

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования

Томский государственный университет  
систем управления и радиоэлектроники

А.С. Перин

## **Основы физической и квантовой оптики: лабораторный практикум**

Учебно-методическое пособие для студентов, обучающихся по направлениям подготовки  
11.03.02 «Инфокоммуникационные технологии и системы связи», 11.04.02  
«Инфокоммуникационные технологии и системы связи»,  
12.04.03 «Фотоника и оптоинформатика»

Томск  
2018

**УДК** 621.391.1.519.8(075.8)  
**ББК** 32.88-01я73  
П 274

**Перин, Антон Сергеевич**

П 274 Основы физической и квантовой оптики: лабораторный практикум: учеб. метод. пособие / А.С. Перин. – Томск: Томск. гос. ун-т систем упр. и радиоэлектроники, 2018. – 24 с.

Учебно-методическое пособие является частью учебно-методического комплекса и предназначено для подготовки и проведения лабораторных работ по дисциплине «Основы физической и квантовой оптики». В пособии содержится необходимый теоретический материал, методические рекомендации для выполнения лабораторных работ, а также варианты заданий для самостоятельного выполнения. Пособие содержит описание четырех лабораторных работ.

Предназначено для студентов всех форм обучения, обучающихся по направлениям подготовки 11.03.02 «Инфокоммуникационные технологии и системы связи», 11.04.02 «Инфокоммуникационные технологии и системы связи», 12.04.03 «Фотоника и оптоинформатика».

УДК 621.391.1.519.8(075.8)  
ББК 32.88-01я73

© Перин А.С., 2018  
© Томск. гос. ун-т систем упр.  
и радиоэлектроники, 2018

## Содержание

|   |    |
|---|----|
| ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1 .....   | 4  |
| ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ СВЕТОВОГО ПУЧКА В СРЕДЕ С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ<br>МОДУЛЯЦИЕЙ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ .....   | 4  |
| Введение.....   | 4  |
| Элементы теории.....  | 4  |
| Содержание работы.....  | 5  |
| Содержание отчета.....  | 6  |
| Контрольные вопросы .....   | 6  |
| ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2 .....   | 7  |
| ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ФАЗОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ, ФОРМИРУЕМЫХ<br>НЕКОГЕРЕНТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В КРИСТАЛЛЕ $\text{LiNbO}_3$ С ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ<br>ПОВЕРХНОСТЬЮ ..... | 7  |
| Введение.....   | 7  |
| Элементы теории.....  | 7  |
| Содержание работы.....  | 8  |
| Содержание отчета.....  | 10 |
| Контрольные вопросы .....   | 10 |
| ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3 .....   | 11 |
| ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ВВОДА СВЕТА В ПЛАНАРНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ<br>ВОЛНОВОД .....   | 11 |
| Введение.....   | 11 |
| Элементы теории.....  | 11 |
| Содержание работы.....  | 14 |
| Содержание отчета.....  | 16 |
| Контрольные вопросы .....   | 16 |
| ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4 .....   | 17 |
| ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО САМОВОЗДЕЙСТВИЯ СВЕТОВЫХ<br>ПУЧКОВ В НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ .....  | 17 |
| Введение.....   | 17 |
| Элементы теории.....  | 17 |
| Содержание работы.....  | 21 |
| Содержание отчета.....  | 24 |
| Контрольные вопросы .....   | 24 |

# ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1

## Исследование дифракции светового пучка в среде с периодической модуляцией показателя преломления

### Введение

В современных оптических системах обработки и передачи информации, а также в приборах фотоники и лазерной техники важную роль играют волноводно-оптические элементы и интегрально-оптические схемы. Это обусловлено потенциалом интегральной оптики в повышении стабильности и помехозащищенности подобных приборов и систем, а также в снижении их массогабаритных параметров. Существенна и возможность реализации на базе волноводно-оптических систем новых, полностью оптических операций преобразования пространственно-временной структуры световых полей.

**Цель работы:** экспериментальное исследование особенностей дифракции когерентных световых пучков в среде с периодической модуляцией показателя преломления, представляющей собой одномерную систему связанных планарных оптических волноводов/

### Элементы теории

Дифракционные эффекты приводят к уширению когерентного светового пучка при его распространении в оптически однородной среде. Для основной моды гауссова пучка дифракционная расходимость характеризуется отношением  $\lambda/d$ , где  $\lambda$  – длина волны света, а  $d$  – ширина пучка в области перетяжки.

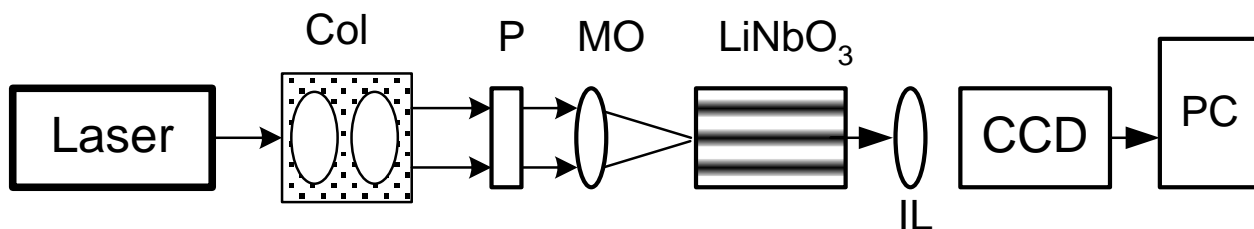
Проявление дифракционных эффектов может существенно изменяться, если световой пучок распространяется в оптически неоднородной среде. Особый интерес представляет случай неоднородной среды с периодической модуляцией ее оптических свойств, например – показателя преломления. В определенных ситуациях такая среда может рассматриваться как система связанных оптических волноводов. Связь отдельных волноводных элементов обусловлена наличием экспоненциально затухающего поля за границами волновода. Существование таких экспоненциально спадающих полей обсуждалось при рассмотрении явления полного внутреннего отражения света от границы раздела диэлектрических сред. Величина связи зависит от пространственного периода структуры, длины волны света и разницы показателей преломления в области максимума и минимума. В определенных условиях связь между волноводными элементами может быть пренебрежимо малой, и структура представляет собой систему практически изолированных волноводных элементов. Для среды с одномерной модуляцией показателя преломления это система планарных оптических волноводов. Тогда при возбуждении светового пучка в отдельном волноводном элементе дифракционные эффекты проявляются только в плоскости планарного волновода, а в направлении нормали к его плоскости дифракция отсутствует.

При конечной величине связи между волноводами наблюдается эффект туннелирования энергии в соседние волноводные слои, что приводит к сложному пространственному распределению интенсивности света в поперечном сечении периодической волноводной структуры. Этот эффект называют **дискретной дифракцией света**, подразумевая, что в каждом из волноводных элементов дифракция подавлена хотя бы в одном направлении. Для структуры с бесконечным числом волноводных элементов и одинаковой связью между соседними волноводами, при возбуждении света на входе структуры только в одном канале, распределение амплитуды поля по элементам структуры определяется соотношением  $E_n(z) = E_0(i)^n \exp(i\beta z) J_n(2Cz)$ , где  $n$  – номер

волновода (считая, что свет возбуждается в элементе с  $n=0$ );  $z$  – расстояние от входа структуры в направлении распространения света;  $i$  – мнимая единица;  $\beta$  – продольная постоянная распространения световой волны в структуре;  $J_n$  – функция Бесселя;  $C$  – величина коэффициента связи между каналами.

## Содержание работы

### 1. Схема экспериментальной установки.



Col – коллиматор; P – поляризатор; MO – фокусирующая линза; LiNbO<sub>3</sub> – кристалл ниобата лития с периодической волноводной структурой; IL – изображающая линза; CCD – видеокамера; PC – персональный компьютер.

