

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ**



ПОБЕДИТЕЛЬ КОНКУРСА ИННОВАЦИОННЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ВУЗОВ

**Н.В. Никоноров, В.А. Асеев, С.Н. Жуков,
А.И. Игнатъев, С.С. Киселев, А.С. Рохмин**

ВОЛНОВОДНАЯ ФОТОНИКА

Учебное пособие по выполнению лабораторного практикума



Санкт-Петербург

2008

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ

**САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ, МЕХАНИКИ И ОПТИКИ**



ПОБЕДИТЕЛЬ КОНКУРСА ИННОВАЦИОННЫХ ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ПРОГРАММ ВУЗОВ

**Н.В. Никоноров, В.А. Асеев, С.Н. Жуков,
А.И. Игнатъев, С.С. Киселев, А.С. Рохмин**

ВОЛНОВОДНАЯ ФОТОНИКА

Учебное пособие по выполнению лабораторного практикума

Санкт-Петербург
2008

Н.В. Никоноров, В.А. Асеев, С.Н. Жуков, А.И. Игнатьев, С.С. Киселев, А.С. Рохмин. «Волноводная фотоника». Учебное пособие по выполнению лабораторных работ по курсу «Волноводная фотоника». СПб: СПбГУ ИТМО, 2008 – 82 стр.

Пособие содержит описание шести лабораторных работ по курсу «Волноводная фотоника» Лабораторные работы посвящены изучению оптических свойств планарных волноводов, формированию планарных волноводных структур, измерению показателей преломления подложек волновода и показателей преломления волноводных мод, изучению анизотропии волноводных структур и исследованию характеристик волноводного эрбиевого усилителя. Каждая лабораторная работа содержит краткий обзор необходимых теоретических сведений, порядок и условия проведения работы, контрольные вопросы для самопроверки.

Учебное пособие предназначено для студентов, обучающихся по направлению «Фотоника и оптоинформатика» при изучении дисциплин «Основы фотоники», «Волноводная фотоника», «Материалы и технологии волоконной и интегральной оптики», а также по направлению «Оптотехника» при изучении дисциплины «Материалы лазерной оптоэлектроники».

Рекомендовано УМО по образованию в области приборостроения и оптоэлектроники в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки 200600 «Фотоника и оптоинформатика».



В 2007 году СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007–2008 годы. Реализация инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворить возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях экономики.

© Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, 2008.

© Н.В. Никоноров, В.А. Асеев, С.Н. Жуков, А.И. Игнатьев, С.С. Киселев, А.С. Рохмин. 2008.

ВВЕДЕНИЕ

Настоящее пособие открывает цикл лабораторных работ по курсу «Волноводная фотоника». Пособие содержит описание шести лабораторных работ по курсу «Волноводная фотоника». Лабораторные работы посвящены изучению оптических свойств планарных волноводов, формированию планарных волноводных структур, измерению показателей преломления подложек волновода и показателей преломления волноводных мод, изучению анизотропии волноводных структур и исследованию характеристик волноводного эрбиевого усилителя.

Целью настоящего лабораторного практикума является:

- привить студентам навыки научно-исследовательской работы и продемонстрировать широкие возможности использования техники волноводной фотоники в различных научных экспериментах.

- обучить студентов принципам и приемам самостоятельных исследований по оптике планарных волноводов, методам создания волноводных структур и измерению их параметров, методам расчета оптических волоконных усилителей света. Каждая лабораторная работа содержит краткий обзор необходимых теоретических сведений, порядок и условия проведения работы, контрольные вопросы для самопроверки.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ПОДЛОЖЕК ПЛАНАРНЫХ ИОНООБМЕННЫХ ВОЛНОВОДОВ РЕФРАКТОМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ:

1. Измерение показателя преломления подложек планарных ионообменных волноводов рефрактометрическим методом

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ:

Подложки для изготовления ионообменных волноводов - полированные пластинки стекла, содержащего в составе ионы щелочных металлов.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ:

1. Ознакомление с принципом действия рефрактометра;
2. Измерение показателя преломления подложек планарных ионообменных волноводов.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ:

Рефрактометр Аббе служит для быстрого измерения показателей преломления жидких и твёрдых тел. Устройство рефрактометра Аббе основано на явлении полного внутреннего отражения.

Пусть луч света падает на границу раздела двух сред со стороны оптически более плотной среды ($n = n_2$). Для углов падения r , меньших предельного r_{np} , свет частично проникает в оптически менее плотную среду ($n = n_1$), а частично отражается. При $r_{np} < r < 90^\circ$ преломлённый луч отсутствует, и наступает полное отражение (рис. 1а). В результате этого в отражённых лучах образуется граница между светлой областью (полное отражение) и полутенью (частичное отражение).

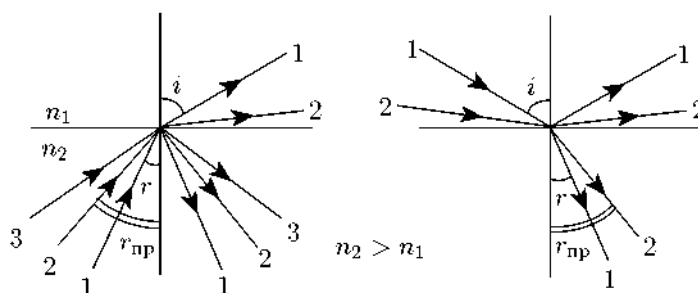


Рис. 1. Предельный угол полного внутреннего отражения (а) и предельный угол преломления (б)

Предельный угол r_{np} соответствует углу преломления $i = 90^\circ$, следовательно,

$$\sin r_{np} = - n_1/n_2 \quad (1)$$

Зная показатель преломления одной из сред и определяя на опыте предельный угол, можно с помощью (1) определить показатель преломления второй среды.

Пусть свет падает на границу раздела со стороны оптически менее плотной среды (рис. 1б). В зависимости от угла падения луч во второй среде может составлять с нормалью углы, расположенные в интервале от нуля до r_{np} . Предельный угол преломления r_{np} соответствует углу падения $i = 90^\circ$ (скользящий луч). В результате в преломлённых лучах образуется резкая граница между светлой и тёмной областями. Легко видеть, что величина предельного угла и в этом случае определяется формулой (1).

При измерениях показателя преломления с помощью рефрактометра Аббе можно пользоваться как методом полного внутреннего отражения, так и методом скользящего луча.

Оптическая схема рефрактометра Аббе и ход лучей при измерении показателя преломления жидкости по методу скользящего луча показаны на рис. 2.

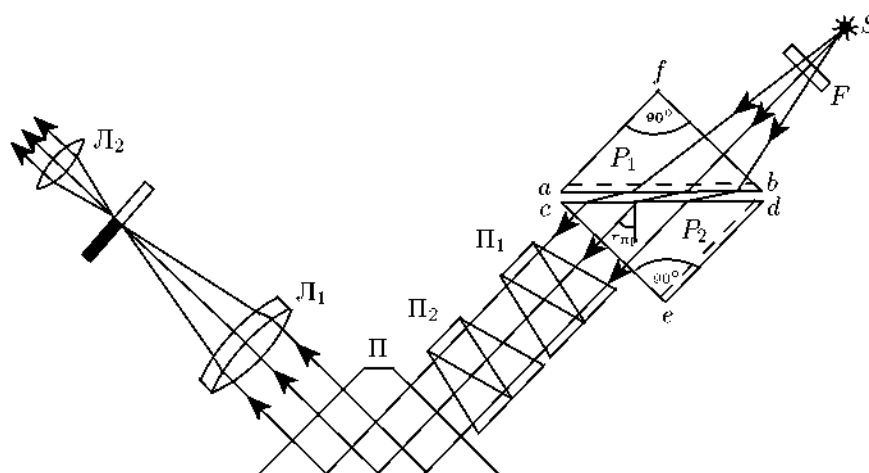


Рис. 2. Ход лучей в рефрактометре при измерении показателя преломления жидкости методом скользящего луча

Основной частью рефрактометра являются две стеклянные прямоугольные призмы P_1 и P_2 , изготовленные из стекла с большим показателем преломления. В разрезе призмы имеют вид прямоугольных треугольников, обращенных друг к другу гипотенузами; зазор между призмами составляет около 0,1 мм и служит для помещения исследуемой жидкости. Свет проникает в призму P_1 через грань bf и попадает в жидкость через матовую грань ab . Свет, рассеянный матовой поверхностью, проходит слой жидкости и под всевозможными углами падает на грань cd призмы P_2 .

Скользящему лучу в жидкости ($i = 90^\circ$) соответствует предельный угол преломления r_{np} . Преломлённые лучи с углами больше r_{np} не возникают. В связи с этим угол выхода лучей из грани se может изменяться лишь в некотором интервале.

Если свет, выходящий из грани ce , пропустить через собирающую линзу L_1 , то в её фокальной плоскости наблюдается резкая граница света и темноты. Граница рассматривается с помощью линзы L_2 . Линзы L_1 и L_2 образуют зрительную трубу, установленную на бесконечность. В их общей фокальной плоскости находится изображение шкалы величин показателя преломления и указатели (нить и перекрестие). В поле зрения окуляра L_2 трубы одновременно можно увидеть только часть изображения шкалы и часть поля сфокусированных лучей, выходящих из призмы P_2 . Вращая систему призм P_1 и P_2 и, следовательно, изменяя наклон предельного пучка лучей относительно оси зрительной трубы, можно добиться, чтобы граница света и тени оказалась в поле зрения окуляра L_2 и совпала с положением указателя. При вращении системы призм поворачивается и шкала показателей преломления, установленная на пластине, жёстко связанной с системой призм P_1 и P_2 (на рис. 2 шкала не показана). Значение показателя преломления жидкости отсчитывается по шкале на уровне резкой границы света и тени.

Если источник света S не является монохроматическим, то наблюдаемая в окуляре трубы граница света и темноты часто оказывается размытой и окрашенной из-за дисперсии показателя преломления исследуемого вещества (т. е. из-за зависимости n от длины волны λ). Для того чтобы получить и в этом случае резкое изображение границы, на пути лучей, выходящих из призмы P_2 , помещают компенсатор с переменной дисперсией. Компенсатор содержит две одинаковые дисперсионные призмы Амичи (рис. 3 и призмы Π_1 и Π_2 на рис. 2), каждая из которых состоит из трёх склеенных призм, обладающих различными показателями преломления и различной дисперсией. Призмы рассчитываются так, чтобы монохроматический луч с длиной волны $\lambda_D = 589,3$ нм (среднее значение длины волны жёлтого дублета натрия) не испытывал отклонения. Лучи с другими длинами волн отклоняются в ту или иную сторону (рис. 3). Если положение призм соответствует рис. 2, то дисперсия двух призм равна удвоенной дисперсии каждой из них. При повороте одной из призм Амичи на 180° относительно другой (вокруг оптической оси) полная дисперсия компенсатора оказывается равной нулю, так как дисперсия одной из призм скомпенсирована дисперсией другой. В зависимости от взаимной ориентации призм дисперсия компенсатора изменяется, таким образом, в пределах от нуля до удвоенного значения дисперсии одной призмы.

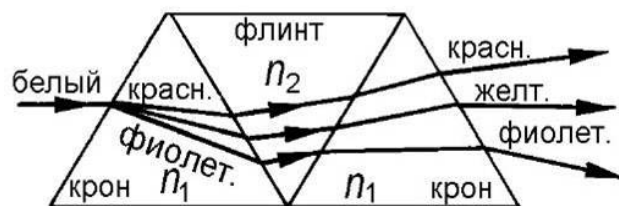


Рис. 3. Ход лучей в призме Амичи

Для поворота призм друг относительно друга служат специальная рукоятка и система конических шестерен, с помощью которых призмы

одновременно поворачиваются в противоположных направлениях. Вращая ручку компенсатора, следует добиваться того, чтобы граница света и тени в поле зрения стала достаточно резкой и не окрашенной. Положение границы при этом соответствует длине волны λ_D , для которой обычно и приводятся значения показателя преломления.

В некоторых случаях, когда дисперсия исследуемого вещества особенно велика, диапазон компенсатора оказывается недостаточным и чёткой границы получить не удаётся. В этом случае рекомендуется устанавливать перед осветителем жёлтый светофильтр.

Применяемая в рефрактометре Аббе поворотная призма Π (призма Дове) позволяет сделать прибор более компактным.

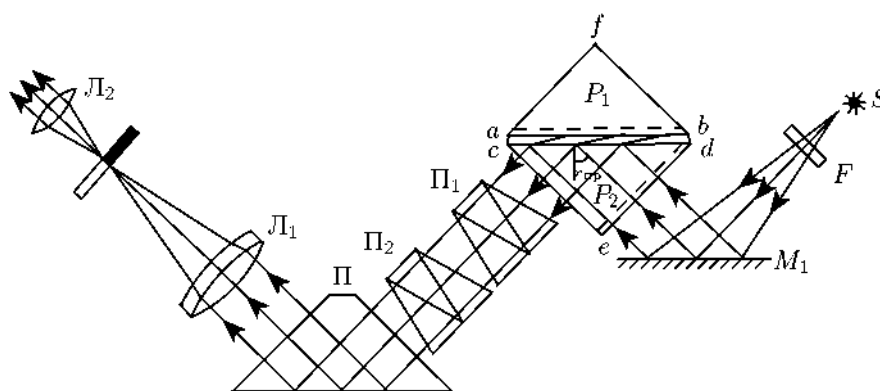


Рис. 4. Ход лучей в рефрактометре при измерении показателя преломления жидкости методом полного внутреннего отражения

На рис. 4 показан ход лучей в рефрактометре при работе по методу полного внутреннего отражения. В этом случае свет от источника S после отражения от зеркала M_1 падает на матовую грань ed призмы P_2 (в методе скользящего луча эта поверхность закрывается металлической шторкой). После рассеяния на грани ed свет падает на границу раздела стекло-жидкость под всевозможными углами. При $r > r_{np}$ наступает полное внутреннее отражение, при $r < r_{np}$ свет отражается частично. В поле зрения трубы наблюдается граница света и полутени.

Так как условия, определяющие величину предельного угла в методе скользящего луча и в методе полного внутреннего отражения, совпадают, положение линии раздела в обоих случаях также оказывается одинаковым.

Заметим, что, в отличие от метода скользящего луча, метод полного внутреннего отражения позволяет измерять показатели преломления непрозрачных веществ.

Рефрактометр Аббе можно использовать и для измерения показателей преломления твёрдых тел. И в этом случае применимы как метод полного внутреннего отражения, так и метод скользящего луча. Исследуемый образец должен иметь плоскую полированную поверхность; этой поверхностью он прижимается к гипотенузе cd призмы P_2 (призма P_1 при этом отклоняется в сторону). Для обеспечения оптического контакта в зазор между соприкасающимися поверхностями вводится тонкий слой

жидкости, показатель преломления n которой удовлетворяет условию: $n_1 < n < n_2$, где n_1 - показатель преломления исследуемого образца, а n_2 - показатель преломления призмы P_2 . При выполнении этого условия наличие слоя жидкости не искажает результатов измерения. (Студентам предлагается самостоятельно разобраться в этом вопросе.) Обычно для создания оптического контакта используют монобромнафталин, показатель преломления которого для жёлтых линий натрия около $n_0 = 1,66$.

При работе по методу скользящего луча образец должен иметь полированную боковую поверхность, сквозь которую в него проникает свет (рис. 5).

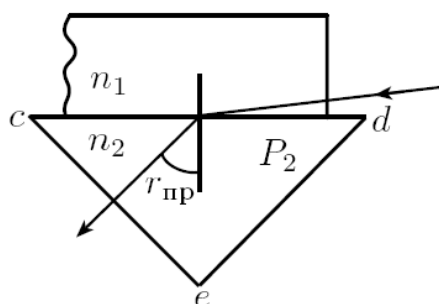


Рис. 5 Измерение показателя преломления твердых тел.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ:

Прибор ИРФ-454 представляет собой современную модель рефрактометра Аббе (рис.6). Он состоит из следующих основных частей: корпуса 1, измерительной головки 2 и зрительной трубы 3 с отсчетным устройством. В измерительной головке находится призмный блок Аббе, который жестко связан со шкалой отсчетного устройства, расположенной внутри корпуса. Шкала подсвечивается зеркалом 4 и проектируется специальной оптической системой в поле зрения трубы.

Таким образом, в поле зрения трубы одновременно видны граничная линия, крест нитей, деления шкалы и визирный штрих шкалы. Чтобы найти границу раздела и совместить ее с перекрестием, необходимо вращать маховичок 5. Окрашенность наблюдаемой границы устраняется поворотом компенсатора с помощью маховичка 6. Вместе с компенсатором одновременно вращается барабан 7 со шкалой, по которой в случае необходимости можно измерить дисперсию вещества. Подсветка исследуемого вещества осуществляется с помощью зеркала 8 дневным светом или от электрической лампы накаливания.

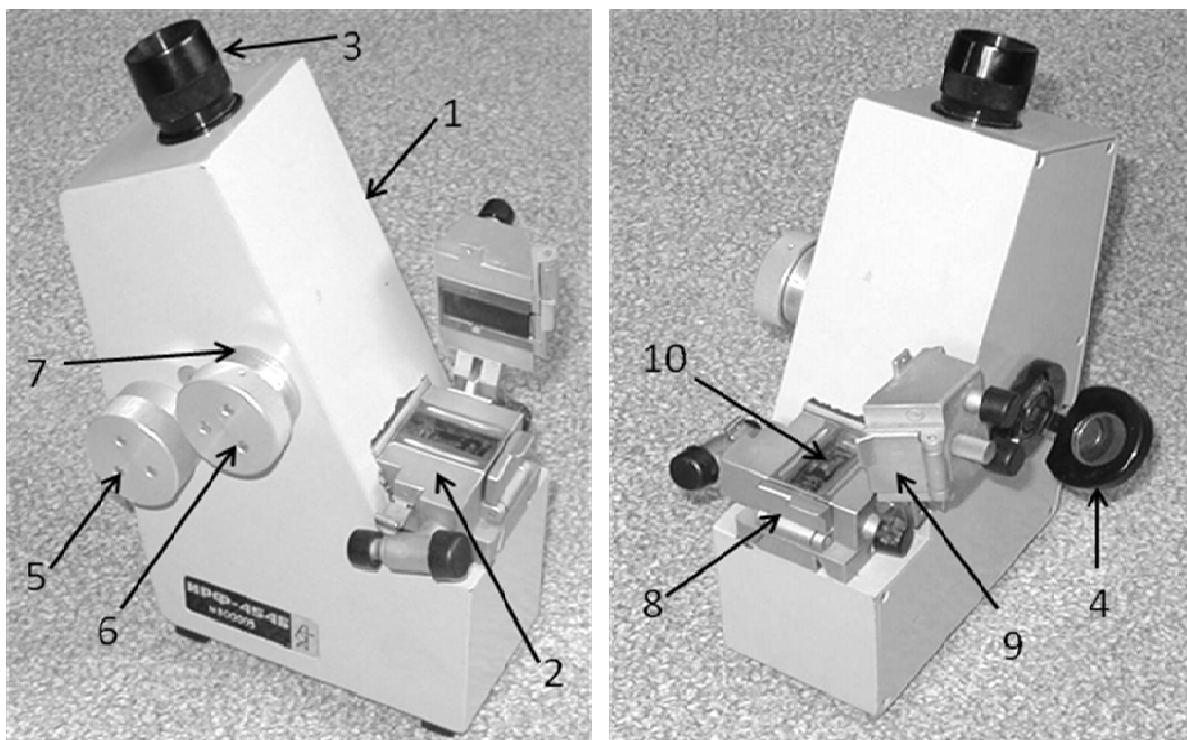


Рис. 6 Рефрактометр Аббе ИРФ-454.

МЕТОДИКА РАБОТЫ:

Перед работой верхнюю часть измерительной головки откидывают и при дальнейшей работе измерительную головку не закрывают. Соприкасающиеся поверхности образца и измерительной призмы протирают спиртом и чистой салфеткой. Для соблюдения оптического контакта между гранью измерительной призмы и исследуемым веществом помещают каплю жидкости, показатель преломления которой больше, чем показатель преломления измеряемого объекта. Введение между образцом и призмой параллельного слоя жидкости не оказывает влияния на ход лучей в системе. Обычно для этой цели служит монобромнафталин. Каплю жидкости помещают на полированную поверхность измерительной призмы 10 (рис. 6) при помощи стеклянной палочки с закругленным концом. Накладывают образец стекла, предназначенного для изготовления ионообменного волновода полированной гранью на измерительную призму. При установке образца плоскость его соприкосновения с измерительной призмой должна принимать равномерную окраску. Осветительное зеркало 4 устанавливают перед окном так, чтобы поле зрения трубы было равномерно освещено. Вращая маховичок 5, находят границу раздела света и тени, маховичком 6 устраняют ее окрашенность. Точно совмещая границу раздела с перекрестием сетки, снимают отсчет по шкале показателей преломления. Индексом для отсчета служит неподвижный визирный штрих сетки. Целые, десятые, сотые и тысячные доли значения показателя преломления отсчитываются по шкале, десятитысячные доли оцениваются на глаз. Шкала рефрактометра проградуирована для температуры 20°C . Так как показатель преломления в значительной мере зависит от

температуры, в приборе предусмотрено термостатирование призмного блока с помощью камер, через которые пропускается вода, идущая от термостата. В учебных целях, если не требуется высокая точность при определении показателя, измерения могут проводиться без термостатирования.

По окончании измерений тщательно вытирают рабочие поверхности блока Аббе мягкой тряпочкой или фильтровальной бумагой. **Полированную грань измерительной призмы надо вытирать очень осторожно, чтобы не повредить полировку.** Затем призмы промывают спиртом, протирают и оставляют блок на некоторое время открытым для просушки. После этого измерительную головку осторожно закрывают, и прибор накрывают футляром.

ВНИМАНИЕ!

Высокопреломляющие иммерсионные жидкости (монобромнафталин, нитротолуиден, нитроксилон) достаточно вредные для здоровья вещества.

ОБРАЩАТЬСЯ С ОСТОРОЖНОСТЬЮ!

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ:

1. Что называется полным внутренним отражением?
2. Для чего грани ab и ed призм P_1 и P_2 делают матовыми?
3. При каких условиях слой жидкости между исследуемым твёрдым образцом и призмой P_2 не влияет на измеренное значение показателя преломления?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. Ландсберг Г.С. Оптика. - М.: Наука, 1976. Гл. XXIV, §137; гл. XXVIII, §156.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. IV. Оптика. - М.: Наука, 1980, § 84.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. - М.: Наука, 1970. Гл. II, §§ 2, 3. 4
4. Дитчберн Р. Физическая оптика. - М.: Наука, 1965. Гл. 14, 15.
5. Иоффе Б.В. Рефрактометрические методы химии. Л.: Химия, 1974.

Лабораторная работа № 2

СОЗДАНИЕ ПЛАНАРНОГО ГРАДИЕНТНОГО ДИФфуЗИОННОГО ВОЛНОВОДА МЕТОДОМ ТЕРМИЧЕСКОГО ИОННОГО ОБМЕНА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ:

Создание планарного градиентного волновода методом термического ионного обмена.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ:

Подложки для изготовления ионообменных волноводов - полированные пластинки стекла, содержащего в составе ионы щелочных металлов.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ:

1. Ознакомление с основными методами создания планарных волноводов.
2. Ознакомление с основными принципами ионного обмена в стеклах.
3. Изготовление планарного градиентного волновода методом термического ионного обмена.

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ:

1. Основные характеристики планарных волноводов

Ограничимся кратким рассмотрением физических явлений в планарных волноводах с целью определения их основных характеристик, необходимых для интерпретации экспериментальных результатов.

2. Методы создания планарных волноводов.

Развитие оптической связи и создание оптического компьютера во многом определяются качеством волноводных структур, применяемых в оптоэлектронике, их характеристиками, стоимостью технологии изготовления и т.д. В связи с этим большое значение приобретает метод создания волноводных структур, т.к. он определяет качество волноводов, области применения, стоимость и т.д. Для создания волноводов применяются различные технологии.

В интегральной оптике существуют два принципа при формировании профиля показателя преломления (ПП) планарных волноводов:

- 1) нанесение оптических пленок на поверхность подложки другого материала;
- 2) увеличение ПП в приповерхностных слоях подложки в результате химических или физических воздействий.

В первом случае изменение ПП скачкообразное (прямоугольный профиль), во втором - ПП пленки меняется плавно (градиентный профиль).

В соответствии с этим можно выделить два направления в методах изготовления волноводных слоев:

I. Пленочная технология (нанесение пленок на подложку).
Основными методами нанесения пленок являются:

- осаждение материала из газовой среды

По способу активации и предварительного перевода материалов в газовую фазу физические методы подразделяются в свою очередь следующие:

а) Напыление нейтральными частицами (выбиваемыми из распыляемой мишени ускоренным потоком заряженных ионов, например, Ag^+ с энергией 0,1-10 кэВ):

- диодные и триодные (с дополнительным ускоряющим и управляющим электродом) системы;
- магнетроны (устройства, где на скрещенные электрическое и магнитное поле накладываются сверхвысокочастотные (СВЧ) колебания, что приводит к образованию сложных спиралевидных траекторий заряженных частиц, которые имеют возможность разогнаться до высоких энергий);
- ионно-лучевое распыление.

б) Напыление заряженными частицами, которые разряжаются на подложках в процессе нанесения:

- тлеющий разряд;
- магнетронный разряд;
- дуговой разряд.

