до 8.8 л/мин приводит к уменьшению температуры почти на 60 °С, в то время как показания термодпары остаются неизменными. Таким образом и в вертикальном реакторе оптический контроль температуры для воспроизводимости технологических процессов является необходимым.



**Рис. 4.23** График нагрева сапфировой подложки в вертикальном реакторе до температуры 1100 °С в потоке водорода 2.8 л/мин.

На рис. 4.24 приведен график нагрева подложек из кремния и сапфира в вакууме (давление  $10^{-5}$  мБар).



**Рис. 4.24** Графики нагрева сафировой и кремниевой подложек в вакууме при постоянной мощности нагрева (400 Вт). Система термостабилизации отключена.

В обоих случаях была отключена система обратной связи по температуре, а мощность генератора была выставлена на постоянную величину в 400 Вт. Хорошо видно, что показания термопары, помещенной внутрь подложкодержателя, сильно отличаются от температуры подложек. Особенно заметна разница между температурой термопары и температурой сафировой подложки. Это обусловлено тем, что в отсутствие газа носителя, основным механизмом теплопередачи является излучение. Вследствие прозрачности сапфира в диапазоне длин волн от видимого до 6 мкм, эффективность излучательного нагрева мала. В результате установившаяся температура подложки из сапфира на 200 градусов меньше температуры подложки из кремния.

На рис.4.25 представлена запись технологического процесса роста плёнки GaN, начиная с нагрева и отжига сафировой подложки при температуре 1100 °C (этап #1). Затем следуют этап нитридизации при температуре 550 °C (этап #2), этап #3 роста буферного слоя GaN, толщиной

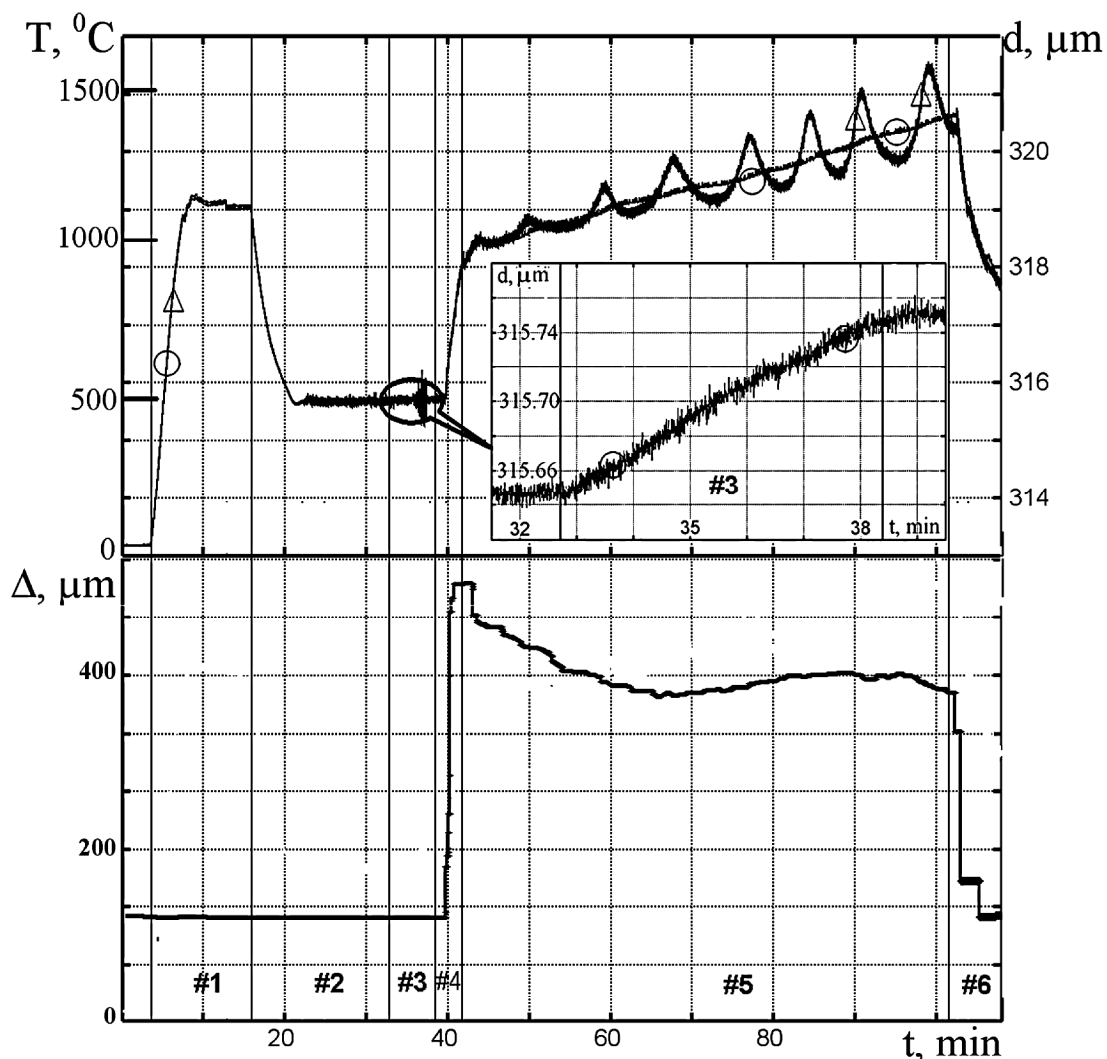


100 при температуре 550 °С (на вставке показаны изменения толщины «по фазе»), этап #4 нагрева подложки до температуры 1050 °С, этап #5 роста слоя GaN, и завершает процесс этап #6 охлаждение. На графике этапы разделены вертикальными линиями.

На 13-ой минуте процесса (этап #1) видно уменьшение температуры на 12 °С, связанное с охлаждением подложки за счёт подачи аммиака (0.2 л/мин). На 24 минуте расход аммиака был увеличен до 2 л/мин, что привело к появлению турбулентности потоков газа в реакторе и заметному увеличению шума при измерении оптической толщины подложки «по огибающей». Следует отметить, что при отсутствии рассекателя турбулентность возникает при значительно меньших расходах аммиака, начиная с 0.4-0.5 л/мин. На 40-ой минуте, после завершения роста буферного слоя, был начат нагрев до рабочей температуры 1050 °С, сопровождающийся скачкообразным изгибом подложки вверх. На графике видно резкое увеличение размера зазора (правая шкала) между нижней поверхностью центра подложки и подложкодержателем почти на 400 мкм при диаметре подложки 2 дюйма.

По мере увеличения толщины растущей плёнки GaN становятся заметны различия в поведении оптической толщины объекта (подложка + плёнка) «по фазе» и «по огибающей». Оптическая толщина «по фазе» изменяется практически линейно во времени, в то время как оптическая толщина «по огибающей» осциллирует. Эти осцилляции связаны с интерференцией зондирующего света внутри растущей плёнки, которая приводит к искажению формы огибающей принимаемого сигнала, а именно к смещению максимума этой огибающей. По мере «выглаживания» растущей поверхности амплитуда осцилляций возрастает за счёт выравнивания фазы зондирующего света, принимаемого от разных участков освещённого пятна на подложке. По количеству максимумов (минимумов) осцилляций, учитывая показатель преломления GaN ( $n=2.4$  на длине волны 1.55 мкм [90]), получаем толщину выращенной плёнки 2.68 мкм, что с хорошей точностью

совпадает с послеростовыми измерениями (2.69 мкм) и измерениями «по фазе» (2.71 мкм).