В реальной экспериментальной установке периодическая структура связанных планарных оптических волноводов сформирована путем фоторефрактивной записи голографической решетки в кристалле ниобата лития (LiNbO<sub>3</sub>), легированном ионами железа. Период структуры около 15 мкм, ее апертура около 3 мм. Кристалл расположен на столике с микрометрической подвижкой, что позволяет сместить структуру относительно светового пучка с достаточно высокой точностью. Луч He – Ne лазера ЛГН – 207-А ( $\lambda=633$  нм) фокусируется на входную плоскость кристалла с помощью сферической линзы (MO) с фокусным расстоянием  $25 \div 35$  мм. Изображение входной или выходной грани проецируется на ПЗС матрицу видеокамеры с помощью изображающей линзы (IL).

### 2. Задание на работу.

2.1. Проверить, соответствует ли состояние поляризации лазерного излучения необыкновенной волне в кристалле LiNbO<sub>3</sub>. Получить изображение сфокусированного светового пятна на входной плоскости кристалла в однородной области. С помощью видеокамеры зафиксировать изображение распределения интенсивности и сохранить его в компьютере. Изменением положения изображающей линзы получить на мониторе изображение выходной плоскости кристалла также в однородной области и поля светового пучка на ней. Зафиксировать изображение.

2.2. Сместить образец в поперечном направлении с помощью микрометрической подвижки, пронаблюдать за изменением картины светового поля на выходной плоскости кристалла при возбуждении света в волноводных элементах структуры. Объяснить наблюдаемые результаты.

2.3. Получить симметричную картину распределения интенсивности на выходной плоскости в направлении вектора решетки, используя микрометрическую подвижку столика. Зафиксировать картину с помощью видеокамеры. Сохранить файл с изображением.

2.4. Используя bmp файлы с изображениями, получить с помощью программы Mathcad распределения интенсивности светового пучка на входной и выходной плоскостях в однородной области. Определить угол дифракционной расходимости пучка, используя полученные распределения. Сравнить результат с теоретической оценкой.

2.5. Построить распределение интенсивности света на выходной плоскости в области волноводной структуры. С помощью приведенного соотношения для  $E_n(z)$  попытаться оценить величину коэффициента связи между каналами, исходя из размеров образца и полученной картины поля на выходной плоскости структуры.

2.6. Оформить отчет по работе.

## **Содержание отчета**

Отчет должен включать:

1. Название работы, цель работы и схемы экспериментальных установок.
2. Изображения световых полей на входной и выходной плоскостях фотонной решетки в однородной и неоднородной областях, объяснение полученных результатов.
3. Распределения интенсивности света на выходной плоскости фотонной решетки, восстановленные по данным bmp файлов. Теоретические зависимости подобных зависимостей, соответствующих по форме полученным экспериментальным. Сравнение результатов теории и эксперимента.
4. Выводы по результатам работы.
5. Ответы на контрольные вопросы.

## **Контрольные вопросы**

1. Как с помощью принципа Гюйгенса – Френеля объяснить изменение профиля интенсивности лазерного пучка в оптически однородной среде?
2. За счет какого эффекта в диэлектрическом оптическом волноводе возможно распространение света?
3. Что называют дискретной дифракцией?
4. В чем заключается суть фоторефрактивного эффекта?
5. Каковы основные механизмы пространственного перераспределения носителей электрического заряда?
6. Почему в экспериментах используется поляризация света, соответствующая необыкновенной волне в ниобате лития?

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 2

### Исследование периодических фазовых элементов, формируемых некогерентным излучением в кристалле $\text{LiNbO}_3$ с фоточувствительной поверхностью

#### Введение

Дифракционные решетки представляют собой один из важных элементов многих современных оптических измерительных приборов. При их изготовлении используются, как правило, различные прецизионные технологии, в том числе методы оптической и электронной литографии. Подобные элементы являются стационарными, не допуская управления их характеристиками. В то же время возможность целенаправленного варьирования параметров дифракционных элементов существенно расширила бы их возможности.

**Цель работы:** экспериментальное исследование возможности формирования фазовых периодических структур в фоторефрактивном ниобате лития с помощью источников некогерентного излучения; исследование особенностей дифракции когерентных световых пучков в среде с периодической модуляцией показателя преломления, представляющей собой фазовый транспарант, сформированный с помощью некогерентного источника света и амплитудной маски.

#### Элементы теории

Механизм формирования голографических решеток в кристалле ниобата лития обусловлен фоторефрактивным эффектом. Фоторефрактивный эффект заключается в изменении показателя преломления среды под действием света, он проявляется в кристаллических материалах без центра симметрии, обладающих линейным электрооптическим эффектом. К числу наиболее известных фоторефрактивных материалов относится ниобат лития ( $\text{LiNbO}_3$ ), легированный некоторыми примесями, например, ионами Fe, Cu, Rh, Co, Ce, а также их комбинациями. Активные примеси могут вводиться в кристалл как в процессе его выращивания, так и путем диффузии с поверхности специально подготовленных образцов. Последний метод позволяет варьировать в широких пределах соотношение концентраций таких примесей в поверхностном слое, изменяя фоторефрактивные свойства материала в разных участках подложки. Фоторефрактивная чувствительность  $\text{LiNbO}_3$  максимальна в сине – зеленой области видимого спектра, поэтому фоторефрактивные голограммы, сформированные коротковолновым излучением, могут в течение долгого времени считываться излучением He-Ne лазера без их разрушения.

Фоторефрактивный эффект является результатом нескольких последовательно развивающихся процессов:

а) фотовозбуждения носителей электрического заряда, например, электронов с энергетических уровней активных примесных центров в запрещенной зоне, в зону проводимости;

б) перераспределения фотовозбужденных носителей в пространстве вследствие тепловой диффузии, под действием внешнего электрического поля или вследствие фотовольтаического эффекта;

в) захвата носителей заряда в неосвещенных областях глубокими ловушечными центрами и, в результате, появления электрического поля пространственного заряда;

г) модуляции показателя преломления среды полем пространственного электрического заряда вследствие линейного электрооптического эффекта.

Величина локального изменения показателя преломления материала при фоторефрактивном эффекте  $\Delta n_{\text{фр}}$  определяется величиной поля пространственного заряда  $E_{sc}$  и соответствующих электрооптических коэффициентов  $r_{ij}$ :

$$\Delta n_{\text{фр}} = -\frac{n^3 \cdot r_{ij} \cdot E_{sc}}{2}$$

При этом для  $\text{LiNbO}_3$  основной механизм пространственного перераспределения носителей заряда – это фотовольтаический ток. Он обусловлен асимметрией элементарных актов фотовозбуждения носителей заряда и их захвата ловушками в неосвещенных областях. Особенностью данного механизма является его проявление в условиях пространственной однородности интенсивности света и отсутствия внешнего электрического поля, приложенного к кристаллу, что существенно упрощает экспериментальные методики. Величина фоторефрактивного изменения показателя преломления в  $\text{LiNbO}_3$ , легированном железом и медью, может достигать уровня  $\Delta n_{\text{фр}} \sim 10^{-4}$ , а поле пространственного заряда значения  $E_{sc} \sim 10^5$  В/см.

## Содержание работы

### 1. Схемы экспериментальных установок.

Схема экспериментальной установки по формированию в  $\text{LiNbO}_3$  периодических фазовых структур некогерентным излучением представлена на рисунке.



S – светодиод, А – амплитудная маска, О – исследуемый образец.