в) Термическое напыление:

- собственно термическое распыление материалов;
- пламенное;
- взрывное;
- световая дуга;
- плазменное.

При термическом напылении энергия осаждающихся частиц в 10-100 раз ниже, чем, например при конденсации заряженных частиц, соответственно значительно меньше и адгезия получаемых покрытий.

- нанесение пленок из жидкой фазы (метод полива с центрифугированием полимерного материала или применение технологии золь-гель).

II. Градиентная технология (изменение состава в поверхностном слое материала в результате введения модификатора или улета исходных компонентов материала, отвечающих за показатель преломления).

Выбор того или иного направления определяется конкретными задачами, которые выдвигаются при построении отдельных элементов или гибридных схем в целом, а также технологическими возможностями с

учетом требований, предъявляемых к волноводам и материалам, из которых они изготавливаются.

На сегодняшний день особый интерес представляют градиентные планарные волноводы. Градиентные волноводы обладают такими преимуществами перед пленочными, как низкие потери, возможность эффективного согласования профиля ПП планарного волновода с профилем ПП волокна. Градиентные волноводы на основе стекол характеризуются стабильностью параметров, высоким качеством поверхности, широким диапазоном изменения свойств в результате варьирования химического состава подложек или внедряемого модификатора, устойчивостью к разнообразным внешним воздействиям. Волноводы, полученные методами градиентной технологии, как правило, сохраняют акусто-, электро-, магнито- и нелинейно-оптические свойства исходных материалов.

Изготовление градиентных планарных волноводов может быть осуществлено методами ионной имплантации, эффузией, твердотельной диффузией, электростимулированной диффузией и ионным обменом.

1) Метод ионной имплантации.

Метод имплантации основан на изменении показателя преломления материала, подвергнутого облучению высокоэнергетическими протонами (1,5 МэВ) или тяжелыми ионами (20-200 кэВ). В результате взаимодействия этих частиц со структурой вещества происходит их торможение, а также смещение атомов вещества. Вследствие этого в поверхностном слое образуется плотная область смещенных атомов. Эти радиационные нарушения представляют большой интерес для создания волноводных слоев, так как именно они вызывают изменение ПП оптических материалов. Основное преимущество метода ионной (протонной) имплантации состоит в получении волноводных слоев с различными профилями ПП, а также в возможности использования для этих целей широкого класса оптических материалов. Однако данный метод требует дополнительной операции в технологической цепи - отжиг волноводных структур, а также сложной и дорогостоящей технологической аппаратуры, что затрудняет его широкое использование.

2) Метод эффузии.

В основу этого метода положена идея улета различных компонентов материала, в состав которого эти компоненты вводились с целью уменьшения ПП. В результате этого улета в поверхностных слоях материала образуется область с повышенным ПП. Так, например, термообработка оптических стекол типа ЛК-1, КФ-10 ЛФ-9, содержащих легколетучие соединения фтора, повышает поверхностный показатель преломления и приводит к образованию волнонесущих слоев. Метод эффузии, связанный с нагревом ($T=60-200^{\circ}\text{C}$) образца на воздухе, является наиболее простым среди всех существующих способов изготовления волноводов. При этом можно получать одномодовые и многомодовые волноводы с затуханием < 1 дБ/см. К недостаткам этого метода можно

отнести узкий выбор материалов, содержащих легколетучие фтористые соединения, а также нестабильность поверхностных слоев этих материалов при комнатной температуре, В связи с этим возможности применения метода эффузии для задач интегральной оптики ограничены.

3) Электролиз.

Суть этого метода заключается в следующем. Под воздействием постоянного электрического поля, приложенного к расположенным на стеклянной пластине электродам, щелочные ионы смещаются к катоду, образуя слой с повышенной концентрацией. Одновременно под анодом образуется слой, обедненный щелочным металлом, если только его соединения не входили в состав материала анода. В зависимости от соотношения ПП стекла и окисла, ответственного за проводимость, волноводными свойствами будут обладать или прикатодный или прианодный слои обработанного стекла. Этот процесс проходит при напряженности электрического поля 300 В/мм и температурах ниже температуры стеклования стекла (T_g). Метод электролиза позволяет получать волноводные слои на широком наборе оптических стекол - щелочносиликатных, боросиликатных, свинцовосиликатных, фосфатных. При этом волноводные потери составляют 1-2 дБ/см. К настоящему времени методом электролиза получены волноводы с перепадом ПП $1,5 \cdot 10^{-3}$. Однако потенциальные возможности этого метода на сегодняшний день изучены недостаточно.

4) Метод твердотельной диффузии.

Этот метод основан на диффузии высокопреломляющего модификатора из пленки, предварительно нанесенной на поверхность стеклянной подложки. Модификатор, внедренный таким способом, увеличивает ПП в поверхностном слое стекла, что приводит к созданию волновода. Обычно этот процесс происходит при температурах выше T_g данного стекла.

Метод твердотельной диффузии позволяет использовать различные высокопреломляющие модификаторы и тем самым получать волноводы с различным перепадом ПП. Потери в таких волноводах составляют 1-3 дБ/см на длине волны 0,63 мкм. К недостаткам этого метода можно отнести то, что диффузия модификатора (как правило, ионов металлов - Ag^+ , Cu^+ , Tl^+ , Pb^+ , Sn^+) в стекло обычно вызывает окрашивание поверхностного слоя, что приводит к дополнительному поглощению волноводного излучения в различных участках спектра. Кроме того, высокая температура, при которой происходит твердотельная диффузия, может изменить различные свойства исходного стекла (например, качество поверхности, фоточувствительность фотохромных стекол и т.д.).

5) Ионный обмен.

Большой интерес при создании градиентных волноводных слоев представляет метод ионообменной диффузии. Суть метода заключается в обмене ионов щелочных металлов, содержащихся в стекле, на ионы других

металлов из расплавов солей вследствие различия их химических потенциалов. Как правило, диффундирующие из расплава в стекло ионы имеют большую удельную рефракцию, чем ионы, диффундирующие из стекла в расплав, например Ag^+ , Li^+ , K^+ , Tl^+ , Rb^+ , $\text{Cs}^+ \leftrightarrow \text{Na}^+$. В результате такой замены происходит увеличение ПП в поверхностном слое стекла, что приводит к образованию волновода (Рис.1). Обычно ионный обмен проводят при температурах ниже T_g стекла.

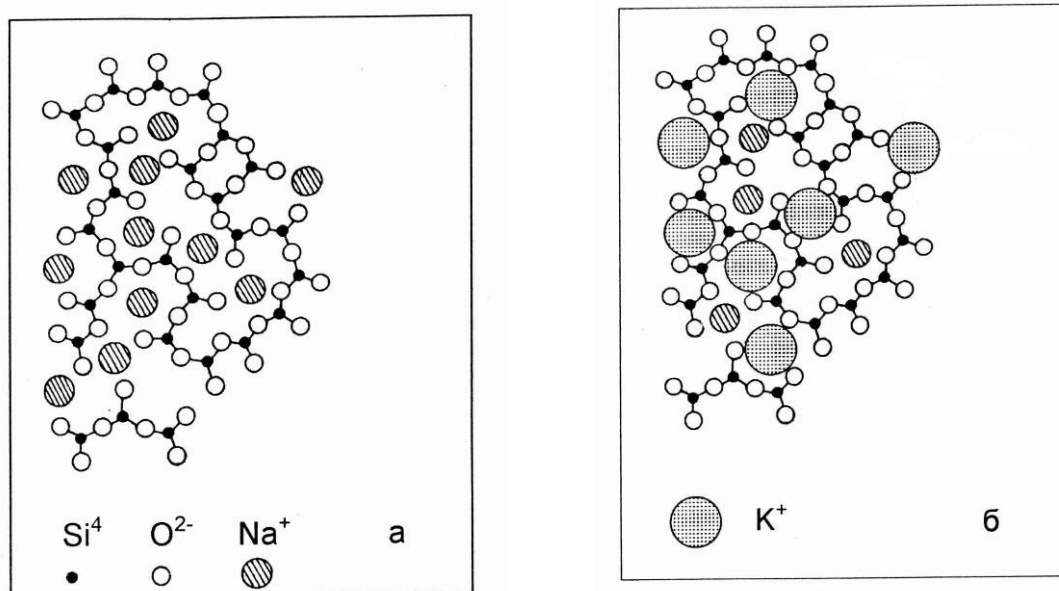


Рис. 1. Принцип ионного обмена на примере $\text{Na}^+ \leftrightarrow \text{K}^+$ обмена (а – схема сетки стекла до обмена; б - схема сетки стекла после обмена)

Полученные таким методом волноводы обладают минимальными потерями (0,2 - 0,5 дБ/см) по сравнению с волноводами изготовленными другими методами. Однако возможности свободной ионообменной диффузии ограничены существованием определенных наборов ионов - диффузантов для конкретных типов стекол.

Дальнейшее расширение ионов - диффузантов может быть достигнуто, например, путем электростимулированной диффузии. В методом электродиффузии получены волноводные слои с использованием одновалентных ионов - диффузантов Cs^+ , Rb^+ , Cu^+ , а также двухвалентных Zn^{2+} . Метод электродиффузии позволяет получать заглубленные волноводы с разнообразными профилями ПП (в том числе ступенчатые), а также позволяет изменять глубину волноводного слоя и ПП в значительных пределах ($h = 15 - 300$ мкм, $\Delta N = 0,01 - 0,07$). Несмотря на другие положительные качества электродиффузии - ускорение процесса и снижение температуры обработки, этот метод требует дополнительных и трудоемких операций в технологической цепи, что усложняет его широкое использование.

Среди перечисленного ассортимента ионов - диффузантов можно выделить K^+ . Ион K^+ представляет собой не поглощающий в видимой и ближней ИК области спектра модификатор. Использование K^+ позволяет получать волноводы хорошего оптического качества с рекордно малыми потерями ($\sim 0,2$ дБ/см). Кроме того, образцы стекла, обработанные в расплавах нитратов

калия, обладают повышенной механической прочностью, что в настоящее время широко используется в практике упрочнения стекла. Следует также отметить, что низкотемпературный ионный обмен в расплаве KNO_3 приводит к увеличению термостойкости, абразивоустойчивости, химической устойчивости, микротвердости и оптической прочности поверхности стеклянных образцов.

Известны две технологические схемы ионно-обменной диффузии - *термодиффузия* и *электродиффузия*.

В оптоэлектронике и интегральной оптике термодиффузию (ТД) можно определить как диффузию ионов (или атомов) из расплава в подложку под действием градиента концентрации при относительно высокой температуре. Ионно-обменная диффузия, как правило, применяется для создания волноводов в стеклах.

В качестве диффундируемых ионов используются, как правило, катионы нитратов, нитритов или сульфатов одновалентных элементов или их смеси в различных пропорциях. Расплавляя эти вещества (температуры их плавления лежат в пределах $200 - 650^\circ\text{C}$) мы тем самым увеличиваем коэффициент диффузии D как диффундируемых ионов, так и ионов, находящихся в стекле. Вследствие этого возрастает коэффициент интердиффузии и, следовательно, протекает эффективный обмен ионами, приводящий к формированию волноводного слоя в стекле. Повышение рабочей температуры процесса ТД до температур размягчения специальных видов стекол ($\sim 650^\circ\text{C}$) действительно увеличивает коэффициент диффузии, что позволяет в короткое время формировать волноводы и при достаточно больших подвижностях ионов в соответствующих стеклянных матрицах удается получать многомодовые волноводы.

Несколько слов о механизме образования волновода. Возрастание или убывание показателя преломления при замене одного иона другим является результатом комбинации двух главных эффектов: эффекта, обусловленного разными размерами ионов (или атомов) обменивающихся элементов (при замене иона с большим радиусом на меньший, решетка (или вещество) коллапсирует, образуя более плотную структуру и, следовательно, показатель преломления возрастает), и эффекта, обусловленного разной электронной поляризуемостью ионов (при замене иона с меньшей поляризуемостью на ион с большей поляризуемостью показатель преломления возрастает).

Как уже отмечалось выше, технология ионно-обменной диффузии относительно проста и дешева. Специальных требований к печи нет - атмосфера воздушная, рабочие температуры в пределах $200 - 650^\circ\text{C}$, стабилизация рабочей температуры $\pm 1^\circ\text{C}$. Однако для получения однородных по всей поверхности подложки волноводов желателен однородный нагрев всего объема, в котором протекает диффузия и хорошая стабилизация температуры ($\sim 0,1^\circ\text{C}$). ТД - технологическая схема представляет собой, как правило, вертикальную шахтную печь с

продольным обогревом. Сосуд с расплавляемым веществом помещается в печь в середину нагреваемого участка, что обеспечивает равномерный нагрев. Вертикальное расположение печи позволяет термостатировать ее только снизу и с боковой поверхности. Образующийся градиент температуры за нагреваемой областью направленный вверх позволяет плавно прогревать образец перед погружением в расплав путем постепенного опускания образца вниз к расплаву (Рис.2).

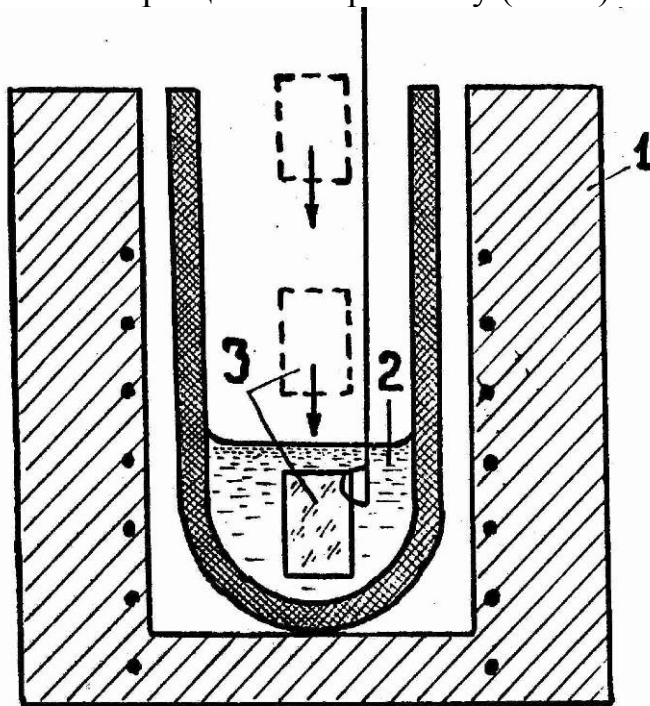


Рис.2. Схема термодиффузионной установки: 1 – печь, 2 - расплав соли, 3 - стеклянная подложка, постепенно опускаемая к расплаву.

Большое прикладное значение имеет профиль показателя преломления (ПП) получаемых ТД-волноводов. Процесс ТД однозначно формирует градиентный ПП, хотя во многих прикладных задачах (например, согласование волноводов с волоконно-оптическими световодами) требуется более резкий ПП.

Таким образом, создание многомодовых волноводов и получение волноводов с более резким ПП во многих случаях в рамках ТД-технологии практически невозможно. Задача получения многомодовых волноводов с резким ПП разрешима, если использовать метод электродиффузии.

Основные отличия метода электродиффузии от метода ТД заключаются в следующем. Во-первых, процесс ТД есть двунаправленный процесс: ионы из расплава внедряются в стекло, соответственно ионы из стекла диффундируют в расплав. Процесс электродиффузии в основном однонаправленный процесс - ионы и в расплаве, и в стекле двигаются по полю. Конечно же, протекает и свободный ионный обмен под действием градиента концентрации, т.е. двунаправленный процесс ТД, но доля его в общем однонаправленном поступательном движении ионов по полю крайне мала, особенно для малоподвижных ионов, т.е. когда коэффициенты

диффузии такого ТД-процесса малы. Именно благодаря этому моменту удается получать значительно более резкий ПП и именно в такой ситуации наиболее отчетливо проявляются преимущества электродиффузии перед ТД. Следует отметить, что методом электродиффузии возможно обменивать не только ионы щелочных металлов с близкими ионными радиусами, но и вводить такие крупные ионы, как Cs^+ и Tl^+ , термическая диффузия которых сильно заторможена.

Во-вторых, процесс электродиффузии - объемный процесс, во всем расплаве, на поверхности раздела расплав-подложка и во всей подложке, в то время как ТД - чисто поверхностный процесс в тонком слое расплав-подложка.

В-третьих, в зависимости от величины поля меняется не только скорость ионного обмена, но и при достаточной величине электрического внешнего поля возможно движение каких-либо анионов из подложки на поверхность расплав-подложка, где и формируется волновод. Внутреннее перераспределение заряда, протекающее под действием внешнего поля и, следовательно, создающее внутреннее, собственное поле, возникающее вследствие того, что система подложка - формируемый волновод не успевает придти в термодинамическое равновесие, приводит к значительным изменениям как процесса формирования волновода, так и самого волновода.

Существует два способа электродиффузии – 1) когда к системе расплав-подложка прикладывается постоянное электрическое поле и, следовательно, через подложку протекает постоянный ионный ток - электродиффузия постоянного тока (ЭПТ) и 2) импульсная электродиффузией (ИЭД) - когда к системе расплав-подложка прикладывается сильное кратковременное электрическое поле.

Технология ЭПТ несколько сложнее. Сложности возникают при решении проблемы изоляции 2-х электродов (рис.3 и рис 4). Вследствие капиллярных явлений возможно короткое замыкание электродов, т.к., как правило, при диффузии из расплава, оба электрода являются расплавленными солями диффузанта. Возможна, конечно, твердотельная диффузия. В этом случае короткое замыкание исключено, однако сложности с воспроизводимостью слоев, особые требования к качеству поверхности, низкое приращение показателя преломления, большие потери и т.д. все еще не преодолены. Более перспективным направлением развития ионно-обменной диффузии без жидкой фазы является применение специальных паст.

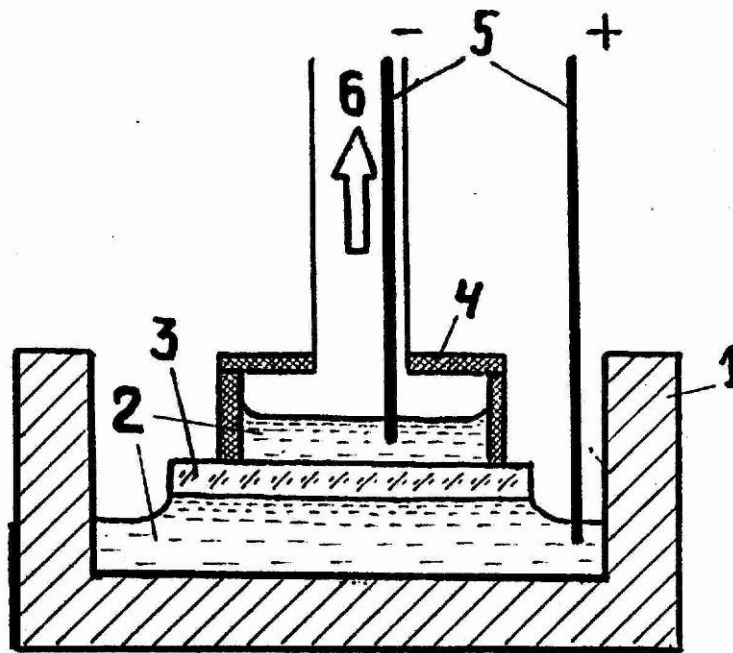


Рис. 3. Схема установки электродиффузии постоянного тока с использованием вакуумного прижима для электроизоляции катода и анода: 1 - тигель, 2 - расплав-анод и расплав-катод (как правило, одинаковые соли), 3 - стеклянная подложка, 4 - вакуумный прижим, 5 - металлические подводные провода, 6 - к вакуумному насосу.

Следует также отметить, что ЭПТ-технология используется также и для заглабления волновода. ЭПТ-заглабления, как и ЭПТ-изготовление волноводов применяется для получения более резких, чем у ТД-волноводов профилей ПП.

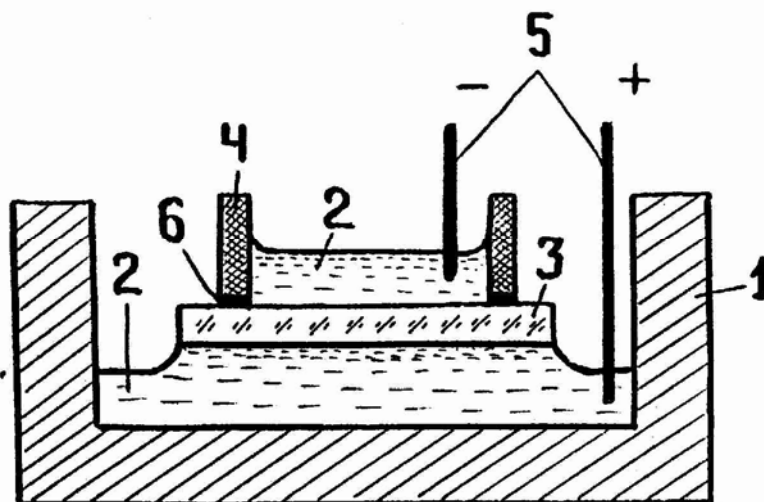


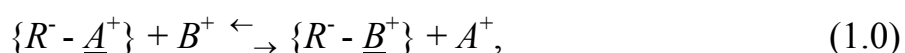
Рис.4. Схема установки электродиффузии постоянного тока с использованием охранного кольца для электроизоляции катода и анода: 1 - тигель; 2 - расплав-анод и расплав-катод; 3 - стеклянная подложка; 4 - охранное кольцо; 5 - металлические подводные провода; 6 - слой специального клея.

Однако, имеется ряд недостатков. ЭПТ-технология сложнее ТД-технологии, качество ЭПТ-волноводов низкое. Кроме того, однородность ЭПТ-волноводов по длине образца заметно хуже ТД-волноводов. В основном по этим причинам метод ЭПТ относительно плохо изучен и значительно менее распространен, чем ТД.

Таким образом, среди рассмотренных методов создания градиентных волноводов особое место занимает метод ионообменной диффузии. Этот метод обладает рядом преимуществ - простота, технологичность, воспроизводимость. Диффузионные волноводы могут быть получены - с разнообразными параметрами, на широком наборе силикатных стекол при использовании различных ионов - диффузантов, с хорошим качеством поверхности и однородностью, с низким затуханием и повышенной механической прочностью (для K^+ - диффузионных волноводов).

3. Некоторые сведения из теории диффузии.

Ионообменная реакция представляет собой обратимую химическую реакцию. В общем виде ее можно записать следующим образом:



где R^- - матрица ионообменного материала с фиксированным ионом; \underline{A}^+ и \underline{B}^+ - подвижные противоионы.

Если рассматривать реакцию (1) применительно к случаю обработки силикатного стекла с подвижными ионами A^+ в расплаве соли, одержащей ионы B^+ , то ее кинетика определяется скоростями следующих разделенных во времени и пространстве последовательных стадий: 1) доставки иона B^+ из объема расплава к поверхности стекла; 2) доставки иона B^+ от поверхности стекла к активным группам $R^- - \underline{A}^+$; 3) химической реакции обмена ионов $\underline{A}^+ \rightleftharpoons B^+$; 4) отвода иона A^+ от места обмена к поверхности стекла; 5) отвода иона A^+ от поверхности стекла в объем расплава. Совокупное рассмотрение всех стадий ионного обмена трудно осуществимо, поэтому прибегают к упрощению, основанному на известном кинетическом принципе лимитирующей стадии - скорость многостадийного процесса определяется скоростью наиболее медленной стадии. Нетрудно убедиться, что наиболее медленными являются стадии 2 и 4. Поэтому в основу количественных теорий ионного обмена необходимо положить диффузию ионов в стекле.

Диффузия – процесс переноса материи или энергии из области с высокой концентрацией в область с низкой концентрацией. Представления о сути явления и его количественное описание базируются на трех основных подходах: статистическом, термодинамическом и феноменологическом.

Статистический подход рассматривает перемещение частицы в среде по механизму случайных блужданий. Вероятность осуществления диффундирующей частицей элементарного акта перемещения в конденсированной фазе на расстояние x определяется подвижностью β ,

которая характеризует как свойства самой частицы, так и свойства среды, и времени t прохождения частицы от одной потенциальной ямы до другой

$$\langle x^2 \rangle = 2k_B\beta Tt = 2Dt, \quad (1.1)$$

где k_B - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура, D - коэффициент диффузии. Из (1.1) следует известное уравнение Нернста-Эйнштейна:

$$D = k_B\beta T. \quad (1.2)$$

Согласно термодинамике необратимых процессов движущей силой переноса вещества i в изотермических условиях является градиент химического потенциала

$$J_i = L_i \text{grad } \mu_i, \quad (1.3)$$

По определению $\mu_i = \mu_0 + RT \ln a_i$. Тогда:

$$J_i = [L_i RT / a_i] \text{grad } a_i = -D_i \text{grad } a_i, \quad (1.4)$$

где a_i - термодинамическая активность; L_i - коэффициент переноса; J_i - диффузионный поток; $D_i = -L_i RT / a_i$ - коэффициент диффузии.

Скорость диффузии пропорциональна площади поперечного сечения образца, а также разности концентраций.