**Рис. 4.25** Запись технологического процесса роста плёнки GaN на сапфире. а) зависимость фазовой и групповой толщин подложки, б) изгиб подложки (толщина зазора между нижней поверхностью подложки и поверхностью подложкодержателя).

Одновременно с толщиной растущего слоя осуществлялся контроль изгиба подложки. Изгиб контролировался по толщине зазора между нижней поверхностью подложки и поверхностью подложкодержателя. График толщины зазора приведен на рисунке 4.25.б

#### **§ 4.7. Методики определения толщины и температуры образца в процессе роста полупроводниковых структур.**

Как говорилось выше, толщина измеряемого образца может изменяться в силу двух причин: колебания температуры и рост/травление. Стандартные оптические методы не позволяют определить причину изменения толщины. Поэтому обычно используется альтернативный канал контроля температуры (термопара, пирометр) и осуществляется пересчет колебаний температуры в толщину.

В диссертации предложены два оригинальных метода, позволяющих разделить ростовые и температурные изменения толщины в оптических измерениях.

В основе обоих методов лежит дисперсия температурной зависимости показателя преломления материалов.

Положению максимума огибающей будет соответствовать разность длин плеч опорного интерферометра  $\Delta_1$ :

$$\Delta_1 = D_g = n_g(I, T)(d(T) + \Delta d(T)), \quad (4.7.1)$$

где  $D_g$  – «групповая» оптическая толщина образца,  $n_g$  – групповой показатель преломления. Второй множитель в (4.7.1) описывает тепловое расширение образца. При этом необходимо учитывать, что толщина образца может изменяться также вследствие роста, либо травления. Учесть это можно введением дополнительного слагаемого  $Dd(T)$ , причем толщина дополнительного слоя также зависит от температуры. Хорошо видно, что геометрическая толщина образца, равно как и изменение этой толщины при росте/травлении, не зависит от длины волны зондирующего света. Изменение оптической толщины при изменении длины волны зондирующего света обусловлено только дисперсией показателя преломления. Таким образом, если проводить измерения на двух различных длинах волн, то измеряются две величины:

$$D_{g1} = n_g(I_1, T)(d(T) + \Delta d(T)), \quad D_{g2} = n_g(I_2, T)(d(T) + \Delta d(T)). \quad (4.7.2)$$

Взяв отношение данных двух величин, придем к выражению:

$$\frac{D_{g2}}{D_{g1}} = \frac{n_g(I_2, T)}{n_g(I_1, T)} = F(T). \quad (4.7.3)$$

Следовательно, отношение оптических толщин, измеренных по положению максимума огибающей, зависит только от температуры и не зависит от толщины образца. Таким образом, если в ТНКИ схеме проводить измерения толщины образца сразу на двух длинах волн, то из отношения этих толщин можно однозначно определить температуру образца.

Оценим разрешение предлагаемого метода. Зависимость показателя преломления для кристаллического кремния имеет вид [90]

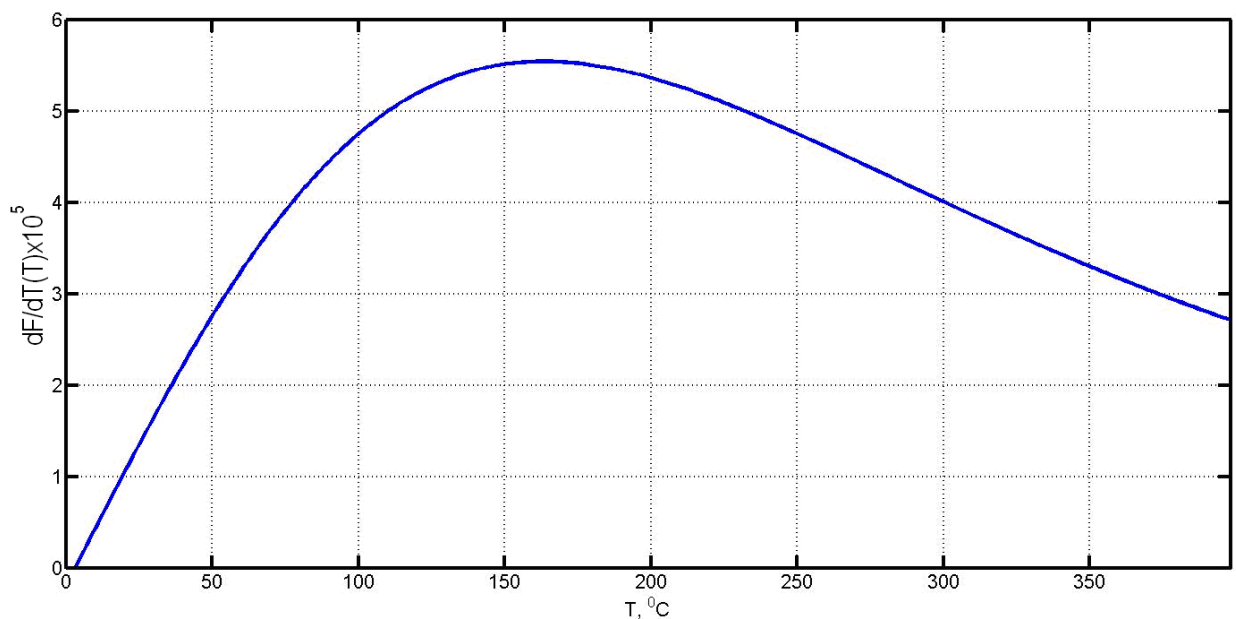
$$n(I, T) = n_0 + bT + cT^2 + (d + eT + fT^2)I^{-a}, \quad (4.7.4)$$

где  $n_0=3.413$ ,  $b=1.872 \cdot 10^{-4}$ ,  $c=4.635 \cdot 10^{-8}$ ,  $d=0.1635$ ,  $e=2.4 \cdot 10^{-5}$ ,  $f=1.398 \cdot 10^{-7}$ ,  $a=2.33$ ,  $[T]=^{\circ}\text{C}$ ,  $[\lambda]=\text{mkm}$ ,  $\lambda=0.6 \div 10 \text{ mkm}$ ,  $T=20 \div 400 \text{ }^{\circ}\text{C}$ .

Отсюда определим групповой показатель преломления

$$n_g = n_g(I_0, T) - I_0 \left. \frac{dn(I, T)}{dI} \right|_{I=I_0}, \quad (4.7.5)$$

В качестве длин возьмем  $\lambda_1=1.31\text{мкм}$ ,  $\lambda_2=1.55\text{мкм}$ . В этом случае график зависимости  $dF/dT$  будет иметь следующий вид (рис. 4.25):



**Рис. 4.25** Зависимость производной калибровочной кривой.

Оценим погрешность измерения отношения толщин на разных длинах волн. Как известно [119], при косвенных измерениях величины  $a = f(x, y, z, \dots)$ , среднеквадратическую абсолютную ошибку вычисляют по формуле:

$$\Delta a = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x} \Delta x\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y} \Delta y\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial z} \Delta z\right)^2 + \dots}, \quad (4.7.6)$$

где  $\Delta x, \Delta y, \Delta z, \dots$  - полные среднеквадратические погрешности эксперимента.

В нашем случае, из (4.7.3), получим:

$$\Delta F = \sqrt{\left(\frac{\Delta D_{g2}}{D_{g2}}\right)^2 + \left(\frac{D_{g2}}{D_{g1}}\right)^2 \left(\frac{\Delta D_{g1}}{D_{g1}}\right)^2}, \quad (4.7.7)$$

где  $\Delta D_{g1}, \Delta D_{g2}$  - среднеквадратические ошибки измерения толщины.