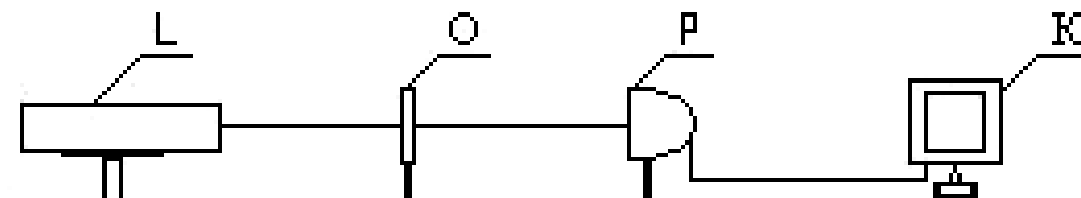
Схема экспериментальной установки по формированию периодических фазовых структур

В эксперименте периодическая фазовая структура формируется путем фоторефрактивной записи голографической решетки в кристалле  $\text{LiNbO}_3$ , с объёмным легированием ионами меди. Для формирования дифракционных структур используется амплитудная маска (А) в виде одномерной дифракционной решетки. Образцы масок созданы на стандартной пластине фотошаблона из плавленого кварца размерами  $100 \times 100$  мм<sup>2</sup> путем вакуумного нанесения пленки хрома (Cr) с последующим обеспечением нужной топологии дифракционных структур методом фотолитографии. Пространственный период структур меняется от 40 до 80 мкм, количество элементов в каждой из них составляет  $N=50$ . Маска размещается на минимально возможном расстоянии от поверхности образца (О) таким образом, чтобы границы между освещенной и неосвещенной областями в кристалле были перпендикулярны направлению его оптической оси. Это направление соответствует направлению транспорта носителей заряда, т.е. направлению возникающего в образце электрического поля пространственного заряда. Затем образец экспонируется через маску некогерентным излучением синего ( $\lambda=470$  нм) либо зеленого ( $\lambda=505$  нм), либо ультрафиолетового ( $\lambda=380$  нм) светодиодов (S). Некогерентное излучение с помощью конденсора (К) формируется в близкий к параллельному световому пучку. Время экспозиции



составляет от 10 до 50 минут. В освещенных участках образца, вследствие фоторефрактивного эффекта, показатель преломления уменьшается, а в неосвещенных он остается неизменным, что приводит к его периодической пространственной модуляции. Таким образом, экспонированная область превращается в фазовую дифракционную решетку с законом изменения показателя преломления в направлении вдоль оптической оси, определяемым функцией пропускания амплитудного транспаранта.

Схема экспериментальной установки по исследованию сформированной структуры в ближней зоне представлена на рисунке ниже.



L – лазер, O – исследуемый образец, P – ПЗС камера, K – компьютер  
Схема экспериментальной установки по исследованию сформированной периодической структуры

После экспозиции образца исследуется структура и характеристики наведенной в кристалле дифракционной решетки. Для этого экспонированные участки зондируются коллимированным световым пучком (излучение He-Ne лазера с длиной волны  $\lambda=633$  нм) в направлении нормали к экспонированной поверхности, и исследуется световое поле прошедшего пучка как в ближней зоне (непосредственно на выходной поверхности образца), так и в дальней зоне. Пространственное распределение интенсивности в ближней зоне исследуется с помощью ПЗС – камеры. При анализе поля в дальней зоне с помощью фотодиода измеряется интенсивность дифракционных максимумов разного порядка.

## 2. Задание на работу.

Перед выполнением лабораторной работы необходимо ознакомиться с теоретической частью, элементами экспериментальной установки, ответить на контрольные вопросы. К работе можно приступить только после получения допуска от преподавателя!

2.1. Включить лазер и измерительные приборы. Дать лазеру прогреться 30 минут.

2.2. Собрать установку по формированию оптических элементов согласно рис. 1.

2.3. Экспонировать образец в течение 50 минут одним из предложенных светодиодов.

2.4. Собрать установку по исследованию сформированных оптических элементов в ближней зоне.

2.5. Получить с помощью ПЗС камеры изображение светового пучка на выходной плоскости кристалла в экспонированной области, зафиксировать полученное изображение распределения интенсивности светового поля на компьютере в виде графических файлов (\*.bmp или \*.jpg). Пронаблюдать как меняется распределение интенсивности света при изменении расстояния от линзы до выходной плоскости кристалла (смотреть в 4-6 точках, шаг изменения расстояния выбрать самим). Зафиксировать наблюдаемые изображения распределения интенсивности светового поля на компьютере в виде графических файлов.

2.6. Собрать установку по исследованию сформированных оптических элементов в дальней зоне.

2.7. Измерить с помощью фотодиода интенсивность света, соответствующую разным порядкам дифракционных максимумов сформированной фазовой периодической структуры. Посчитать дифракционную эффективность наблюдаемых максимумов. Провести статистическую обработку полученных данных, объяснить необходимость данной процедуры.

2.8. Построить распределение дифракционной эффективности света от номера дифракционного максимума.

2.9. Пользуясь выражением, определяющим относительную интенсивность дифракционных максимумов в случае дифракции Рамана-Ната (отношение интенсивности дифрагированного пучка к интенсивности падающего), построить зависимость относительной интенсивности дифракционных максимумов от их порядка  $m$ , для которой их соотношение для первых трех максимумов близко к полученному в эксперименте:

$$\eta_m = J_m^2(\delta) = J_m^2\left(\frac{2\pi L \cdot \Delta n_0}{\lambda \cdot \cos \theta}\right)$$

где  $J_m$  – функция Бесселя,  $L$  – толщина решетки,  $\Delta n$  – изменение показателя преломления материала,  $\lambda$  – длина волны света,  $\theta$  – угол падения светового пучка на плоскость решетки. По величине аргумента функции Бесселя оценить величину  $\Delta n$  в образце исследуемой решетки

2.10. Оформить отчет по работе.

### Содержание отчета

Отчет должен включать:

1. Название работы, цель работы и схемы экспериментальных установок.
2. Изображения, полученные в ближней зоне, объяснение полученных результатов.
3. Зависимости дифракционной эффективности от номера дифракционного максимума для эксперимента и для теории дифракции Рамана-Ната.
4. Выводы по результатам работы.
5. Ответы на контрольные вопросы.

### Контрольные вопросы

1. В чем суть фоторефрактивного эффекта?
2. Основные механизмы перераспределения заряда.
3. Запишите выражение для изменения показателя преломления среды при линейном электрооптическом эффекте.
4. Основы безопасной работы с лазером и приборами, подключёнными в сеть электропитания.
5. Как угловой спектр света прошедшего через периодический транспарант зависит от его периода?
6. Чем обусловлено выбранное расположение амплитудной маски и кристалла?
7. В чём вы видите преимущества и недостатки данной схемы формирования голографических структур по сравнению с известными вам?

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 3

### Исследование эффективности ввода света в планарный оптический волновод

#### Введение

Одним из важных направлений современной оптоэлектроники является интегральная оптика. Интерес к ней вызван возможностью создания надежных и малогабаритных устройств для оптической обработки информации и управления параметрами оптического излучения. На основе оптических волноводных элементов, интегрированных на общей подложке, и управляемых электрическими и оптическими сигналами, возможно создание модуляторов, коммутаторов, логических устройств, процессоров, которые по удельному энергопотреблению и быстродействию могут конкурировать с микроэлектронными аналогами.

Основу элементной базы интегральной оптики составляют диэлектрические волноводы, конструктивно объединяемые с активными и пассивными элементами: лазерными излучателями, фотоприемниками, линзами, дифракционными решетками. В интегрально – оптических схемах используется не только технологическая интеграция компонентов, но и интеграция различных физических явлений. Это определяет круг используемых в интегральной оптике материалов и необходимость применения прецизионных технологических операций при изготовлении волноводных элементов и структур.

**Цель работы:** ознакомление студентов с планарными оптическими волноводами, основами теории таких волноводов, с понятием эффективности возбуждения света в планарном волноводе.

#### Элементы теории

##### Диэлектрические волноводы. Моды диэлектрического волновода.

Планарный оптический волновод – это диэлектрический слой на диэлектрической подложке с более низким показателем преломления. Световая волна в нем может распространяться за счет полного внутреннего отражения от границ раздела “слой-подложка” и “слой - покровная среда”.

