



## СОДЕРЖАНИЕ

<b>ВВЕДЕНИЕ</b> .....	<b>3</b>
<b>ГЛАВА 1. ВОЛНОВОДНЫЕ И ИНТЕГРАЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА ФОТониКИ</b> .....	<b>5</b>
1.1. Основы интегральной фотоники .....	5
1.2. Характеристики интегральных фотонных компонентов .....	10
1.3. Анализ основных типов оптических волокон .....	15
1.4. Основные типы одномодовых оптических волокон.....	22
1.5. Анализ волноводных периодических структур .....	30
1.6. Основные компоненты интегральной фотоники .....	37
1.7. Примеры интегральных устройств фотоники .....	44
<b>ГЛАВА 2. ОСНОВЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЛНОВЕДУЩИХ СРЕДАХ</b> .....	<b>51</b>
2.1. Электромагнитные волны.....	51
2.1.1. Уравнения Максвелла и уравнение волны .....	51
2.1.2. Волновое уравнение в диэлектрической среде .....	53
2.1.3. Монохроматические волны.....	55
2.1.4. Плоские монохроматические волны в диэлектрической среде.....	57
2.1.5. Поляризация электромагнитных волн .....	59
2.1.6. Распространение света в поглощающих средах .....	61
2.2. Электромагнитные волны на границе планарного диэлектрика.....	65
2.2.1. Граничные условия .....	65
2.2.2. Коэффициенты отражения и пропускания: отражательная способность и прозрачность .....	68
2.2.3. Полное внутреннее отражение .....	76
<b>ГЛАВА 3. ЗАДАЧИ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ФОТониКИ</b> .....	<b>81</b>
3.1. Основы вычислительной фотоники .....	81
3.2. Основные аспекты автоматизации вычислительной фотоники .....	108
3.3. Модальный и волноводный анализы фотонных структур.....	111
3.4. Основные методы анализа волноводных структур .....	115
<b>ГЛОССАРИЙ</b> .....	<b>146</b>
<b>СПИСОК ОСНОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ</b> .....	<b>152</b>
<b>СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ</b> .....	<b>154</b>
<b>СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ</b> .....	<b>156</b>

## ВВЕДЕНИЕ

Волноводная и интегральная фотоника - область исследований, посвященная основным законам распространения излучения в круговых и планарных структурах. Правильный выбор основных оптических и геометрических параметров волноведущих сред позволяет выполнить широкий диапазон действий: модуляцию, переключение, мультиплексирование, фильтрацию или генерацию оптических волн. Благодаря миниатюрным размерам этих компонентов, возможно получить высокую плотность оптических компонентов в определенном месте, в отличие от объемной оптики. Таким образом, волноводная интегральная фотоника является новым поколением оптико-электронных систем.

В настоящее время важную роль в устройствах интегральной фотоники играют многослойные структуры, использующие волноводное распространение излучения. Математические методы интегральной фотоники - это теория и практика расчета интегрально-оптических элементов и устройств на их основе с помощью ЭВМ. Она отражает общую тенденцию науки и техники, которая связана с формулированием законов природы в виде компьютерных алгоритмов и имитационного моделирования физических процессов с помощью ЭВМ. Достижения в области интегрально-оптических элементов фотоники, особенно монолитных, увеличили потребность в их точном автоматизированном проектировании. В отличие от интегральных электрических схем на относительно низких частотах, расчет фотонных структур чрезвычайно труден, и по существу невозможно корректировать характеристики монолитных устройств, если они уже изготовлены. Следовательно, точные методы расчета и программы автоматизированного проектирования необходимы для создания этих устройств. Исходной точкой развития вычислительной фотоники является анализ геометрии или гомотопии структуры интегрального фотонного элемента. Анализ структуры интегральных элементов связан с нахождением функции оптического поля, удовлетворяющей уравнениям Максвелла или производным от них; удовлетворяющей граничным и начальным условиям, а так же учитывающей свойства среды и условия возбуждения поля в волноводной структуре. В работе рассмотрены особенности методов анализа, используемых для решения задач вычислительной фотоники.

Большинство структур, используемых в интегральных оптических схемах практически невозможно рассчитать аналитически, поэтому требуются численные методы для определения основных волноведущих характеристик.

Проектировщики используют пакеты автоматизированного проектирования, которые являются аппроксимацией эмпирической кривой или эмпирических формул. В разработке численных методов важной является эксплуатационная гибкость. Фактически, численные методы выбираются на основе компромиссов между точностью, быстродействием, требованием памяти и непосредственно зависят от анализируемой структуры. Для исследования конкретной структуры требуется осуществить выбор оптимального метода для данного варианта.

В задачах вычислительной фотоники широко используются различные подходы к решениям уравнений Максвелла посредством электромагнитных симуляторов или вычислителей поля. Полевые решения стали необходимы вследствие развития аналоговых и цифровых систем при повышении временных отношений частот и плотности расположения, увеличении полос пропускания и усложнении волноводных устройств в целом. Расчет основных характеристик электромагнитных полей требует больших временных затрат и памяти в процессе вычисления, чем аналогичные расчеты модельных систем; однако, они могут быть ответственными за все паразитные взаимодействия, эффекты формирования и распределенную природу поля в структуре. Моделирование поля может использоваться для проведения реалистичного эквивалентного моделирования электромагнитных структур, которые включают эти паразитные и распределенные эффекты, и, таким образом, приводят к точным результатам с минимальными вычислительными расходами. Последняя идея является главным направлением использования оптимизации.