Учитывая, что  $D_{g2}/D_{g1} \approx 1, \Delta D_{g2} = \Delta D_{g1}$ , получим:

$$\Delta F = \frac{\Delta D_g}{D_g} \sqrt{2}, \quad (4.7.8)$$

В нашем эксперименте  $\Delta D_g = 20$  нм,  $D_g = 1500$  мкм. Тогда  $\Delta F = 2 \cdot 10^{-5}$ . Сравнивая данную величину с графиком производной  $F(T)$  (рис. 4.25), видно что данное разрешение соответствует  $\Delta T \sim 0.3 \div 1$  °С в зависимости от температурного диапазона. Таким образом, предложенная методика позволяет проводить абсолютные измерения температуры, и разделять эффекты изменения толщины образца за счет колебаний температуры и за счет роста/травления.

В большинстве случаев, свойства материала растущего слоя отличается от свойств материала подложки. В этом случае выражения (4.7.2) необходимо записать в виде:

$$\begin{aligned} D_{g1} &= n_{1g}(I_1, T)d(T) + n_{2g}(I_1, T) \cdot h(T), \\ D_{g2} &= n_g(I_2, T)d(T) + n_{2g}(I_2, T) \cdot h(T), \end{aligned} \quad (4.7.9)$$

где  $n_{1g}$  и  $d$  – групповой показатель преломления и толщина подложки,  $n_{2g}$  и  $h$  – групповой показатель преломления и толщина растущего слоя. Взяв,

аналогично (4.7.3), отношение оптических толщин на двух длинах волн, учитывая, что  $h \ll d$ , получим:

$$\begin{aligned} \frac{D_{g1}}{D_{g2}} &= \frac{n_{1g}(I_1, T)d(T) + n_{2g}(I_1, T) \cdot h(T)}{n_g(I_2, T)d(T) + n_{2g}(I_2, T) \cdot h(T)} \approx \\ &\approx \frac{n_{1g}(I_1, T)}{n_g(I_2, T)} \left( 1 + \frac{n_{2g}(I_1, T) \cdot h(T)}{n_{1g}(I_1, T)d(T)} - \frac{n_{2g}(I_2, T) \cdot h(T)}{n_{1g}(I_2, T)d(T)} \right) \end{aligned} \quad (4.7.10)$$

Поскольку показатели преломления применяемых в полупроводниковых технологиях материалах отличаются друг от друга не более, чем в 3 раза, а отношение  $h/d$  не превышает  $10^{-3}$ , то ошибка, вносимая разницей оптических свойств материалов при данном способе измерения мала.

Недостатком предложенного выше метода является необходимость построения двухволновой низкокогерентной системы. Это достаточно сильно усложняет систему (вследствие необходимости ахроматизации всех оптических компонентов) и увеличивает ее стоимость. В диссертации предложен еще один метод разделения температурных и ростовых изменений толщины, также основанный на дисперсии температурной зависимости показателя преломления, но не требующий введения второй длины волны.

Предлагаемый метод базируется на разнице температурных зависимостей фазового и группового показателей преломления. Запишем выражения для групповой и фазовой толщин.

$$D_g = n_{g0}(d_0 + \Delta d_0)(1 + f_g(T)), \quad D_{ph} = n_{ph0}(d_0 + \Delta d_0)(1 + \tilde{f}_{ph}(T)), \quad (4.7.11)$$

В данном случае ростовое изменение толщины учитывается за счет  $Dd_0$ , а температурное изменение за счет функций  $f_g(T)$  и  $\tilde{f}_{ph}(T)$ . Отметим, что «фазовая» толщина не может быть измерена в эксперименте. Измеряемой величиной является изменение фазовой толщины. Однако, формально, мы можем ее ввести как произведение фазового показателя преломления и геометрической толщины образца. При этом температурная зависимость

задана функцией  $\tilde{f}_{ph}(T)$ , которая отличается от калибровочной функции  $f_{ph}(T)$  (4.4.6), введенной ранее.

Допустим в определенный момент времени мы знаем температуру  $T_0$  (например, до начала процессов – комнатная температура). Далее будем контролировать изменение групповой и фазовой толщин:

$$\begin{cases} \Delta D_g = n_{g0} \cdot \Delta d_0 + d_0 n_{g0} f_g(T) + n_{g0} \Delta d_0 f_g(T) \\ \Delta D_{ph} = n_{ph0} \cdot \Delta d_0 + d_0 n_{ph0} \tilde{f}_{ph}(T) + n_{ph0} \Delta d_0 \tilde{f}_{ph}(T) \end{cases}, \quad (4.7.12)$$

где  $n_{g0}, n_{ph0}$  – групповой и фазовый показатели преломления при температуре  $T_0$ ,  $d_0$  – толщина образца при температуре  $T_0$ ,  $\Delta d_0$  – ростовое приращение толщины.

После несложных преобразований, можно получить другую систему:

$$\begin{cases} \Delta D_g - \Delta D_{ph} \frac{n_{g0}}{n_{ph0}} = n_{g0} (d_0 + \Delta d_0) \cdot (f_g(T) - \tilde{f}_{ph}(T)) \\ D_g = n_{g0} (d_0 + \Delta d_0) \cdot (1 + f_g(T)) \end{cases}. \quad (4.7.13)$$

Отсюда, взяв отношение этих двух величин, получим:

$$\frac{\Delta D_g - \Delta D_{ph} \frac{n_{g0}}{n_{ph0}}}{D_g} = \frac{f_g(T) - \tilde{f}_{ph}(T)}{1 + f_g(T)} = \tilde{F}(T). \quad (4.7.14)$$

Таким образом, зная  $n_{g0}, n_{ph0}$  при произвольной температуре  $T_0$ , например комнатной, из измерений  $D_g$  и  $\Delta D_{ph}$ , используя выражение (4.7.14), получим температуру образца.

Выражение (4.7.14) справедливо, если термооптические свойства материала подложки и растущего слоя совпадают. Если это не так, то ситуация усложняется. Зависимости фазовой и групповой толщин в этом случае можно записать как

$$\begin{cases} D_g = n_{g0} d_0 (1 + f_g(T)) + n_{gh} h \\ D_{ph} = n_{ph0} d_0 (1 + \tilde{f}_{ph}(T)) + n_{phh} h \end{cases}, \quad (4.7.15)$$

где  $n_{g0}$ ,  $n_{ph0}$ ,  $d_0$  групповой показатель преломления, фазовый показатель преломления и толщина подложки при некоторой исходной температуре  $T_0$ ,  $n_{gh}$ ,  $n_{phh}$  - групповой и фазовый показатель преломления материала растущего слоя,  $h$  - толщина растущего слоя. Поскольку толщина растущего слоя мала по сравнению с толщиной подложки, то можно пренебречь температурной зависимостью его оптической толщины. В данном случае, как и в (4.7.11), приведено выражение для формально введенной фазовой толщины. Чтобы перейти в (4.7.15) к измеряемым величинам, запишем эту систему через приращения толщин:

$$\begin{cases} S_1 = \frac{\Delta D_g}{D_{g0}} = f_g(T) + \frac{n_{gh}h}{D_{g0}} \\ S_2 = \frac{\Delta D_{ph}}{D_{g0}} = f_{ph}(T) + \frac{n_{phh}h}{D_{g0}} \end{cases} \quad (4.7.16)$$

Величины  $\Delta D_g, \Delta D_{ph}, D_{g0}$  измеряются в эксперименте. Для удобства их отношения обозначены как  $S_1$  и  $S_2$ . В данном случае  $f_{ph}(T)$  - известная калибровочная функция, полученная согласно процедуре, описанной выше (4.4.6). Из (4.7.16) легко получить:

$$\frac{S_1 - f_g(T)}{n_{gh}} = \frac{S_2 - f_{ph}(T)}{n_{phh}}. \quad (4.7.17)$$

Выражение (4.7.17) представляет собой уравнение относительно  $T$ , разрешив которое получаем текущую температуру. Отметим, что для корректной работы данного алгоритма необходимо знать показатель преломления, а также его производную по длине волны на центральной длине волны источника при какой-либо температуре (например при комнатной).