Модой диэлектрического волновода на частоте  $\omega$  является решение волнового уравнения:

$$\nabla^2 \bar{E}(\vec{r}) + k_0^2 n^2(\vec{r}) \cdot \bar{E}(\vec{r}) = 0 \quad (1),$$

где  $\bar{E}$  – напряженность электрического поля световой волны;  $k_0 = 2\pi / \lambda_0$  - волновое число;  $\lambda_0$  - длина волны света в вакууме;  $n$  - показатель преломления волноводного слоя. В диэлектрических волноводах возможно существование как излучательных, так и направляемых (волноводных) мод. Направляемая мода представляет собой бегущую волну в направлении распространения и стоячую – в направлении нормали к плоскости волновода. Считая направление распространения совпадающим с осью  $Z$  декартовой системы, а направление нормали – с осью  $X$ , выражение для поля моды запишем в виде:

$$\bar{E}(x, z, t) = \bar{E}(x) \cdot \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (2),$$

где  $\beta = \omega / v_\phi$  – постоянная распространения;  $\omega$ ,  $v_\phi$  – угловая частота и фазовая скорость волны, соответственно.

Из уравнений Максвелла вытекает, что для изотропного оптического волновода, либо для волноводов на основе одноосных кристаллов, при распространении света вдоль главных осей, направляемые моды имеют чисто поперечно – электрическую (ТЕ мода) и поперечно – магнитную (ТМ мода) структуру. Компоненты поля  $E_y$ ,  $H_x$  и  $H_z$  описывают ТЕ – моды, а компоненты  $H_y$ ,  $E_x$ ,  $E_z$  - ТМ – моды. Волновые уравнения для ТЕ и ТМ – волн имеют вид:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + [k_0^2 n^2 - \beta^2] \cdot E_y = 0 \quad (3),$$

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + [k_0^2 n^2 - \beta^2] \cdot H_y = 0 \quad (4).$$

### Пленочный и градиентный планарные волноводы.

Планарные оптические волноводы (ОВ) по виду распределения показателя преломления по поперечному сечению делят на пленочные ОВ с близким к ступенчатому закону изменения показателя преломления, и градиентные ОВ с плавным изменением показателя преломления. В пленочных ОВ образование направляемой моды можно рассматривать как результат зигзагообразного распространения плоской однородной световой волны в пленке. В градиентном ОВ световой луч распространяется путем рефракции, по криволинейным траекториям.

Рассмотрим ступенчатые волноводы, у которых:

$$n_0 > n_1, n_s \quad (5).$$

При описании характеристик волноводов вводят понятие эффективного показателя преломления направляемой моды  $N_m$ :

$$N_m = \beta/k_0 = n_0 \cdot \sin \theta_m \quad (6),$$

который определяет ее фазовую скорость. Величина  $N_m$  отвечает условию:  $n_0 > N_m > n_s$ .

При заданной частоте световой волны вид решения уравнения (3) зависит от величины  $\beta$ . При выполнении неравенств:

$$k_0 n_s < \beta < k_0 n_0$$

решение уравнения (3) в области волноводного слоя представляет собой гармоническую функцию, в покровном слое и подложке поле затухает экспоненциально.

Свойства направляемых мод пленочного волновода определяются дисперсионным уравнением, связывающим их фазовые скорости на заданной частоте с параметрами волноводной структуры, а именно с показателями преломления и толщиной пленки  $d$ . Это уравнение можно получить, используя строгий электродинамический подход, включающий решение волнового уравнения и удовлетворение граничных условий для тангенциальных составляющих векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  на границах раздела. Но можно использовать и менее строгий подход, основанный на лучевой трактовке распространения света в пленке. В конечном итоге, оба метода дают одинаковый результат, поэтому используем здесь последний подход.

Для формирования поля направляемой моды, т.е. получения стоячей волны в направлении нормали к поверхности волновода необходимо, чтобы фазовый набег при двукратном прохождении луча внутри пленки был кратен величине  $2\pi$ . Исходя из этого, можно записать:

$$k_0 n_0 d \cdot \cos \theta_m + \varphi_{01} + k_0 n_0 d \cdot \cos \theta_m + \varphi_{02} = 2\pi m \quad (7),$$

где  $m=0,1,2,\dots$ ;  $\varphi_{01}$  и  $\varphi_{02}$  – фазовые сдвиги при полном внутреннем отражении светового луча от границ;  $\theta_m$  – угол падения луча на границы раздела для направляемой моды порядка  $m$ ;

$k_0 n_0 d \cdot \cos(\theta_m)$  – фазовый набег при прохождении лучом расстояния от одной границы пленки до другой, определяемый поперечной составляющей волнового числа  $k_0 n_0 \cdot \cos(\theta_m)$  и толщиной пленки  $d$ . Это соотношение и является дисперсионным уравнением пленочного волновода. Выражения для сдвига фазы при полном внутреннем отражении для волн, соответствующим TE и TM модам, имеют вид:

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\varphi_{01,0S}}{2}\right)_{\text{TE}} = -\frac{\sqrt{n_0^2 \sin^2 \theta - n_{1,S}^2}}{n_0 \cos \theta} \quad (8),$$

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\varphi_{01,0S}}{2}\right)_{\text{TM}} = -\frac{\left(\frac{n_0}{n_{1,S}}\right)^2 \sqrt{n_0^2 \sin^2 \theta - n_{1,S}^2}}{n_0 \cos \theta} \quad (9).$$

Тогда уравнение (7) можно записать в форме:

$$k_0 n_0 d \cos \theta + \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{n_0^2 \sin^2(\theta) - n_1^2}{n_0^2 \cos^2(\theta)}} + \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{n_0^2 \sin^2(\theta) - n_S^2}{n_0^2 \cos^2(\theta)}} = \pi m \quad (10).$$

Учитывая, что  $n_0 \sin \theta = N_m$  и  $n_0 \cos \theta = \sqrt{n_0^2 - n_0^2 \cdot \sin^2 \theta} = \sqrt{n_0^2 - N_m^2}$ , (10) можно представить в виде:

$$k_0 d \sqrt{n_0^2 - N_m^2} = \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{N_m^2 - n_1^2}{n_0^2 - N_m^2}} + \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{N_m^2 - n_S^2}{n_0^2 - N_m^2}} = \pi m \quad (11).$$

### Устройство ввода-вывода излучения

Возбуждение диэлектрических волноводов можно осуществить источниками, расположенными как в поперечном сечении волновода, так и вдоль её поверхности. В первом случае для эффективного возбуждения источник должен воспроизводить структуру поля возбуждаемой моды, во втором – фазовое распределение между источниками должно отвечать изменению фазы поля собственной волны волновода вдоль направления её распространения.

### Призменные элементы связи.

Призменный элемент ввода – вывода излучения использует эффект туннелирования света через тонкий воздушный зазор между призмой и поверхностью волновода. Материал призмы имеет более высокий показатель преломления, чем материал волновода. При выводе излучения энергия волноводной моды в области связи, просачиваясь через воздушный зазор, излучается в призму под некоторым углом. Согласно принципу взаимности, если в призме распространяется световая волна в направлении, противоположном направлению излученной волны, то она, туннелируясь через тот же зазор, может возбуждать в волноводе направляемую моду. Это соответствует работе призмы в качестве элемента ввода. На рисунке приведена схема волновода с призмными элементами. При оптимальных условиях эффективность призмных элементов ввода с однородным зазором может достигать 80%, а в случае неоднородного зазора возможна эффективность ввода до 100%.