В книге дано исследование направляющих структур волноводных и интегральных элементов фотоники, рассмотрены особенности моделирования волноводных структур на базе электромагнитной теории излучения, приведены результаты расчетных экспериментов для волноводных и интегральных структур.

# ГЛАВА 1. ВОЛНОВОДНЫЕ И ИНТЕГРАЛЬНЫЕ УСТРОЙСТВА ФОТОНИКИ

## 1.1. Основы интегральной фотоники

**Фотоника** – наука о генерации, управлении и детектировании фотонов в ультрафиолетовой, видимой и инфракрасной частях спектра. Фотоника занимается контролем и преобразованием оптических сигналов и имеет широкое поле для своего применения: от передачи информации через оптические волокна до создания новых датчиков, которые модулируют световые сигналы в соответствии с малейшими изменениями окружающей среды. Некоторые источники отмечают, что термин «оптика» постепенно заменяется новым обобщённым названием — «фотоника». Фотоника включает в себя широкий спектр электрооптических, оптоэлектронных, магнитооптических, акустооптических и термооптических устройств и их разнообразных применений (рис.1.1).

**Электрооптика** - раздел фотоники, в котором изучаются изменения оптических свойств (показателя преломления, поглощения или рассеяния) материальных сред под действием электрического поля и вызванные этими изменениями особенности взаимодействия оптического излучения со средой, помещенной в поле. В частности, к электрооптическим относятся эффекты, связанные с зависимостью показателя преломления среды от напряжённости электрического поля (линейный электрооптический эффект или эффект Поккельса и нелинейный электрооптический эффект или эффект Керра).

**Оптоэлектроника** - направление фотоники, охватывающее вопросы использования оптических и электрических методов обработки, хранения и передачи информации. Оптоэлектроника исследует системы, в которых управление светом выполняется, главным образом, электронными методами; в большинстве случаев эти системы являются полупроводниковыми (светодиоды, полупроводниковые лазеры, детекторы на основе полупроводника – фотодиоды).

**Магнитооптика** - раздел фотоники, в котором изучаются изменения оптических свойств материальных сред под действием магнитного поля и обуславливающие эти изменения особенности взаимодействия оптического излучения с помещенным в поле веществом. Магнитооптический эффект связан с эффектом Фарадея и продольным или поперечным эффектом Зеемана. В

частности, эффект Фарадея в простейшей форме представляет собой поворот плоскости поляризации линейно-поляризованного излучения, вызываемый приложенным магнитным полем.

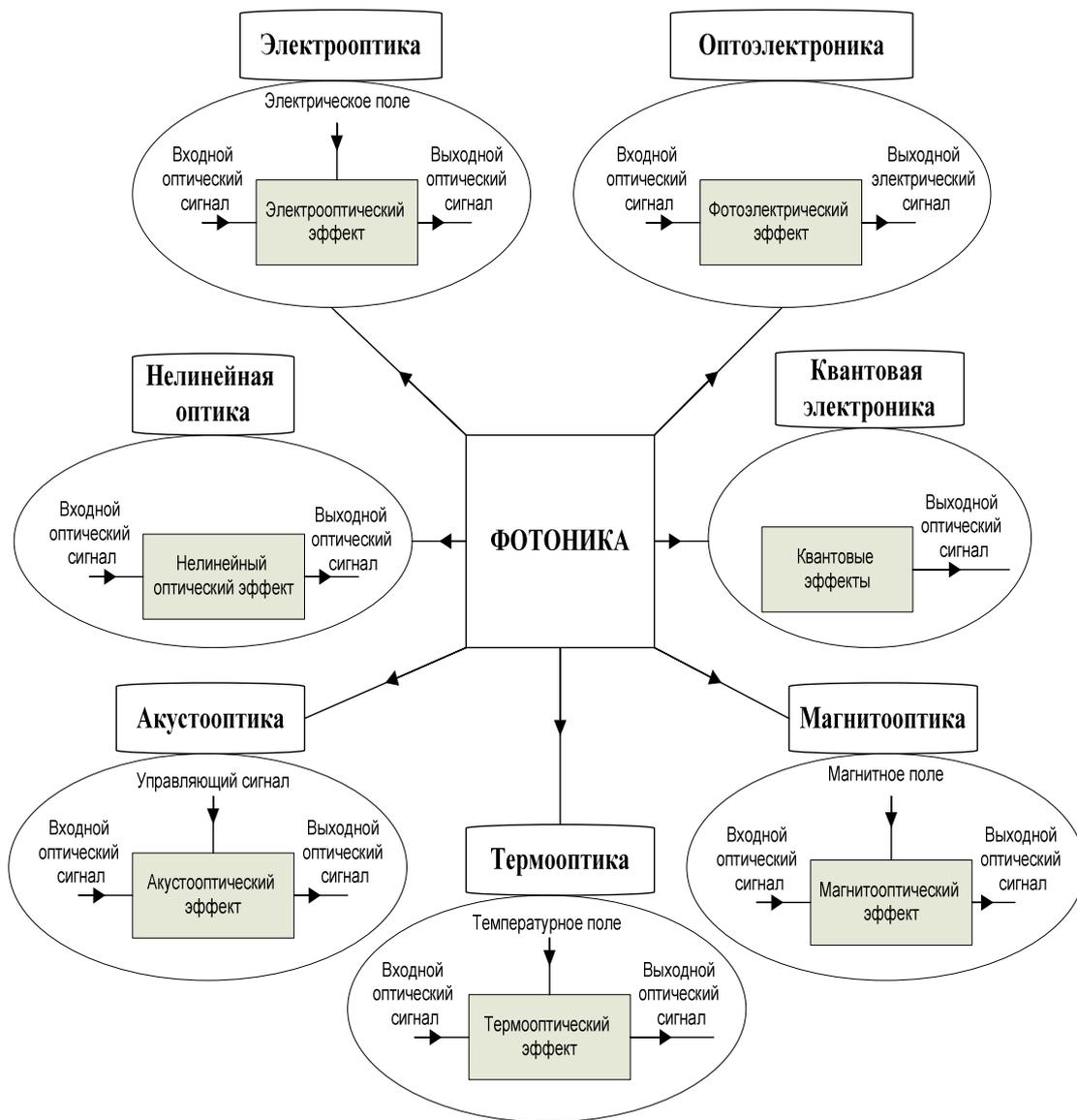
**Квантовая электроника** - раздел фотоники, изучающий эффект усиления и генерации электромагнитных колебаний на основе эффекта вынужденного излучения, возникающего в результате квантовых переходов.