По феноменологической теории скорость переноса диффундирующего вещества через сечение единичной площади прямо пропорциональна градиенту концентрации c_i в направлении нормальном к плоскости сечения:

$$J_i = -D_i \text{grad } c_i, \quad (1.5)$$

$$dc_i / dt = \text{div}(D_i \text{grad } c_i). \quad (1.6)$$

Эти уравнения известны под названием первого и второго законов Фика. В случае одномерной диффузии они упрощаются:

$$J_i = -D_i (dc_i / dx), \quad (1.7)$$

$$\partial c_i / \partial t = \partial / \partial x [D_i (\partial c_i / \partial x)]. \quad (1.8)$$

Независимые расчеты по уравнениям (3.3), (3.6) и (3.9) приводят к одному и тому же значению коэффициента диффузии только в случае самодиффузии и диффузии в идеальных газах и растворах. В общем случае понятие коэффициента диффузии необходимо уточнять в соответствии с особенностями конкретного механизма процесса участвующих в нем частиц и структуры среды.

С точки зрения термодинамики движущим потенциалом любого выравнивающего процесса является рост энтропии. При постоянных давлении и температуре в роли такого потенциала выступает химический потенциал μ , обуславливающий поддержание потоков вещества.

Химический потенциал μ – один из термодинамических параметров системы, а именно энергия добавления одной частицы в систему без

совершения работы. Определение химического потенциала можно записать в виде:

$$dE = TdS - PdV + \mu dN \quad (1.9)$$

где E — энергия системы, S — её энтропия, N — количество частиц в системе.

Эта формула определяет, кроме химического потенциала μ , также давление P и температуру T .

Можно доказать, что химический потенциал задаётся формулой

$$\mu = \frac{E - TS + PV}{N} = \frac{G}{N}, \quad (1.10)$$

где G — потенциал Гиббса.

Если энергия системы зависит не от объёма, а от других термодинамических параметров A_1, A_2, \dots , исходная формула принимает вид

$$dE = TdS - \sum a_i dA_i + \mu dN \quad (1.11)$$

Если в системе имеется несколько разных типов частиц, то есть столько же разных химических потенциалов.

Поток частиц вещества пропорционален при этом градиенту потенциала

$$J \sim - (d\mu/dx)_{p,T} \quad (1.12)$$

В большинстве практических случаев вместо химического потенциала применяется концентрация C . Прямая замена μ на C становится некорректной в случае малых концентраций, так как химический потенциал связан с концентрацией по логарифмическому закону. Если не рассматривать такие случаи, то выше приведённую формулу можно заменить на следующую:

$$J = -D \frac{\partial C}{\partial x} \quad (1.13)$$

которая показывает, что плотность потока вещества J [$\text{см}^2\text{с}^{-1}$] пропорциональна коэффициенту диффузии D [$\text{см}^2\text{с}^{-1}$] и градиенту концентрации. Это уравнение выражает первый закон Фика. Второй закон Фика связывает пространственное и временное изменения концентрации (уравнение диффузии):

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \quad (1.14)$$

Коэффициент диффузии D зависит от температуры. Температурная зависимость коэффициента диффузии подчиняется уравнению Аррениуса

$$D = A_D \exp(-U_D/RT), \quad (1.15)$$

где A_D - предэкспоненциальный множитель; U_D - кажущаяся энергия (энтальпия) активации; T - абсолютная температура; R - газовая постоянная. Энергию активации диффузии определяют как

$$U_D = -R [d \ln D / d (1/T)]. \quad (1.16)$$

В результате анализа методов градиентной технологии в качестве метода изготовления планарных волноводов в данной работе выбрана низкотемпературная ионообменная диффузия из расплава солей AgNO_3 (5 мол.%) - NaNO_3 (95 мол.%). В качестве объекта исследования будем использовать промышленные силикатные стекла - оптическое бесцветное К-8 и техническое стекло Na28 (предметное стекло для микроскопии). Оба этих стекла имеют в составе катионы Na^+ .

В процессе формирования поверхностного слоя с повышенным показателем преломления стеклянный образец приводится в контакт с расплавом соли, содержащим ионы, способные обмениваться с ионами стекла. Параметрами ионообменной диффузии, определяющими свойства модифицированного слоя, являются: время контакта стекла с солевым расплавом, температура процесса и состав солевого расплава.

ПОРЯДОК РАБОТЫ:

1. Вычистить стеклянную подложку.
2. Поместить подложку в муфельную печь на 10-15 минут для предварительного прогрева.
3. Поместить подложку в чашку с расплавом и засечь время.
4. По истечении заданного времени ионного обмена (15 мин. – 1 час) вынуть стеклянную пластинку из расплава и поместить ее в прогретый тигель для охлаждения.
5. Отмыть стеклянную пластинку с волноводом водой от остатков соли.

ВНИМАНИЕ!

Горячих предметов руками не касаться. Использовать специальные щипцы и пинцет. Работать в теплозащитных перчатках и защитных очках.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ:

1. Каким образом можно сформировать профиль показателя преломления планарного волновода?
2. Перечислите основные методы получения волноводов и их особенности.
3. В чем заключается принцип ионного обмена?
4. В чем состоит принципиальное отличие иона – диффузанта K^+ от остальных?
5. Какие технологические схемы ионно-обменной диффузии Вы знаете?
6. Перечислите основные преимущества метода ионного обмена.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Тамир Т. Интегральная оптика. – Москва: "Мир", 1978.
2. Барноски М. Введение в интегральную оптику. – Москва: "Мир", 1977.

3. Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. Интегральная оптика, для систем передачи и обработки информации. – Москва: "Радио и связь", 1990.
4. Никоноров Н.В. Стекла для ионного обмена в интегральной оптике: современное состояние и тенденции дальнейшего развития (обзор). – Физика и Химия стекла, 1999, т.25, N1, с. 21-69.

ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАНАРНОГО ГРАДИЕНТНОГО ВОЛНОВОДА НА СТЕКЛЕ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ:

определение эффективного показателя преломления планарного градиентного волновода.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ:

объектом исследования в данной лабораторной работе является планарный градиентный волновод.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ:

1. Ознакомление с основными характеристиками планарных градиентных волноводов.
2. Экспериментальное определение эффективного показателя преломления градиентного волновода.

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ:

Градиентный волновод изображен на рис.1 где θ_m - угол распространения для мод различных порядков (в данном случае θ_0 - угол распространения TE_0 моды, θ_1 - угол распространения TE_1 моды), n_s и n_c - соответственно показатели преломления подложки и среды, находящейся над волноводом. Распределение показателя преломления по поперечному сечению такого волновода имеет вид:

$$n(x) = \left\{ \begin{array}{ll} n_c & \text{при } x > 0 \\ n_s + \Delta n f\left(\frac{x}{x_m}\right) & \text{при } x \leq 0 \end{array} \right\} \quad (1)$$

Здесь $f\left(\frac{x}{x_m}\right) \rightarrow 0$ при $x \rightarrow 0$

$$\Delta n = n_f - n_s$$

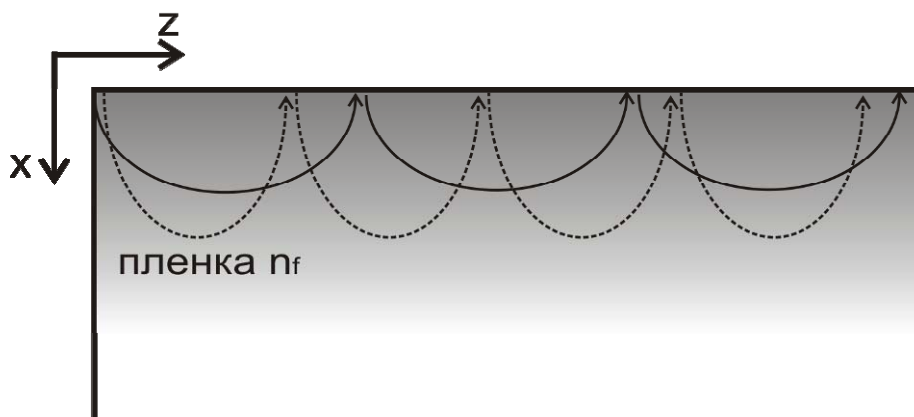


Рис.1. Плоский диффузионный волновод (экспоненциальный профиль).
 Зигзагообразная модель распространения волн для ТЕ₀ моды (сплошная кривая, угол распространения θ_0) и для ТЕ₁ моды (пунктирная кривая, угол распространения θ_1).

где n_f - максимальное значение показателя преломления (если оно наблюдается на расстоянии x_f - от поверхности волновода, то $f(x_f/x_m) = I$).

Достижимые на практике приращения Δn показателя преломления не превышают нескольких процентов, что значительно меньше резкого скачка показателя преломления на границе волновода с окружающей средой (например, с воздухом):

$$0 < \Delta n \ll n_s - n_c \quad (2)$$

В некоторых диффузионных волноводах, получаемых различными методами в стеклах и кристаллах, относительное распределение показателя преломления хорошо аппроксимируется экспоненциальной кривой ($f = \exp(x/x_m)$), функцией ошибок ($f = \operatorname{erfc}(x/x_m)$), параболой ($f = I - (x/x_m)^2$ при $0 \leq x \leq x_m$), гауссовой кривой ($f = \exp - (x/x_m)^2$) и другими функциями.

Критическое значение глубины волноводного слоя d зависит от конкретного вида функции распределения $f(x/x_m)$, так же от порядка m возбуждаемой моды.

Волноводные моды градиентного волновода, по аналогии с пленочным волноводом, характеризуются эффективным показателем преломления $n_m = \beta_m/k$. Кроме того, для градиентных волноводов вводится понятие глубины волноводного слоя для m -ой моды x_m (расстояние от поверхности до точки поворота). При этом в точке поворота:

$$n(x_m) = n_m$$

где x_m - координата точки поворота для данной моды.

По аналогии с пленочным волноводом: при решении краевой электродинамической задачи, можно получить дисперсионное уравнение для градиентного волновода, которое связывает постоянные распространения волн различных мод с параметрами, волновода.

$$k \int_0^{x_m} \sqrt{n^2(x) - n_m^2} dx = \pi m + \pi/4 + Y_{fc}$$

$m = 0, 1, 2 \dots$; $-2Y_{fc}$ - сдвиг фазы при отражении на границе пленка-покровный слой.

$$Y_{fc} = \operatorname{arctg} \left(\frac{n_f}{n_s} \right)^\chi \sqrt{\frac{n_m^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_m^2}}$$

$\chi = 0$ для ТЕ мод; $\chi = 2$ для ТМ мод.

Известный набор модовых эффективных показателей преломления n_m (модовый спектр волновода) позволяет рассчитать распределение показателя преломления по глубине волновода $n(x)$.

В настоящей работе был использован косвенный неразрушающий метод исследования ионообменных слоев, дающий возможность измерить модовый спектр волновода и рассчитать профиль показателя преломления – это метод резонансного возбуждения волноводных мод.

Возбуждение волновода с помощью призмы (при этом $n_p > n_f > n_s, n_c = 1$) использует явление нарушенного полного внутреннего отражения. В этом случае призма располагается на некотором расстоянии (порядка $1/8-1/4 \lambda$) от волновода, а угол падения луча θ на основание призмы должен превышать угол полного внутреннего отражения, т.е.:

$$\theta_p \geq \theta_{kp} = \arcsin(n_c/n_p) \quad (3)$$

При этом суперпозиция падающей волны и волны, испытывающей полное внутреннее отражение, дает стоячую волну вдоль вертикальной оси X в более плотной среде, а ниже границы раздела двух сред $X = 0$ поле экспоненциально затухает (рис.2 а).

Экспоненциальное поле, при малом зазоре между призмой и пленкой, проникает в пленку и возбуждает световую волну в ней. Этот процесс обычно называют оптическим туннелированием.

Если угол падения θ_p выбран таким образом, что горизонтальная составляющая ($\beta_p = kn_p \sin \theta_p$) волнового вектора kn_p падающей волны в призме равна собственной постоянной распространения поверхностной волноводной волны β_m (2), то возбуждение носит резонансный характер и напряженность поля в несущем слое может во много раз превышать напряженность поля падающего пучка. Таким образом, условия фазового синхронизма можно записать, как:

$$\begin{aligned} \beta_m &= \beta_p \\ \text{или} \\ \beta_m &= kn_p \sin \theta_p \end{aligned}$$

Так как для различных мод постоянные распространения различны, то, выбирая соответствующий угол θ_p можно отдельно возбудить любую из них. И, наоборот, измеряя резонансный угол θ_p нетрудно определить постоянную распространения волноводной моды.

Зигзагообразная модель распространения волны в волноводе более наглядно иллюстрирует резонансный характер возбуждения волновода с помощью призмы (рис.2 б). Если импульс света одновременно достигает точек 1', 2'', 3'', 4'', 5'' (фронт волны), то в этот момент времени луч 1', поскольку он уже достиг зазора, возбуждает в пленке в точке 1 волну A'_f . Последняя, распространяясь в пленке по зигзагообразному пути, попадает в точку 2. Если момент, когда волна A'_f достигнет точки 2, точно совпадает с моментом, когда луч 2' в призме достигнет воздушного зазора, то луч 2' возбудит в пленке новую волну A'_f , которая сложится в фазе с уже существующей в пленке волной, A'_f . Следовательно, результирующая

волна в точке 2 будет иметь удвоенную амплитуду, интенсивность этой волны будет больше в 4 раза, и т.д.

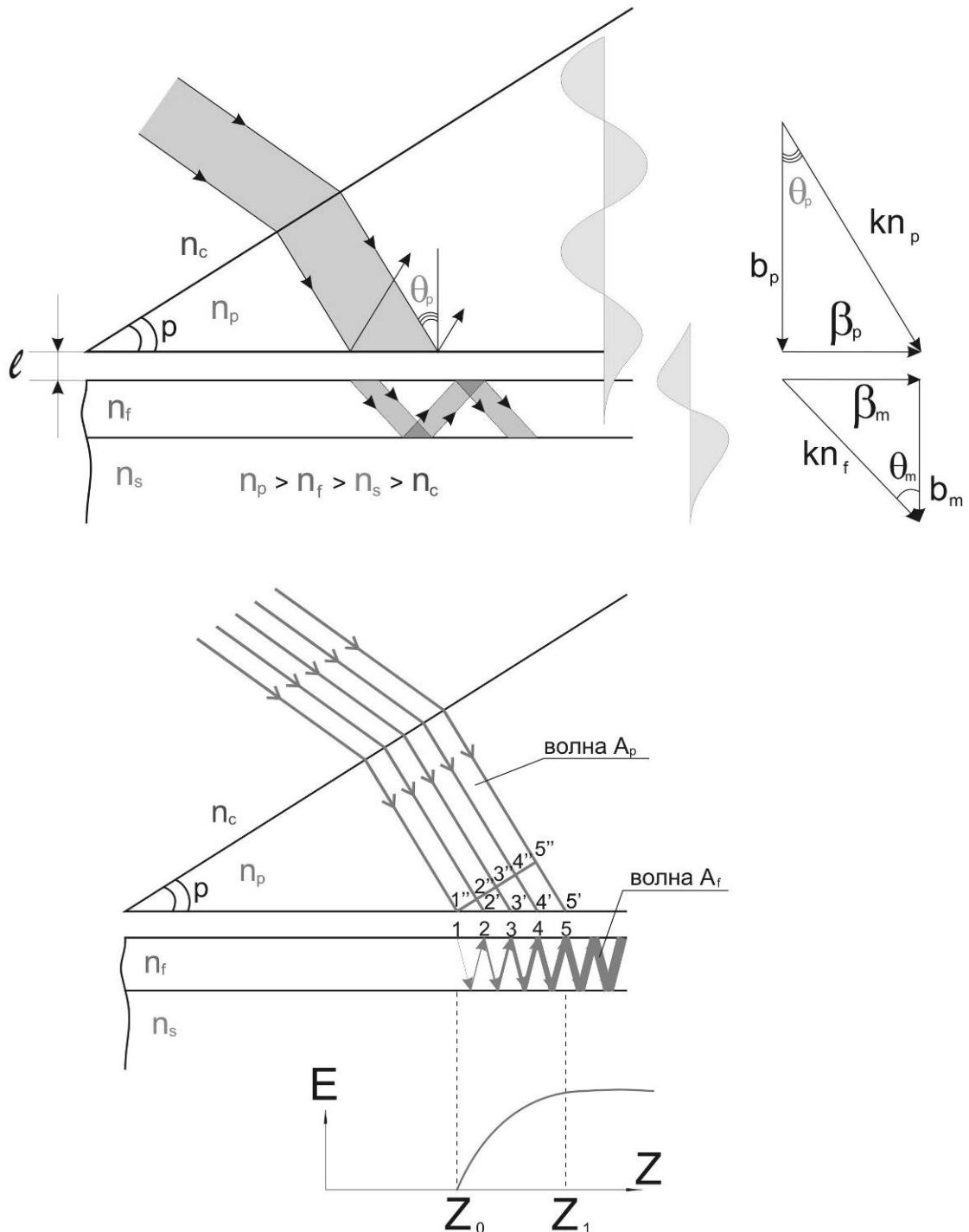


Рис. 3. Призмный элемент связи.

Величина зазора l (рис.2 а) в системе определяет степень связи волновода с возбуждающей призмой. Путем изменения зазора l можно управлять количеством энергии, поступающей из призмы в волновод и излучаемой волноводом в призму.

Для того чтобы волна распространялась по волноводу не переизлучаясь при этом обратно в призму (рис.4 а) необходимо резко уменьшить связь ($l \gg \lambda$) в той точке (Z_1), где поле в волноводe достигло

максимального значения. На рис.3 б и рис.4 б показаны наиболее простые решения с использованием прямоугольной призмы и равнобедренной призмы (с поджатым в точке Z_0 волноводом), а так же показан характер распределения энергии в волноводах. Эффективность преобразования энергии плоской волны, падающей на основание призмы, в энергию поверхностной волноводной волны (при условии выбора оптимального зазора l) может достигать 80%.

Призменное возбуждение волноводов оказывается наиболее удобным в лабораторной практике, поскольку позволяет с помощью одной призмы селективно возбуждать волноводные моды в любом волноводе, если $n_p > n_f$.

Призменным метод возбуждения волноводных мод является один из наиболее эффективным. Во-первых, возбуждение волновода с помощью призмы обладает наибольшей эффективностью преобразования энергии падающей плоской волны в энергию поверхностной волноводной волны. Во-вторых, большой объем исследуемых образцов, получаемых в результате ионообменной диффузии (различные подложки, диффузаны, разнообразие технологических режимов) не позволяет использовать трудоемкие методы типа нанесения дифракционных решеток или создания скошенных краев с полированными торцами на волноводах. В-третьих, относительно небольшие показатели преломления в диффузионных волноводах на стеклах позволяет использовать легкодоступный класс флинтгов ($n = 1,74$ для ТФ-5) для изготовления призм ввода - вывода излучения.

Метод измерения эффективного показателя преломления n_m состоит в определении угла связи θ_p для призмного ввода (рис.4). Исходя из условий фазового синхронизма имеем:

$$\beta_m = \beta_p$$

где

$$\beta_m = kn_f \sin \theta_m = kn_m, \quad \beta_p = kn_p \sin \theta_p$$

Отсюда:

$$n_m = n_p \sin \theta_p \quad (4)$$

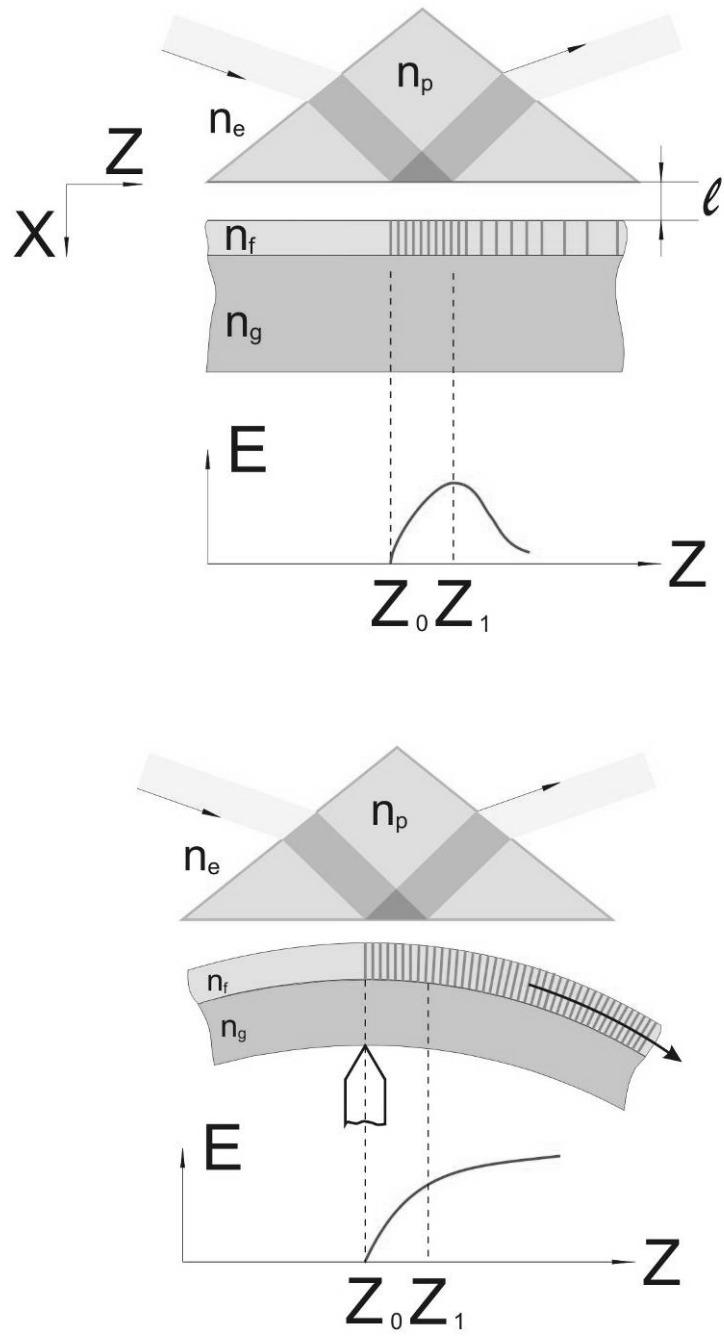


Рис.4. Возбуждение волновода с помощью равнобедренной призмы.

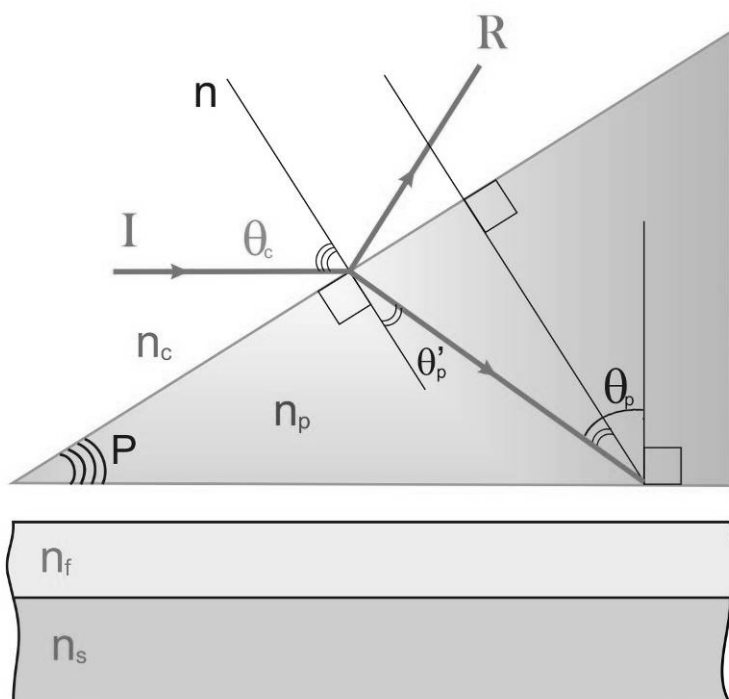


Рис.4. Возбуждение волновода с помощью прямоугольной призмы. Положительная схема.

Из рис. 4 видно, что:

$$\theta_p = \theta'_p + P \quad (5)$$

где

$$\theta'_p = \arcsin \frac{\sin \theta_c}{n_p}$$

$$n_c = 1 \text{ – для воздуха} \quad (6)$$

Формулу (4) с учетом (5) и (6) можно переписать в виде:

$$n_m = n_p \sin \left[P + \arcsin \frac{\sin \theta_c}{n_p} \right] \quad (7)$$

Таким образом, чтобы определить n_m , нужно знать кроме показателя преломления призмы n_p еще и угол P между основанием и входной гранью призмы, и угол падения θ_c на входную грань призмы. Угол падения считается положительным (положительная схема), когда падающий луч I лежит между нормалью к грани и основанием призмы, как показано на рис.4 В случае, когда отраженный луч R лежит между нормалью к грани и основанием призмы, угол падения считается отрицательным (отрицательная схема) и формула (7) переписывается в виде:

$$n_m = n_p \sin \left[P - \arcsin \frac{\sin \theta_c}{n_p} \right] \quad (8)$$

Легко видеть, что погрешности в определении n_p , P , θ_c вносят почти равные вклады в погрешность для n_m . Таким образом, чтобы получить

наименьшую ошибку, целесообразно знать величины n_p и P с точностью, намного лучше, чем возможная точность измерения θ_c . Тогда n_m будет известно с точностью, приблизительно равной $\Delta\theta_c$ – точности измерения угла падения.

n_p и P - могут быть хорошо измерены на прецизионном гониометре (ГС-5) с точностью для $n_p \pm 5 \times 10^{-5}$ и для $P \pm 5''$. Для измерения угла θ_c за начало отсчета J_{\perp} , принимают нормаль к входной грани призмы. При этом определяется положение призмы, при котором луч, отраженный от входной грани противоположен по направлению и сколлимирован с падающим. За конец отсчета J_m принимают резонансный угол, при котором наблюдается наиболее эффективный ввод излучения в волновод для данной моды (наиболее яркая картина светящегося трека в волноводе или, в случае установки выводной призмы, резкое, наиболее интенсивное изображение моды на экране). Таким образом, угол θ_c определяется по разности угловых отсчетов J_m и J_{\perp} :

$$\theta_c = J_m - J_{\perp} \quad (9)$$

С учетом возмущения, вносимого призмой на распространение поверхностной волноводной волны, которое, в свою очередь, влияет на точность определения резонансных углов, на практике выбором оптимального зазора l достигают точности измерения θ_c , сравнимой с дифракционной расходимостью падающего луча.

