

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
(ТУСУР)

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники
(СВЧиКР)

Основы физической и квантовой оптики

**ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПРОПУСКАНИЯ В LiNbO_3 С
ЛЕГИРОВАНИЕМ ПОВЕРХНОСТИ ФОТОРЕФРАКТИВНЫМИ
ПРИМЕСЯМИ**

Руководство к лабораторной работе для студентов специальности 210401 -
Физика и техника оптической связи

2011

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
(ТУСУР)

Кафедра сверхвысокочастотной и квантовой радиотехники
(СВЧиКР)

УТВЕРЖДАЮ
Зав. каф. СВЧиКР

_____ С.Н.Шарангович
“ ___ “ _____ 2011 г.

Основы физической и квантовой оптики

**ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПРОПУСКАНИЯ В LiNbO_3 С
ЛЕГИРОВАНИЕМ ПОВЕРХНОСТИ ФОТОРЕФРАКТИВНЫМИ
ПРИМЕСЯМИ**

Руководство к лабораторной работе для студентов специальности 210401 -
Физика и техника оптической связи

Разработчики:
профессор кафедры СВЧиКР
_____ В.М.Шандаров
ассистент кафедры СВЧиКР
_____ В.Г. Круглов
ст. преп. кафедры СВЧиКР
_____ П.А. Карпушин

2011

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение.....	3
2. Изменение оптического пропускания плоскопараллельных образцов LiNbO_3	3
3. Физические процессы, вносящие вклад в изменение оптического пропускания в образцах LiNbO_3	6
3.1 Некоторые свойства ниобата лития.....	6
3.2. Фоторефрактивный эффект.....	7
3.3. Термооптический эффект.....	8
4. Схема эксперимента	8
5. Контрольные вопросы	9
6. Задание и рекомендации по выполнению работы	10
Рекомендуемая литература.....	11

1. ВВЕДЕНИЕ

В современном приборостроении находят широкое применение оптические элементы и устройства (оптические переключатели, оптические и волоконно-оптические датчики и т.п.). При их создании часто используются нелинейно-оптические материалы, физические свойства которых могут изменяться при воздействии света. Подобные материалы, например кристаллы ниобата лития (LiNbO_3), представляют существенный интерес в плане реализации на их основе различных электрооптических, фоторефрактивных, голографических и нелинейно-оптических элементов. Некоторые физические характеристики LiNbO_3 существенно зависят от присутствия в кристалле легирующих примесей, например железа (Fe) и меди (Cu). Существуют различные методы легирования. Особый интерес представляет поверхностное легирование, позволяющее получить высокую концентрацию примесей и локальное легирование разных участков поверхности комбинациями разных примесей.

Целью данной лабораторной работы является экспериментальное исследование эффекта изменения оптического пропускания кристаллических образцов LiNbO_3 с поверхностью, легированной ионами железа и меди, под влиянием коротковолнового некогерентного излучения.

2. ИЗМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПРОПУСКАНИЯ ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ОБРАЗЦОВ LiNbO_3

В работе исследуется оптическое пропускание плоскопараллельных образцов LiNbO_3 , в том числе его изменение под влиянием излучения некогерентной подсветки, при длине волны когерентного зондирующего света $\lambda=633$ нм. Вклад разных механизмов в это изменение иллюстрируется схемой на рис. 2.1.

Пусть свет от источника излучения падает на поверхность исследуемого образца и частично отражается от этой поверхности. Световая волна, прошедшая в образец, претерпевает многократное отражение от его граней и может ослабляться, если поглощение света в материале отлично от нуля. Таким образом, прошедшее через образец излучение представляет собой результат интерференции многих световых волн. Наличие поглощения может привести к изменению температуры материала и, как следствие, к изменению величины показателя преломления вследствие его температурной зависимости. В свою очередь, это также влияет на результат интерференции, определяющей интенсивность прошедшего через образец светового поля. Таким образом, рассматриваемый случай соответствует нелинейному интерферометру Фабри-Перо. Для рассматриваемого материала коэффициент отражения света на

границе раздела с воздухом невелик (~14% по интенсивности), поэтому вместо многолучевой интерференции можно рассматривать интерференцию лишь двух пучков, учитывая лишь одно переотражение света в образце. При таком подходе выражение для интенсивности прошедшего света при отсутствии поглощения можно получить следующим образом.