**Акустооптика** - раздел фотоники, изучающий взаимодействие оптических и акустических волн. Для обозначения широкого круга явлений, связанных с акустооптическим взаимодействием, иногда используют общий термин «акустооптический эффект». Акустооптический эффект представляет собой изменение показателя преломления материала, вызванное механическими напряжениями, которые наводятся акустической волной. Практически в любом акустооптическом устройстве акустическая волна возбуждается с помощью того или иного электроакустического преобразователя, чаще всего пьезоэлектрического.

**Нелинейная оптика** - раздел фотоники, связанный с изменением свойств материала по мере распространения оптического излучения через материал, что вызывает изменение свойств самого излучения.

Фотоника как область науки началась в 1960 с изобретением лазера, а также с изобретения лазерного диода в 1970-х с последующим развитием оптоволоконных систем связи как средств передачи информации, использующих световые методы. Эти изобретения сформировали базис для революции телекоммуникаций в конце XX-го века, и послужили подспорьем для развития Интернета.

Одним из современных направлений фотоники является «**интегральная фотоника**» - направление техники, связанное с изготовлением на общей планарной подложке нескольких фотонных устройств, которые работают, в общем случае, как с оптическими, так и электрическими сигналами. Элементы, присутствующие в интегральных фотонных приборах и устройствах выполняют следующие основные функции: генерации (generation), фокусировки (focusing), деления (splitting), соединения (junction), связи (coupling), изоляции (isolation), управления поляризацией, переключения (switching), модуляции (modulation), фильтрации (filtering) и детектирования оптического излучения (рис.1.2).