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ:

Схема экспериментальной установки для определения параметров плоских волноводов показана на рис.5. Линейно поляризованный луч одномодового He-Ne лазера 1 (ЛГ-52-2, $\lambda = 0,6328$ мкм) с помощью ромба Френеля 2, приобретая разность фаз $\pi/2$ при двукратном полном внутреннем отражении, превращается в циркулярно-поляризованный. Вращением поляризатора 3 можно возбуждать в волноводе различные типы мод (TE_m или TM_m). Исследуемый планарный волновод 6 с установленными на нем призмами ввода 7 и вывода 8 помещался на разворотный столик 5 (цена деления 5'), с помощью которого осуществлялась настройка на резонансный угол. Изменяя вращением столика угол падения луча на входную грань призмы, снимают отсчет J_{\perp} (момент автоколлимации) и J_m (момент резонанса). Оптическая схема построена так, чтобы падающий луч попадал на край области ввода, и чтобы область ввода практически не смещалась по основанию призмы, когда поворотный столик вращается в диапазоне углов ввода. Это достигается перпендикулярным перемещением вращающегося столика относительно оптической оси при помощи механической подвижки. Модовая картина излучения, выведенная с помощью призмы 8, рассматривается на экране 9 или фотографируется.

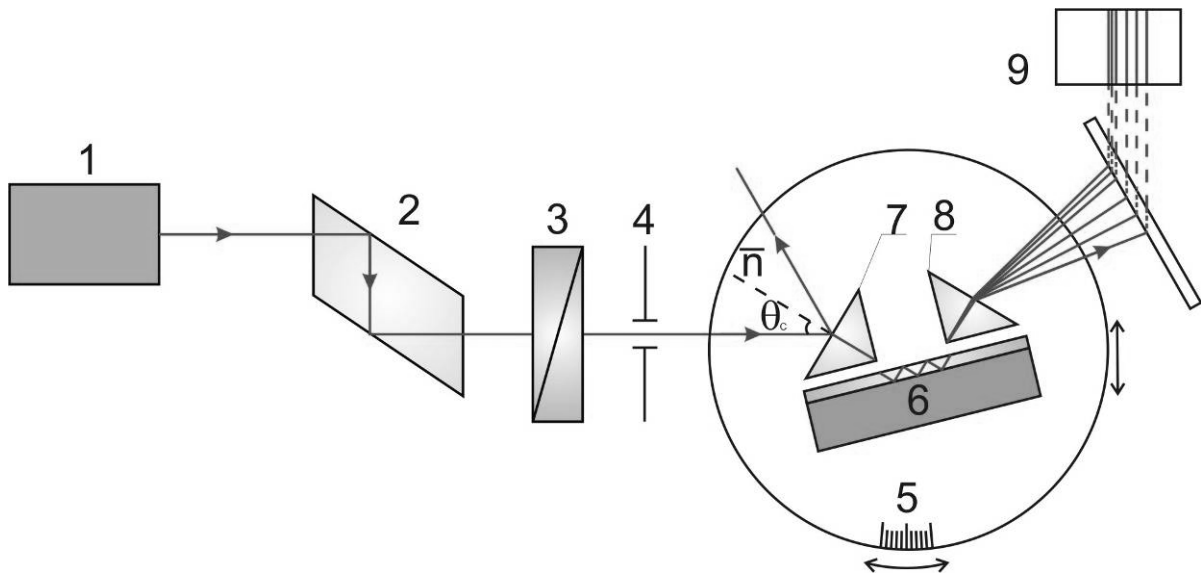


Рис. 6. Схема экспериментальной установки для измерения параметров волноводов: 1 - одномодовый He-Ne лазер (ЛГ-52-2, $\lambda = 0,6328$ мкм), 2 - ромб Френеля, 3- поляризатор, 4 - диафрагма, 5 - поворотный столик с лимбом (стрелками показаны возможные перемещения поворотного столика), 6 - исследуемый планарный волновод, 7,8 - призмы ввода и вывода, 9 - экран.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ:

Последовательность процесса определения эффективного показателя преломления n_m :

- 1 – снимается отсчет J_L ;
- 2 – снимается отсчет J_m для каждого номера моды для ТЕ поляризации;
- 3 – снимается отсчет J_m для каждого номера моды для ТМ поляризации;
- 4 – вычисляются углы θ_c для каждого номера моды и типа поляризации по формуле (14);
- 5 – по отраженному лучу от входной грани призмы ввода определяют знак схемы, в которой возбуждается волновод; для положительной схемы n_m вычисляется по формуле (8), для отрицательной схемы – по формуле (9).

Призмы ввода и вывода сделаны из стекла ТФ-5 ($n_p = 1,749853$). Угол призмы ввода $P = 60^{\circ}12'16'' \pm 5''$. При такой установке призмы работают практически с параллельным воздушным зазором, при этом перепад толщины воздушного зазора Δl на длине 12 мм (нижняя грань призмы) составлял $\sim 0,1$ мкм. Ошибка измерения угла θ_c составляет $\pm 1'$, при этом ошибка определения эффективного показателя преломления n_m составляет величину $\pm 2 \times 10^{-4}$.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ:

1. Что такое градиентный волновод?
2. Основная характеристика градиентного волновода.
3. В чем отличия между плоским и градиентными волноводами?

ЛИТЕРАТУРА:

1. Тамир Т. Интегральная оптика, М. Мир, 1978, 344с.
2. Барноски М. введение в интегральную оптику, М. Мир, 1977, 367с.
3. Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. Интегральная оптика, для систем передачи и обработки информации, М. Радио и связь, 1990, 225с.
4. Снайдер А., Лав Д. Теория оптических волноводов, М. Радио и связь, 1987, 656с.
5. Никоноров Н.В. Стекла для ионного обмена в интегральной оптике: современное состояние и тенденции дальнейшего развития (обзор), Физика и Химия стекла, 1999, т.25, N1, с. 21-69.

АНИЗОТРОПИЯ ПЛАНАРНОГО ВОЛНОВОДА.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ:

Определение профиля показателя преломления планарного (пленочного) волновода для ТЕ и ТМ типов поляризации.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ:

объектом исследования в данной лабораторной работе является планарный анизотропный волновод.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ:

1. Ознакомление с основными характеристиками планарных волноводов и методами их возбуждения.
2. Экспериментальное определение эффективного показателя преломления планарного волновода для ТЕ и ТМ типов поляризации.
3. Построение профиля показателя преломления планарного.

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ:

Основные характеристики планарных волноводов

Ограничимся кратким рассмотрением физических явлений в планарных и градиентных волноводах с целью определения их основных характеристик, необходимых для интерпретации экспериментальных результатов.

а) Плоский пленочный волновод

Пленочный волновод изображен на рис.1, где h - толщина пленки, θ_m - угол распространения для мод различных порядков (в данном случае $\theta_{m=0}$ - угол распространения ТЕ₀ моды, $\theta_{m=1}$ - угол распространения ТЕ₁ моды, $\theta_{m=2}$ - угол распространения ТЕ₂ моды), n_f , n_s , n_c - соответственно показатели преломления пленки, подложки и среды, находящейся над волноводом (обычно $n_c = 1$). Соотношение

$$n_f > n_s, n_c \quad (1)$$

является необходимым условием волноводного режима, т.е. существования поверхностных световых волн в волноводе. Каждая из таких волн представляет собой плоскую монохроматическую волну, распространяющуюся по пленке в процессе многократных полных отражений от ее стенок. Согласно этой модели волноводная мода представляется суперпозицией плоских волн, распространяющихся по зигзагообразному пути в пленке. Амплитуда поля вдоль координаты Z описывается выражением вида $\exp(-j\beta Z)$ с константой распространения β_m , связанной с углом падения и отражения θ_m

$$\beta = kn_f \sin \theta_m \quad (2)$$

где $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$

λ - длина волны излучения в вакууме; $m = 0, 1, 2 \dots$ - порядковый номер волноводной моды.

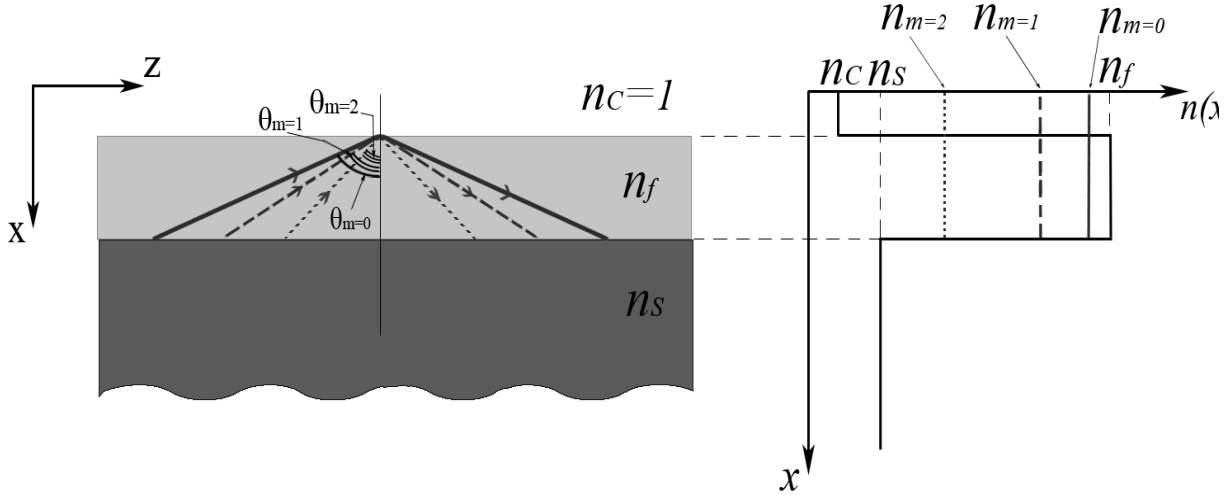


Рис.1. Распространения мод различных порядков в плоском тонкопленочном волноводе и профиль показателя преломления.

Уравнение (2) и критический угол определяют границы величины β_m :

$$kn_s < \beta_m < kn_f$$

В ряде случаев удобным при описании свойств диэлектрических волноводов является параметр, определяющий фазовую скорость поверхностной волны - эффективный показатель преломления волновода

$$n_m = \beta_m/k = n_f \sin \theta_m \quad (3)$$

Значения эффективного показателя преломления ограничены показателем преломления пленки и подложки

$$n_s < n_m^* < n_f \quad (4)$$

Отметим, что появление волноводных мод обусловлено тем обстоятельством, что фазовые сдвиги, накапливающиеся при двух отражениях исходной волны от границ пленка-подложка и подложка-покрывный слой, должны составлять величину, кратную 2π . Тогда отраженные волны находятся в фазе с исходной волной и результирующее поле в волноводе представляется суммой полей исходной волны и отраженной волн. В противном случае, набег фазы при отражениях приводит к взаимной компенсации волн. Фазовый сдвиг, соответствующий одному пересечению пленки (в направлении x), равен $hkn_f \cos \theta_m$. Отсюда условие синфазности

$$2hkn_f \cos \theta_m - 2Y_{fs} - 2Y_{fc} = 2m\pi \quad (5)$$

где Y_{fs} и Y_{fc} - сдвиги фаз при отражениях на границах пленка-подложка и пленка-покровный слой соответственно.

Уравнение (5) с учетом (3) можно переписать в виде:

$$\left(\frac{h}{\lambda}\right)2\pi\sqrt{n_f^2 - n_m^2} = \operatorname{arctg}\left(\frac{n_f}{n_s}\right)^\chi \sqrt{\frac{n_m^2 - n_s^2}{n_f^2 - n_m^2}} + \operatorname{arctg}\left(\frac{n_f}{n_c}\right)^\chi \sqrt{\frac{n_m^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_m^2}} + \pi m \quad (6)$$

где $\chi = 0$ для ТЕ поляризации (E_y, H_x, H_z)

$$Y_{fs} = \operatorname{arctg}\left(\frac{n_f}{n_s}\right)^\chi \sqrt{\frac{n_m^2 - n_s^2}{n_f^2 - n_m^2}}$$

$$Y_{fc} = \operatorname{arctg}\left(\frac{n_f}{n_s}\right)^\chi \sqrt{\frac{n_m^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_m^2}}$$

$\chi = 2$ для ТМ поляризации (H_y, E_x, E_z)

Трансцендентное уравнение (6) называется дисперсионным уравнением, оно связывает постоянные распространения волн, различных мод с параметрами волновода.

Решение дисперсионного уравнения для наглядности удобнее представить в виде графика зависимости $n_m^{TE,EM}$ от относительной толщины h/λ . Эти зависимости показаны на рис. 2 для симметричного ($n_c = n_s$) изотропного (а) и анизотропного (в) волноводов и для несимметричного ($n_c \neq n_s$) изотропного (б) и анизотропного (г) волноводов.

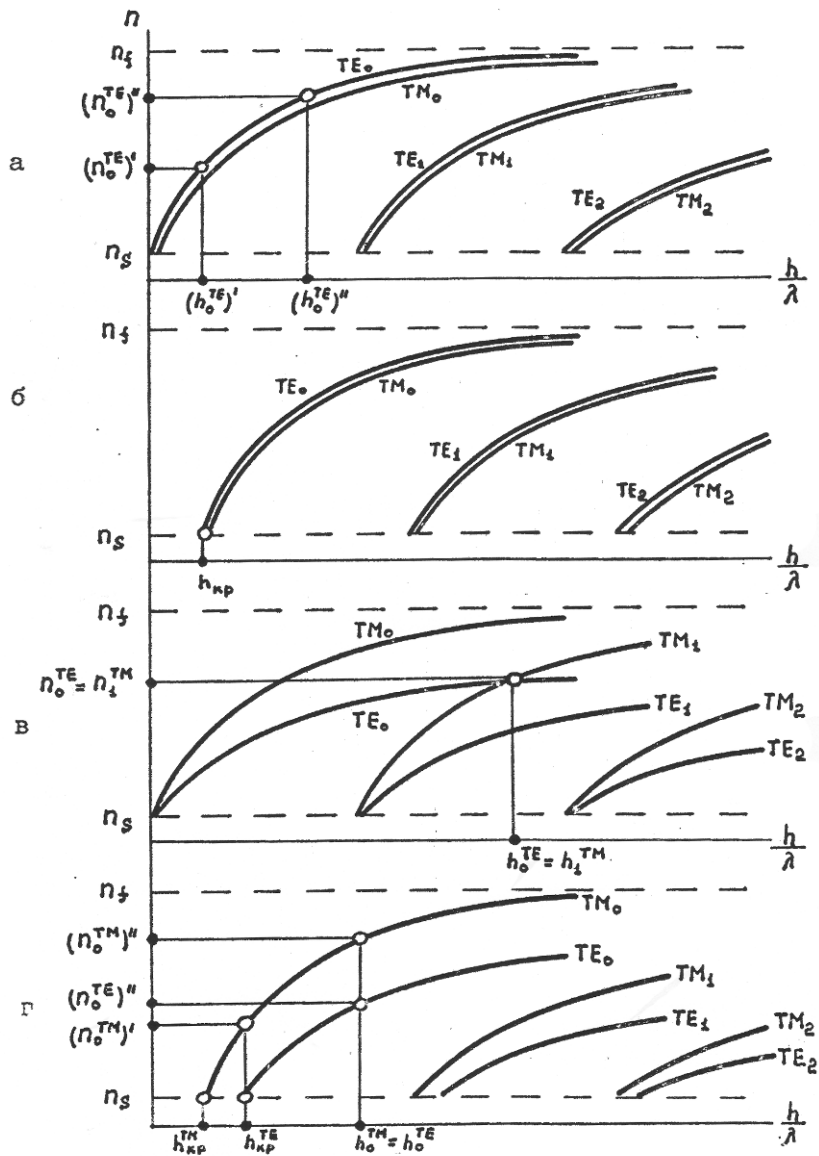


Рис. 2. Зависимости ПП волноводных мод от относительной толщины - волновода для: а - симметричного изотропного, б - несимметричного изотропного, в - симметричного анизотропного, г - несимметричного анизотропного волноводов.

Видно, что распространение излучения в несимметричном волноводе возможно, когда его толщина h превышает некоторую критическую толщину $h_{кр}$. Для симметричного волновода критическая толщина TE_0 и TM_0 мод равна нулю, т.е. волноводный режим принципиально существует при сколь угодно малой толщине волноводного слоя. Значения n_m существенно зависят от толщины (длины волны) волновода. Таким образом, к дисперсии материала, из которого изготовлен волновод, добавляется дисперсия самого волновода. Это позволяет меняя толщину, например от $(h_m^{TE})'$ до $(h_m^{TE})''$, или длину волны, создавать преломляющие $(n_0^{TE})' \neq (n_0^{TE})''$, отражающие или диспергирующие системы.

В случае, если волновод обладает двойным лучепреломлением $n_m^{TE} \neq n_m^{TM}$ (анизотропный волновод), такое изменение толщины может

приводить к заметному изменению поляризационных свойств (например, $n_0^{TE} \approx n_s$, $n_0^{TM} \neq n_s$, рис. 2, г) и тем самым создавать поляризационные селекторы мод. Для изотропного волновода, имеющего близкие по значению эффективные ПП для TE и TM поляризаций мод одного индекса ($n_m^{TE} \approx n_m^{TM}$), можно наблюдать между TE и TM модами интерференцию. В анизотропном волноводе можно отдельно возбуждать моды TE и TM поляризаций (рис.2, г, $h_0/\lambda = const$, $n_0^{TE} \neq n_0^{TM}$) и проводить с ними различные операции. Более того, пересечение дисперсионных кривых для TE и TM поляризаций в анизотропном волноводе (рис.2, в) можно использовать при получении фазового синхронизма для генерации высших гармоник в волноводе даже при отсутствии анизотропии исходного материала.

Методы возбуждения оптических планарных волноводов

Изучение свойств оптических волноводов, а так же их практическое использование возможно лишь в том случае, если разработаны достаточно эффективные способы их возбуждения, преобразующие объемные волны в поверхностную волну.

К настоящему времени существуют несколько способов возбуждения планарных волноводов: через торец волновода, через скошенный край несущего слоя волновода, с помощью дифракционной решетки, с помощью призмы.

Возбуждение с помощью призмы

Возбуждение волновода с помощью призмы (при этом $n_p > n_f > n_s$, $n_c = 1$) использует явление нарушенного полного внутреннего отражения. В этом случае призма располагается на некотором расстоянии (порядка $1/8$ - $1/4 \lambda$) от волновода, а угол падения луча θ на основание призмы должен превышать угол полного внутреннего отражения, т.е.:

$$\theta_p \geq \theta_{кр} = \arcsin(n_c/n_p) \quad (8)$$

При этом суперпозиция падающей волны и волны, испытывающей полное внутреннее отражение, дает стоячую волну вдоль вертикальной оси X в более плотной среде, а ниже границы раздела двух сред $X = 0$ поле экспоненциально затухает (рис.3, а).

Экспоненциальное поле, при малом зазоре между призмой и пленкой, проникает в пленку и возбуждает световую волну в ней. Этот процесс обычно называют оптическим туннелированием.

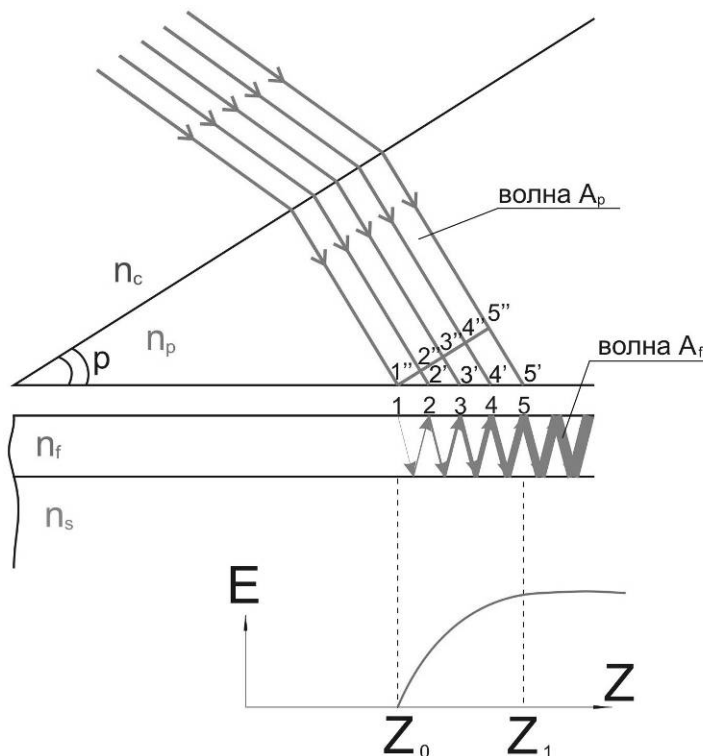
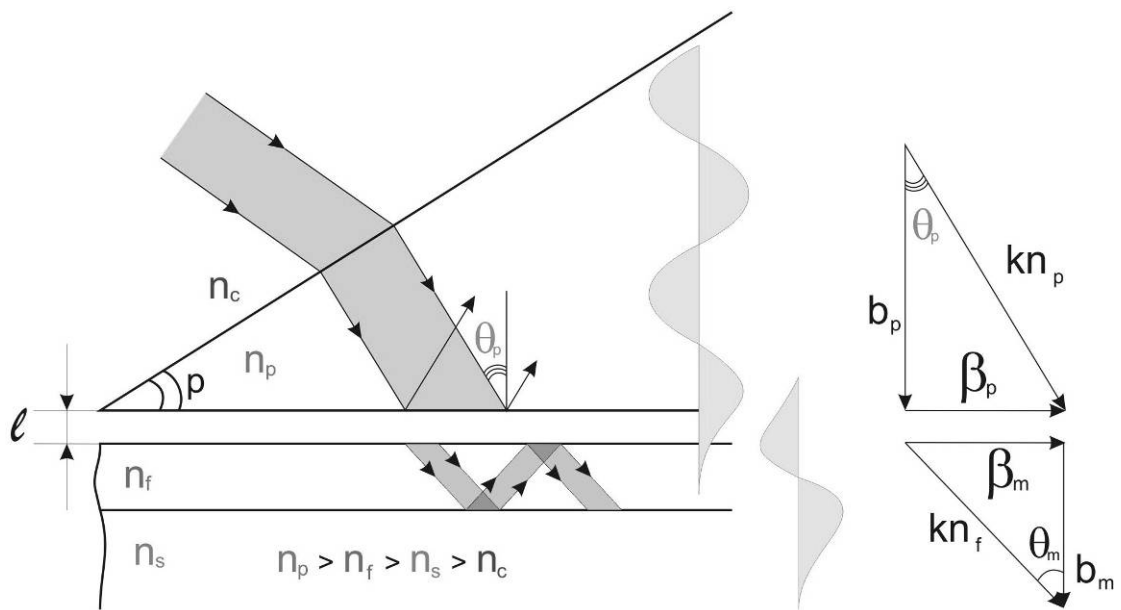


Рис. 3. Призмный элемент связи.

Если угол падения θ_p выбран таким образом, что горизонтальная составляющая ($\beta_p = kn_p \sin\theta_p$) волнового вектора kn_p падающей волны в призме равна собственной постоянной распространения поверхностной волноводной волны β_m (2), то возбуждение носит резонансный характер и напряженность поля в несущем слое может во много раз превышать напряженность поля падающего пучка. Таким образом, условия фазового синхронизма можно записать, как:

$$\beta_m = \beta_p$$

или

$$\beta_m = kn_p \sin \theta_p$$

Так как для различных мод постоянные распространения различны, то, выбирая соответствующий угол θ_p можно отдельно возбудить любую из них. И, наоборот, измеряя резонансный угол θ_p нетрудно определить постоянную распространения волноводной моды.

Зигзагообразная модель распространения волны в волноводе более наглядно иллюстрирует резонансный характер возбуждения волновода с помощью призмы (рис.3, б). Если импульс света одновременно достигает точек 1', 2'', 3'', 4'', 5'' (фронт волны), то в этот момент времени луч 1', поскольку он уже достиг зазора, возбуждает в пленке в точке 1 волну A'_f . Последняя, распространяясь в пленке по зигзагообразному пути, попадает в точку 2. Если момент, когда волна A'_f достигнет точки 2, точно совпадает с моментом, когда луч 2' в призме достигнет воздушного зазора, то луч 2' возбудит в пленке новую волну A'_f , которая сложится в фазе с уже существующей в пленке волной, A'_f . Следовательно, результирующая волна в точке 2 будет иметь удвоенную амплитуду, интенсивность этой волны будет больше в 4 раза, и т.д.