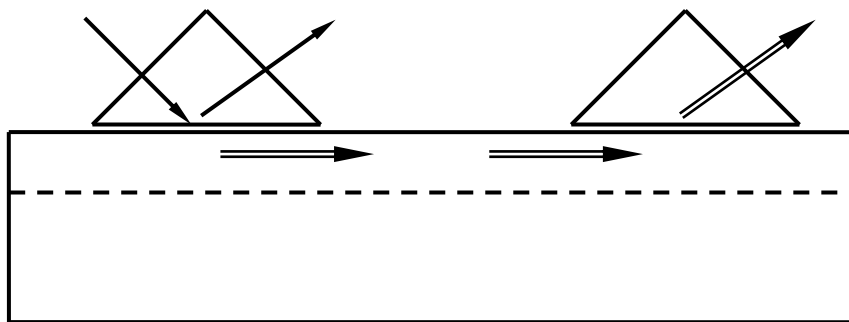


Схема ввода-вывода света и расположение призм

## Содержание работы

### 1. Конструкция макета и описание экспериментальной установки.

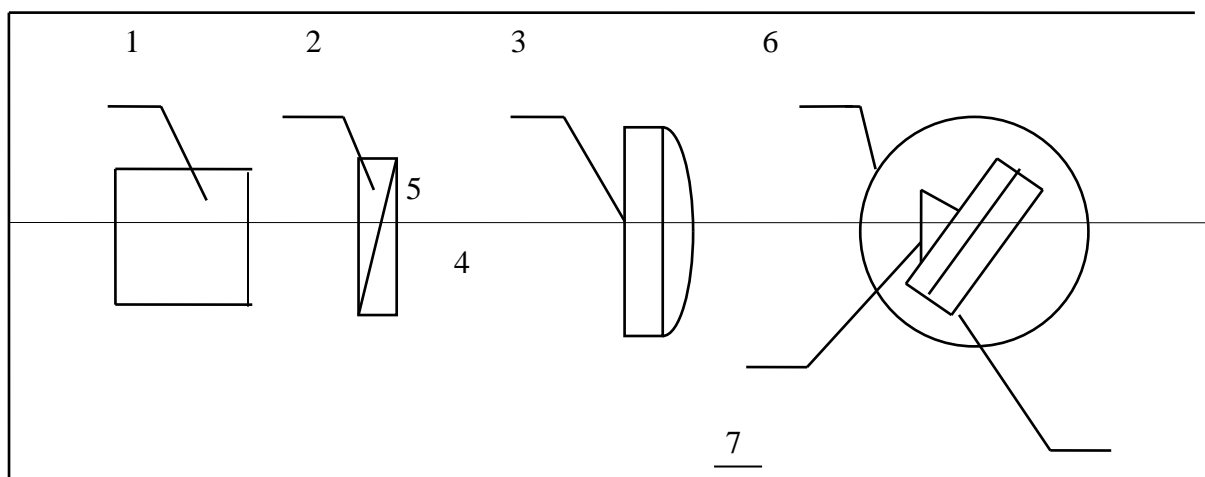


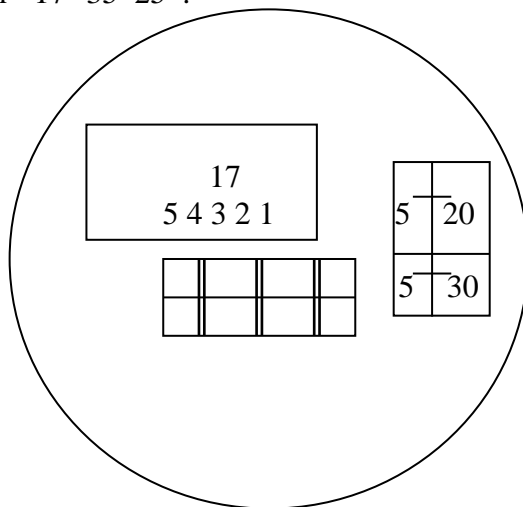
Схема экспериментальной установки: 1 – He – Ne лазер; 2 – поляризатор; 3 – линза фокусирующая; 4 – волновод; 5 – призма; 6 – теодолит; 7 – основание.

Установка включает He – Ne лазер (1) ( $\lambda=0,63$  мкм), поляризатор (2), линзу (3) и оптический волновод, размещенный на вращающемся столике теодолита 2Т2А. Волновод с призмой устанавливается на теодолит так, чтобы можно было измерить углы ввода излучения в волновод. Положение столика теодолита в горизонтальной плоскости регулируется подъемными винтами. Фокусирующая линза (3) предназначена для повышения эффективности ввода света в планарный волновод и размещается между теодолитом и лазером с поляризатором.

Для ввода излучения в волновод используется призмный элемент (5). С помощью фотодиода измеряется интенсивность светового луча, отраженного от основания призмы. Сигнал с фотодиода подается на микроамперметр.

Для снятия отсчетов углов, характеризующих положение столика теодолита в горизонтальной плоскости, используется следующая методика. В центральном окне в поле зрения измерительного микроскопа теодолита - изображения диаметрально противоположных штрихов лимба отсчетного устройства, разделенные горизонтальной линией. В верхнем окне видны цифры, соответствующие углу в градусах, а также шкала из шести цифр (от 0 до 5), соответствующих десяткам угловых минут. В правом вертикальном окне – шкала микрометра, у которой каждое деление соответствует одной угловой секунде. Для получения отсчета

необходимо маховичком микрометра совместить верхнее и нижнее изображения штрихов лимба горизонтального круга. Если в верхнем окне видны два градусных отсчета, то рабочим является число, находящееся в пределах шкалы десятков минут. Цифра этой шкалы, находящаяся под серединой числа градусов, соответствует числу десятков минут. Число единиц минут и секунды берутся со шкалы микрометра. В качестве примера на рис. 4.2 изображено поле зрения отсчетного микроскопа. В данном случае отсчет угла в горизонтальной плоскости -  $17^{\circ} 35' 25''$ .



Пример отсчета угла теодолита:  $17^{\circ} 35' 25''$ .

## 2. Порядок выполнения работы.

2.1. Перед началом работы необходимо внимательно ознакомиться с описанием установки и правилами работы с ней. После ответа на контрольные вопросы и получения допуска, получите у преподавателя образец волновода, подлежащего исследованию. Для возбуждения света ( $\lambda=633$  нм) используются призмы ввода из ниобата лития с показателем преломления  $n_3=2,286$  или из фосфида галлия с  $n_3=3,306$ .

### 2.2. Измерение эффективности ввода света.

Регистрация ввода света в волновод осуществляется с помощью фотодиода. Фотодиод может размещаться у выходного торца волновода либо вблизи выводной призмы. При однопризменной схеме эксперимента возможно измерение углов ввода по моментам уменьшения интенсивности светового пучка, отраженного от основания призмы и выходящего из нее. В этом случае эффективность ввода излучения рассчитывается по формуле:

$$\eta = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max}} \cdot 100\%$$

где  $I_{\max}$  – ток фотодиода при отстройке от условия возбуждения моды;  $I_{\min}$  – его ток при возбуждении моды. Значения тока заносятся в таблицу:

| № моды | Угол $\phi_m$ | $I_{\max}$ , мкА | $I_{\min}$ , мкА | $\eta$ , % | $N_m$ |
|--------|---------------|------------------|------------------|------------|-------|
|--------|---------------|------------------|------------------|------------|-------|

Измерив токи  $I_{\max}$  и  $I_{\min}$ , можно определить эффективность ввода мод  $\eta$ .

## Содержание отчета

Отчет должен включать:

1. Название работы, цель работы и схемы экспериментальных установок.
2. Результаты по измерению эффективности ввода света.
3. Выводы по результатам работы.
4. Ответы на контрольные вопросы.

## Контрольные вопросы

1. Какая структура может играть роль планарного оптического волновода?
2. Каков характер электромагнитного поля в планарном волноводе при существовании в нем направляемой моды?
3. Каковы соотношения между показателями преломления отдельных сред в планарном оптическом волноводе?
4. Поясните, какие составляющие векторов электромагнитного поля характерны для ТЕ мод, а какие – для ТМ мод.
5. Что понимается под дисперсионным уравнением планарного оптического волновода?  
Что понимается под эффективностью ввода?  
Как можно измерить эффективность ввода?
6. От чего зависит эффективный показатель преломления и как его определить? В чем суть фоторефрактивного эффекта?



## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 4

### Исследование пространственного самовоздействия световых пучков в нелинейно-оптической среде

#### Введение

Нелинейной средой в оптике называют среду, физические характеристики которой зависят от интенсивности света. В долазерную эпоху проявление нелинейно – оптических эффектов в экспериментах практически не наблюдалось, поскольку для известных некогерентных источников света напряженность электрического поля достигает величин лишь  $10^2 \div 10^3$  В/м. Это значительно меньше напряженности внутриатомных электрических полей ( $10^8 \div 10^9$  В/м) и недостаточно для заметного изменения поляризуемости атомов вещества полем световой волны. Для когерентного лазерного излучения величина напряженности электрического поля может быть сравнимой с напряженностью внутриатомных полей, что позволило наблюдать целый ряд нелинейно – оптических явлений и стимулировало развитие нелинейной оптики. Таким образом, возможность проявления нелинейно – оптических свойств материала зависит от величины интенсивности света. Одна и та же среда может быть линейной при малых интенсивностях света и нелинейной – при больших.

**Цель работы:** экспериментальное исследование эффекта пространственного самовоздействия светового пучка в нелинейно-оптической среде (фоторефрактивном кристалле) с использованием метода Z - скан.

#### Элементы теории

##### Квадратичная и кубичная оптические нелинейности.

Рассмотрим диэлектрическую восприимчивость среды  $\chi$ . Из курса электродинамики известно, что она связывает величину поляризации среды, индуцированной полем электромагнитной волны, с величиной напряженности этого поля. В случае изотропного материала эта связь определяется соотношением:

$$\bar{P} = \chi \cdot \bar{E} \quad (1),$$

где  $\chi$  – постоянная скалярная величина. В общем случае оптически анизотропной среды коэффициент  $\chi$  связывает между собой два вектора, поэтому он является тензором второго ранга. Для понимания различия между нелинейностями разного типа в рамках данного описания тензорный характер  $\chi$  не принимается во внимание и далее, если это не приводит к принципиальным ошибкам, математические выражения записываются для простоты в скалярной форме.

Соотношение (1) – одно из классических материальных уравнений. Если коэффициент  $\chi$  не зависит от напряженности светового поля, то рассматриваемая среда является линейной. Для лазерного излучения, в случае высокой его интенсивности, невозможно ограничиться только линейным приближением. Выражение для диэлектрической восприимчивости  $\chi$  должно быть представлено в этом случае в более общем виде, учитывающем ее зависимость от напряженности электрического поля световой волны:

$$\chi(E) = \xi_0 + \eta \cdot E + \theta \cdot E^2 + \dots \quad (2),$$

где  $\xi_0, \eta, \theta, \dots$  – параметры среды, характеризующие вид функциональной зависимости ее поляризуемости от напряженности поля световой волны. При этом соотношение (1) принимает форму:

$$P(E) = \chi(E) \cdot E = \xi_0 \cdot E + \eta \cdot E^2 + \theta \cdot E^3 + \dots \quad (3).$$

Таким образом, отклик среды (величина  $P$ ) на поле световой волны ( $E$ ) оказывается нелинейным. Коэффициенты  $\eta$  и  $\theta$  называют нелинейными восприимчивостями (квадратичной и кубичной, соответственно), а среды, для которых соответствующие слагаемые в (2.3) доминируют, называют средами с квадратичной или кубичной оптической нелинейностью. Нелинейностями более высокого порядка в разложении (2.2), как правило, пренебрегают, в силу малости каждого последующего члена по сравнению с предыдущим. Важно отметить, что квадратичная оптическая нелинейность может проявляться лишь в средах без центра симметрии. Действительно, в centrosymmetric среде диэлектрическая восприимчивость  $\chi(E)$  не должна измениться при замене направления поля  $\vec{E}$  на противоположное, т.е. при изменении знака  $E$ . Поскольку  $\chi(E) = \xi_0 + \eta \cdot E + \theta \cdot E^2$ , то выполнение последнего условия возможно лишь при  $\eta = 0$ . Таким образом, в centrosymmetric среде низшим типом оптической нелинейности является кубичная нелинейность.

### **Возможные типы нелинейно – оптических эффектов в средах с квадратичной и кубичной нелинейностью.**

#### А. Среда с квадратичной нелинейностью.

В этом случае  $P(E) = \xi_0 \cdot E + \eta \cdot E^2$ . Положим, что в такой среде распространяется плоская монохроматическая световая волна с полем:

$$E = E_0 \cos(\omega t - kz) \quad (4).$$

Тогда поляризация, наведенная этим полем, имеет вид:

$$P(E) = \xi_0 E_0 \cos(\omega t - kz) + \eta \cdot E_0^2 \cos^2(\omega t - kz) = \xi_0 E_0 \cos(\omega t - kz) + \eta \cdot \frac{E_0^2}{2} + \eta \cdot \frac{E_0^2}{2} \cdot \cos(2\omega t - 2kz) \quad (5).$$

Таким образом, квадратичная нелинейность приводит к возникновению составляющих поляризации на удвоенной частоте светового поля, а также на нулевой частоте. Постоянная поляризация дает возможность оптического детектирования светового поля, а поляризация на удвоенной частоте – возможность генерации его второй гармоники.

Если в материале с квадратичной нелинейностью распространяются две световые волны с разными частотами, то появляется возможность генерации световых полей с комбинационными частотами – суммарной и разностной.

Необходимо отметить, что случай комбинации световой волны и постоянного или низкочастотного переменного электрического поля в материале с квадратичной оптической нелинейностью соответствует линейному электрооптическому эффекту (эффекту Поккельса).

**Б. Среда с кубической нелинейностью.**

Выражение для наведенной поляризации в среде с кубической нелинейностью имеет вид:

$P(E) = \xi_0 \cdot E + \theta \cdot E^3$ . Подставляя сюда выражение для поля световой волны (4), получим:

$$\begin{aligned} P(E) &= \xi_0 \cdot E_0 \cos(\omega t - kz) + \theta \cdot E_0^3 \cos^3(\omega t - kz) = \\ &= \xi_0 \cdot E_0 \cos(\omega t - kz) + \theta \cdot E_0^3 \cdot [\cos(\omega t - kz) \cdot \cos^2(\omega t - kz)] = \\ &= \left( \xi_0 \cdot E_0 + \frac{3}{4} \theta \cdot E_0^3 \right) \cdot \cos(\omega t - kz) + \frac{\theta \cdot E_0^3}{4} \cdot \cos(3\omega t - 3kz) \end{aligned} \quad (7).$$

Таким образом, при распространении монохроматической световой волны в среде с кубической нелинейностью, возникают составляющие поляризации на той же самой частоте и на ее третьей гармонике. Нелинейная добавка к поляризации среды на частоте  $\omega$  с амплитудой

$\frac{3}{4} \theta \cdot E_0^3$  означает изменение диэлектрической проницаемости (или показателя преломления)

среды, что является причиной эффектов самовоздействия световых полей. Составляющая поляризации на утроенной частоте обуславливает возможность генерации третьей гармоники основной волны. Часто среды с кубической оптической нелинейностью называют керровскими средами. Это название связано с тем, что квадратичный электрооптический эффект (эффект Керра) может рассматриваться и как нелинейно – оптический эффект в среде с квадратичной нелинейностью, при комбинации в ней постоянного (или низкочастотного переменного) электрического поля и монохроматической световой волны. В выражении для индуцированной поляризации в случае комбинации в среде двух монохроматических волн будут присутствовать слагаемые вида  $3E_{01}^2 \cdot E_{02} \cdot \cos^2 \omega_1 t \cdot \cos \omega_2 t$  и  $3E_{01} \cdot E_{02}^2 \cdot \cos \omega_1 t \cdot \cos^2 \omega_2 t$ . Полагая, например,  $\omega_1 = 0$ , для одной из составляющих поляризации получим:  $3E_{01}^2 \cdot E_{02} \cdot \cos \omega_2 t$ , т.е. на частоте светового поля  $\omega_2$  изменение показателя преломления пропорционально квадрату амплитуды постоянного поля. А это и есть эффект Керра.