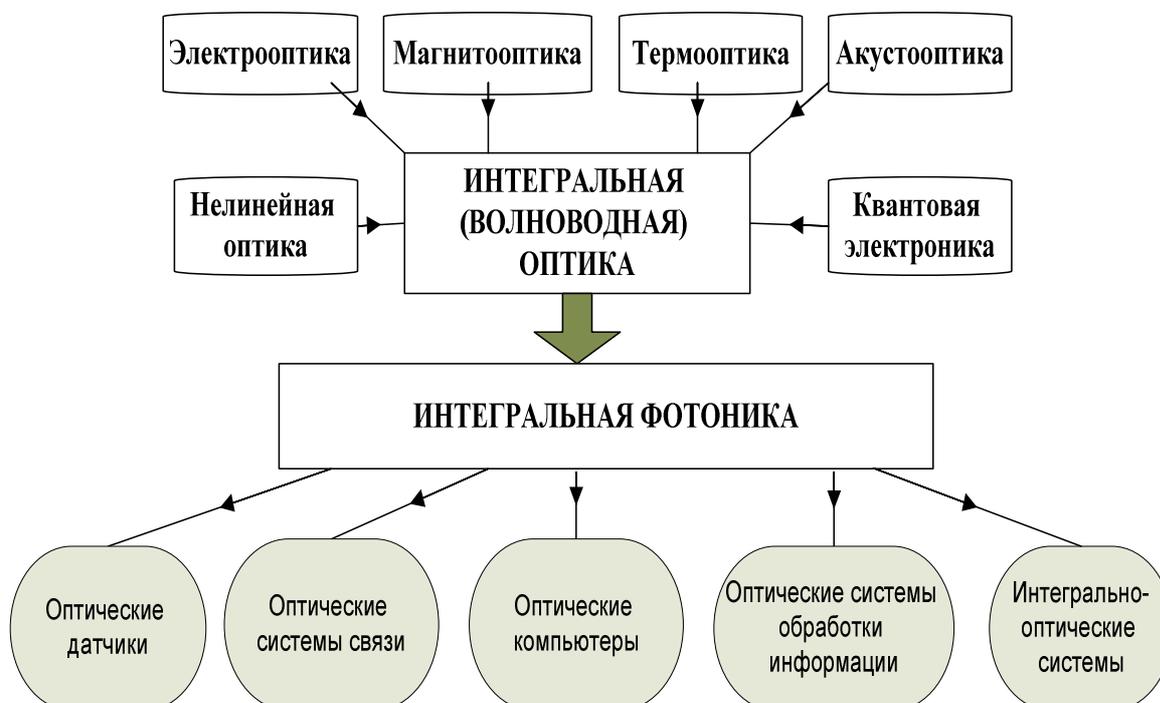
*Рис.1.1. Основные разделы фотоники*



*Рис.1.2. Основные функции элементов интегральных фотонных устройств*

Главной целью интегральной фотоники является миниатюризация устройств, подобно интегральным электронным схемам миниатюрных электронных устройств. Это возможно благодаря малой длине волны света, которая позволяет создавать схемы фотонных приборов с размерами порядка микрометров. Объединение множества функций в пределах планарной структуры может быть достигнуто посредством планарной фотолитографической технологии. Фотолитографическая технология интегральных фотонных приборов требует материалов, отличных от материалов микроэлектроники; однако, технология в основном та же самая, а методика хорошо отработана. Оптический волновод является основным элементом интегральных фотонных приборов, выполняющим функции ввода, связи, переключения, разбиения, мультиплексирования и демultipлексирования оптических сигналов. Появление новых фотонных приборов, соединивших оптику и электронику, дало начало другим разделам фотоники, взаимосвязь которых приведена на рис.1.3.

На базе вышеперечисленных направлений получили развитие следующие прикладные дисциплины: оптические датчики, оптические системы связи, оптические компьютеры, оптические системы обработки информации и интегрально-оптические системы.



*Рис.1.3. Слияние различных дисциплин в интегральную фотонику*

Основными особенностями систем, реализуемых с помощью интегральной фотонной техники, являются:

**1. Функциональность, основанная на электромагнитной оптике.**

Основными элементами интегрального фотонного устройства являются волноводные каналы шириной порядка нескольких мкм, в которых распространяется излучение. При анализе интегральных фотонных приборов, распространяющийся свет рассматривается как электромагнитные волны.

**2. Устойчивое совмещение.**

Главный критерий хороших рабочих характеристиках устройств - настройка и совмещение различных элементов, что является критическим и трудно достижимым в обычных оптических системах. Напротив, в интегральных фотонных приборах, оптический чип может быть изготовлен как единое целое, что позволяет избежать проблемы совмещения; последнее гарантирует высокую устойчивость. Интегральные устройства устойчивы к колебаниям и тепловым изменениям, поскольку все оптические элементы интегрированы на одной подложке.

**3. Простое управление волноводными модами.**

В большинстве случаев волноводы являются одномодовыми, поэтому проще управлять оптическим потоком излучения, используя электрооптические, акустооптические, термооптические или магнитооптические эффекты, или светом непосредственно путем нелинейного взаимодействия. В случае многомодовых волноводов управление внешними полями более сложно вследствие различия характеристик распространения поля каждой моды.

**4. Низковольтный контроль.**

Для устройств, основанных на управлении светом путем электрооптического эффекта, малая ширина волноводного канала позволяет уменьшить расстояние между управляющими электродами. Это подразумевает, что напряжение, требуемое для получения определенной амплитуды электрического поля, может быть снижено. Если стандартное напряжение для электрооптического управления в обычных оптических системах имеет порядок нескольких кВ, то в интегральных фотонных устройствах необходимое напряжение не превышает нескольких вольт.

**5. Высокая скорость выполнения операций.**

Небольшой размер управляющих электродов в электрооптическом интегральном фотонном приборе подразумевает низкую емкость, что обеспечивает более высокую скорость переключения и большую ширину полосы модуляции. Типичные модуляции порядка 40 Гбит/сек, легко достигаются при использовании ниобата лития, полимеров или устройств на основе InP.

**6. Эффективное акустооптическое взаимодействие.** Поскольку распределение поля поверхностных акустических волн (surface acoustic waves (SAW) - ПАВ) расположено в интервале нескольких длин волн ниже поверхности подложки (десятки мкм), ПАВы и волноводные моды перекрываются, давая начало эффективным акустооптическим взаимодействиям. Таким образом, используя ПАВы, генерируемые пьезопреобразователями, можно разработать высокоэффективные интегральные оптические приборы, основанные на акустооптическом эффекте.

**7. Высокая оптическая плотность мощности.** По сравнению с обычными оптическими пучками, оптическая плотность мощности в волноводном канале очень высока из-за малой площади поперечного сечения волновода. Это свойство играет важную роль при разработке устройств, требующих высокой интенсивности облучения, типа преобразователей частоты (через нелинейные эффекты) или усилителей оптического диапазона и лазеров. Такие устройства эффективны при проектировании и изготовлении интегральной фотонной техники.

**8. Компактность и малый вес.** Использование единой подложки площадью несколько мм<sup>2</sup> для интегрирования различных фотонных устройств делает оптический чип компактным и легким.