## **Выводы к главе 4**

1. Предложена схема непрерывной калибровки тандемной низкокогерентной интерферометрии, точность которой не зависит от диапазона сканирования разности длин плеч интерферометра и стабильности длины волны опорного лазера.

2. Предложен метод одновременного измерения оптической и геометрической толщины образца с помощью тандемной низкокогерентной интерферометрии без увеличения диапазона сканирования интерферометра

3. Разработан новый вариант систем промышленного мониторинга толщины ленты стекла с применением разработанного в диссертации метода контроля положения модулятора.

4. Разработан новый вариант систем *in situ* мониторинга толщины CVD алмазов при лазерном травлении.

5. Продемонстрирована возможность мониторинга *in situ* температуры подложки и толщины растущего слоя в технологиях роста полупроводниковых микро- и наноструктур. Абсолютная точность определения оптической толщины 20 нм, чувствительность определения изменения толщины 2 нм, абсолютная точность определения температуры подложки 1 К (определяется точностью калибровки).

6. Проведено исследование технологических параметров МОГФЭ реакторов. Получены профили температуры по подложкодержателю, а также зависимость температурного профиля от различных параметров (давление, поток газа, температура). Получены значения расхождения показаний термопары, закрепленной в подложкодержателе и реальной температуры подложки. Показано, что изменения технологических параметров могут сильно влиять на температуру подложки, практически не сказываясь на показаниях термопары;

7. Впервые продемонстрирована возможность мониторинга толщины растущего слоя на начальных стадиях роста в условиях металлоорганической

газофазной эпитаксии (рост буферного слоя GaN на подложке Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.) непосредственно в реакторе в процессе роста.

8. Теоретически предложены два новых метода, позволяющих вести отдельный мониторинг температуры и толщины растущего слоя, основанных на дисперсии температурной зависимости показателя преломления материала подложки.

## Заключение

Основные результаты диссертации могут быть сформулированы следующим образом:

1. Сформулирована и доказана обобщенная теорема эквивалентности для произвольной фазосдвигающей невзаимной анизотропной оптической системы: произвольный невзаимный фазовый анизотропный элемент может быть представлен как комбинация пяти элементов: взаимной линейной фазовой пластинки, невзаимной линейной фазовой пластинки, взаимного ротатора и двух фарадеевских ротаторов. Следствием теоремы является то, что двухпроходная схема с произвольным невзаимным фазовым элементом эквивалентна комбинации из двух определенным образом ориентированных линейных фазовых пластинок, разделенных ротатором.

2. Используя свойство унитарности матриц Джонса фазовых элементов, разработана методика преобразования свойств оптической анизотропии произвольных взаимных и невзаимных фазовых анизотропных элементов.. Теоретически доказано, что для преобразования произвольного типа фазовой анизотропии в другой произвольный тип достаточно четырех взаимных четвертьволновых линейных фазовых пластинок и набора фарадеевских ротаторов, количество которых может быть равным двум, четырем или шести и определяется типом исходной и требуемой анизотропии.

3. Достигнута чувствительность  $5 \cdot 10^{-8}$  рад·Гц<sup>-1/2</sup> при измерении взаимных и невзаимных эффектов вынужденной оптической анизотропии в кольцевых двухпроходных схемах. Благодаря этому, на базе поляризационного интерферометра осуществлено детектирование звуковых волн на поверхности твердого тела с амплитудой 0.2 А в полосе 0-1 МГц.

4. Предложена новая схема непрерывной калибровки модулятора для тандемной низкокогерентной интерферометрии, точность которой не зависит от диапазона сканирования разности длин плеч интерферометра и долговременной стабильности длины волны опорного лазера. Предложен

метод одновременного измерения оптической и геометрической толщины образца с помощью тандемной низкокогерентной интерферометрии без увеличения диапазона сканирования интерферометра. Эти разработки позволили создать и внедрить в производство системы промышленного мониторинга толщины ленты стекла.

5. Используя разработанный тандемный низкокогерентный интерферометр, осуществлен мониторинг температуры подложки и толщины растущего слоя на всех стадиях металлоорганической газофазной эпитаксии. Благодаря применению новой схемы непрерывной калибровки модулятора достигнуты: абсолютная точность определения толщины  $\pm 10$  нм, разрешение измерения толщины  $\pm 2$  нм, абсолютная точность определения температуры подложки  $\pm 1$  К.

### Список цитированной литературы.

1. Кульчин, Ю.Н. Распределенные волоконно-оптические измерительные системы / Ю.Н. Кульчин // М.: ФИЗМАТЛИТ. – 2001. – 272 с.
2. Шрёдер, Г. Техническая оптика / Г. Шрёдер, Х. Трайбер // М.: Техносфера. – 2006. – 424 с.
3. Азам, Р. Эллипсометрия и поляризованный свет / Р. Азам, Н. Башара // М.: Мир. – 1981. – 584 с.
4. Джерард, А. Введение в матричную оптику / А. Джерард, Дж.М. Берч // М.: Мир. – 1978. – 341 с.
5. Алексеев, Э.И. О теоремах эквивалентности поляризационной оптики и оптики одномодовых световодов / Э.И. Алексеев, Е.Н. Базаров, В.Г. Израелян // Квантовая электроника. 1984. – Т.11. Вып.2. – С.397-400.
6. Sorin, W.V. Fiber optic sensing using low-coherence interferometry / W.V. Sorin // Proc. SPIE. – 1996. – V. 2872. – P.40-47.
7. Rao, Y.J. Recent progress in fibre optic low-coherence interferometry // Y.J. Rao, D. Jackson // Measurement science and technology. – 1996. – V.7. – P. 981-999.
8. Jones, R.C. A new calculus for the treatment of optical systems. I. Description and discussion of the calculus / R.C. Jones // JOSA. – 1941. – V. 31. – P. 488-493.
9. Poirson J. Jones matrices of a quarter-wave plate for Gaussian beams / J. Poirson, T. Lanternier, J. Cotteverte, A. L. Floch, F. Bretenaker // Appl. Opt. – 1995. – V.34. – P.6806-6818.
10. Смоленский, Двойное лучепреломление света в магнитоупорядоченных кристаллах / Г.А. Смоленский, Р.В. Писарев, И.Г. Синий // УФН. – 1975. – Т.116. Вып.2. - С. 231-270.