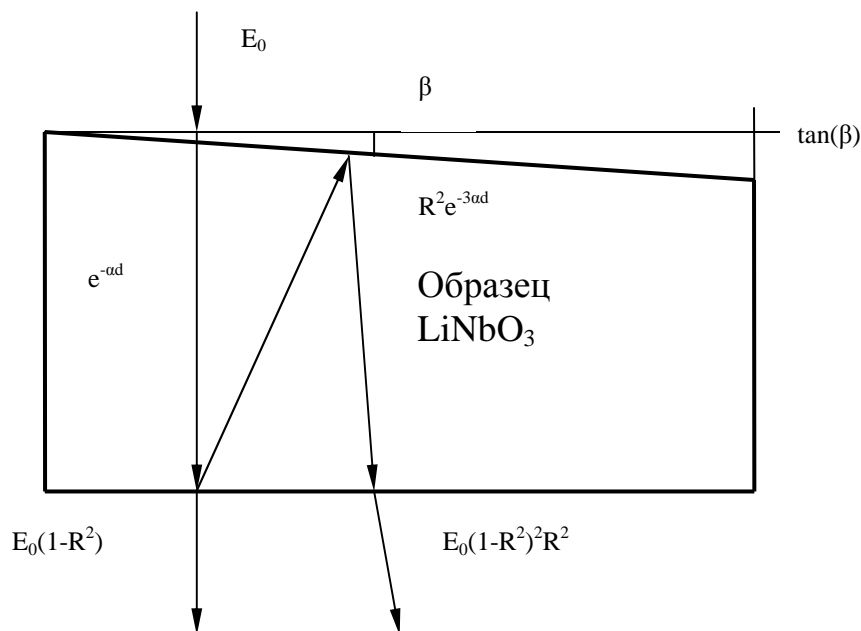


Рисунок 2.1 – Схема прохождения пучка света через исследуемый образец

На входе образца волна имеет вид:

$$E = E_0 \cdot \exp(j \cdot \omega \cdot t), \quad (2.1)$$

где E_0 – напряженность электрического поля; ω – круговая частота, t - время.

Прошедшее в образец поле имеет вид:

$$E_1 = E_0 \cdot (1 - R^2)^{1/2} \cdot \exp(j \cdot \omega \cdot t), \quad (2.2)$$

Здесь R - френелевский коэффициент отражения. Пройдя через образец, у его нижней грани, вид поля волны принимает форму:

$$E_2 = E_0 \cdot (1 - R^2)^{1/2} \cdot \exp(j \cdot (\omega \cdot t - k \cdot d)). \quad (2.3)$$

Проходя наружу через нижнюю грань образца, световое поле приобретает вид:

$$E_3 = E_0 \cdot (1 - R^2) \cdot \exp(j \cdot (\omega \cdot t - k \cdot d)). \quad (2.4)$$

Частично отражённая от нижней грани волна распространяется в образце до верхней грани. Здесь она также частично отражается и частично выходит из образца. Отражённая волна имеет вид:

$$E_4 = E_0 \cdot (1 - R^2)^{1/2} \cdot R^2 \cdot \exp(j \cdot (\omega \cdot t - 2 \cdot k \cdot d)). \quad (2.5)$$

Отражённая от верхней грани волна вновь проходит через образец.