**9. Низкая цена.** Интегральные устройства, изготовленные на основе литографии и планарной технологии, находят все большее применение; кроме того, уменьшается количество материалов, используемых при создании фотонных устройств, а следовательно, падает их стоимость.

## **1.2. Характеристики интегральных фотонных компонентов**

Фундаментальным понятием интегральной фотоники является волноводный канал - среда, которая обладает определенной геометрией и показателем преломления, окруженная средой с более низкими показателями преломления. Канал может действовать как фильтр, ограничивающий распространение оптического излучения за счет явления полного внутреннего отражения на границах. Рассмотрим кратко основные виды оптических волноводных структур, используемых в интегральной фотонике.

Оптические волноводы можно классифицировать по двум основным параметрам: по геометрии волновода и по профилю показателя преломления в поперечном и продольном направлениях. По геометрическим характеристикам волноводы делятся на две группы: регулярные и нерегулярные (рис.1.4).

К **регулярным** относятся волноводы, имеющие равномерную и гладкую границу между ядром волновода и окружающей средой, а также волноводы, в которых отсутствует модуляция показателя преломления в продольном направлении. Основными типами регулярных оптических волноводов являются планарные, полосковые волноводы, а также цилиндрические волноводы. **Планарный (пленочный) волновод** – тонкая диэлектрическая пленка с малыми оптическими потерями. Они бывают симметричными и несимметричными и представляют собой простейшую модель оптического волновода. Планарные волноводы предполагаются широкими без ограничения в поперечном к распространению волны направлении. **Полосковые волноводы** – волноводы, которые имеют ограниченную ширину в поперечном направлении. Регулярный волновод, обладающий круговой симметрией получил название **оптического волокна** или **световода**.

**Нерегулярные** волноводы имеют пространственно-периодическую модуляцию геометрических параметров или показателя преломления. К нерегулярным волноводам относятся гофрированные, брэгговские волноводы и фотоннокристаллические волноводы. В гофрированных волноводах имеется периодическая модуляция показателя преломления в продольном направлении на границе волновода. В брэгговских волноводах сердцевина волновода в продольном направлении имеет периодическую модуляцию показателя преломления.

Материал оптического волновода может обладать усилением. **Волноводы с усиливающей средой** используются в волноводных и волоконных лазерах и усилителях.

**Плазмонный** волновод представляет собой протяженную полосу металла с поперечным размером и толщиной, много меньшими длины волны излучения. В плазмонных волноводах оптический сигнал распространяется не внутри волновода, а по его поверхности в виде поверхностной электромагнитной волны. Это свойство плазмонных волноводов связано с возбуждением в металле плазмонов – резонансных колебаний плазмы свободных электронов. Применение плазмонных волноводов в устройствах интегральной фотоники позволяет значительно уменьшить габариты этих устройств.

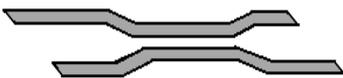
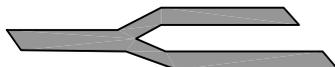


*Рис.1.4. Основные виды оптических волноводов*

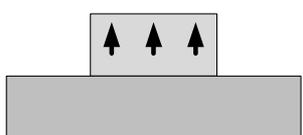
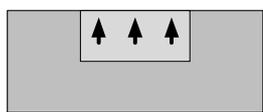
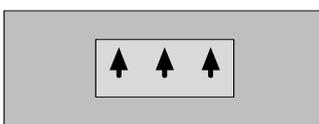
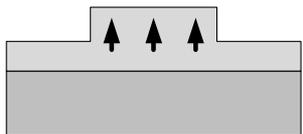
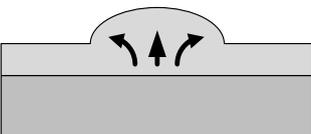
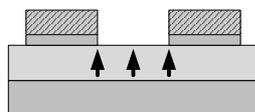
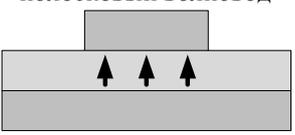
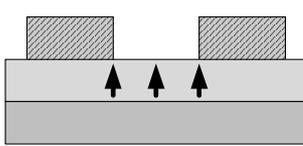
В зависимости от конфигурации волноводного канала, выделяют несколько основных видов направляющих структур, которые приведены на рис.1.5.

Основные типы по геометрии поперечного сечения прямоугольных оптических волноводов приведены на рис.1.6. При выборе определенной структуры для решения конкретной проблемы исходят из соображений связи с соответствующими устройствами; трудоемкости изготовления; потерь в волноводе; типа материала подложки; максимальной температуры, требуемой

при изготовлении, если другие интегральные устройства располагаются на одной подложке с волноводом.