**Пространственное самовоздействие световых пучков.**

Под эффектом пространственного самовоздействия понимается изменение пространственной структуры светового поля вследствие оптических неоднородностей, индуцированных в нелинейно – оптической среде самим световым полем. В подобной среде, аналогично диэлектрической восприимчивости и диэлектрической проницаемости, показатель преломления может быть представлен в виде суммы линейной и нелинейной частей:

$$n = n_L + n_{NL}(I) \quad (8),$$

где  $I$  - интенсивность света. В керровских средах оптическая нелинейность обусловлена нелинейной зависимостью поляризуемости вещества от амплитуды высокочастотного электрического поля и, как уже отмечено, проявляется при величине напряженности этого поля, сравнимой с внутриатомными полями. Составляющая  $n_{NL}$  может быть представлена в этом случае в виде:

$$n_{NL} = n_{(2)} \cdot I \quad (9),$$

где коэффициент  $n_{(2)}$  называют нелинейным показателем преломления. Нелинейно - оптические эффекты в керровских средах наблюдаются при интенсивностях света в сотни мегаватт и даже гигаватты на квадратный сантиметр. Но эти эффекты являются очень быстрыми, их скорость определяется инерционностью электрона в атоме.

Наряду с нелинейностью поляризуемости атома, возможны другие, более сильные механизмы оптической нелинейности, приводящие к значительным изменениям показателя преломления под действием света. Это, в частности, термооптический и фоторефрактивный эффекты.

Термооптический эффект проявляется в средах с заметным поглощением света. Если поглощение приводит к повышению температуры в освещенной области, то из-за температурной зависимости показателя преломления, в этой области могут возникать оптические неоднородности. Термооптическая нелинейность может быть значительно сильнее керровской, но скорость данного эффекта существенно ниже. Величина изменения показателя преломления в случае термооптического эффекта определяется соотношением:

$$\Delta n^{(то)} = \frac{\partial n}{\partial T} \cdot \delta T(I),$$

где  $\frac{\partial n}{\partial T}$  – температурный коэффициент показателя преломления;  $\delta T(I)$  – локальное изменение температуры среды вследствие поглощения света. Типичные величины температурных коэффициентов показателя преломления диэлектрических материалов  $\sim 10^{-5} / ^\circ\text{C}$ . Однако в некоторых материалах (например, в перспективном электрооптическом кристалле стронций – бариевого ниобата) они могут быть выше на один – два порядка. Соответственно, в подобных материалах проявление эффектов сильного пространственного самовоздействия возможно при локальном нагреве среды всего лишь на десятые доли градуса, т.е. при достаточно низких интенсивностях света.

Фоторефрактивный эффект наблюдается в кристаллических материалах без центра симметрии. Он является результатом нескольких последовательно развивающихся процессов:

- а) фотовозбуждения носителей электрического заряда, например, электронов с энергетических уровней активных примесных центров в запрещенной зоне, в зону проводимости;
- б) перераспределения фотовозбужденных носителей в пространстве вследствие тепловой диффузии, под действием внешнего электрического поля или вследствие фотовольтаического эффекта;
- в) захвата носителей заряда в неосвещенных областях глубокими ловушечными центрами и, в результате, появления электрического поля пространственного заряда;
- г) модуляции показателя преломления среды полем пространственного электрического заряда вследствие линейного электрооптического эффекта.

Величина изменения показателя преломления материала при фоторефрактивном эффекте  $\Delta n^{(фр)}$  определяется величиной поля пространственного заряда  $E_{sc}$  и соответствующих электрооптических коэффициентов  $\gamma$ :

$$\Delta n^{(фр)} = -\frac{1}{2} n^3 \cdot \gamma \cdot E_{sc}.$$

Фоторефрактивный эффект в некоторых электрооптических кристаллах приводит к очень сильной оптической нелинейности, однако во многих случаях эта нелинейность является еще более медленной, чем термооптическая. Так, время установления и релаксации поля  $E_{sc}$  составляет от миллисекунд для кристаллов семейства селенитов до десятков минут и месяцев для кристаллов ниобата лития.

Приведенное выше соотношение  $n_{NL} = n_{(2)} \cdot I$  указывает на локальный характер нелинейно – оптического отклика в керровских средах, т.е. изменение показателя преломления

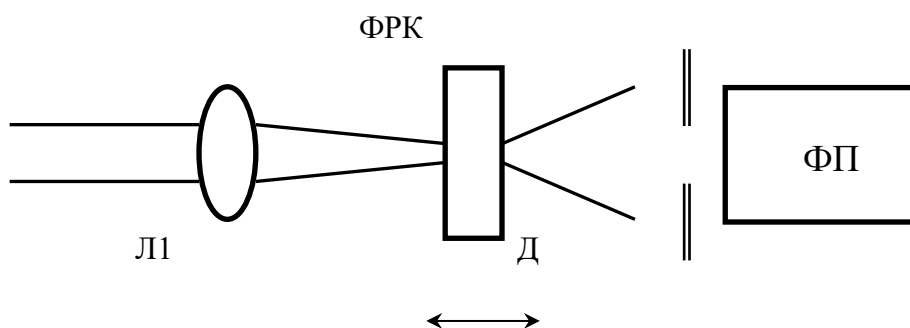
в этом случае пропорционально величине интенсивности света. Таким образом, если в подобной среде распространяется световой пучок достаточной интенсивности, он индуцирует оптическую неоднородность, профиль которой повторяет профиль интенсивности пучка. При значительной величине возмущения показателя преломления, наведенная неоднородность приводит к изменению самого пучка, что опять изменяет пространственный профиль неоднородности показателя преломления и т.д. В стационарном режиме, когда световое поле и наведенная им оптическая неоднородность находятся в состоянии взаимного равновесия, результатом нелинейно – оптического пространственного самовоздействия могут явиться самофокусировка или самодефокусировка светового пучка, а в некоторых случаях - режим пространственных оптических солитонов. Под последним понимается ситуация, когда дифракционная расходимость пучка (либо части светового поля) полностью скомпенсирована за счет эффекта самофокусировки (или самодефокусировки).

Наряду с локальным, возможен и нелокальный нелинейно – оптический отклик, когда изменение показателя преломления среды пропорционально не интенсивности света, а ее градиенту. Такая связь характерна, например, для случая фоторефрактивного эффекта с диффузионным механизмом пространственного перераспределения носителей заряда. При этом эффект пространственного самовоздействия световых пучков проявляется в самоискривлении траекторий световых лучей.

## Содержание работы

### 1. Суть метода Z- скан.

Основная идея метода Z- скан (метода продольного сканирования нелинейно – оптической среды) поясняется схемой на рисунке. Здесь световой пучок фокусируется линзой Л1, а образец с нелинейно – оптическими свойствами смещается в направлении оси оптической системы. С помощью фотоприемника ФП и дополнительных элементов, например, диафрагмы Д, изучается зависимость интенсивности прошедшего через образец светового пучка в некоторой его локальной области, от положения образца относительно перетяжки светового пучка.



Известно несколько модификаций экспериментальной методики. “Закрытый” Z- скан метод использует диафрагму, вырезающую центральную часть прошедшего пучка. Данная конфигурация позволяет определить тип оптической нелинейности образца (самофокусирующая или самодефокусирующая). Действительно, рассмотрим, как изменяется прошедший пучок при различных типах нелинейности. В случае самофокусирующей нелинейности в образце наводится положительная (фокусирующая) линза. Тогда при положении перетяжки пучка у входной границы нелинейной области, интенсивность света,

проходящего через диафрагму, возрастает по сравнению с линейным режимом, т.к. в области линзы распространяется расходящийся световой пучок. Линза уменьшает расходимость пучка, что и проявляется в возрастании его локальной интенсивности. При положении перетяжки у выходной границы нелинейной области, светоиндуцированная линза увеличивает расходимость прошедшего пучка за счет увеличения его сходимости в области линзы, т.е. интенсивность света на фотоприемнике уменьшается. При положении перетяжки примерно в середине нелинейного образца величина отклика фотоприемника соответствует случаю линейного режима. Таким образом, качественный вид зависимости выходного сигнала фотоприемника при смещении образца в сторону фокусирующей линзы Л соответствует кривой 1 на рисунке ниже. В случае самодефокусирующей нелинейности, очевидно, при тех же условиях должна наблюдаться зависимость типа 2.