11. Ахмадуллин, И.Ш. Магнитное двулучепреломление света в гематите / И.Ш.Ахмадуллин, В.А.Голенищев-Кутузов, С.А.Мигачев, М.Ф.Садыков // ФТТ. – 2002. – Т.44. - Вып.2. - С.321-324.
12. Новиков, М.А. Анизотропия эффекта Фарадея в кристаллическом кварце / М.А. Новиков, А.А. Хышов // ФТТ. – 1998. – Т. 40. Вып. 11. - С.2035-2036.
13. Savenkov, S.N. Eigenanalysis of dichroic, birefringent, and degenerate polarization elements: a Jones-calculus study / S.N. Savenkov, O.I. Sydoruk, R.S. Muttiah // Applied optics. – 2007. – V.46. – P.6700-6709.
14. Bretenaker, F. Laser eigenstates in the framework of a spatially generalized Jones matrix formalism / F. Bretenaker, A. Le. Floch // JOSA B. – 1991. –V.8. – P.230-238.
15. Graham, G. Light propagation in cubic and other anisotropic crystals / G. Graham, R.E. Raab // Proc. R. Soc. London Ser. A. – 1990. – V. 430. – P. 593-614.
16. Graham, G. Eigenvector approach to the evaluation of the Jones N matrices of nonabsorbing crystalline media / G. Graham, R.E. Raab // JOSA. – 1994. - V.11. - P. 2137-2144.
17. Fymat, A.L. Jones's matrix representation of optical instruments. I: Beam splitters / A.L. Fymat // Applied optics. – 1971. – V.10. – P.2499-2505.
18. Fymat, A.L. Jones's matrix representation of optical instruments. 2: Fourier interferometers (spectrometers and spectropolarimeters) / A.L. Fymat // Applied optics. – 1971. – V.10. – P.2711-2716.
19. Moreno, I. Jones matrix for image-rotation prisms / I. Moreno // Applied optics. – 2004. – V.43. – P.3373-3381.
20. Azzam, R.M.A. Measurement of the Jones Matrix of an optical system by return-path null ellipsometry / R.M.A. Azzam // J. Mod. Opt. – 1981. - V.28. - P.795-800.

21. Jones, R.C. A new calculus for the treatment of optical systems. IV. Experimental determination of the matrix / R.C. Jones // JOSA. – 1947. – V.37. – P.110-112.
22. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф // М.: Наука. - 1970. – 720 с.
23. Dehoop, A.T. Time domain reciprocity of the electromagnetic fields in dispersive media / A.T. Dehoop // Radio. Sci. – 1987. – V.22. – P.1171-1178.
24. Raab, R.E. Symmetry constraints for electromagnetic constitutive relations / R. E. Raab, O.L. de Lange // J. Opt.A.: Pure and Appl. Opt. – 2001. - V.3. – P.446 -451.
25. de Lange, O.L. Completion of multipole theory for the electromagnetic response field D and H / O.L. de Lange, R.E. Raab // Proc. R. Soc. London Ser. A: Matter. – 2003. – V. 459. – P. 1325-1341.
26. Brosseau, C. Time reversal symmetry-induced restrictions in polarization optics / C. Brosseau // Pure Appl. Opt. – 1996. – V.5. – P. 755-759.
27. Новиков, М.А. Невзаимные оптические эффекты во внешнем магнитном поле / М.А. Новиков // Кристаллография. – 1979. – Т.24. Вып.4. - P.666-671.
28. Bhandari, R. Transpose symmetry of the Jones matrix and topological phases / R. Bhandari // Opt. Let. – 2008. - V.33. - P.854-856.
29. Ландау, Л.Д., Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц // М.: Наука. - 1982. – 620 с.
30. Vansteenkiste, N Optical reversibility theorems for polarization: application to remote control of polarization / N. Vansteenkiste, P. Vignolo, A. Aspect // JOSA. – V.10. – P.2240-2245.
31. Кравцов, Н.В. Невзаимные эффекты в кольцевых лазерах / Н.В. Кравцов, Н.Н. Кравцов // Квантовая электроника – 1999, Т.27. – Вып.2. – С.98-120.

32. Андропова, И.А. Физические проблемы волоконной гироскопии на эффекте Саньяка / И.А. Андропова, Г.Б. Малыкин // УФН. – 2002. - Т.172. Вып.8. – Р.849-873.
33. Кринчик, Г.С. Физика магнитных явлений / Г.С. Кринчик // М.: Изд-во МГУ. - 1985. – 368 с.
34. Гриднев, В.Н. Эффекты пространственной дисперсии в магнитооптике / В.Н. Гриднев, Б.Б. Кривчевцов, В.В. Павлов, Р.В. Писарев, А.А. Ржевский // ФТТ. – 1998. – Т.40. Вып.5. – С.946-948.
35. X19 Novikov, M.A. New magneto-optical effects in anisotropic crystals and methods for their experimental study / M.A. Novikov, A.A. Khyshov, V. V. Ivanov, D.V. Shabanov / Proc. SPIE. – 1999. – V.3733. – P.31-37.
36. Маркелов, В.А. Экспериментальное наблюдение нового не взаимного магнито-оптического эффекта / В.А. Маркелов, М.А. Новиков, А.А. Туркин // Письма в ЖЭТФ. – 1977. - Т.25. Вып.9. - С.404-407.
37. Новиков, М.А. Эффекты вынужденной оптической анизотропии в кристаллах. III. Эффект Фарадея в оптически активных кристаллах / М.А. Новиков // Кристаллография. – 1989. - Т.34. Вып.6. - С.666-671.
38. Новиков М.А., Геликонов Г.В. // Опт. и спектр. – 1993. - т.75. - Вып.4. - С. 854-860.
39. X8 Киян, Р.В. Двухнаправленный кольцевой волоконный лазер с  $90^{\circ}$  фарадеевским вращателем в качестве фазового не взаимного элемента. I. Теория / Р.В. Киян, А.А. Фотиади, О.В. Шакин // Письма в ЖТФ. – 2003. - Т.29. Вып.9. – С.24-28.
40. X9 Бойко, Д.Л. Амплитудная и фазовая не взаимности резонаторов монолитных твердотельных кольцевых лазеров / Д.Л. Бойко, Ю.Д. Голяев, Д.Г. Леженин // Квантовая электроника. – 1997. – Т.24. Вып.3. – С.235-239.
41. X10 Киян, Р.В. Двухнаправленный кольцевой волоконный лазер с  $90^{\circ}$  фарадеевским вращателем в качестве фазового не взаимного элемента. II.



- Эксперимент / Р.В. Киян, А.А. Фотиади, О.В. Шакин // Письма в ЖТФ. – 2003. – Т.29. Вып.11. – С.20-29.
42. Potton, R.J. Reciprocity in optics / R.J. Potton // Rep. Prog. Phys. – 2004. – V.67. – P. 717-754.
43. Ярив, А Оптические волны в кристаллах / А. Ярив, П. Юх // М.: Мир. – 1987. – 616 с.
44. Chandrasekharam, V. Birefringence of Sapphire, Magnesium Fluoride, and Quartz in the Vacuum Ultraviolet, and Retardation Plates / V. Chandrasekharam, H. Damany // Applied optics. – 1968. – V.7. – P.939-941.
45. Hale, P.D. Stability of birefringent linear retarders (waveplates) / P.D. Hale, G.W. Day // Applied optics. – 1988. – V.27. – P.5146-5153.
46. Ландсберг, Г.С. Основы оптики / Г.С. Ландсберг // М.: Физматлит. – 2003. – 848 с.
47. Jones, R.C. A new calculus for the treatment of optical systems. II. Proof of three general equivalence theorems / R.C. Jones // JOSA. – 1941. – V.31. – P. 493-499.
48. Hammer, H. Characteristic parameters in integrated photoelasticity: an application of Poincare's equivalence theorem / H. Hammer // J. Mod. Opt. – 2004. – V.51. – P.597-618.
49. Войтович, А.П. Лазеры с анизотропными резонаторами / А. П. Войтович, В.Н. Севериков // Минск.: Наука и техника. – 1988. – 270 с.
50. Алексеев, Э.И. О подстройке поляризации в волоконном кольцевом интерферометре / Э.И. Алексеев, Е.Н. Базаров, В.Г. Израелян // Квантовая электроника. 1984. – Т.11. Вып.1. – С.171-173.
51. Savenkov, S.N.Generalized matrix equivalence theorem for polarization theory / S. N. Savenkov, V. V. Marienko, E. A. Oberemok, O. Sydoruk // Phys. Rev. E. – 2006. – V.74. – P.1-8.