Итак, запишем выражение для вторично прошедшего через образец поля, вышедшего через нижнюю грань образца:

$$E_5 = E_0 \cdot (1 - R^2) \cdot R^2 \cdot \exp(j \cdot (\omega \cdot t - 3 \cdot k \cdot d)). \quad (2.6)$$

Составляющие E_3 и E_5 когерентны и разность их фаз не зависит от времени. Поскольку интенсивность отраженной волны при переходе света через границу «воздух – ниобат лития» составляет чуть более 10%, в анализе принимаем во внимание только две этих составляющих, пренебрегая вкладом других переотражений. Суммарная интенсивность светового поля, прошедшего через образец, таким образом, определяется соотношением:

$$I_{\Sigma} = (E_3 + E_5) \cdot (E_3 + E_5)^*,$$

откуда получим:

$$I_{\Sigma} = E_3 E_3^* + E_3 E_5^* + E_5 E_3^* + E_5 E_5^*. \quad (2.7)$$

Подставляя (2.4) и (2.6) в выражение (2.7) получим интенсивность суммарного поля:

$$I_{\Sigma} = E_0^2 \cdot (1 - R^2)^2 \cdot [1 + 2 \cdot R^2 \cdot \cos(k \cdot d) + R^4]. \quad (2.8)$$

где $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число света в вакууме; λ – длина волны; d – толщина исследуемого образца.

Итак, мы получили выражение для интенсивности света при условии, что поглощение отсутствует. Оно показывает, что интенсивность света, прошедшего через образец, меняется по гармоническому закону в зависимости от толщины кристалла.

Пучок света, проходя через исследуемый образец, ослабляется вследствие конечного оптического поглощения материала и отражения от поверхностей образца. Рассмотрим выражения для интенсивности прошедшего света с учётом оптического поглощения в соотношении (2.8).

Учтём это, помножив правую часть в выражении (2.4) на $\exp(-\alpha \cdot d)$, а в выражении (2.6) на $\exp(-3 \cdot \alpha \cdot d)$, тогда получим:

$$I_{\Sigma} = E_0^2 \cdot (1 - R^2)^2 \cdot \exp(-2 \cdot \alpha \cdot d) \cdot [1 + 2 \cdot R^2 \cdot \cos(k \cdot d) \cdot \exp(-2 \cdot \alpha \cdot d) + R^4 \cdot \exp(-4 \cdot \alpha \cdot d)]. \quad (2.9)$$

Необходимо также учесть влияние температуры на оптическое пропускание образца. Для этого в выражении (2.9) введем температурную

зависимость показателя преломления $n(T)$ и изменение толщины образца вследствие теплового расширения:

$$I_{\Sigma} = E_0^2 \cdot (1 - R^2)^2 \cdot \exp(-2 \cdot \alpha \cdot d(T)) \cdot \left[1 + 2 \cdot R^2 \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot d(T)n(T)}{\lambda}\right) \times \right. \\ \left. \times \exp(-2 \cdot \alpha \cdot d(T)) + R^4 \cdot \exp(-4 \cdot \alpha \cdot d(T)) \right] \quad (2.10)$$

$$n(T) = n_0 + \frac{\partial n}{\partial T} \Delta T,$$

где n_0 – показатель преломления; $\frac{\partial n}{\partial T}$ – его температурный коэффициент; ΔT – изменение температуры,

$$d(T) = d_0 + \frac{\partial d}{\partial T} \cdot \Delta T,$$

где d_0 – начальная толщина образца; $\frac{\partial d}{\partial T}$ – коэффициент теплового расширения материала.

Наконец, величина оптического пропускания образца (отношение интенсивности прошедшего светового поля к интенсивности падающего на образец) определяется соотношением:

$$I_{\Sigma C} = (1 - R^2)^2 \cdot \exp(-2 \cdot \alpha \cdot d(T)) \cdot \left[1 + 2 \cdot R^2 \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot d(T)n(T)}{\lambda}\right) \times \right. \\ \left. \times \exp(-2 \cdot \alpha \cdot d(T)) + R^4 \cdot \exp(-4 \cdot \alpha \cdot d(T)) \right] \quad (2.11).$$

3. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, ВНОСЯЩИЕ ВКЛАД В ИЗМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПРОПУСКАНИЯ В ОБРАЗЦАХ LiNbO_3

3.1 Некоторые свойства ниобата лития

Впервые кристаллы LiNbO_3 были получены еще в 1937 году. Монокристаллы LiNbO_3 нашли применение в электрооптических модуляторах, нелинейно-оптических, акустооптических и интегрально-оптических элементах. Данный кристалл обладает уникальным набором физических свойств: электрооптических, пьезоэлектрических и нелинейно-оптических коэффициентов в комбинации с химической стабильностью и прозрачностью в широком диапазоне длин волн света. Основные характеристики LiNbO_3 представлены в таблице 3.1.