Для приближенной количественной интерпретации трансформации структуры световых пучков вследствие пространственного самовоздействия, обратимся к результатам анализа распространения гауссовых световых пучков в линзоподобных средах. В случаях, когда размер области нелинейной среды в направлении распространения сравним с шириной перетяжки светового пучка, светоиндуцированная линза может, в первом приближении, считаться тонкой. Полагая для простоты, что в поперечном направлении величина светоиндуцированного



Зависимость величины выходного сигнала фотоприемника от величины продольного смещения ФРК при положительной и отрицательной нелинейности материала (смещение в направлении к фокусирующей линзе).

изменения показателя преломления отвечает квадратичному закону, изменение параметров светового пучка, прошедшего через линзу, может быть описано соотношением:

$$\frac{w_3}{w_1} = \frac{F\lambda / \pi w_1^2 n}{\sqrt{1 + (F\lambda / \pi w_1^2 n)^2}}$$

где  $F$  – фокусное расстояние светоиндуцированной линзы;  $\lambda$  – длина волны света;  $w_1$  – ширина гауссова пучка в области перетяжки при совпадении плоскости перетяжки с входной границей линзы;  $w_3$  – ширина выходного гауссова пучка;  $n$  – показатель преломления в области линзы. Данное соотношение определяет величину изменения ширины светового пучка в области перетяжки после фокусирующей линзы вследствие фокусировки входного светового пучка. Однако это же выражение можно использовать и для случая отрицательных линз. Оно может быть использовано для оценки величины фокусного расстояния светоиндуцированной линзы, исходя из сравнения угловых расходимости выходного пучка в линейном и нелинейном режимах.

## 2. Экспериментальная установка.

Экспериментальная установка включает He – Ne лазер, фокусирующую линзу, фотоприемник и индикатор. В качестве фотоприемника может использоваться как обычный фотодиод, так и многоэлементный фотоприемник, например, видеокамера на основе матрицы ПЗС. В случае одиночного фотодиода методика исследований соответствует варианту закрытого Z- сканирования, т.е. с помощью диафрагмы измеряется интенсивность центральной области прошедшего образец светового пучка. При использовании ПЗС

видеокамеры, сигнал с видеокамеры обрабатывается с помощью персонального компьютера, что позволяет оперативно получить изображения двумерного распределения интенсивности света в пучке, прошедшем нелинейную среду. В качестве нелинейно – оптического образца используется пластинка из ниобата лития. Для усиления фоторефрактивных свойств ниобата лития, поверхностная область пластины легирована ионами Fe, либо комбинацией Fe и Cu, методом высокотемпературной диффузии. Ось Z (оптическая ось кристалла) параллельна поверхности подложки. В области, легированной Cu, поверхность имеет характерную светлоржавую окраску. Толщина легированного слоя составляет около 20 мкм. Исследуемый образец размещен на столике с микрометрическим позиционированием.

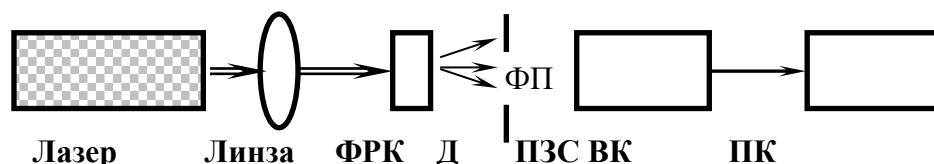


Схема экспериментальной установки

Высокая оптическая нелинейность фоторефрактивного эффекта позволяет пронаблюдать в работе эффект пространственного самовоздействия светового пучка с очень низкой оптической мощностью (порядка 1 мВт) при незначительной толщине нелинейно – оптического образца (в нелегированном кристалле подобный эффект не наблюдается).

Кристалл ниобата лития характеризуется достаточно сильной анизотропией различных физических свойств. В проводимых экспериментах это проявляется в “анизотропии” деформации распределения интенсивности в световом пучке при фоторефрактивном самовоздействии. Основные изменения этого распределения наблюдаются в направлении оптической оси кристалла. Это обусловлено, в основном, двумя факторами. Во – первых, основным механизмом фоторефракции в ниобате лития, легированном железом и медью, является фотовольтаический эффект. При распространении света в направлении, перпендикулярном оптической оси, величина поля пространственного электрического заряда, наведенного в кристалле вследствие фоторефракции, максимальна в направлении оптической оси. Во – вторых, вследствие анизотропии электрооптического эффекта, изменения показателя преломления кристалла, обусловленные наведенным полем пространственного заряда  $E_{sc}$ , различны для световых волн обыкновенной и необыкновенной поляризации. Для обыкновенной волны и составляющей поля  $E_{sc} = E_z$  вдоль оптической оси:

$$\Delta n_o = -\frac{1}{2} n_0^3 \cdot r_{13} \cdot E_z, \text{ а для необыкновенной} - \Delta n_e = -\frac{1}{2} n_e^3 \cdot r_{33} \cdot E_z.$$

Поскольку электрооптические коэффициенты  $r_{13}$  и  $r_{33}$  для ниобата лития отличаются более, чем в 3 раза ( $r_{13}=9,6 \cdot 10^{-10}$  см/В;  $r_{33}=30,9 \cdot 10^{-10}$  см/В), то и величина наведенного изменения показателя преломления для необыкновенной волны оказывается значительно больше, чем для обыкновенной. Свидетельством этого является значительное различие в искажениях профилей световых пучков с обыкновенной и необыкновенной поляризацией, наблюдаемое при проведении эксперимента.

### 3. Порядок выполнения работы.

а) Ознакомиться с теорией по тематике работы и элементами экспериментальной установки.

б) Получить от преподавателя допуск к выполнению работы, включить лазер и измерительные приборы.

в) Ориентировочно (визуально) определить положение области перетяжки светового пучка, фокусируемого линзой, и установить нелинейно – оптический образец так, чтобы перетяжка находилась у его входной грани.

г) Пронаблюдать визуально характер изменения во времени распределения интенсивности светового пучка, прошедшего через кристалл для того, чтобы убедиться в положении перетяжки пучка у входной грани.

д) В случае соответствия характера искажений пучка ожидаемому, изменить положение кристалла в поперечном направлении, чтобы луч проходил через не освещавшуюся ранее область, затем с помощью ПЗС – видеокамеры снять зависимость распределения интенсивности в прошедшем световом пучке от времени экспозиции.

е) Для положения перетяжки фокусируемого светового пучка у выходной грани нелинейного образца повторить эксперимент в соответствии с пунктом д).

ж) Изменить поляризацию света на обыкновенную, повторить эксперимент для случая положения перетяжки пучка у входной и выходной граней образца. Объяснить результат.

з) Оформить результаты экспериментов в виде набора изображений либо кривых и таблиц данных.

и) Для полученной в экспериментах величины изменения угловой расходимости выходного светового пучка при совмещении перетяжки с входной гранью образца рассчитать зависимость фокусного расстояния светоиндуцированной линзы от величины светоиндуцированного изменения показателя преломления. Оценить величину фокусного расстояния линзы, исходя из ориентировочной оценки величины  $\Delta n$ .

к) Оформить отчет о проведенных в рамках лабораторной работы исследованиях и сдать его преподавателю.

## Содержание отчета

Отчет должен включать:

1. Название работы, цель работы и схемы экспериментальных установок.
2. Изображения и зависимости из пунктов д)-и) с пояснениями.
3. Выводы по результатам работы.
4. Ответы на контрольные вопросы.

## Контрольные вопросы

1. Пояснить суть понятия “самовоздействие пучка”.
2. Пояснить качественно причину оптической нелинейности обычных (керровских) сред.
3. Что такое термооптический эффект?
4. В чем суть фоторефрактивного эффекта?
5. Изобразить качественно вид зависимости отклика фотоприемника от продольного смещения в Z- скан схеме для среды с самофокусирующей нелинейностью.
6. Изобразить качественно вид зависимости отклика фотоприемника от продольного смещения исследуемого образца при самодефокусирующей нелинейности материала.