52. Moreno, I. S. Polarization eigenvectors for reflective twisted nematic liquid crystal displays / I. S. Moreno, C. Fernandez-Pousa, J. A. Davis, D.J. Franich // Opt. Eng. – 2001. – V.40. – P.2220-2226.
53. Fernandez-Pousa, C.R. Generalized formulation and symmetry properties of reciprocal nonabsorbing polarization devices: application to liquid-crystal displays / C.R. Fernández-Pousa, I. Moreno, N. Bennis, C. Gomez-Reino // JOSA. A. – 2000. – V.17. – P.2074-2080.
54. Duran, V Equivalent retarder-rotator approach to on-state twisted nematic liquid crystal displays / V. Duran, J. Lancis, E. Tajahuerce, Z. Jaroszewicz // J. Appl. Phys. – 2006. – V.99. – P.1-6.
55. , S. Equivalent retarder approach to reflective liquid crystal displays / S. Stalinga // J. Appl. Phys. – 1999. – V.86. - P.4756-4766.
56. Гольцер, И.В. Оптически активный аналог четвертьволновой пластинки / И.В. Гольцер, М.Я. Даршт, Б.Я. Зельдович, Н.Д. Кундикова // Квантовая электроника. – 1993. – Т.20. Вып.8 – С.916-918.
57. Goltser, I.V. An adjustable quarter-wave plate / I.V. Goltser, M. Ya. Darsht, N.D. Kundikova, B.Ya. Zel'dovich // Opt. Comm. – 1993. – V.97. – 291.
58. Гольцер, И.В. Четвертьволновая пластинка, перестраиваемая в некотором диапазоне длин волн / И.В. Гольцер, М.Я. Даршт, Б.Я. Зельдович, Н.Д. Кундикова, Л.Ф. Рогачева // Квантовая электроника. – 1995. – Т.22. Вып.2. – С.201-204.
59. Бибикина, Э.А. Преобразование поляризации когерентного света составной фазосдвигающей системой / Э.А. Бибикина, Н.Д. Кундикова, Л.Ф. Рогачева // Изв. Челябинского научного центра. – 2004. Вып.3. – С.21-25.
60. Кундикова Н.Д. Метод определения параметров фазовых пластинок / Н.Д. Кундикова, Л.Ф. Рогачева, В.В. Чирков // Изв. Челябинского научного центра. – 2000. Вып.1. – С.1-5.

61. Darsht, M.Ya. An adjustable half-wave plate / M. Ya. Darsht, I.V. Goltser, N.D. Kundikova, B. Ya. Zel'dovich // *Appl. Opt.* – 1995. – V.34. – P.3658-3661.
62. Jones R.C. A new calculus for the treatment of optical systems. III. The Sohncke theory of optical activity / R.C. Jones // *JOSA.* – 1941. – V.31. – P.500-503.
63. Fox, A.G. An adjustable waveguide phase changer / A.G. Fox // *Proc. SPIE.* – 1947. – V.35. – P.1489-1498.
64. Pancharatnam, S. Achromatic combinations of birefringent plates / S. Pancharatnam // *Proc. Indian Acad. Sci. A.* – 1955. – V.41. – P.137-144.
65. Freeman, M.O. Quantized complexferroelectric liquid crystal spatial light modulators / M.O. Freeman, T.A. Brown, D.M. Walba // *Appl. Opt.* – 1992. – V.31. – P.3917-3929.
66. Bhandari, R. Halfwave retarder for all polarization states / R. Bhandari // *Appl. Opt.* – 1997. – V.36. – P.2799-2801.
67. Bhandari R., Polarization of light and topological phases // *Phys. Reports*, 1997, 281, 1-64.
68. Stedman, G.E. Sideband analysis and seismic detection in a large ring laser / G. E. Stedman, Z. Li, H. R. Bilger // *Applied Optics.* – 1995. - V.34. - P. 5375-5385.
69. Новиков, М.А. Поляризационный кольцевой интерферометр-эллипсометр / М.А. Новиков // *Оптика и спектроскопия.* - 1986. - т.61. Вып. 2. – С.24-27.
70. Новиков, М.А. Анизотропия невзаимного линейного двупреломления в кристаллах / М.А. Новиков, А.А. Хышов // *Письма в ЖТФ.* – 1998. - Т.24. Вып.4. - С.13-18.
71. Андронова, И.А. Особенности измерения невзаимных эффектов с помощью волоконного интерферометра Саньяка / И.А. Андронова, Ю.А. Мамаев // *Опт. и спектроскопия* – 1996. - Т.80. Вып.1. - С. 108-110.

72. Малыкин, Г.Б., Анализ возможности измерения невзаимного линейного двулучепреломления в кварцевом волокне с помощью поляризационного кольцевого интерферометра / Г.Б. Малыкин // Опт. и спектроскопия. – 1996. - Т.80. Вып.2. - С. 280-283.
73. Новиков, М.А. Дисперсия невзаимного линейного дупреломления в кристаллах / М.А. Новиков, А.А. Хышов // Опт. и спектроскопия. – 1999. - Т.87. Вып.3. - С. 416-419.
74. Bhandari, R. Cancellation of simple optical anisotropies without use of a Faraday mirror / R. Bhandari // Opt. Letters/ - 2008. – V.33. P.1839-1841.
75. Геликонов, В.М. О компенсации дупреломления в одномодовых волоконных световодах / В.М. Геликонов, Д.Д. Гусовский, В.И. Леонов, М.А. Новиков // Письма в ЖТФ. – 1987. - Т.13. Вып.13. - С.775-779.
76. Martinelli, M. A universal compensator for polarization changes induced by birefringence on a retracing beam / M. Martinelli // Opt. Comm. – 1989. - V.72. - P.341-343.
77. Kersey A.D. Polarisation-insensitive fibre optic Michelson interferometer / A.D. Kersey, M.J. Marrone, M.A. Davis // Electron. Lett. – 1991. - V.27. - P.518-520.
78. Duling N. Single-polarisation fibre amplifier / N. Duling, R.D. Esman // Electron. Lett. – 1992. - V.28. - P.1126-1128.
79. Giles C.R. Suppression of polarisation holeburning-induced gain anisotropy in reflective EDFAs / C.R. Giles // Electron. Lett. – 1994. - V.30. - P.976-977.
80. Геликонов, В.М. Фарадеевский компенсатор взаимной анизотропии на основе поляризационного кольцевого интерферометра / В.М. Геликонов, Г. В. Геликонов, В.В. Иванов, М.А. Новиков // Письма в ЖТФ. – 1999. - Т.25. - Вып.10. - С.57-63.