Величина зазора l (рис.3, а) в системе определяет степень связи волновода с возбуждающей призмой. Путем изменения зазора l можно управлять количеством энергии, поступающей из призмы в волновод и излучаемой волноводом в призму.

Для того чтобы волна распространялась по волноводу не переизлучаясь при этом обратно в призму (рис.4, а) необходимо резко уменьшить связь ($l \gg \lambda$) в той точке (Z_1), где поле в волноводе достигло максимального значения. На рис.3, б и рис.4, б показаны наиболее простые решения с использованием прямоугольной призмы и равнобедренной призмы (с поджатым в точке Z_0 волноводом), а так же показан характер распределения энергии в волноводах. Эффективность преобразования энергии плоской волны, падающей на основание призмы, в энергию поверхностной волноводной волны (при условии выбора оптимального зазора l) может достигать 80%.

Призменное возбуждение волноводов оказывается наиболее удобным в лабораторной практике, поскольку позволяет с помощью одной призмы селективно возбуждать волноводные моды в любом волноводе, если $n_p > n_f$.

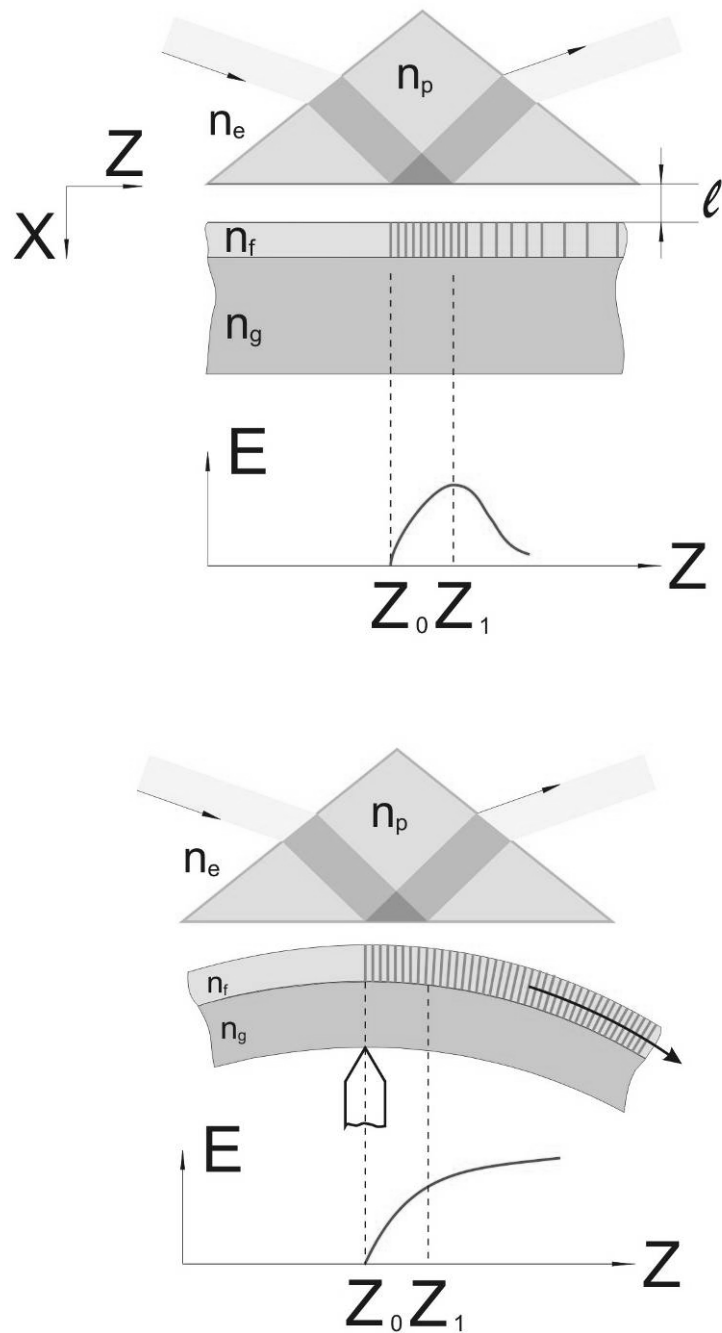


Рис.4. Возбуждение волновода с помощью равнобедренной призмы.

Экспериментальное определение характеристик волноводов

Для построения устройств интегральной оптики на основе планарных ионообменных волноводов необходимо знать вид функции распределения показателя преломления по глубине волновода $n(x)$, т.е. профиль показателя преломления. Экспериментальное определение этого профиля является сложной задачей. Для некоторых многомодовых волноводов эта задача решалась с помощью интерферометрии или рентгеновского микроанализа. Однако метод интерферометрирования волноводного слоя требует изготовления тонких (100 мкм) срезов и по точности пригоден в основном для качественного контроля градиента показателя преломления.

Кроме того, метод интерферометрирования волноводного слоя не чувствителен к волноводам с перепадом показателя преломления $\Delta n < 10^{-2}$ и глубиной $h < 10$ мкм. Кроме того, этот метод требует создания клина уже на полученном волноводе.

Рентгеновский микроанализ, измеряющий распределение концентрации диффундирующего иона, пригоден не для всех ионов, требует знания связи градиента показателя преломления и градиента концентрации. Кроме того, указанные экспериментальные методы определения профиля показателя преломления в волноводах являются разрушающими.

В настоящей работе был использован косвенный неразрушающий метод исследования ионообменных слоев, дающий возможность измерить модовый спектр волновода и рассчитать профиль показателя преломления - это метод резонансного возбуждения волноводных мод.

Анализ методов возбуждения планарных волноводов позволил остановиться на призмном методе возбуждения волноводных мод. Во-первых, возбуждение волновода с помощью призмы обладает наибольшей эффективностью преобразования энергии падающей плоской волны в энергию поверхностной волноводной волны. Во-вторых, большой объем исследуемых образцов, получаемых в результате ионообменной диффузии (различные подложки, диффузенты, разнообразие технологических режимов) не позволяет использовать трудоемкие методы типа нанесения дифракционных решеток или создания скошенных краев с полированными торцами на волноводах. В-третьих, относительно небольшие показатели преломления в диффузионных волноводах на стеклах позволяет использовать легкодоступный класс флинтгов ($n = 1,74$ для ТФ-5) для изготовления призм ввода - вывода излучения.

Метод измерения эффективного показателя преломления n_m состоит в определении угла связи θ_p для призмного ввода (рис.5). Исходя из условий фазового синхронизма имеем:

$$\beta_m = \beta_p$$

где

$$\beta_m = kn_f \sin \theta_m = kn_m, \quad \beta_p = kn_p \sin \theta_p$$

Отсюда:

$$n_m = n_p \sin \theta_p \quad (9)$$

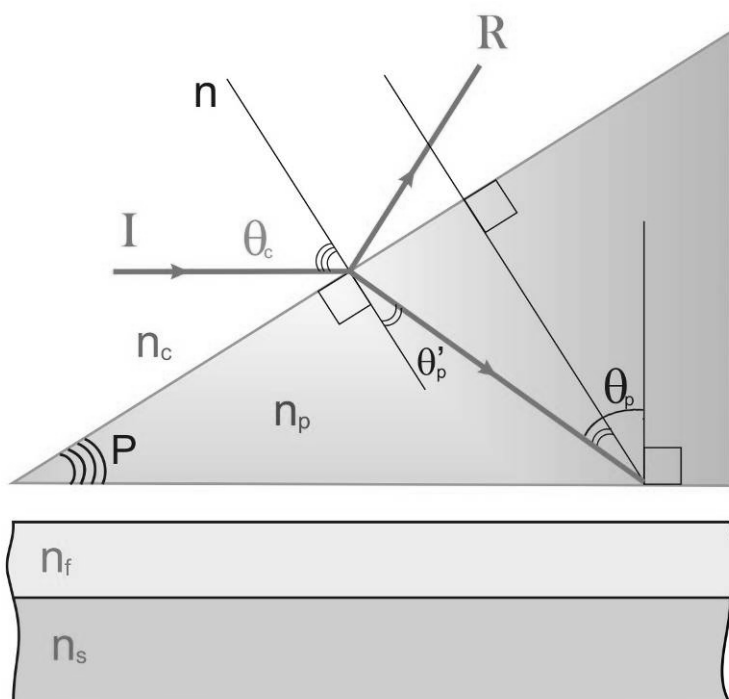


Рис.5. Схематическое изображение призмы, поясняющее формулу (18). Положительная схема.

Из рис.5 видно, что:

$$\theta_p = \theta'_p + P \quad (10)$$

где

$$\theta'_p = \arcsin \frac{\sin \theta_c}{n_p}$$

$$n_c = 1 - \text{для воздуха} \quad (11)$$

Формулу (9) с учетом (10) и (11) можно переписать в виде:

$$n_m = n_p \sin \left[P + \arcsin \frac{\sin \theta_c}{n_p} \right] \quad (12)$$

Таким образом, чтобы определить n_m , нужно знать кроме показателя преломления призмы n_p еще и угол P между основанием и входной гранью призмы, и угол падения θ_c на входную грань призмы. Угол падения считается положительным (положительная схема), когда падающий луч I лежит между нормалью к грани и основанием призмы, как показано на рис.5. В случае, когда отраженный луч R лежит между нормалью к грани и основанием призмы, угол падения считается отрицательным (отрицательная схема) и формула (12) переписывается в виде:

$$n_m = n_p \sin \left[P - \arcsin \frac{\sin \theta_c}{n_p} \right] \quad (13)$$

Легко видеть, что погрешности в определении n_p , P , θ_c вносят почти равные вклады в погрешность для n_m . Таким образом, чтобы получить

наименьшую ошибку, целесообразно знать величины n_p и P с точностью, намного лучше, чем возможная точность измерения θ_c . Тогда n_m будет известно с точностью, приблизительно равной $\Delta\theta_c$ – точности измерения угла падения.

n_p и P - могут быть хорошо измерены на прецизионном гониометре (ГС-5) с точностью для $n_p \pm 5 \times 10^{-5}$ и для $P \pm 5''$. Для измерения угла θ_c за начало отсчета J_{\perp} , принимают нормаль к входной грани призмы. При этом определяется положение призмы, при котором луч, отраженный от входной грани противоположен по направлению и сколлимирован с падающим. За конец отсчета J_m принимают резонансный угол, при котором наблюдается наиболее эффективный ввод излучения в волновод для данной моды (наиболее яркая картина светящегося трека в волноводе или, в случае установки выводной призмы, резкое, наиболее интенсивное изображение моды на экране). Таким образом, угол θ_c определяется по разности угловых отсчетов J_m и J_{\perp} :

$$\theta_c = J_m - J_{\perp} \quad (14)$$

С учетом возмущения, вносимого призмой на распространение поверхностной волноводной волны, которое, в свою очередь, влияет на точность определения резонансных углов, на практике выбором оптимального зазора l достигают точности измерения θ_c , сравнимой с дифракционной расходимостью падающего луча.

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ:

Схема экспериментальной установки для определения параметров плоских волноводов показана на рис.6. Линейно поляризованный луч одномодового He-Ne лазера 1 (ЛГ-52-2, $\lambda = 0,6328$ мкм) с помощью ромба Френеля 2, приобретая разность фаз $\pi/2$ при двукратном полном внутреннем отражении, превращается в циркулярно-поляризованный. Вращением поляризатора 3 можно возбуждать в волноводе различные типы мод (TE_m или TM_m). Исследуемый планарный волновод 6 с установленными на нем призмами ввода 7 и вывода 8 помещался на разворотный столик 5 (цена деления 5'), с помощью которого осуществлялась настройка на резонансный угол. Изменяя вращением столика угол падения луча на входную грань призмы, снимают отсчет J_{\perp} (момент автоколлимации) и J_m (момент резонанса). Оптическая схема построена так, чтобы падающий луч попадал на край области ввода, и чтобы область ввода практически не смещалась по основанию призмы, когда поворотный столик вращается в диапазоне углов ввода. Это достигается перпендикулярным перемещением вращающегося столика относительно оптической оси при помощи механической подвижки. Модовая картина излучения, выведенная с помощью призмы 8, рассматривается на экране 9 или фотографируется.

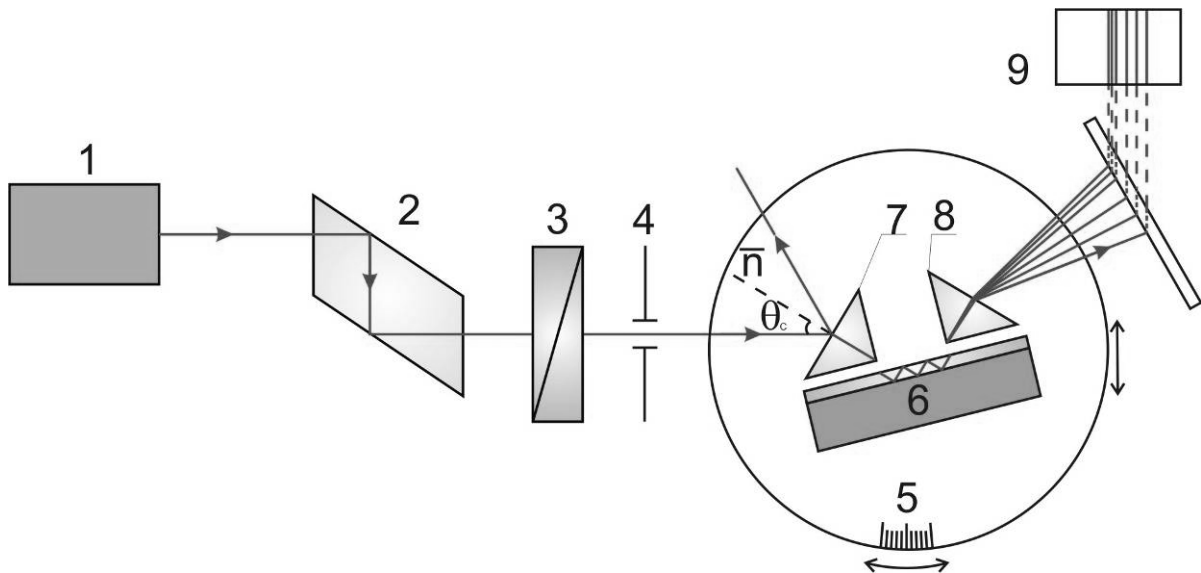


Рис. 6. Схема экспериментальной установки для измерения параметров волноводов: 1 - одномодовый He-Ne лазер (ЛГ-52-2, $\lambda = 0,6328$ мкм), 2 - ромб Френеля, 3- поляризатор, 4 - диафрагма, 5 - поворотный столик с лимбом (стрелками показаны возможные перемещения поворотного столика), 6 - исследуемый планарный волновод, 7,8 - призмы ввода и вывода, 9 - экран.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ:

- 1) Закрепить на схеме планарный волновод.
- 2) Определить резонансные углы падения для мод ТЕ и ТМ поляризации:
 - а) снять отсчет J_L ;
 - б) снять отсчет J_m для каждого номера моды для ТЕ и ТМ поляризации;
 - в) вычислить углы θ_c для каждого номера моды ТЕ и ТМ поляризации по формуле (14);
- 3) Определить значения эффективного показателя для каждой моды поляризации (по отраженному лучу от входной грани призмы ввода определяют знак схемы, в которой возбуждается волновод; для положительной схемы n_m вычисляется по формуле (12), для отрицательной схемы – по формуле (13)).
- 4) По полученным значениям n_m построить профиль показателя преломления для мод ТЕ и ТМ поляризации планарного волновода (по оси X отчается номер моды, по оси Y - значения n_m).
- 5) Сравнить профили показателя преломления для ТЕ и ТМ типов поляризации, записать вывод.

Призмы ввода и вывода сделаны из стекла ТФ-5 ($n_p = 1,749853$). Угол призмы ввода $P = 60^{\circ}12'16'' \pm 5''$. При такой установке призмы работают практически с параллельным воздушным зазором, при этом перепад толщины воздушного зазора Δl на длине 12 мм (нижняя грань призмы) составлял $\sim 0,1$ мкм. Ошибка измерения угла θ_c составляет $\pm 1'$, при этом ошибка определения эффективного показателя преломления n_m составляет величину $\pm 2 \times 10^{-4}$.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ:

1. Какие виды волноводов вы знаете? Основные их характеристики.
2. Перечислите основные способы возбуждения планарных волноводов.
3. Что такое условие фазового синхронизма?
4. Что такое ТЕ и ТМ моды?
5. Как влияет длина волны лазера или толщина волновода на его эффективный показатель преломления?

ЛИТЕРАТУРА:

1. Тамир Т. Интегральная оптика. – Москва: "Мир", 1978.
2. Барноски М. Введение в интегральную оптику. – Москва: "Мир", 1977.
3. Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. Интегральная оптика, для систем передачи и обработки информации. – Москва: "Радио и связь", 1990.
4. Снайдер А., Лав Д. Теория оптических волноводов. – Москва: "Радио и связь", 1987.
5. Никоноров Н.В. Стекла для ионного обмена в интегральной оптике: современное состояние и тенденции дальнейшего развития (обзор). – Физика и Химия стекла, 1999, т.25, N1, с. 21-69.

МОДОВАЯ СТРУКТУРА ПЛЁНОЧНОГО И ГРАДИЕНТНОГО ВОЛНОВОДА

ЦЕЛЬ РАБОТЫ:

Определение профиля показателя преломления пленочного и градиентного волновода.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ:

объектом исследования в данной лабораторной работе является планарный и градиентный волноводы.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ:

1. Ознакомление с основными характеристиками планарных и градиентных волноводов и методами их возбуждения.
2. Экспериментальное определение эффективного показателя преломления планарного и градиентного волновода.
3. Построение профиля показателя преломления планарного и градиентного волновода.

СВЕДЕНИЯ ИЗ ТЕОРИИ:

Основные характеристики планарных волноводов

Ограничимся кратким рассмотрением физических явлений в планарных и градиентных волноводах с целью определения их основных характеристик, необходимых для интерпретации экспериментальных результатов.

а) Плоский пленочный волновод

Пленочный волновод изображен на рис.1, где h - толщина пленки, θ_m - угол распространения для мод различных порядков (в данном случае $\theta_{m=0}$ – угол распространения TE_0 моды, $\theta_{m=1}$ – угол распространения TE_1 моды, $\theta_{m=2}$ – угол распространения TE_2 моды), n_f, n_s, n_c – соответственно показатели преломления пленки, подложки и среды, находящейся над волноводом (обычно $n_c = 1$). Соотношение

$$n_f > n_s, n_c \quad (1)$$

является необходимым условием волноводного режима, т.е. существования поверхностных световых волн в волноводе. Каждая из таких волн представляет собой плоскую монохроматическую волну, распространяющуюся по пленке в процессе многократных полных отражений от ее стенок. Согласно этой модели волноводная мода представляется суперпозицией плоских волн, распространяющихся по зигзагообразному пути в пленке. Амплитуда поля вдоль координаты Z

описывается выражением вида $\exp(-j\beta Z)$ с константой распространения β_m , связанной с углом падения и отражения θ_m

$$\beta = kn_f \sin \theta_m \quad (2)$$

где $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$

λ - длина волны излучения в вакууме; $m = 0, 1, 2 \dots$ - порядковый номер волноводной моды.

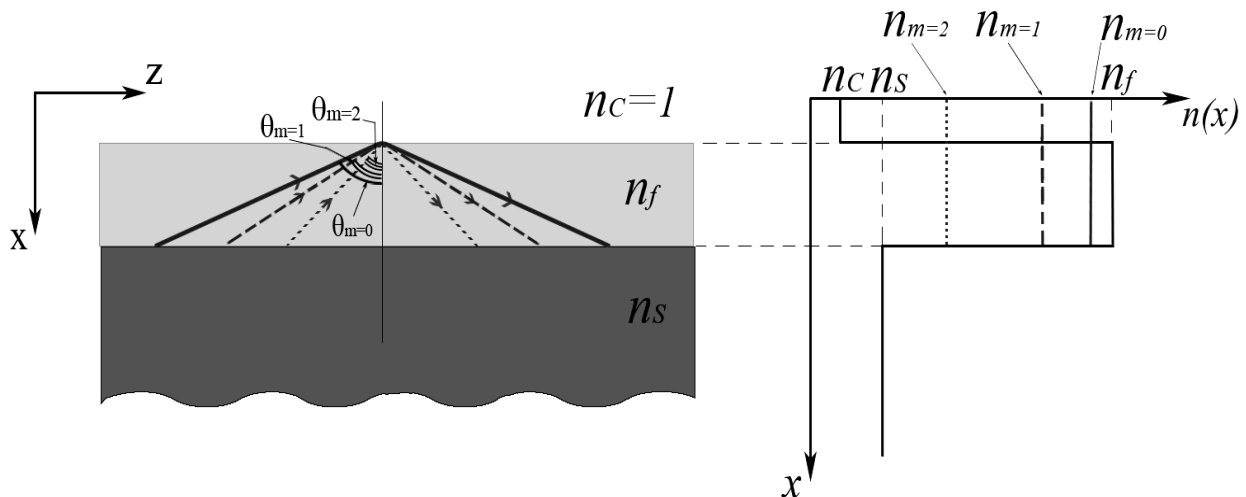


Рис.1. Распространения мод различных порядков в плоском тонкопленочном волноводе и профиль показателя преломления.

Уравнение (2) и критический угол определяют границы величины β_m :

$$kn_s < \beta_m < kn_f$$

В ряде случаев удобным при описании свойств диэлектрических волноводов является параметр, определяющий фазовую скорость поверхностной волны - эффективный показатель преломления волновода

$$n_m = \beta_m/k = n_f \sin \theta_m \quad (3)$$

Значения эффективного показателя преломления ограничены показателем преломления пленки и подложки

$$n_s < n_m^* < n_f \quad (4)$$

Отметим, что появление волноводных мод обусловлено тем обстоятельством, что фазовые сдвиги, накапливающиеся при двух отражениях исходной волны от границ пленка-подложка и подложка-покрывный слой, должны составлять величину, кратную 2π . Тогда отраженные волны находятся в фазе с исходной волной и результирующее поле в волноводе представляется суммой полей исходной волны и отраженной волн. В противном случае, набег фазы при отражениях приводит к взаимной компенсации волн. Фазовый сдвиг, соответствующий

одному пересечению пленки (в направлении x), равен $hkn_f \cos\theta_m$. Отсюда условие синфазности

$$2hkn_f \cos\theta_m - 2Y_{fs} - 2Y_{fc} = 2m\pi \quad (5)$$

где Y_{fs} и Y_{fc} - сдвиги фаз при отражениях на границах пленка-подложка и пленка-покровный слой соответственно.

Уравнение (5) с учетом (3) можно переписать в виде:

$$\left(\frac{h}{\lambda}\right) 2\pi \sqrt{n_f^2 - n_m^2} = \operatorname{arctg}\left(\frac{n_f}{n_s}\right)^\chi \sqrt{\frac{n_m^2 - n_s^2}{n_f^2 - n_m^2}} + \operatorname{arctg}\left(\frac{n_f}{n_c}\right)^\chi \sqrt{\frac{n_m^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_m^2}} + \pi m \quad (6)$$

где $\chi = 0$ для ТЕ поляризации (E_y, H_x, H_z)

$\chi = 2$ для ТМ поляризации (H_y, E_x, E_z)

$$Y_{fs} = \operatorname{arctg}\left(\frac{n_f}{n_s}\right)^\chi \sqrt{\frac{n_m^2 - n_s^2}{n_f^2 - n_m^2}}$$

$$Y_{fc} = \operatorname{arctg}\left(\frac{n_f}{n_c}\right)^\chi \sqrt{\frac{n_m^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_m^2}}$$

Трансцендентное уравнение (6) называется дисперсионным уравнением, оно связывает постоянные распространения волн, различных мод с параметрами волновода.