Таблица 3.1. Основные характеристики LiNbO₃.

Химическая формула	LiNbO ₃
Симметрия кристалла	Тригональная, 3m
Плотность, г/см ³	4,628
Температура плавления, °С	1255
Растворимость	Нерастворим в воде
Цвет	Бесцветен
Диапазон прозрачности, нм	350-5500
Показатель преломления при 633 нм	n _o = 2,29 n _e = 2,20
Электрооптические коэффициенты при 633 нм (высокочастотные), пм/В	r ₃₃ = 30,8 r ₁₃ = 8,6 r ₂₂ = 3,4
Температурный коэффициент показателя преломления для обыкновенной волны, 1/°С	0,7 · 10 ⁻⁵

Как отмечено выше, объектом исследования в данной работе являются образцы ниобата лития с поверхностью, легированной фоторефрактивными примесями Fe и Cu. Вклад в изменение величины их оптического пропускания могут вносить следующие эффекты:

- наведение оптической неоднородности в силу фоторефрактивных свойств образца;
- термооптический эффект, вследствие которого при изменении температуры изменяется показатель преломления материала;
- эффект нелинейного изменения поглощения фоторефрактивного образца под действием когерентного излучения с длиной волны $\lambda=633$ нм.

3.2. Фоторефрактивный эффект.

Фоторефрактивный эффект (ФРЭ) или эффект фоторефракции заключается в изменении показателя преломления диэлектрических или полупроводниковых материалов под действием света. Впервые он был обнаружен в 1965 году в ниобате лития при проведении экспериментов в области нелинейной оптики.

Фоторефрактивный эффект наблюдается в кристаллических материалах без центра симметрии. Он является результатом нескольких элементарных 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 Δn^{fp} определяется величиной поля пространственного заряда E_{sc} и соответствующих электрооптических коэффициентов r :

$$\Delta n^{fp} = -\frac{n^3 r E_{sc}}{2} \quad (2.1)$$

Фоторефрактивный эффект в некоторых электрооптических кристаллах приводит к очень сильной оптической нелинейности, однако эта нелинейность является медленной. Время установления и релаксации поля E_{sc} может составлять от минут до месяцев для кристаллов ниобата лития.

3.3. Термооптический эффект

Фоторефрактивный и термооптический эффекты приводят к изменению оптической длины пути света, прошедшего через плоско – параллельный образец. Изменение оптического пропускания образца зависит также от его толщины и от непараллельности граней (клиновидности). Таким образом, целью данной работы является исследование зависимости изменения оптического пропускания образцов LiNbO_3 , легированных Fe и Cu, с учётом перечисленных факторов.

3. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Целью экспериментальных исследований является исследование изменения оптического пропускания образцов ниобата лития с поверхностным легированием железом и медью, при изменении температуры и наличия некогерентной коротковолновой подсветки. Схема экспериментальной установки изображена на рис. 3.1.