<b>КОНФИГУРАЦИИ НАПРАВЛЯЮЩИХ СТРУКТУР ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФОТОНИКИ</b>		
<p>Прямолинейный канал</p> 	<p>Волноводный канал на основе интерферометра Маха-Цандера</p> 	<p>Направленный разветвленный канал</p> 
<p>Изогнутый канал</p> 	<p>Х-образный канал</p> 	<p>У-образный канал</p> 

*Рис.1.5. Основные виды направляющих структур интегральной фотоники*

<b>ВИДЫ ГЕОМЕТРИИ ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУР ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФОТОНИКИ</b>		
<p>Гребенчатый волновод</p> 	<p>Углубленный волновод</p> 	<p>Погруженный волновод</p> 
а)	б)	в)
<p>Ребристый волновод</p> 	<p>Выпуклый волновод</p> 	<p>Буферный металлизированный волновод</p> 
г)	д)	ж)
<p>Загруженный полосковый волновод</p> 	<p>Металлизированный волновод</p> 	
з)	и)	

*Рис.1.6. Основные виды геометрии поперечного сечения волноводных структур*

**Гребенчатый волновод (ridge waveguide).** В этом волноводе разность показателей преломления пленки и подложки не превышает доли процента. Когда воздух используется в качестве окружающего слоя, разница показателей преломления на границе воздух-пленка значительно больше, и вытекающие волны уменьшаются. Любые шероховатости на границе воздух-пленка ухудшают условия распространения волны и приводят к потерям излучения в волноводе. Волноводный канал помещается непосредственно на подложку с более низким показателем преломления. На первый взгляд, структура выглядит простой, однако требуется много усилий для обеспечения гладкости трех стенок волноводного канала с целью минимизации потерь излучения.

**Рибристый волновод (rib waveguide).** В таком волноводе слой пленки располагается на подложке, при этом толщина волноводного канала вдоль середины пленки возрастает. С ростом толщины волновода возрастает эффективный показатель преломления в центральной области пленки, и излучение ограничивается этой зоной. Эта структура также имеет три критические стенки на границе сердцевина-воздух, требующие повышенной гладкости поверхностей.

**Загруженный волновод (strip-loaded waveguide).** Первоначально на подложку наносится пленка с низким показателем преломления. Затем наносится полоска с показателем преломления ниже, чем у пленки, но выше, чем у покрытия пленки (т.е. воздуха). В зоне, где располагается полоска, эффективная глубина вытекающей волны больше, чем в смежных областях. Таким образом, эффективный показатель преломления возрастает по сравнению со смежными областями, и излучение ограничивается зоной ниже полоски. Преимуществом этого типа волноводов является снижение требований к гладкости поверхностей на границе раздела воздух-пленка.

**Внедренный волновод (embedded waveguide).** У таких волноводов только одна стенка соприкасается с воздухом, поэтому требования к гладкости поверхности значительно ниже, чем у первых двух типов. Если для сердцевин используется электрооптический материал, электроды можно располагать в непосредственном контакте со световедущим каналом для эффективного использования внешних полей. Если два утопленных волновода расположены в непосредственной близости, так что их вытекающие поля перекрываются, то наблюдается связь между волноводами через вытекающие поля. Такое явление является основой оптических волноводных ответвителей.

**Погруженный волновод (immersed waveguide).** В таком волноводе сердцевина со всех сторон окружена оболочкой. Математическое описание облегчено за счет симметрии по осям X и Y. В основной моде отсечка не наблюдается. Однако такая геометрия не подходит для устройств, требующих использование электродов.

**Выпуклый волновод (bulge waveguide).** Этот тип является разновидностью ребристого волновода. Форма его не столь критична, однако снова требуется высокая гладкость поверхности для минимизации потерь. Основные характеристики выпуклого и гребенчатого волноводов аналогичны.

**Металлизированный волновод.** В нем проводящий пленочный слой покрыт парой металлических полосок. В области, где пленка покрыта металлом, вытекающая волна отсутствует, и эффективный вес волновода снижен. С уменьшением толщины волновода эффективный показатель преломления также убывает. Центральная область ограничена зонами с низким показателем преломления; таким образом, формируется волновод. Небольшие потери излучения наблюдаются на металлической поверхности, поскольку металл не является идеальным проводником на оптических частотах. В таких волноводах металлический слой удобно использовать в качестве электродов для формирования внешнего контрольного поля электрооптического устройства. Таким примером является электрооптический модулятор излучения.

**Буферный металлизированный волновод.** Потери излучения в металлическом слое можно минимизировать путем помещения тонкого диэлектрического буферного слоя между металлом и пленкой. Показатель преломления буферного слоя должен быть ниже, чем у пленки для каналирования излучения преимущественно в пленочном слое. Путем выбора толщины буферного слоя, можно снизить поглощение выбранных мод. Это свойство используется при создании фильтров мод. Поскольку толщина буферного слоя не превышает нескольких десятых микрометров, металлический слой можно эффективно использовать для формирования внешнего электрического поля для электрооптических устройств.

### **1.3. Анализ основных типов оптических волокон**

Оптические волноводы в виде стеклянных волокон находят большое применение в качестве передающей среды в системах оптической связи. Обладая малыми потерями и низкой дисперсией, они способны передавать

широкополосные сигналы оптического диапазона на большие расстояния. По этим характеристикам стеклянные волокна существенно отличаются от планарных и полосковых волноводов. На рис.1.7 представлены основные виды оптических волокон (волоконных световодов). Центральная область оптического волокна или сердцевина окружена оболочкой. Сердцевина имеет более высокий показатель преломления, чем оболочка с целью каналирования излучения в пределах структуры после полного внутреннего отражения.