б) Плоский градиентный волновод

Градиентный волновод изображен на рис.2 где n_m – эффективный показатель преломления для мод различных порядков (в данном случае $n_{m=0}$ – п.п. ТЕ₀ моды, $n_{m=1}$ – п.п. ТЕ₁ моды, $n_{m=2}$ – п.п. ТЕ₂ моды), n_s и n_c – соответственно показатели преломления подложки и среды. Распределение показателя преломления по поперечному сечению такого волновода имеет вид:

$$n(x) = \left\{ \begin{array}{ll} n_c & \text{при } x > 0 \\ n_s + \Delta n f\left(\frac{x}{x_m}\right) & \text{при } x \leq 0 \end{array} \right\}$$

Здесь $f\left(\frac{x}{x_m}\right) \rightarrow 0$ при $x \rightarrow 0$

$$\Delta n = n_f - n_s$$

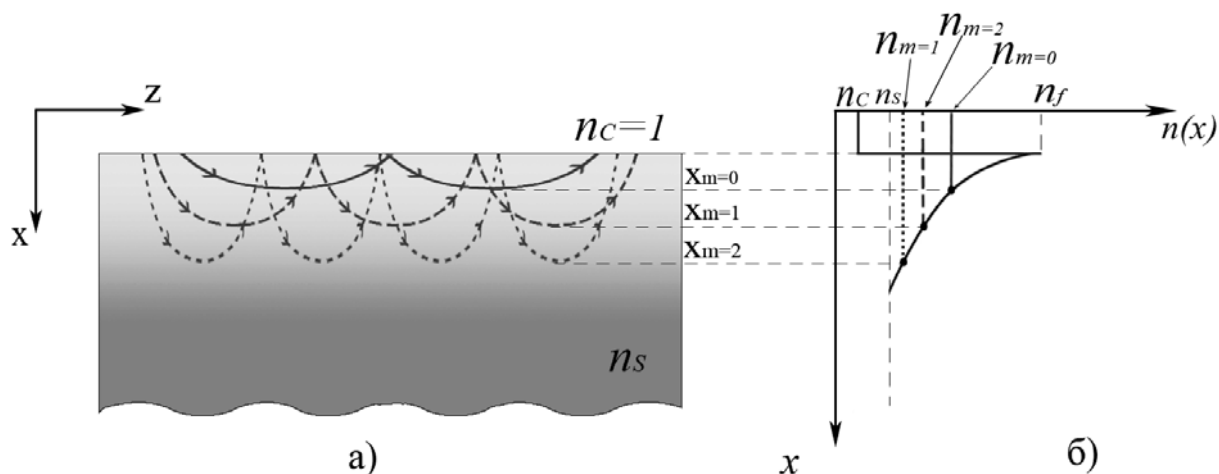


Рис. 2. Распространения мод различных порядков в градиентном волноводе и профиль показателя преломления.

где n_f - максимальное значение показателя преломления (если оно наблюдается на расстоянии x_f - от поверхности волновода, то $f(x_f/x_m) = 1$).

Достигаемые на практике приращения Δn показателя преломления не превышают нескольких процентов, что значительно меньше резкого скачка показателя преломления на границе волновода с окружающей средой (например, с воздухом):

$$0 < \Delta n \ll n_s - n_c \quad (7)$$

В некоторых диффузионных волноводах, получаемых различными методами в стеклах и кристаллах, относительное распределение показателя преломления хорошо аппроксимируется экспоненциальной кривой ($f = \exp(x/x_m)$), функцией ошибок ($f = \operatorname{erfe}(x/x_m)$), параболой ($f = 1 - (x/x_m)^2$ при $0 \leq x \leq x_m$), гауссовой кривой ($f = \exp - (x/x_m)^2$) и другими функциями.

Критическое значение глубины волноводного слоя d зависит от конкретного вида функции распределения $f(x/x_m)$, так же от порядка m возбуждаемой моды.

Волноводные моды градиентного волновода, по аналогии с пленочным волноводом, характеризуются эффективным показателем преломления $n_m = \beta_m/k$. Кроме того, для градиентных волноводов вводится понятие глубины волноводного слоя для m -ой моды x_m (расстояние от поверхности до точки поворота). При этом в точке поворота:

$$n(x_m) = n_m$$

где x_m - координата точки поворота для данной моды.

По аналогии с пленочным волноводом: при решении краевой электродинамической задачи, можно получить дисперсионное уравнение для градиентного волновода, которое связывает постоянные распространения волн различных мод с параметрами, волновода.

$$k \int_0^{x_m} \sqrt{n^2(x) - n_m^2} dx = \pi m + \pi / 4 + Y_{fc}$$

$m = 0, 1, 2 \dots$; $-2Y_{fc}$ – сдвиг фазы при отражении на границе пленка-покровный слой.

$$Y_{fc} = \arctg \left(\frac{n_f}{n_s} \right)^\chi \sqrt{\frac{n_m^2 - n_c^2}{n_f^2 - n_m^2}}$$

$\chi = 0$ для ТЕ мод; $\chi = 2$ для ТМ мод.

Известный набор модовых эффективных показателей преломления n_m (модовый спектр волновода) позволяет рассчитать распределение показателя преломления по глубине волновода $n(x)$.

Методы возбуждения оптических планарных волноводов

Изучение свойств оптических волноводов, а так же их практическое использование возможно лишь в том случае, если разработаны достаточно эффективные способы их возбуждения, преобразующие объемные волны в поверхностную волну.

К настоящему времени существуют несколько способов возбуждения планарных волноводов: через торец волновода, через скошенный край несущего слоя волновода, с помощью дифракционной решетки, с помощью призмы.

Возбуждение с помощью призмы

Возбуждение волновода с помощью призмы (при этом $n_p > n_f > n_s$, $n_c = 1$) использует явление нарушенного полного внутреннего отражения. В этом случае призма располагается на некотором расстоянии (порядка $1/8-1/4 \lambda$) от волновода, а угол падения луча θ на основание призмы должен превышать угол полного внутреннего отражения, т.е.:

$$\theta_p \geq \theta_{kp} = \arcsin(n_c/n_p) \quad (8)$$

При этом суперпозиция падающей волны и волны, испытывающей полное внутреннее отражение, дает стоячую волну вдоль вертикальной оси X в более плотной среде, а ниже границы раздела двух сред $X = 0$ поле экспоненциально затухает (рис.3, а).

Экспоненциальное поле, при малом зазоре между призмой и пленкой, проникает в пленку и возбуждает световую волну в ней. Этот процесс обычно называют оптическим туннелированием.

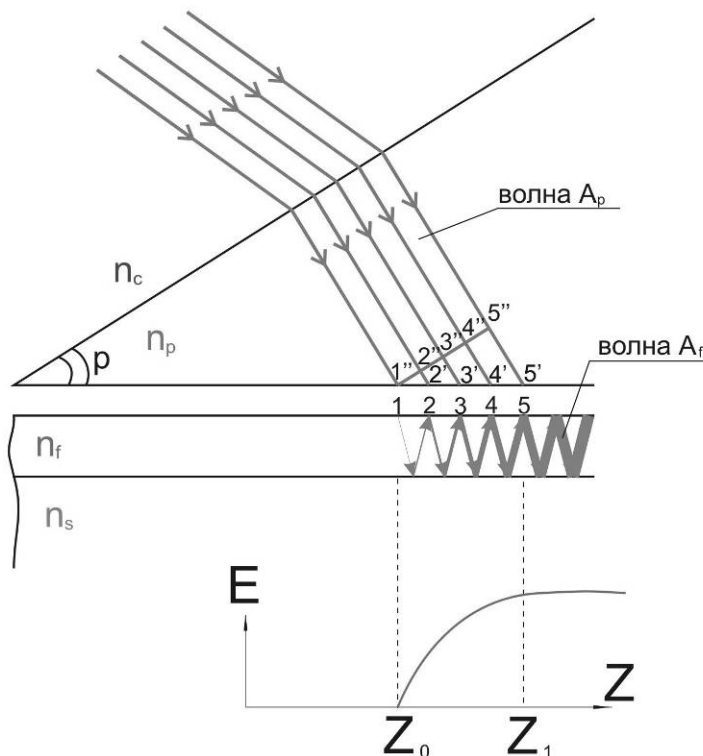
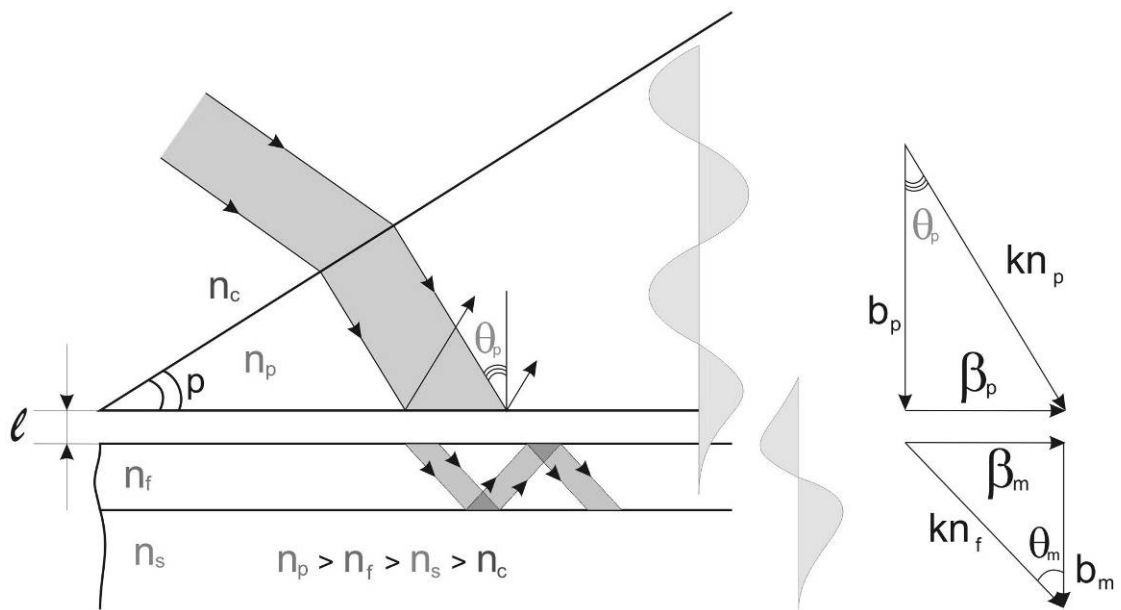


Рис. 3. Призмный элемент связи.

Если угол падения θ_p выбран таким образом, что горизонтальная составляющая ($\beta_p = kn_p \sin \theta_p$) волнового вектора kn_p падающей волны в призме равна собственной постоянной распространения поверхностной волноводной волны β_m (2), то возбуждение носит резонансный характер и напряженность поля в несущем слое может во много раз превышать напряженность поля падающего пучка. Таким образом, условия фазового синхронизма можно записать, как:

$$\beta_m = \beta_p$$

или

$$\beta_m = kn_p \sin \theta_p$$

Так как для различных мод постоянные распространения различны, то, выбирая соответствующий угол θ_p можно отдельно возбудить любую из них. И, наоборот, измеряя резонансный угол θ_p нетрудно определить постоянную распространения волноводной моды.

Зигзагообразная модель распространения волны в волноводе более наглядно иллюстрирует резонансный характер возбуждения волновода с помощью призмы (рис.3, б). Если импульс света одновременно достигает точек 1', 2'', 3'', 4'', 5'' (фронт волны), то в этот момент времени луч 1', поскольку он уже достиг зазора, возбуждает в пленке в точке 1 волну A'_f . Последняя, распространяясь в пленке по зигзагообразному пути, попадает в точку 2. Если момент, когда волна A'_f достигнет точки 2, точно совпадает с моментом, когда луч 2' в призме достигнет воздушного зазора, то луч 2' возбудит в пленке новую волну A'_f , которая сложится в фазе с уже существующей в пленке волной, A'_f . Следовательно, результирующая волна в точке 2 будет иметь удвоенную амплитуду, интенсивность этой волны будет больше в 4 раза, и т.д.

Величина зазора l (рис.3, а) в системе определяет степень связи волновода с возбуждающей призмой. Путем изменения зазора l можно управлять количеством энергии, поступающей из призмы в волновод и излучаемой волноводом в призму.

Для того чтобы волна распространялась по волноводу не переизлучаясь при этом обратно в призму (рис.4, а) необходимо резко уменьшить связь ($l \gg \lambda$) в той точке (Z_1), где поле в волноводе достигло максимального значения. На рис.3, б и рис.4, б показаны наиболее простые решения с использованием прямоугольной призмы и равнобедренной призмы (с поджатым в точке Z_0 волноводом), а так же показан характер распределения энергии в волноводах. Эффективность преобразования энергии плоской волны, падающей на основание призмы, в энергию поверхностной волноводной волны (при условии выбора оптимального зазора l) может достигать 80%.

Призменное возбуждение волноводов оказывается наиболее удобным в лабораторной практике, поскольку позволяет с помощью одной призмы селективно возбуждать волноводные моды в любом волноводе, если $n_p > n_f$.

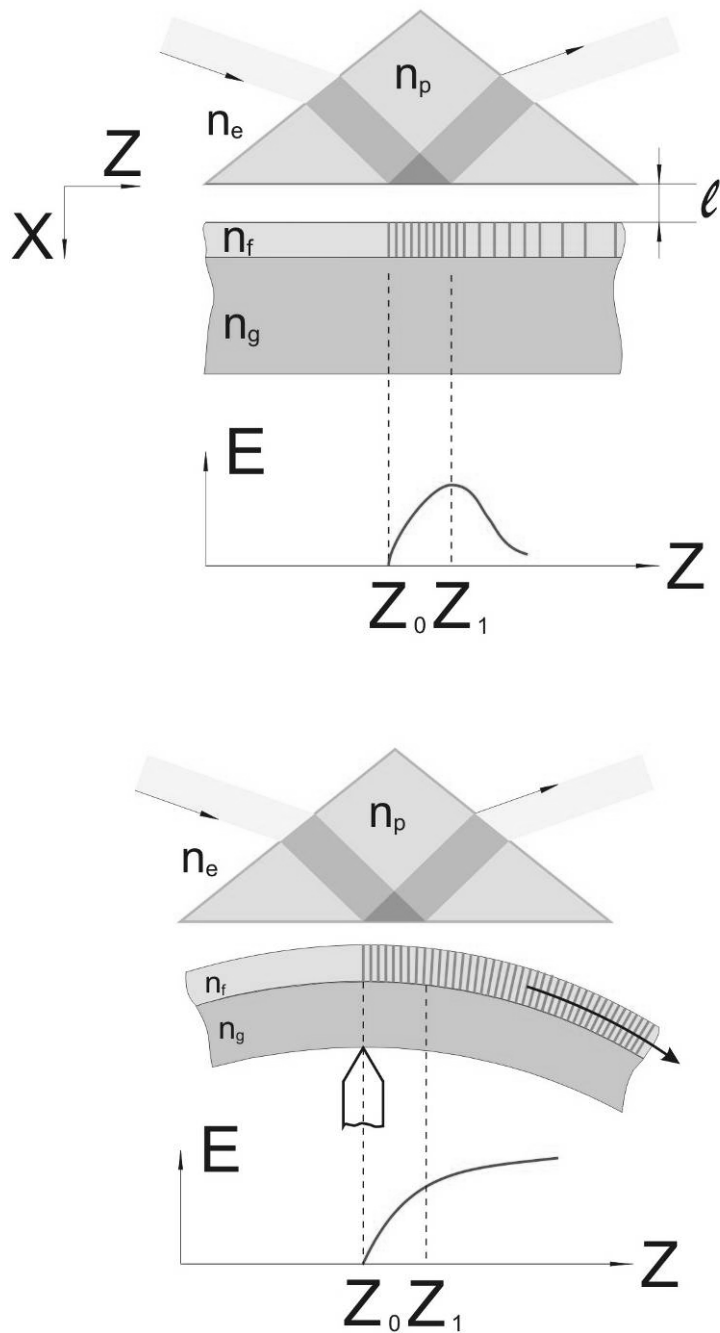


Рис.4. Возбуждение волновода с помощью равнобедренной призмы.

Экспериментальное определение характеристик волноводов

Для построения устройств интегральной оптики на основе планарных ионообменных волноводов необходимо знать вид функции распределения показателя преломления по глубине волновода $n(x)$, т.е. профиль показателя преломления. Экспериментальное определение этого профиля является сложной задачей. Для некоторых многомодовых волноводов эта задача решалась с помощью интерферометрии или рентгеновского микроанализа. Однако метод интерферометрирования волноводного слоя требует изготовления тонких (100 мкм) срезов и по точности пригоден в основном для качественного контроля градиента показателя преломления.

Кроме того, метод интерферометрирования волноводного слоя не чувствителен к волноводам с перепадом показателя преломления $\Delta n < 10^{-2}$ и глубиной $h < 10$ мкм. Кроме того, этот метод требует создания клина уже на полученном волноводе.

Рентгеновский микроанализ, измеряющий распределение концентрации диффундирующего иона, пригоден не для всех ионов, требует знания связи градиента показателя преломления и градиента концентрации. Кроме того, указанные экспериментальные методы определения профиля показателя преломления в волноводах являются разрушающими.

В настоящей работе был использован косвенный неразрушающий метод исследования ионообменных слоев, дающий возможность измерить модовый спектр волновода и рассчитать профиль показателя преломления – это метод резонансного возбуждения волноводных мод.

Анализ методов возбуждения планарных волноводов позволил остановиться на призмном методе возбуждения волноводных мод. Во-первых, возбуждение волновода с помощью призмы обладает наибольшей эффективностью преобразования энергии падающей плоской волны в энергию поверхностной волноводной волны. Во-вторых, большой объем исследуемых образцов, получаемых в результате ионообменной диффузии (различные подложки, диффузенты, разнообразие технологических режимов) не позволяет использовать трудоемкие методы типа нанесения дифракционных решеток или создания скошенных краев с полированными торцами на волноводах. В-третьих, относительно небольшие показатели преломления в диффузионных волноводах на стеклах позволяет использовать легкодоступный класс флинтгов ($n = 1,74$ для ТФ-5) для изготовления призм ввода - вывода излучения.

Метод измерения эффективного показателя преломления n_m состоит в определении угла связи θ_p для призмного ввода (рис.5). Исходя из условий фазового синхронизма имеем:

$$\beta_m = \beta_p$$

где

$$\beta_m = kn_f \sin \theta_m = kn_m, \quad \beta_p = kn_p \sin \theta_p$$

Отсюда:

$$n_m = n_p \sin \theta_p \quad (9)$$

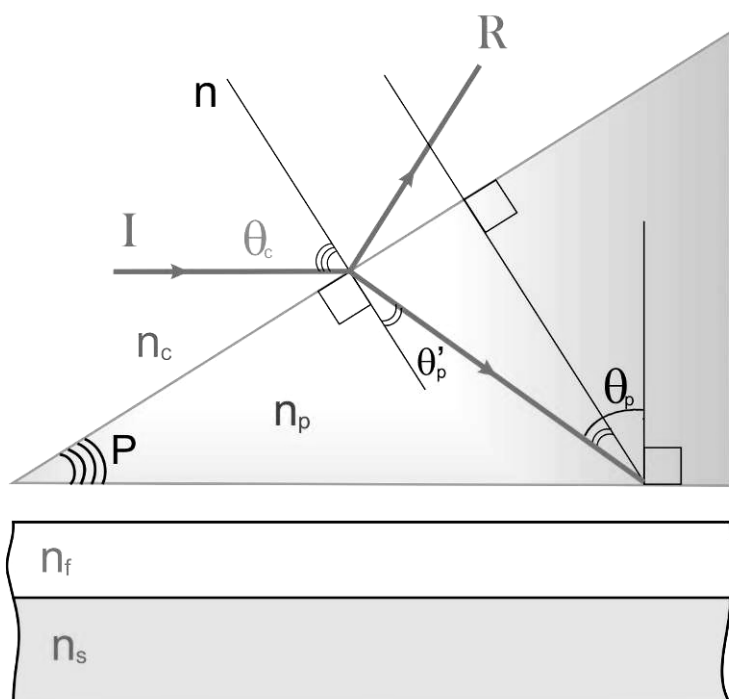


Рис.5. Схематическое изображение призмы, поясняющее формулу (18). Положительная схема.

Из рис.5 видно, что:

$$\theta_p = \theta'_p + P \quad (10)$$

где
$$\theta'_p = \arcsin \frac{\sin \theta_c}{n_p}$$

$$n_c = 1 - \text{для воздуха} \quad (11)$$

Формулу (9) с учетом (10) и (11) можно переписать в виде:

$$n_m = n_p \sin \left[P + \arcsin \frac{\sin \theta_c}{n_p} \right] \quad (12)$$

Таким образом, чтобы определить n_m , нужно знать кроме показателя преломления призмы n_p еще и угол P между основанием и входной гранью призмы, и угол падения θ_c на входную грань призмы. Угол падения считается положительным (положительная схема), когда падающий луч I лежит между нормалью к грани и основанием призмы, как показано на рис.5. В случае, когда отраженный луч R лежит между нормалью к грани и основанием призмы, угол падения считается отрицательным (отрицательная схема) и формула (12) переписывается в виде:

$$n_m = n_p \sin \left[P - \arcsin \frac{\sin \theta_c}{n_p} \right] \quad (13)$$

Легко видеть, что погрешности в определении n_p , P , θ_c вносят почти равные вклады в погрешность для n_m . Таким образом, чтобы получить наименьшую ошибку, целесообразно знать величины n_p и P с точностью,

намного лучше, чем возможная точность измерения θ_c . Тогда n_m будет известно с точностью, приблизительно равной $\Delta\theta_c$ – точности измерения угла падения.

n_p и P - могут быть хорошо измерены на прецизионном гониометре (ГС-5) с точностью для $n_p \pm 5 \times 10^{-5}$ и для $P \pm 5''$. Для измерения угла θ_c за начало отсчета J_{\perp} , принимают нормаль к входной грани призмы. При этом определяется положение призмы, при котором луч, отраженный от входной грани противоположен по направлению и сколлимирован с падающим. За конец отсчета J_m принимают резонансный угол, при котором наблюдается наиболее эффективный ввод излучения в волновод для данной моды (наиболее яркая картина светящегося трека в волноводе или, в случае установки выводной призмы, резкое, наиболее интенсивное изображение моды на экране). Таким образом, угол θ_c определяется по разности угловых отсчетов J_m и J_{\perp} :

$$\theta_c = J_m - J_{\perp} \quad (14)$$

С учетом возмущения, вносимого призмой на распространение поверхностной волноводной волны, которое, в свою очередь, влияет на точность определения резонансных углов, на практике выбором оптимального зазора l достигают точности измерения θ_c , сравнимой с дифракционной расходимостью падающего луча.

Схема экспериментальной установки:

Схема экспериментальной установки для определения параметров плоских волноводов показана на рис.6. Линейно поляризованный луч одномодового He-Ne лазера 1 (ЛГ-52-2, $\lambda = 0,6328$ мкм) с помощью ромба Френеля 2, приобретая разность фаз $\pi/2$ при двукратном полном внутреннем отражении, превращается в циркулярно-поляризованный. Вращением поляризатора 3 можно возбуждать в волноводе различные типы мод (TE_m или TM_m). Исследуемый планарный волновод 6 с установленными на нем призмами ввода 7 и вывода 8 помещался на разворотный столик 5 (цена деления 5'), с помощью которого осуществлялась настройка на резонансный угол. Изменяя вращением столика угол падения луча на входную грань призмы, снимают отсчет J_{\perp} (момент автоколлимации) и J_m (момент резонанса). Оптическая схема построена так, чтобы падающий луч попадал на край области ввода, и чтобы область ввода практически не смещалась по основанию призмы, когда поворотный столик вращается в диапазоне углов ввода. Это достигается перпендикулярным перемещением вращающегося столика относительно оптической оси при помощи механической подвижки. Модовая картина излучения, выведенная с помощью призмы 8, рассматривается на экране 9 или фотографируется.

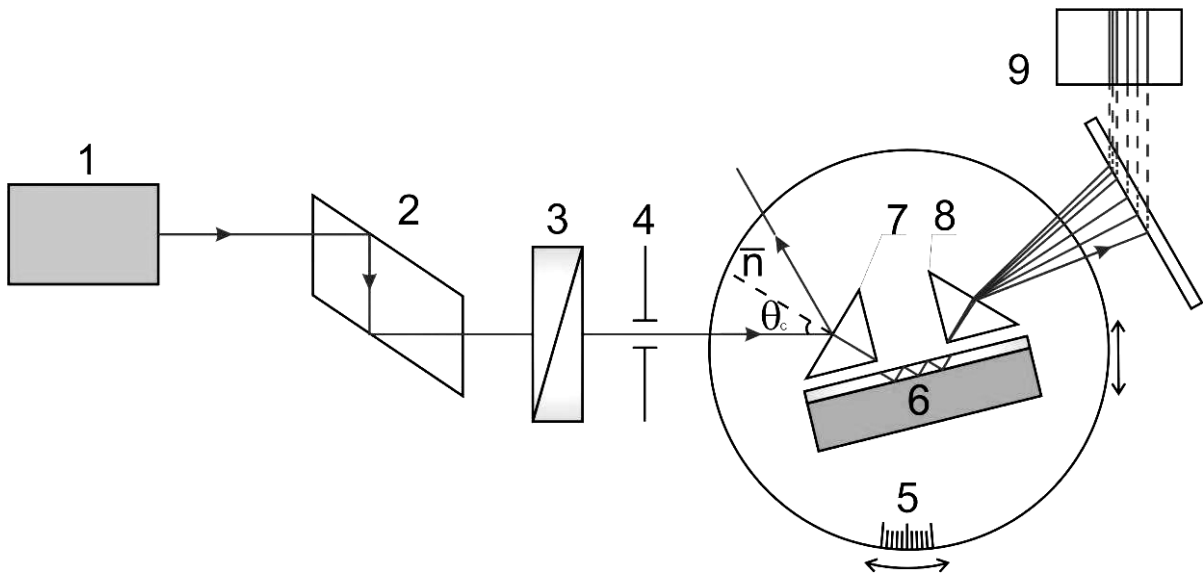


Рис. 6. Схема экспериментальной установки для измерения параметров волноводов: 1 - одномодовый He-Ne лазер (ЛГ-52-2, $\lambda = 0,6328$ мкм), 2 - ромб Френеля, 3- поляризатор, 4 - диафрагма, 5 - поворотный столик с лимбом (стрелками показаны возможные перемещения поворотного столика), 6 - исследуемый планарный волновод, 7,8 - призмы ввода и вывода, 9 - экран.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ:

1. Закрепить на схеме планарный волновод.
2. Определить резонансные углы падения для мод ТЕ поляризации:
 - а) снять отсчет J_{\perp} ;
 - б) снять отсчет J_m для каждого номера моды для ТЕ поляризации;
 - в) вычислить углы θ_c для каждого номера моды ТЕ поляризации по формуле (14);
1. Определить значения эффективного показателя для каждой моды ТЕ поляризации (по отраженному лучу от входной грани призмы ввода определяют знак схемы, в которой возбуждается волновод; для положительной схемы n_m вычисляется по формуле (12), для отрицательной схемы – по формуле (13)).
2. По полученным значениям n_m построить профиль показателя преломления для планарного волновода (по оси X отчается номер моды, по оси Y - значения n_m).
3. Прodelать п.1- 4 для градиентного волновода.
4. Сравнить профили показателя преломления для планарного и градиентного волноводов, записать вывод.