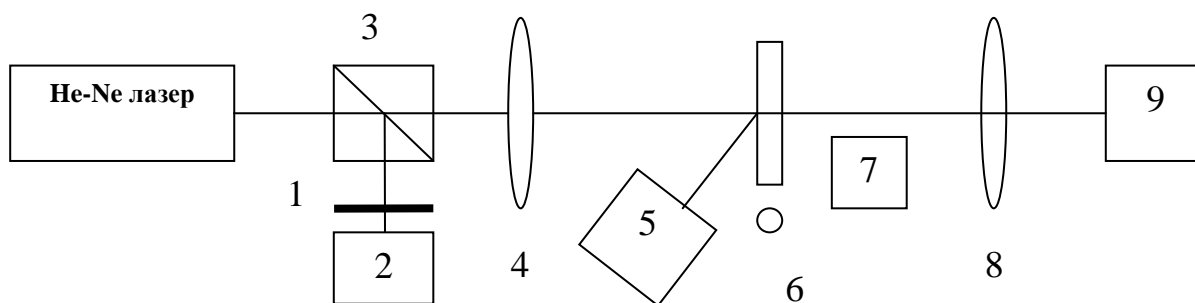


Рисунок 3.1 –Схема экспериментальной установки: 1 – фильтр, предназначенный для ослабления интенсивности света, 2 – фотоприёмный элемент для контроля мощности излучения лазера, 3 – светоделительный кубик, 4 – линза, 5 – светодиод с длиной волны $\lambda = 470$ нм; 6 – образец LiNbO₃ на микрометрическом столике, 7 – термометр для контроля температуры окружающей среды, 8 – линза, собирающая свет после образца на поверхность фотоприёмника, 9 – фотоприёмный элемент.

В установке луч He-Ne лазера ($\lambda = 633$ нм) с оптической мощностью ~ 0.5 мВт и апертурой ~ 1 мм проходит через образец в направлении нормали к его поверхности. Мощность прошедшего светового пучка измеряется с помощью линзы (8) и фотодиода (9). Источником некогерентного излучения является светодиод (5). Температура вблизи образца измеряется с помощью термометра (7). Выходная мощность лазера контролируется с помощью светоделительного кубика (3) и фотодиода (2).

4. КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

- 4.1. Пояснить суть эффекта фоторефракции.
- 4.2. Что такое термооптический эффект?
- 4.3. Пояснить в чём преимущество поверхностного легирования фоторефрактивных образцов в сравнении с объёмным легированием.
- 4.4. Как влияет изменение температуры образца на пространственную зависимость оптического пропускания?
- 4.5. Какие физические процессы вносят вклад в изменение величины оптического пропускания в легированной поверхности образца?
- 4.6. Как соотносится амплитуда поля волны до образца и прошедшей волны через образец? Как соотносятся их интенсивности?
- 4.7. Используя рис. 2.1. объяснить, чем обусловлен гармонический характер изменения оптического пропускания при разных положениях зондирующего пучка вдоль оптической оси образца.

5. ЗАДАНИЕ И РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ВЫПОЛНЕНИЮ РАБОТЫ

- а) Ознакомиться с теорией и элементами экспериментальной установки.
- б) Получить от преподавателя допуск к выполнению работы, включить лазер и измерительные приборы и дать им прогреться в течение не менее 30 мин.
- в) Измерить и построить экспериментальную зависимость оптического пропускания образца LiNbO_3 от координаты вдоль оптической оси с шагом 100 мкм.
- г) Через время 10÷30 минут повторить эксперимент. Построить в MS Excel полученные зависимости и объяснить.
- д) Установить источник некогерентного излучения таким образом, чтобы лазерный пучок проходил через образец в центре освещенной области. При этом необходимо, чтобы положение зондирующего лазерного пучка соответствовало скату зависимости, полученной при выполнении пунктов в) и г).
- е) Выключить коротковолновую подсветку и проследить за изменением мощности прошедшего через образец зондирующего пучка в течение 1-5 минут. Включить некогерентную подсветку и провести измерение мощности прошедшего зондирующего пучка в течение 1-5 минут. После выключения подсветки продолжать измерения мощности зондирующего пучка в течение 1 - 5 минут. Построить полученную зависимость в MS Excel.
- ж) Повторить эксперимент д), выбрав положение зондирующего пучка на противоположном скате кривой, полученной при выполнении пунктов в) и г).
- з) Оформить отчет о проведенных в рамках лабораторной работы исследованиях и сдать его преподавателю.

РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков. Теория волн. - М.: Наука. Гл. ред. физ. - мат. лит., 1979. - 384 с.
2. М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. - СПб.: Наука. С. - Петерб. отд., 1992. – 320 с.
3. А.Ярив, П.Юх. Оптические волны в кристаллах. – М.: Мир, 1987. – 616с.