**Многомодовые ступенчатые волокна.** Геометрия и профиль показателя преломления такого типа волокон показаны на рис.1.7а. Диаметр сердцевины 50 мкм, относительная разность показателей преломления  $\Delta=0,5-1,0\%$ , волоконный параметр  $v=30$ , число мод – порядка сотни. Такие волокна имеют ограничение при передаче информации вследствие межмодовой дисперсии. Они используются для связи на малых расстояниях.

**Многомодовые градиентные волокна** (рис.1.7б). Квадратичное распределение показателя преломления используется для снижения дисперсии. Дисперсия градиентных волокон намного меньше, чем многомодовых ступенчатых. Вследствие наличия сотен мод в таких волокнах, поляризация света изменяется абсолютно непредсказуемо.

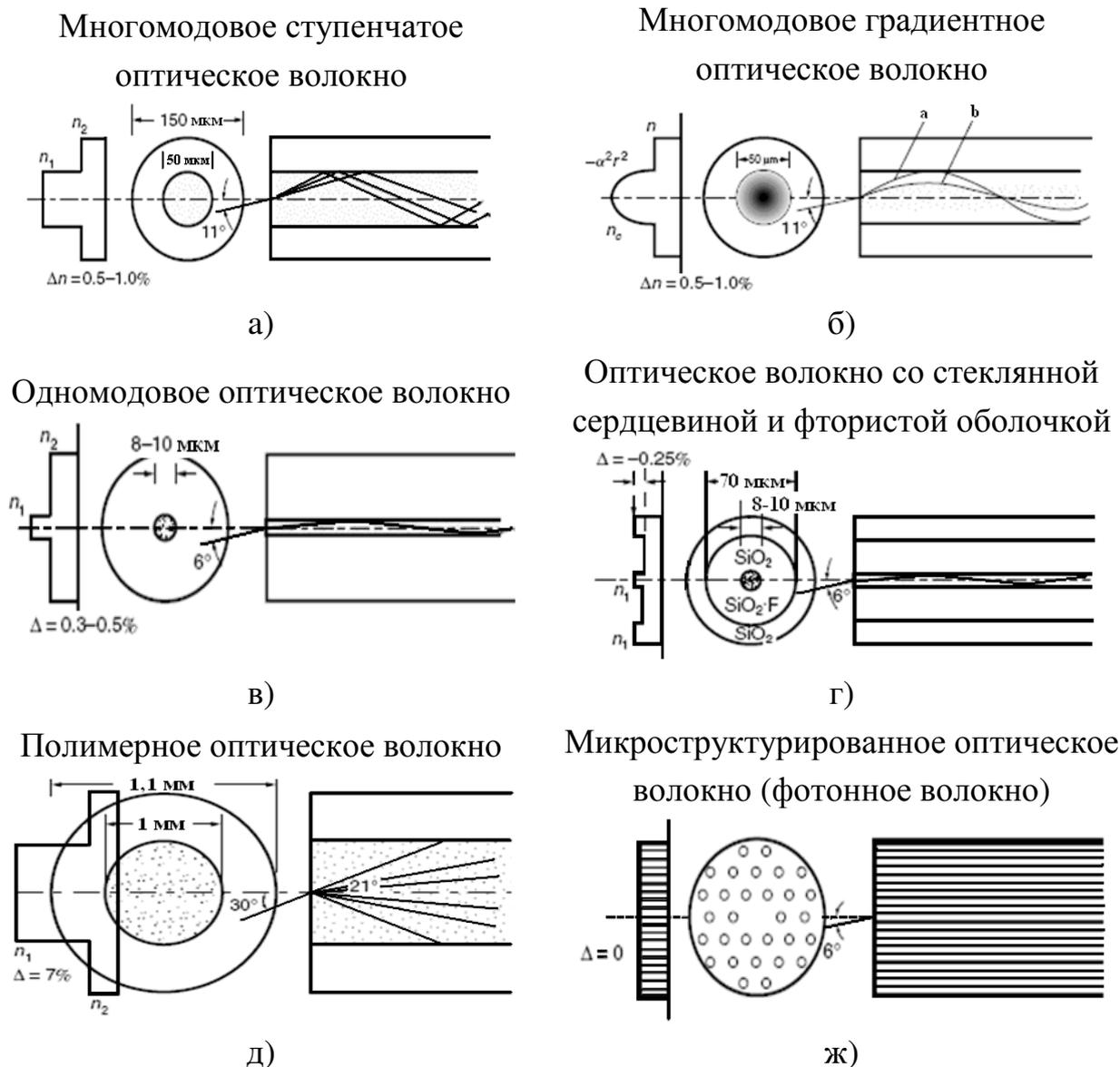
**Одномодовые волокна.** Геометрия одномодовых волокон показана на рис.1.7в. Диаметр сердцевины уменьшен до 8-10 мкм,  $\Delta=0,3-0,5$ , так что волоконный параметр меньше волоконного параметра отсечки  $v=2,4$  моды, являющейся следующей более высокой модой относительно основной моды.