81. Khazanov, E.A. Investigation of self-induced depolarization of laser radiation in terbium gallium garnet / E.A. Khazanov, O.V. Kulagin, S. Yoshida, D. Tanner, D. Reitze // *IEEE J. Quantum Electron.* – 1999. - V.35. - P.1116-1122.
82. Хазанов, Е.А. Компенсация термонаведенных поляризационных искажений в вентиллях Фарадея / Е.А. Хазанов // *Квантовая электроника.* – 1999. – Т.26. Вып.1. - С.59-64.
83. Андреев, Н.Ф. Использование кристаллического кварца для компенсации термонаведенной деполяризации в изоляторах Фарадея / Н.Ф. Андреев, Е.В. Катин, О.В. Палашов, А.К. Потемкин, Д.Х. Райтци, А.М. Сергеев, Е.А. Хазанов // *Квантовая электроника.* – 2002. – Т.32. Вып.1. - С. 91-94.
84. Aspnes, D.E. Optical approaches to the determination of composition of semiconductor alloys during epitaxy / D.E. Aspnes // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 1995. – V.1. – P.1054.
85. Stringfellow, G.B. Organometallic Vapor-Phase Epitaxy / G.B. Stringfellow // San Diego.: Academic Press. – 1999. - P. 373-378.
86. Thompson, G. A. In-situ controls for MOVPE manufacturing / Alan G. Thompson, R. Karlicek, E. Armour, W. Kroll, P. Zawadzki, R. A. Stall // *III-V Review.* – 1995. - V.9. - P.12.
87. Zettler, J.T. Real-time monitoring of MOVPE device growth by reflectance anisotropy spectroscopy and related optical techniques / J.-T. Zettler, K. Haberland, M. Zorn, M. Pristovsek, W. Richter, P. Kurpas, M. Weyers // *J. Crystal Growth.* – 1998. - V.195. - P.151.
88. Haberland, K. Spectroscopic process sensors in MOVPE device production / K. Haberland, P. Kurpas, M. Pristovsek, J.-T. Zettler, M. Weyers, W. Richter // *Appl.Phys. A.* – 1999. - V.68. - P.309.

89. Sankur, H. Noncontact, highly sensitive, optical substrate temperature measurement technique / H. Sankur, W. Gunning // *Appl. Phys. Lett.* – 1990. - V.56. - P.2651-2653.
90. Магунов, А.Н. Лазерная термометрия твёрдых тел / А.Н. Магунов // М.: Физматлит. - 2001. – 224 с.
91. Лукьянов, А.Ю. Бесконтактный оптический контроль скорости роста и температуры в процессе металлоорганической газофазной эпитаксии / А.Ю. Лукьянов, М.А. Новиков, О.В. Сколотов, В.И. Шашкин // *Письма в ЖТФ.* – 1993. - Т.19. Вып.1. – С.7-9.
92. Habchi, M.M. Laser reflectometry in situ monitoring of InGaAs grown by atmospheric pressure metalorganic vapour phase epitaxy / M.M. Habchi, A. Rebey, A. Fouzri, B. El Jani // *Applied Surface Science.* – 2006. - V. 253. – 2006. P.275-278.
93. Brunner, F. Growth optimization during III-nitride multiwafer MOVPE using real-time curvature, reflectance and true temperature measurements / F. Brunner, V. Hoffmann, A. Knauer, E. Steimetz, T. Schenk, J.-T. Zettler, M. Weyers // *J. Crystal Growth.* – 2007. - V.298. – P.202-206.
94. Harris, J.J. Evaluation of sapphire substrate heating behaviour using GaN band-gap thermometry / J.J. Harris, R. Thomson, C. Taylor, D. Barlett, R.P. Campion, V.A. Grant, C.T. Foxon, M.J. Kappers // *J. Crystal Growth.* – 2007. - V.300. – P.194-198.
95. Ivanov V.V. et. all. Remote gauging with fibre optic low coherence tandem interferometry: new industrial applications. // *Proc. SPIE*, 2002, vol. 4900, P.548-555.
96. Федоров, Б.Ф. Оптический квантовый гироскоп / Б.Ф. Федоров, А.Г. Шереметьев, В.Н. Умников // М.: Машиностроение. - 1973. – 222 с.
97. Корн, Г. Справочник по математике/ Г. Корн, Т. Корн // М.: Наука. - 1970. – 720 с.

98. Шабанов, Д.В. Использование интерферометра Саньяка для измерения невзаимного двулучепреломления в поперечном магнитном поле / Д.В. Шабанов, М.А. Новиков // Письма в ЖТФ. – 1997. – Т.23. Вып.19. – С.30-34.
99. Yurek, A. Quantum noise in superluminescent diodes / A. Yurek, H. Taylor, L. Goldberg, J. Weller, A. Dandridge // IEEE J. of Q. Electronics. – 1986. V.22. - P.522-527.
100. Геликонов, В.М. О взаимосвязи НЧ флуктуаций интенсивности излучения и флуктуаций напряжения в полупроводниковых лазерах / В.М. Геликонов, Ю.М. Миронов, Я.И. Ханин // Квантовая электроника. – 1988. - Т.15. – Вып.10. - С.1999-2008.
101. Yamamoto, Y. AM and FM quantum noise in semiconductor lasers – part I: theoretical analysis / Y. Yamamoto // IEEE J. of Q. Electronics. – 1983. - V.19. - P.34-46.
102. Yamamoto, Y. AM and FM quantum noise in semiconductor lasers – part II: comparison of theoretical and experimental results for AlGaAs lasers / Y. Yamamoto, S. Saito, T. Mukai // IEEE J. of Q. Electronics. – 1983. - V.19. - P.47-58.
103. Запасский, В.С. Методы высокочувствительных поляриметрических измерений / В.С. Запасский // Журнал прикладной спектроскопии. – 1982. - Т.37. - Вып.2. - С.181-196.
104. Wong, Y.H. Subsurface structures of solids by scanning photoacoustic microscopy / Y.H. Wong, R.L. Thomas, G.F. Hawkins // Appl. Phys. Lett. – 1979. – V.35. – P.368-369.
105. Куксенко, В.С. Прогнозирование потери устойчивости нагруженных элементов конструкций методом акустической эмиссии / В.С. Куксенко, Н.Г. Томилин, Х.Ф. Махмудов, А.В. Бенин // Письма в ЖТФ. – 2007. - Т.33. Вып.2. - С.31-35.

106. Rosencwaig, A. High-resolution photoacoustic thermal-wave microscopy / A. Rosencwaig, G. Busse // *Appl. Phys. Lett.* – 1980. - V.36. - P.725-727.
107. Бондаренко, А.Н. Лазерные методы возбуждения и регистрации акустических сигналов / А.Н. Бондаренко // М.: Изд-во стандартов. – 1989. – 115 с.
108. Базылев, П.В. Двухканальный лазерный приемник ультразвуковых колебаний / П.В. Базылев // *Приборы и техника эксперимента.* – 2003. – Вып.1 С.110-111.
109. Alcoz, J.J. Embedded fiber-optic Fabry-Perot ultrasound sensors / J.J. Alcoz, C.E. Lee, H.F. Taylor // *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.* – 1990. - V.37. - P.302-306.
110. Pierce, S.G. Surface-bonded and embedded optical fibers as ultrasonic sensors / S.G. Pierce, W.R. Philp, A. Gachagan, A. McNab, G. Hayward, B. Culshaw // *Appl. Opt.* – 1996. - V.35. - P.5191-5197.
111. Jang, T.S. Noncontact detection of ultrasonic waves using fiber optic sagnac interferometer / T.S. Jang, S.S. Lee, I.B. Kwon, W.J. Lee, J.J. Lee // *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq. Contr.* – 2002. - V.49. - P.767-775.
112. Морозов, А.Н. Основы Фурье-спектрометриии. / А.Н. Морозов, С.И. Светличный // М.: Наука. - 2006. – 280 с.
113. Venkatesh S. System for determining the thickness and index of refraction of a film / S. Venkatesh, B. Heffner, W. Sorin // *Patent EP0762078.* - 1997.
114. Зайдель, А.Н. Погрешности измерений физических величин / А.Н. Зайдель // Л.: Наука. - 1985. – 112 с