Призмы ввода и вывода сделаны из стекла ТФ-5 ($n_p = 1,749853$). Угол призмы ввода $P = 60^{\circ}12'16'' \pm 5''$. При такой установке призмы работают практически с параллельным воздушным зазором, при этом перепад толщины воздушного зазора Δl на длине 12 мм (нижняя грань призмы) составлял $\sim 0,1$ мкм. Ошибка измерения угла θ_c составляет $\pm 1'$, при этом

ошибка определения эффективного показателя преломления n_m составляет величину $\pm 2 \times 10^{-4}$.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ:

1. Какие виды волноводов вы знаете? Основные их характеристики.
2. Перечислите основные способы возбуждения планарных волноводов.
3. Что такое условие фазового синхронизма?
4. Что такое ТЕ и ТМ моды?
5. Как влияет длина волны лазера или толщина волновода на его эффективный показатель преломления?
6. В чем принципиальное отличие профиля показателя преломления для планарного от профиля п. п. градиентного волновода?

ЛИТЕРАТУРА:

1. Тамир Т. Интегральная оптика. – Москва: "Мир", 1978.
2. Барноски М. Введение в интегральную оптику. – Москва: "Мир", 1977.
3. Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. Интегральная оптика, для систем передачи и обработки информации. – Москва: "Радио и связь", 1990.
4. Снайдер А., Лав Д. Теория оптических волноводов. – Москва: "Радио и связь", 1987.
5. Никоноров Н.В. Стекла для ионного обмена в интегральной оптике: современное состояние и тенденции дальнейшего развития (обзор). – Физика и Химия стекла, 1999, т.25, N1, с. 21-69.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛОКОННОГО ЭРБИЕВОГО УСИЛИТЕЛЯ

ЦЕЛЬ РАБОТЫ:

Изучение влияния длин волн накачки и типа активного волокна на выходную мощность и шум эрбиевого волоконного усилителя.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ:

Эрбиевый волоконный усилитель.

ЗАДАЧИ, РЕШАЕМЫЕ В РАБОТЕ:

1. Получить понятие о принципах работы и устройстве эрбиевого волоконного усилителя
2. Ознакомится с параметрами, характеризующими эрбиевый волоконный усилитель
3. На компьютерной модели изучить влияния длин волн накачки и типа активного волокна на выходную мощность эрбиевого волоконного усилителя.

Введение

Хорошо известно, что через каждые 50 – 100 км волоконно-оптического тракта происходит ослабление оптического сигнала на 10 – 20 дБ, что требует его восстановления. Для этого в настоящее время используются усилители на волоконном световоде, легированном ионами эрбия (EDFA), которые обладают сочетанием уникальных свойств. Среди этих свойств следующие:

- Возможность одновременного усиления сигналов с различными длинами волн
- Непосредственное усиление оптических сигналов, без их преобразования в электрические сигналы и обратно.
- Практически точное соответствие рабочего диапазона эрбиевых усилителей области минимальных оптических потерь световодов на основе кварцевого стекла.
- Низкий уровень шума и простота включения в волоконно-оптическую систему передачи.

Разработка и применение эрбиевых волоконных усилителей привели к революционным изменениям в линиях дальней связи и обеспечили внедрение технологии спектрального уплотнения DWDM.

Принцип работы эрбиевого усилителя

Принцип работы усилителей EDFA основан на явлении усиления света при вынужденном излучении (Light Amplification by Stimulated

Emission of Radiation). Это то же самое явление, которое обеспечивает возникновение генерации в лазерах и, собственно говоря, дало им название (слово LASER это и есть аббревиатура вышеприведенной фразы). Возможность усиления света в световодах, легированных ионами эрбия, обуславливается схемой уровней энергии данного редкоземельного элемента, представленной в упрощенном виде на *рис.1*.

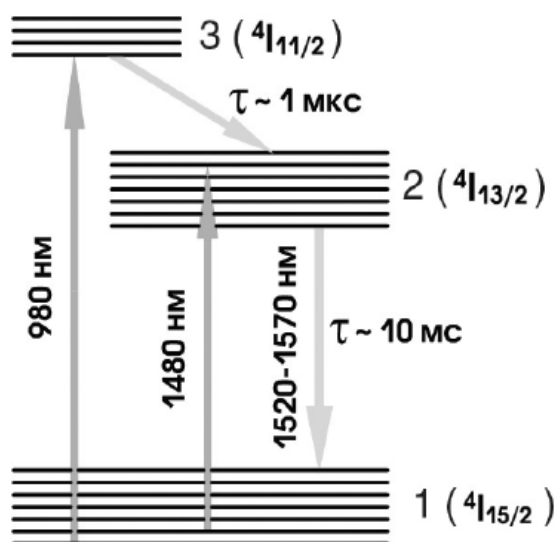


Рис.1. Упрощенная схема уровней энергии ионов эрбия (Er^{3+}) в кварцевом стекле

Усиление света в эрбиевом усилителе происходит благодаря переходу между уровнями 2-1 (${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$). Каждый из этих уровней расщеплен на ряд подуровней из-за взаимодействия ионов эрбия с внутрикристаллическим полем кварцевого стекла (эффект Штарка). Основной уровень ${}^4I_{15/2}$ расщепляется на 8 штарковских подуровней, первый возбужденный уровень ${}^4I_{13/2}$ расщепляется на 7 штарковских подуровней. Между ними может происходить 56 оптических переходов, которым и приписываются полосы сложной формы с максимумом 1.54 мкм как в спектре поглощения, так и в спектре люминесценции. Энергетические зазоры между штарковскими подуровнями сравнимы по величине со средней тепловой энергией kT при комнатной температуре. Поэтому населенности верхних и нижних штарковских подуровней как для основного уровня ${}^4I_{15/2}$, так и для возбужденного ${}^4I_{13/2}$ уровня различаются весьма существенно. Это является основной причиной различия контуров полосы в спектре поглощения и в спектре люминесценции.

Под действием накачки за счет поглощения фотонов накачки ионы эрбия переходят из основного состояния (уровень 1) в верхнее возбужденное состояние (уровень 3), которое является короткоживущим (время жизни $\tau_3=1$ мкс), и за счет процессов релаксации переходят в долгоживущее состояние (на метастабильный уровень 2 энергии). Поэтому число ионов, находящихся на уровне 2, при соответствующей мощности

накачки может превышать число ионов на уровне 1. Уровень 1 называется основным состоянием, т.к. в отсутствие накачки практически все ионы эрбия находятся на этом энергетическом уровне. Доля частиц, находящихся на остальных уровнях, в отсутствие накачки мала.

Число ионов в единице объема, находящихся на некотором уровне энергии, называется населенностью этого уровня энергии. В нормальных условиях, т.е. в отсутствие накачки, населенность основного уровня энергии вещества максимальна, населенности всех остальных уровней энергии быстро уменьшаются с увеличением энергии уровня. Состояние среды, при котором населенность некоторого более высокого уровня энергии иона превышает населенность некоторого нижележащего уровня, получило название состояния с инверсией населенностей уровней, или, более коротко, инверсией населенности.

Если в среду с инверсией населенности попадает излучение с энергией фотона, совпадающей с энергией перехода из метастабильного состояния в основное, то с большой вероятностью происходит переход иона с метастабильного уровня 2 на основной уровень 1 с одновременным рождением еще одного фотона. Увеличение числа фотонов при их взаимодействии с ионами эрбия означает, что происходит усиление света, распространяющегося в среде с инверсией населенности.

Отметим, что длина волны и спектр усиления жестко определены типом активных ионов. Тот факт, что спектр усиления волокна, легированного ионами эрбия, совпадает с областью минимальных потерь кварцевого оптического волокна, является удачным совпадением.

Не все ионы эрбия находятся в метастабильном состоянии и обеспечивают усиление. Часть ионов находится на уровне 1 и эти ионы, взаимодействуя с фотонами, энергия которых совпадает с энергией перехода, эффективно их поглощают, переходя на уровень 2. При этом спектр усиления ионов эрбия практически совпадает со спектром поглощения. Если количество ионов, находящихся на уровне 2, меньше числа ионов, находящихся на основном уровне 1, то наблюдается поглощение.

Именно поэтому необходимым условием усиления света является создание инверсии населенностей между двумя рабочими уровнями энергии 2 и 1. Для создания инверсии населенностей в эрбиевом усилителе необходимо перевести примерно половину ионов эрбия на метастабильный уровень 2. Мощность накачки оптического усилителя, при которой населенность уровней 1 и 2 равны, называется пороговой мощностью.

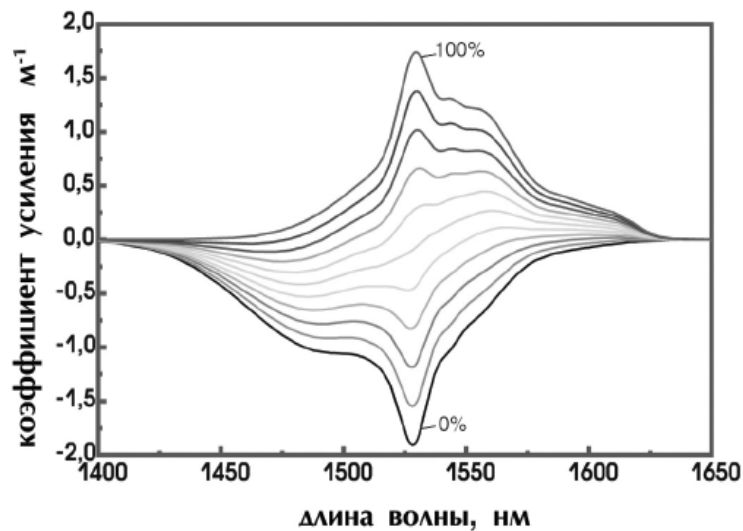


Рис.2. Спектральная зависимость усиления/поглощения эрбиевого волокна при разных значениях относительной населенности метастабильного уровня энергии. Нижняя (черная) кривая – населенность 0%, верхняя кривая – населенность 100%. Кривые проведены для населенностей изменяющихся с шагом 10%

При мощности накачки ниже пороговой наблюдается не усиление, а поглощение светового сигнала. На *рис.2* представлены спектры поглощения/усиления при различных значениях относительной населенности уровня 2, определяемой уровнем мощности накачки. Нижняя кривая, наблюдающаяся в отсутствии накачки (все частицы находятся в основном состоянии, населенность уровня 2 равно 0%), соответствует «отрицательному усилению», т.е. поглощению во всем рабочем спектральном диапазоне.

По мере увеличения мощности накачки все большее число активных ионов переходит в возбужденное состояние. Это приводит, как видно из *рис.2*, сначала к уменьшению коэффициента поглощения, так называемое просветление, а затем к усилению света. Отметим также, что спектр усиления несколько сдвинут в длинноволновую область относительно спектра поглощения. Следовательно, для усиления в длинноволновой части спектра требуется меньшее значение инверсии.

Использование трехуровневой схемы накачки приводит к появлению следующих важных свойств эрбиевого усилителя:

- Наличие пороговой мощности накачки, при которой происходит «просветление» активного волоконного световода, т.е. достигаются нулевые потери. При превышении пороговой мощности накачки начинается усиление сигнала. В зависимости от структуры активного волоконного световода, концентрации легирующей примеси и длины волны накачки величина пороговой мощности составляет от долей до нескольких единиц мВт.
- Необходимости выбора оптимальной длины эрбиевого волокна, то есть длины, при которой достигается максимальное усиление при заданной концентрации ионов эрбия. При длине волокна больше

оптимальной в дальних участках волокна будет наблюдаться поглощение сигнала, а при использовании эрбиевого волокна недостаточной длины излучение накачки используется не полностью. Оптимальная длина эрбиевого волокна зависит от частоты усиливаемого сигнала. Чем меньше частота сигнала, тем более длинный отрезок эрбиевого волокна соответствует максимальному усилению.

При отсутствии усиливаемого сигнала ионы эрбия переходят в основное состояние самопроизвольно, излучая фотоны с энергией, соответствующей данному переходу. То есть появляется спонтанное излучение (люминесценция).

Оптическая схема эрбиевого волоконного усилителя

Упрощенная схема эрбиевого волоконного усилителя представлена на *рис.3.*

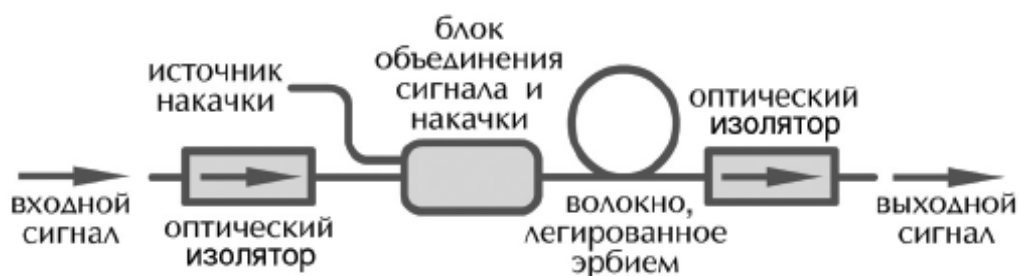


Рис.3. Упрощенная схема эрбиевого волоконного усилителя

Оптическая накачка, необходимая для перевода ионов эрбия в возбужденное состояние, осуществляется на длинах волн, соответствующих одной из их полос поглощения. Наибольшая эффективность использования накачки достигается на длинах волн 980 и 1480 нм. Для объединения входного оптического сигнала и излучения накачки используются мультиплексоры. Необходимыми элементами оптических усилителей являются оптические изоляторы – устройства, пропускающие световые сигналы только в одном направлении. Оптические изоляторы на входе и выходе усилителя применяются для того, чтобы предотвратить проникновение в усилитель паразитных отраженных от неоднородностей линии связи сигналов. Отраженные сигналы, усиленные в эрбиевом волокне, являются источником шумов, ухудшающих работу усилителя.

Собственно усилительной средой усилителя является эрбиевое волокно – волоконный световод с примесями ионов эрбия. Изготавливаются такие световоды теми же методами, что и световоды для передачи информации, с добавлением промежуточной операции пропитки не проплавленного материала сердцевины раствором солей эрбия либо операции легирования ионами эрбия из газовой фазы непосредственно в процессе осаждения сердцевины. Волноводные параметры эрбиевого

волоконного световода делают сходными с параметрами световодов, используемых для передачи информации, в целях уменьшения потерь на соединения. Принципиальным является выбор легирующих добавок, формирующих сердцевину активного световода, а также подбор концентрации ионов эрбия. Различные добавки в кварцевое стекло изменяют характер штарковского расщепления уровней энергии ионов эрбия (рис.1). В свою очередь это приводит к изменению спектров поглощения и излучения

Концентрация ионов эрбия в сердцевине оптического волокна фактически определяет его длину, используемую в усилителе при заданных уровнях сигнала и накачки. Верхний предел концентрации активных ионов определяется возникновением эффекта кооперативной ап-конверсии (рис.4).

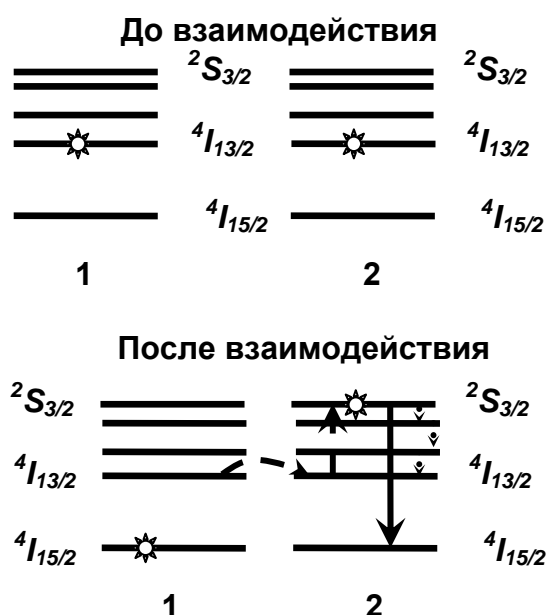


Рис.4. Ап-конверсионный переход в паре ионов Er^{3+} . Пунктирными стрелками показаны безызлучательные процессы, сплошными – излучательные.

Это явление состоит в том, что при большой концентрации активных ионов возможно образование кластеров, состоящих из двух и более ионов эрбия. Когда эти ионы оказываются в возбужденном состоянии, происходит обмен энергиями, в результате чего один из них переходит в состояние с еще более высокой энергией, а второй – безызлучательно релаксирует на основной уровень. Таким образом, часть ионов эрбия поглощает излучение усиленного сигнала, снижая эффективность усилителя. Нижний предел по концентрации ионов эрбия определяется тем, что слишком длинный активный световод неудобен при изготовлении усилителя, а также тем, что при использовании большого количества активного световода повышается стоимость усилителя. На практике концентрация ионов эрбия составляет $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что обеспечивает

длину используемого активного световода от нескольких единиц до нескольких десятков метров.

Изображенная на *рис.3* схема усилителя представляет собой вариант схемы с попутной накачкой, когда сигнал и излучение накачки распространяются в одном и том же направлении. Возможным является вариант со встречной накачкой, а также применение накачки в двух направлениях. Двухнаправленная накачка позволяет использовать два источника накачки, повышая суммарную мощность накачки.

Основные параметры волоконных усилителей

Для практического использования в системах волоконно-оптической связи наибольшее значение имеют следующие параметры эрбиевых усилителей:

- коэффициент усиления;
- выходная мощность сигнала;
- шум-фактор и мощность усиленного спонтанного излучения;
- спектральная ширина и равномерность полосы усиления.

Рассмотрим их более подробно.

Теоретическое описание работы усилителя и его основные параметры.

Усиление сигнала

Анализируя работы усилителя на эрбиевом волокне, в первом приближении не учитывают штарковскую структуру и рассматривают схему уровней, изображённую на рисунке 1. При этом сначала отвлекаются от способа накачки и ограничиваются двухуровневой схемой, в которой основной уровень «1» - это уровень $^4I_{15/2}$ а возбуждённый уровень «2» - это метастабильный уровень $^4I_{13/2}$.

В основе теории волоконного усилителя лежит следующее соотношение для изменения мощности сигнала dP_s при прохождении сигналом небольшого участка волокна длиной dx :

$$dP_s = \{ \sigma_{21}(\lambda)N_2 - \sigma_{12}(\lambda)N_1 \} P_s dx \quad (1)$$

Здесь N_1 и N_2 - населённости уровней, $\sigma_{12}(\lambda)$ - сечение поглощения сигнала, а $\sigma_{21}(\lambda)$ - сечение вынужденного излучения на длине волны сигнала.

Для реальной двухуровневой схемы справедливо простое соотношение, связывающее сечение вынужденного излучения с сечением поглощения света:

$$g_1 \sigma_{12} = g_2 \sigma_{21}, \quad (2)$$

где g_1 и g_2 – кратности вырождения основного и возбуждённого уровней. Для иона Er^{3+} отношение $g_1 / g_2 = 8/7$. Однако, как это соотношение, так и

соотношение (2) являются приближёнными ввиду наличия штарковской структуры.

Если накачка очень мала (как это имеет место при обычных измерениях спектров поглощения и люминесценции) $N_2 \ll N_1$, первым членом в фигурных скобках выражения (1) можно пренебречь и получающееся соотношение:

$$dP_s = \{-\sigma_{12}(\lambda)N_1\} P_s dx \quad (3)$$

представляет собой классический закон Бера для поглощения света в дифференциальной форме. Проинтегрировав (3) получаем обычную форму закона Бера:

$$P(x) = P(0) \exp(-\sigma_{12}Nx) = P(0) \exp(-kx) \quad (4)$$

В выражении (4) N - полная концентрация ионов эрбия, которая при малой накачке практически равна населённости основного уровня N_1 ; k - коэффициент поглощения, измерение которого на спектрофотометре позволяет определить сечение поглощения из основного состояния

$$\sigma_{12} = k / N \quad (5)$$

Таким образом, при малой накачке выражение (1) описывает обычное поглощение света. При постепенном увеличении накачки первое слагаемое в (1) становится сопоставимым по величине со вторым слагаемым, что означает увеличение вклада вынужденного излучения. Экспериментально это проявляется в уменьшении поглощения сигнала образцом. Когда слагаемые в (1) становятся равными по модулю, фигурная скобка равна нулю, поглощение исчезает и сигнал проходит волокно не изменяясь по величине. Наконец, когда из-за увеличения накачки первое слагаемое в (1) превышает второе, всё выражение становится положительным $dP_s > 0$. Сигнал при прохождении волокна усиливается. Выражение в фигурных скобках получает смысл коэффициента усиления. Его величина меняется вдоль волокна (зависит от координаты "x"), так как меняется заселённость возбуждённого уровня N_2 .

Коэффициент усиления, определяемый уравнением (1), может быть назван «дифференциальным». Наряду с ним для характеристики усилителя применяется «интегральный коэффициент усиления», который определяется по следующей формуле:

$$Gain(dB) = 10 \log_{10} \left(\frac{P_{signal-out}}{P_{signal-in}} \right) \quad (6)$$

Где:

$P_{signal-out}$ = выходная мощность сигнала в мВт на конце усилителя.

$P_{signal-in}$ = заданная мощность сигнала в мВт в начале усилителя (на входе усилителя).

Программа, используемая в настоящей работе рассчитывает интегральный коэффициент усиления. В серийных эрбиевых усилителях типичные значения коэффициента усиления слабого сигнала находятся в районе 30 дБ.

Выходная мощность сигнала и энергетическая эффективность накачки

Одно из применений оптических усилителей в системах связи – усиление мощности сигналов, вводимых в волоконно-оптическую линию связи. Выходная мощность сигнала определяет расстояние до следующего усилителя. Поэтому важными параметрами эрбиевых усилителей, работающих в качестве усилителей мощности, являются выходная мощность P_{out} и энергетическая эффективность PCE накачки. Энергетическая эффективность определяется отношением изменения мощности сигнала к мощности накачки

$$PSE = \frac{P_{out} - P_{in}}{P_p}$$

Для того чтобы обеспечить высокую энергетическую эффективность, необходимо, чтобы практически все фотоны накачки передавали свою энергию фотонам сигнала. Отношение числа фотонов сигнала NF_s , появившихся в процессе усиления сигнала, к числу NF_p поглощенных фотонов накачки называется квантовой эффективностью накачки $QE = NF_s / NF_p$. Так как энергия фотона выходного излучения меньше энергии фотона накачки, то энергетическая эффективность меньше квантовой и зависит от соотношения длин волн накачки λ_p и сигнала λ_s :

$$PCE = \frac{\lambda_p}{\lambda_s} QE$$

Следовательно, для получения максимальной энергетической эффективности перспективнее использовать накачку на длине волны 1480 нм, а не на длине волны 980 нм. В настоящее время при накачке на длине волны 1480 нм достигнута энергетическая эффективность 86%, при квантовой эффективности 91%. Накачка на длине волны 980 нм позволяет получить энергетическую эффективность 55% при квантовой эффективности 86%.

Большая энергетическая эффективность позволяет использовать для накачки источники излучения меньшей мощности, а, следовательно, более дешевые. Эта характеристика особенно важна в системах со спектральным уплотнением, где требуется усиливать одновременно большое количество сигналов большой суммарной мощности.

Таким образом, для получения максимальной энергетической эффективности для накачки эрбиевого усилителя целесообразно использовать излучение на длине волны 1480 нм, в то же время накачка на

длине волны 980 нм обеспечивает меньшее значение шума усиленного спонтанного излучения.

Ширина и равномерность полосы усиления

Ширину полосы усиления можно определять разными способами. В любом случае этот параметр должен давать информацию о том, что в определенном диапазоне длин волн значение усиления не ниже некоторого граничного уровня. Как правило, этот уровень составляет -3 дБ от максимального значения коэффициента усиления. Для многоканальных волоконно-оптических систем со спектральным мультиплексированием этот параметр является принципиальным. Поскольку в настоящее время число каналов достигает 100 и практически трудно реализовать разделение отдельных спектральных каналов с интервалами менее чем 0,4 нм (100 ГГц), то ширина спектра усиливаемого излучения может превышать 40 нм. В этих условиях ширина полосы усиления начинает оказывать определяющее влияние на число спектральных каналов, используемых для передачи информации, а значит, и на общую информационную пропускную способность волокна.