### Список работ автора по теме диссертации.

- [A1] Волков, П.В. Поляризационные трансформаторы анизотропии. I. Невзаимные оптические системы и теорема эквивалентности / П.В. Волков, М.А. Новиков // Оптика и спектроскопия. – 2006. - т.100. Вып.5.- С. 864-867.
- [A2] Волков П.В. Поляризационные трансформаторы анизотропии. II. Преобразование свойств оптической анизотропии взаимных и невзаимных элементов / П.В. Волков, Новиков М.А. // Оптика и спектроскопия. – 2006. - т.100. Вып.5. - С.868-871.
- [A3] Хышов, А.А. Поляризационные кольцевые интерферометры и их использование для исследования невзаимных оптических эффектов / А.А. Хышов, П.В. Волков, М.А. Новиков // Изв. Вузов. Радиофизика, - 2007. - Т.50. Вып.5. - С.441-452.
- [A4] Волков, П.В. Двухпроходный метод исследования эффектов индуцированного двупреломления / П.В. Волков, А.А. Хышов, М.А. Новиков // Изв. Вузов. Радиофизика. – 2008. - Т.51. Вып.6, с.536-544.
- [A5] Волков, П.В. Интерферометрическое измерительное устройство (варианты) / П.В. Волков, А.В. Горюнов, А.Д. Тертышник // . Патент RU2307318C1. – 2007.
- [A6] Волков, П.В. Интерферометрический способ измерения толщины и показателя преломления прозрачных объектов / П.В. Волков, А.В. Горюнов, А.Д. Тертышник // Патент RU2313066C1. - 2007.
- [A7] Новиков, М.А. Оптическая интерференционная система технологического контроля толщины ленты флоат-стекла на горячих стадиях производства / М.А. Новиков, А.Д. Тертышник, В.В. Иванов, В.А. Маркелов, А.В. Горюнов, П.В. Волков, А.П. Морозов, В.Н. Чуплыгин, А.И. Гранек, С.Ю. Князев, Ю.А. Мишулин, В.П. Песков // Стекло и керамика. – 2004. – вып.2. - С.5-9.
- [A8] Волков, П.В. Автоматизированная пятиканальная система технологического контроля толщины ленты флоат-стекла в режиме

реального времени в горячей зоне печи отжига / П.В. Волков, А.В. Горюнов, А.Д. Тертышник // Стекло и керамика. – 2006. – Вып.5. - С.6-9.

[A9] Волков, П.В. Автоматизированная многоканальная система технологического контроля толщины ленты флоат-стекла в режиме реального времени в горячей зоне печи отжига / П.В. Волков, А.В. Горюнов, А.Ю. Лукьянов, А.Д. Тертышник // Стекло и керамика. – 2008. – Вып.5. - С.8-11.

[A10] Volkov, P.V. Novel technique for monitoring of MOVPE processes / P.V. Volkov, A.V. Goryunov, V.M. Daniltsev, A.Yu. Luk'yanov, D.A. Pryakhin, A.D. Tertyshnik, O.I. Khrykin, V.I. Shashkin // Journal of Crystal Growth. – 2008. V. 310. - P. 4724-4726.

[A11] Ivanov, V.V. Multichannel temperature sensing by differential coherence multiplexing / V.V. Ivanov, V.A. Markelov, M.A. Novikov, S.S. Ustavshikov, P.V. Volkov, I.-B. Kwon // IEEE Sensors Journal. – 2006. V.6. - P. 982 – 985.

[A12] Кононенко, В.В. Контроль лазерной обработки поликристаллических алмазных пластин методом низкокогерентной оптической интерферометрии / В.В. Кононенко, В.И. Конов, С.М. Пименов, П.В. Волков, А.В. Горюнов, В.В. Иванов, М.А. Новиков, В.А. Маркелов, А.Д. Тертышник, С.С. Уставщиков // Квантовая Электроника. – 2005. - Т.35. Вып.7. - С. 622-626.

[A13] Волков, П.В. Оптический мониторинг параметров технологических процессов в условиях металлоорганической газофазной эпитаксии / П.В. Волков, А.В. Горюнов, В.М. Данильцев, А.Ю. Лукьянов, Д.А. Пряхин, А.Д. Тертышник, О.И. Хрыкин, В.И. Шашкин // Поверхность: Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2008. – Вып. 8. - С.5-10.

[A14] Volkov, P.V. The new method for optical anisotropic elements designing / P.V. Volkov, M.A. Novikov // Applied Optics-2004: Proceedings of conference, Saint-Petersburg, Russia, October 19-21, 2004 P. 97-101.

[A15] Volkov, P.V. Polarization optical interferometers for detection of surface acoustic waves / P.V. Volkov, M.A. Novikov, A.A. Khyshov, Yu. N. Zakharov // 6-th international young scientists conference of optics and high technology

material science SPO 2005: Scientific works, Kiev, Ukraine, October 27-30, 2005. - P.133.

[A16] Volkov, P.V. Short surface acoustic pulses registration with polarization interference method / P.V. Volkov, Optics 2003: Proceedings of topical meetings, Saint-Petersburg, Russia, October 20-23, 2003. - P. 16.

[A17] Волков, П.В. Оптический мониторинг параметров технологических процессов в условиях металлорганической газофазной эпитаксии / П.В. Волков, А. В. Горюнов, В. М. Данильцев, А. Ю. Лукьянов, Д. А. Пряхин, А. Д. Тертышник, О. И. Хрыкин, В. И. Шашкин // XI международный симпозиум «Нанопфизика и электроника»: труды конференции, Нижний Новгород, Россия, 10-14 марта, 2007. - С. 514-515.

[A18] Волков, П.В. Оптический мониторинг процессов формирования гетероструктур на основе широкозонных нитридов / П.В. Волков, А. В. Горюнов, В. М. Данильцев, А. Ю. Лукьянов, Д. А. Пряхин, А. Д. Тертышник, О. И. Хрыкин, В. И. Шашкин // XII международный симпозиум «Нанопфизика и электроника»: труды конференции, Нижний Новгород, Россия, 10-14 марта, 2008. - С. 327-328.

[A19] Волков, П.В. Измерение температуры в условиях металлорганической газофазной эпитаксии с помощью низкокогерентного оптического интерферометра / П.В. Волков, А. В. Горюнов, В. М. Данильцев, А. Ю. Лукьянов, Д. А. Пряхин, А. Д. Тертышник, О. И. Хрыкин, В. И. Шашкин // VIII Российская конференция по физике полупроводников: тезисы докладов, Екатеринбург, Россия, 30 сентября – 5 октября, 2007. - С.422.

[A20] Волков, П.В. Аппаратура для прецизионного оптического мониторинга в нанотехнологиях / П.В. Волков, А.В. Горюнов, В.М. Данильцев, А.Ю. Лукьянов, Д.А. Пряхин, А.Д. Тертышник, О. И. Хрыкин, В.И. Шашкин // Второй международный форум по нанотехнологиям «Роснанофорум»: сборник тезисов докладов научно-технологических секций, Москва, Россия, 3-5 декабря, 2008. - т.1. - С. 237-239.