Вообще говоря, ширина полосы усиления определяется спектром излучения ионов эрбия в материале сердцевинки оптического волокна. Определяющее влияние материала сердцевинки волокна на спектр излучения связан с тем, что ионы эрбия окружены молекулами этого материала. Под действием молекул окружения уровни энергии ионов эрбия расщепляются на подуровни (*рис.1*). Величина расщепления и определяет ширину полосы излучения. Чем шире полоса излучения, тем более широкого спектра усиления можно добиться при конструировании усилителя. Наиболее широким спектром излучения обладают ионы эрбия в алюмосиликатном стекле.

Увеличивая длину активного волокна, удается получать достаточно большой коэффициент усиления вплоть до длины волны 1560 нм, при превышении которой усиление резко падает. Таким образом, ширина полосы усиления для традиционной конфигурации усилителя составляет примерно 30 нм (1530 – 1560 нм). Эта полоса усиления имеет название стандартного диапазона (*conventional band*), или С-диапазона. Значения сечения вынужденного излучения иона эрбия (*рис 5.*) имеет заметное значение вплоть до 1600 нм. При этом поглощение в области 1560 – 1600 нм падает очень быстро, что позволяет использовать и этот диапазон для усиления световых сигналов.

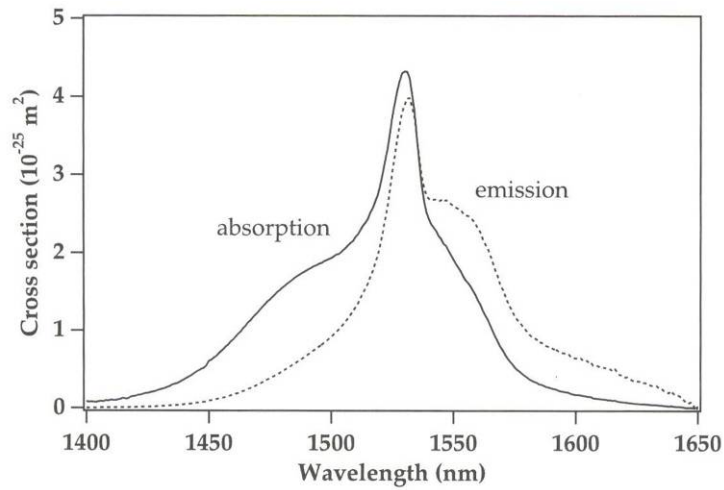


Рис.5 Спектры сечений поглощения и вынужденного излучения эрбиевого волокна.

Таким образом, оказывается возможным усиление в так называемом длинноволновом диапазоне (long wavelength band) или L-диапазоне, если использовать длинное эрбиевое волокно. Следует отметить, что при такой конструкции усилителя активная среда оказывается не полностью инвертированной, и для оптических сигналов в С-диапазона такое устройство работает как поглотитель. Поэтому перед усилением оптические сигналы разделяются по диапазонам С и L, и для каждого используется свой усилитель. Спектральные характеристики усиления в обоих диапазонах представлены на *рис.6*.

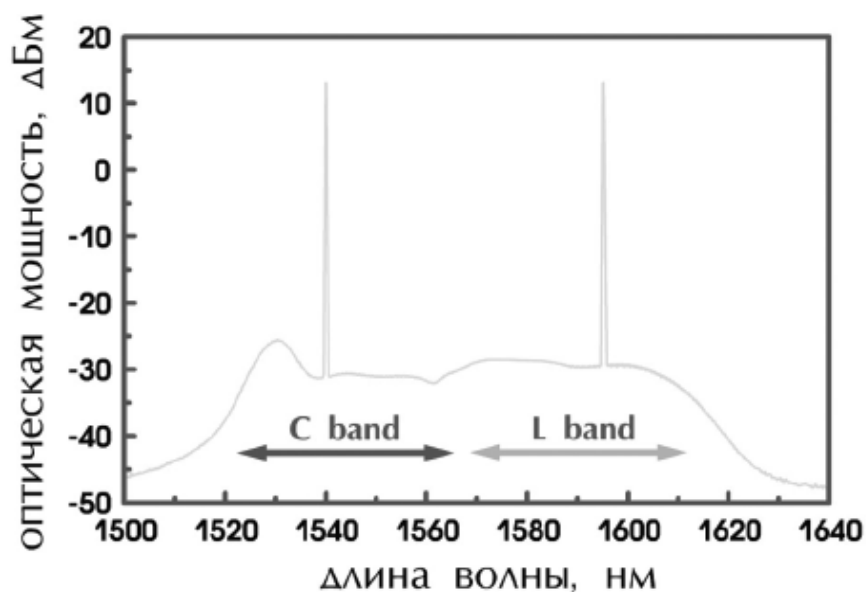


Рис.6. Спектральные характеристики двухдиапазонного усилителя

Дальнейшее расширение рабочего спектрального диапазона эрбиевых усилителей связано с использованием области 1480 – 1530 нм, или S - диапазона (short wavelength band – коротковолновый диапазон). Интенсивность люминесценции ионов эрбия в этой области не меньше, чем в L - диапазоне, однако существенным является сильное поглощение сигнала. Эта проблема решается использованием более мощных источников накачки по сравнению с другими усилителями. Вторая проблема выглядит более серьезной и связана она с сильной конкуренцией между усилением сигнала в S-диапазоне и спонтанным излучением в C - диапазоне, для которого условия усиления являются более благоприятными.

Важной характеристикой усилителя в системах связи со спектральным разделением каналов (WDM) является равномерность коэффициента усиления в пределах рабочего спектрального диапазона. Неравномерность коэффициента усиления слабого сигнала может превышать 10 дБ в пределах одной спектральной полосы. В рабочих условиях неравномерность коэффициента усиления уменьшается из-за повышения суммарной мощности оптического сигнала. Тем не менее, при прохождении в длинной линии через ряд усилителей суммарная неоднородность усиления может привести к потере информации в каналах с меньшим усилением. Таким образом, актуальным является *сглаживание спектра усиления*. Для этого в схему усилителя обычно вводятся спектрально селективные поглощающие фильтры на основе как световодных, так и объемных элементов [6,7]. Одним из популярных видов фильтра является фотоиндуцированная длиннопериодная решетка (LPG, long-period grating) [7]. Такие решетки изготавливают путем пространственно периодического облучения сердцевины световода ультрафиолетовым излучением через его поверхность. Решетка, период которой, как правило, лежит в диапазоне 0,1 – 1 мм, обеспечивает резонансное взаимодействие фундаментальной моды с модами оболочки. Следствием такого взаимодействия является преобразование части энергии основной моды волоконного световода с резонансной длиной волны в энергию оболочечных мод и быстрое затухание этих мод. Спектр и интенсивность поглощения задаются периодом решетки и временем облучения световода. Применение сглаживающих фильтров, изготовленных с использованием этой техники, позволяет уменьшить вариации коэффициента усиления до десятых долей дБ в пределах рабочего диапазона.

Компьютерная модель усилителя

Программа, используемая в настоящей работе OASIX®, базируется на системе уравнений для мощности сигнала - P_S , мощности накачки - P_P , и мощности усиленного спонтанного излучения - P_{ASE} . Каждая из этих величин рассматривается как функция расстояния от «входа» усилителя - x . Названные функции связаны системой дифференциальных уравнений

первого порядка. Решения уравнений должны удовлетворять граничным условиям на обоих концах усилителя.

Вычислительный алгоритм использует метод Рунге-Кутты. При этом усилитель разбивается на отдельные участки. Для каждого участка дифференциальные уравнения заменяются на алгебраические. Результаты решения уравнений для участка с номером « k » используются при решении уравнений для участка с номером « $k+1$ ».

Полная версия программы способна моделировать 3 типа приборов с эрбий-легированными волокнами, однокаскадные усилители, двухкаскадные усилители, и ASE (Amplified Spontaneous Emission - усиленное спонтанное излучение) источники. Образовательная версия, представленная здесь, моделирует лишь однокаскадные усилители и ASE источники.

Однокаскадный усилитель может быть накачан в направлении распространения сигнала (Co-propagating pump), в направлении противоположном направлению распространения сигнала (Counter-propagating pump) и в обоих названных направлениях одновременно.

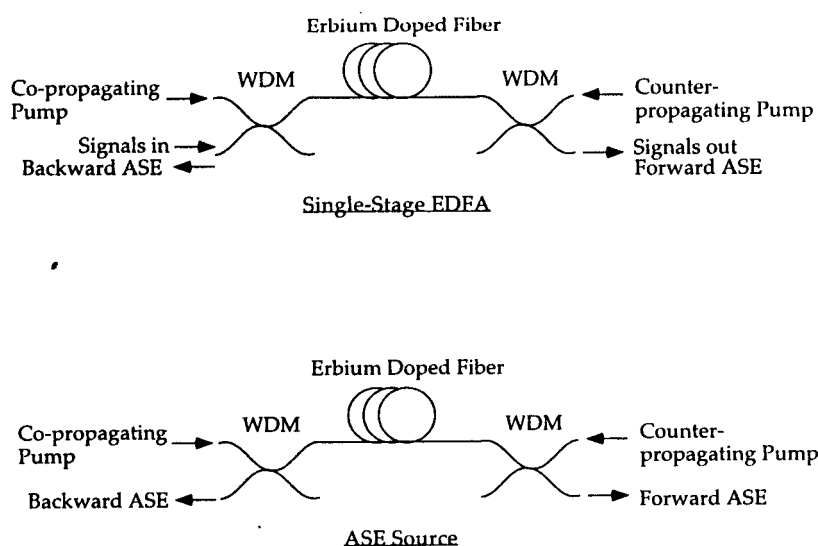


Рис.7. Схемы однокаскадного усилителя и ASE источника которые можно смоделировать, используя образовательную версию программы

OASIX® использует следующее представление данных:

- Все длины волн указываются в нанометрах.
- Все мощности указываются в мВт. Вы можете пользоваться десятичной или экспоненциальной записью.

Все длины указываются в метрах.

Ввод данных и представление данных

Программа предусматривает два режима работы.

В случае первого режима используется один цикл по точкам, расположенным на различном расстоянии от «входа» усилителя – x . При

этом выдаётся детальная информация о зависимости от «координаты x» всех сигналов, ASE волн, и мощности накачки по всей длине усилителя.

В случае второго режима используется несколько вложенных циклов (до $3x$), позволяющих варьировать длину волокна, мощность сигнала, и мощность накачки. Эта структура идентична вложенным FOR циклам в программировании. Для каждой переменной цикла должны быть указаны количество точек в каждом цикле, начальная точка, конечная точка и вариационный метод (линейный либо логарифмический). Все переменные в одном цикле должны иметь одно и то же количество точек. Сначала программа обрабатывает переменные внутреннего цикла. После этого происходит запуск среднего цикла, и действия внутреннего цикла повторяются. После прохождения всех значений среднего цикла, запускается внешний цикл и процесс продолжается до тех пор пока не пройдут все комбинации всех переменных. Во время работы циклов выходной файл содержит только результаты на концах волокна, а не полную информацию о распространение волн. Для того чтобы организация циклов функционировала правильно, необходимо рассмотреть следующие правила и детали:

- Для каждого цикла необходимо задать количество шагов, а также начальное и конечное значения переменной
- Каждый цикл может быть осуществлен с логарифмическим либо линейным шагом. Мощность необходимо вводить в мВт, а длину в метрах. Например, логарифмическое изменение мощности сигнала от 0.001 мВт до 1 мВт (-30 dBm до 0 dBm) может быть указано как 4 точки от $1e-3$ до 1.
- Все переменные, которые не входят в цикл должны иметь начальную точку с желаемым значением.

Содержание выходного файла зависит от последовательности моделирования и параметров окна «**Output Setup Screen**». Каждый раз при выборе окна образования циклов выходной файл будет содержать только результаты моделирования (уровни мощности, коэффициенты сигнал/шум и т.п.) на концах волокна. Это справедливо даже если все циклы выполняются единожды. Это нелишнее свойство т.к. пользователь может решить не сохранять всю детализацию моделирования, с помощью выделения переменной в цикл и установив количество шагов равное одному. При необходимости получить промежуточные результаты распространения сигнала и накачки по всей длине волокна просто удалите все циклические наборы и введите значения всех параметров в начальном окне.

ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

В ходе выполнения лабораторной работы должны быть промоделированы следующие зависимости:

- полного усиления от мощности накачки.
- полного усиления от длины волны накачки
- полного усиления от типа волокна.

Последовательность действий

Зависимость полного усиления от мощности накачки и длины волны накачки и типа волокна.

1. Вызвать программу двойным щелчком мыши на иконке OASIX®
2. Настройка программы начинается с главного окна (рис. 8), которое открывается при включении программы. В главном окне выберите «**Type**» и далее «**single stage**» (один каскад). Фактически только такой режим возможен для используемого в лабораторной работе учебного варианта программы
3. В главном окне выберите «**Setup**» и далее «**Stage 1**» Откроется меню «**Параметры первого каскада**» «**Stage 1 Parameters**». Следующие пункты с 3 по 13 выполняются в этом окне.
4. Используя кнопку «**Select Fiber**» выберите волокно для моделирования **Type1**.

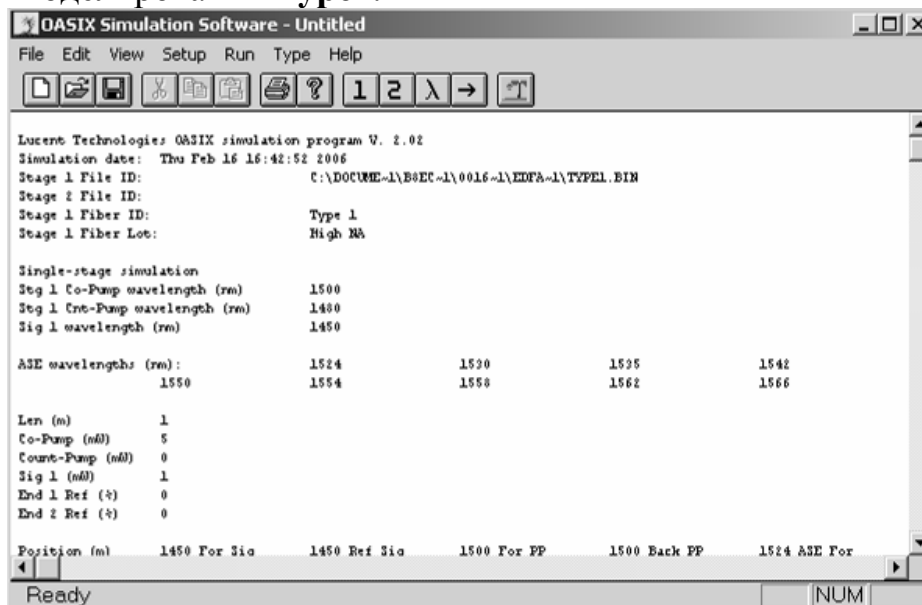


Рис.8. Главное окно

5. Введите длину волны накачки из интервала [960-999 нм] в поле «**Co-Pump Wavelength**» и в поле «**Counter- Pump Wavelength**»
6. Введите в поле «**First Signal Wavelength**» значение основной длины волны сигнала из интервала [1520-1580нм].

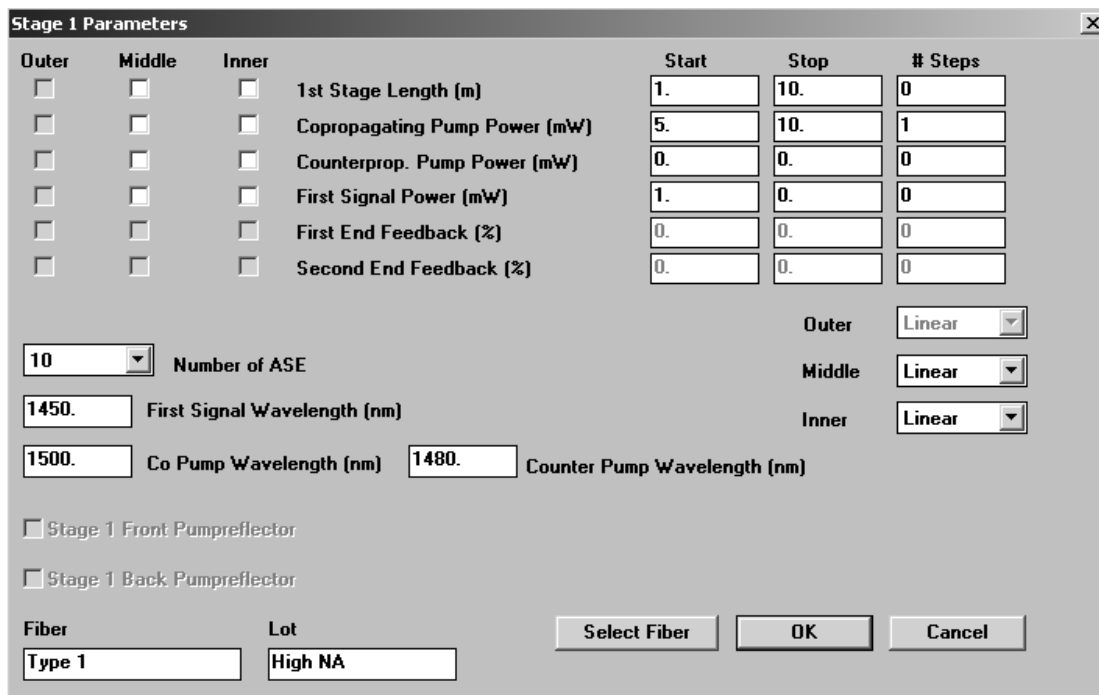


Рис 9. Окно «Параметры первого каскада»

7. Установите кнопку-флажок внутреннего цикла «**Inner**» напротив «**Copropogating pump power**» Этим устанавливается цикл по накачке
8. В поле # **Steps** введите число значений накачки (10-20)
9. «В колонке «**Start**», расположенной в верхнем правом углу окна, введите первое значение мощности накачки «**Copropogating pump power**» Рекомендуется 0.5 мВт. Для «**Counterpropogating Pump Power**» оставьте 0.
10. Введите значение длины усилителя «**1st Stage Length**» Рекомендуется от 15-25.
11. Установите кнопку-флажок внутреннего цикла «**Inner**» напротив «**1st Stage Length**» Этим устанавливается цикл по длине усилителя
12. В поле «**First Signal Power**» введите исходное значение мощности сигнала. (0.01-1) мВт
13. В поле колонки **Stop** введите конечное значение накачки (5-15мВт).
14. Нажмите кнопку **OK** чтобы закрыть данное окно.
15. Нажмите кнопку моделирования (с изображением пальмового дерева) и введите имя выходного файла в диалоговом окне (после ответа «**Yes**» (да) на вопрос «**Store results in file?**» (Сохранить результаты в файл?)). Программа присвоит имени файла расширение **.res**, если оно не было определено.
16. По окончании моделирования выйдите из программы и проверьте результаты импортированием файла в одну из программ просмотра, которая поддерживает разделение знаками табуляции в качестве колонок. Выходные данные также выводятся в главном

окне программы, их можно просмотреть при помощи линейки прокрутки (скролла).

17. В пункте 5 измените длину волны на длины волн из диапазона [1450-1500 нм]. Все остальные параметры для усилителя должны быть одинаковыми. Проведите моделирование (п. 15).
18. Постройте зависимости полного усиления (Total gain) от мощности накачки и длины усилителя для двух длин волн накачки. Проведите сравнения полученных зависимостей.
19. В пункте 4 выберите последовательно волокно для моделирования **Type2, Type3 и Type4**. Проведите моделирование для каждого из волокон для накачки из диапазона длин волн [1450-1500 нм]. Все остальные параметры для усилителя должны быть одинаковыми.
20. Постройте зависимости полного усиления (Total gain) от типа активного волокна (**Type1-4**). Проведите сравнения полученных зависимостей.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ:

1. Что такое волоконный усилитель?
2. Из каких компонент состоит эрбиевый волоконный усилитель?
3. Основные параметры, характеризующие волоконный усилитель?
4. Как зависит полное усиление от мощности накачки волоконного усилителя?
5. Как зависит полное усиление от длины волоконного усилителя?

ЛИТЕРАТУРА:

1. Mears R.J., Reekie L., Jancie I.M., and Payne D.N., «High-gain rare-earth doped fiber amplifier at 1.54 μm », in Optical Fiber Communication Conference, Vol.3, 1987 OSA Technical Digest Series, (Optical Society of America, Washington, DC., 1987) p.167.
2. Desurvire E.E., Simpson R.J., and Becker P.C., «High-gain Erbium doped traveling-wave fiber amplifier», Opt. Lett., v.12, pp.888_890, 1987.
3. Mears R.J., Reekie L., Jancie I.M., and Payne D.N., «Low noise erbium-doped fiber amplifier operating at 1.54 μm », Elect. Lett., v.23, pp.1026_1028, 1987.
4. Zyskind J.L., Nagel J.A., and Kidorf H.D., «Erbium-doped fiber amplifiers for optical communications», in Optical Fiber Telecommunications, v. IIIB, edited by I.P. Kaminov and T.L. Koch, Academic Press, San Diego, 1997, pp.13_68.
5. Desurvire E. Erbium-doped fiber amplifiers. A Wiley-Interscience publication, 1994.
6. Дианов Е.М., Карпов В.И., Курков А.С., Протопопов В.Н. «Методы сглаживания спектра усиления эрбиевых волоконных усилителей». Квантовая электроника 1996, т.23, сс.1059_1064.

7. Васильев С.А., Дианов Е.М., Курков А.С., Медведков О.И., Протопопов В.Н. «Фотоиндуцированные внутриволоконные решетки показателя преломления для связи мод сердцевины-оболочка», Квантовая электроника, 1997, т. 24, сс. 151–154.

Содержание

Введение	стр. 4
 <i>Лабораторная работа №1</i>	
Измерение показателя преломления подложек планарных ионообменных волноводов рефрактометрическим методом	стр. 5
 <i>Лабораторная работа №2</i>	
Создание планарного градиентного диффузионного волновода методом термического ионного обмена	стр.12
 <i>Лабораторная работа №3</i>	
Измерение характеристик планарного градиентного волновода на стекле	стр.26
 <i>Лабораторная работа №4</i>	
Анизотропия планарного волновода	стр.36
 <i>Лабораторная работа №5</i>	
Модовая структура плёночного и градиентного волновода	стр.49
 <i>Лабораторная работа №6</i>	
Моделирование волоконного эрбиевого усилителя	стр.62

В 2007 году СПбГУ ИТМО стал победителем конкурса инновационных образовательных программ вузов России на 2007–2008 годы. Реализация инновационной образовательной программы «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий» позволит выйти на качественно новый уровень подготовки выпускников и удовлетворить возрастающий спрос на специалистов в информационной, оптической и других высокотехнологичных отраслях экономики.

КАФЕДРА ОПТОИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И МАТЕРИАЛОВ

- 1994 г.** Организована базовая кафедра СПбГУ ИТМО при Государственном оптическом институте (ГОИ) им. С.И.Вавилова – кафедра оптического материаловедения. Образование кафедры явилось логичным развитием тесных связей, которые в течение многих лет существовали между ГОИ и ИТМО. В частности, для преподавания в ИТМО широко привлекались ведущие сотрудники ГОИ, а ИТМО был постоянным источником, из которого ГОИ черпал новые молодые кадры. Кафедра начала подготовку специалистов по образовательному направлению «Оптехника», специальность «Оптические технологии и материалы».
- 1999 г.** Реорганизация кафедры. На кафедре созданы три направления: оптическое материаловедение, информационная оптехника, физическая оптика и спектроскопия. Кафедра переименована в кафедру оптического материаловедения и оптики (ОМиО).
- 2002 г.** Кафедра ОМиО вошла в состав нового факультета СПбГУ ИТМО - фотоники и оптоинформатики.
- 2003 г.** При кафедре создана учебно-исследовательская лаборатория материалов и технологий фотоники.
- 2004 г.** Кафедра явилась одним из инициаторов и организаторов создания нового образовательного направления подготовки бакалавров и магистров – «Фотоника и оптоинформатика». Кафедра начала подготовку бакалавров и магистров по направлению - 200600 «Фотоника и оптоинформатика».
- 2005 г.** Кафедра ОМиО переименована в кафедру оптоинформационных технологий и материалов (ОТиМ).
- 2006 г.** Кафедра ОТиМ – лидер в России по подготовке специалистов по оптическому материаловедению в области фотоники и оптоинформатики. Кафедра ведет совместные научные исследования с зарубежными компаниями Corning, Samsung, PPG Inc.
- 2007 г.** Первый выпуск бакалавров по направлению «Фотоника и оптоинформатика». Кафедра ОТиМ - участник выполнения инновационной образовательной программы в СПбГУ ИТМО «Инновационная система подготовки специалистов нового поколения в области информационных и оптических технологий», реализуемой в рамках Приоритетных Национальных Проектов «Образование».

Николай Валентинович Никоноров
Владимир Анатольевич Асеев
Сергей Николаевич Жуков
Александр Иванович Игнатъев
Станислав Сергеевич Киселев
Алексей Сергеевич Рохмин

ВОЛНОВОДНАЯ ФОТОНИКА

Учебно-методическое пособие

В авторской редакции

Компьютерная верстка
Заведующая РИО

А.С. Рохмин
Н.Ф. Гусарова

Редакционно-издательский отдел СПб ГУИТМО
Лицензия ИД №00408 от 05.11.99. Отпечатано на ризографе. Тираж
100 экз. Заказ №.

Подписано в печать

Редакционно-издательский отдел
Санкт-Петербургского государственного
университета информационных
технологий, механики и оптики
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