**Волокна со стеклянной сердцевиной и фтористой оболочкой** (рис.1.7г). В качестве оболочки используется чистый  $\text{SiO}_2$ . Диоксид германия  $\text{GeO}_2$  обычно применяется для увеличения показателя преломления стекла сердцевины с учетом стекла оболочки. Включение  $\text{GeO}_2$  дает дополнительную неоднородность сердцевине и приводит к возрастанию потерь в волокне. Если чистый  $\text{SiO}_2$  использован для сердцевины и показатель преломления оболочки понижен путем добавления флюорина, то потери волокна в этом случае уменьшаются. Потери такого волокна порядка 0,154 дБ/км при  $\lambda=1,55$  мкм.

**Полимерные волокна.** Эти волокна изготовлены из полимерных материалов с низкими потерями. Диаметр сердцевины может быть порядка 1-2 мм. Полимерные волокна имеют не только большой диаметр, но и большую числовую апертуру NA, порядка 0,5. Вследствие большой апертуры, полимерные волокна могут легко согласовываться с источником излучения. Недостатками этого типа волокон являются высокие потери и большая

дисперсия. Они, в основном, используются для связи на короткие расстояния. На рис.1.7д показана геометрия полимерных волокон.

## ОСНОВНЫЕ ВИДЫ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН (ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ)



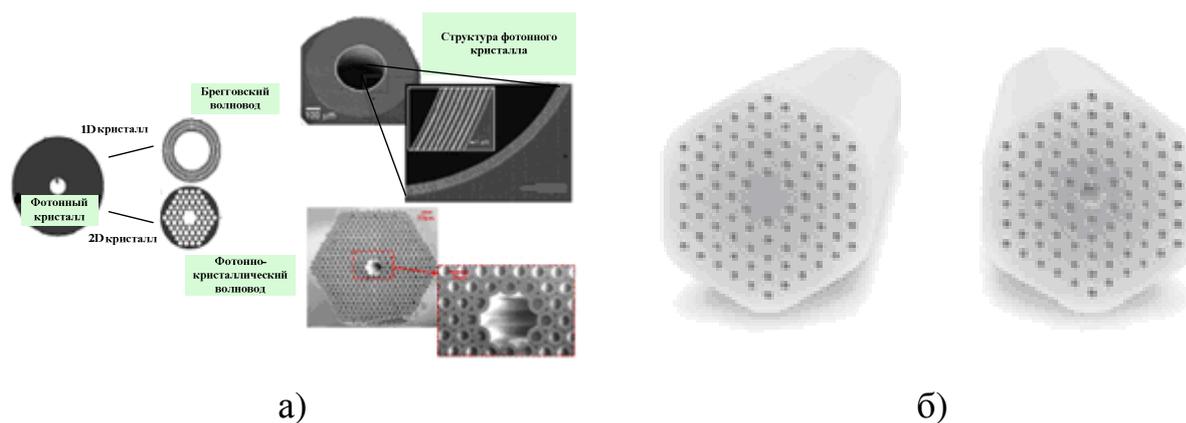
**Рис.1.7. Основные виды оптических волокон**

**Микроструктурированные волокна (дырчатые волокна или фотонно-кристаллические волокна) (PCF – photonic crystal fibers) (рис.1.7ж).** Такие волокна являются структурами одного материала с периодическими или аperiodическими областями круглых или эллиптических воздушных каналов, расположенных в осевом направлении оптического волокна. Присутствие воздушных каналов снижает эффективный показатель преломления материала. Разница эффективного показателя преломления может быть достигнута при

использовании одного материала. В центральной зоне отверстия отсутствуют, эта область работает как сердцевина. Окружающее пространство имеет отверстия и играет роль оболочки.

В таких волокнах показатель преломления или толщина стенок периодически изменяются по сечению волокна (по осям  $x$  и  $y$ ). Это принципиально новый тип волокон, которые имеют характеристики, намного превосходящие обычные регулярные волокна.

Создание фотонно-кристаллических волокон является одним из наиболее значительных достижений оптических технологий последних лет. В настоящее время известны два типа волоконных световодов со структурой фотонных кристаллов (рис.1.8). Это - волоконные световоды со сплошной световедущей жилой и волоконные световоды с полый световедущей жилой. Первый тип представляет собой сердцевину из кварцевого стекла в оболочке из фотонного кристалла (кварцевое стекло с воздушными полостями-каналами), имеющей более низкий средний показатель преломления по отношению к жиле. Поэтому волноведущие свойства таких световодов обеспечиваются одновременно двумя эффектами: полного внутреннего отражения, как в обычных световодах, и зонными свойствами фотонного кристалла. Наличие оболочки в виде фотонного кристалла существенно отличает фотонно-кристаллические волокна от обычных волоконных световодов.



**Рис.1.8. Фотонно-кристаллические волокна: а) - с полый сердцевиной; б) - со сплошной и полый световедущей жилой**

Фотонно-кристаллические световоды с большим диаметром световедущей жилы также могут использоваться в качестве среды передачи световых потоков высокой интенсивности.

Благодаря своим уникальным дисперсионным свойствам, фотонно-кристаллические световоды находят применение в качестве компенсаторов дисперсии в волоконных системах связи. Они достаточно легко и с малыми потерями привариваются к стандартному оптическому волокну и совмещаются с другими элементами волоконно-оптических систем.

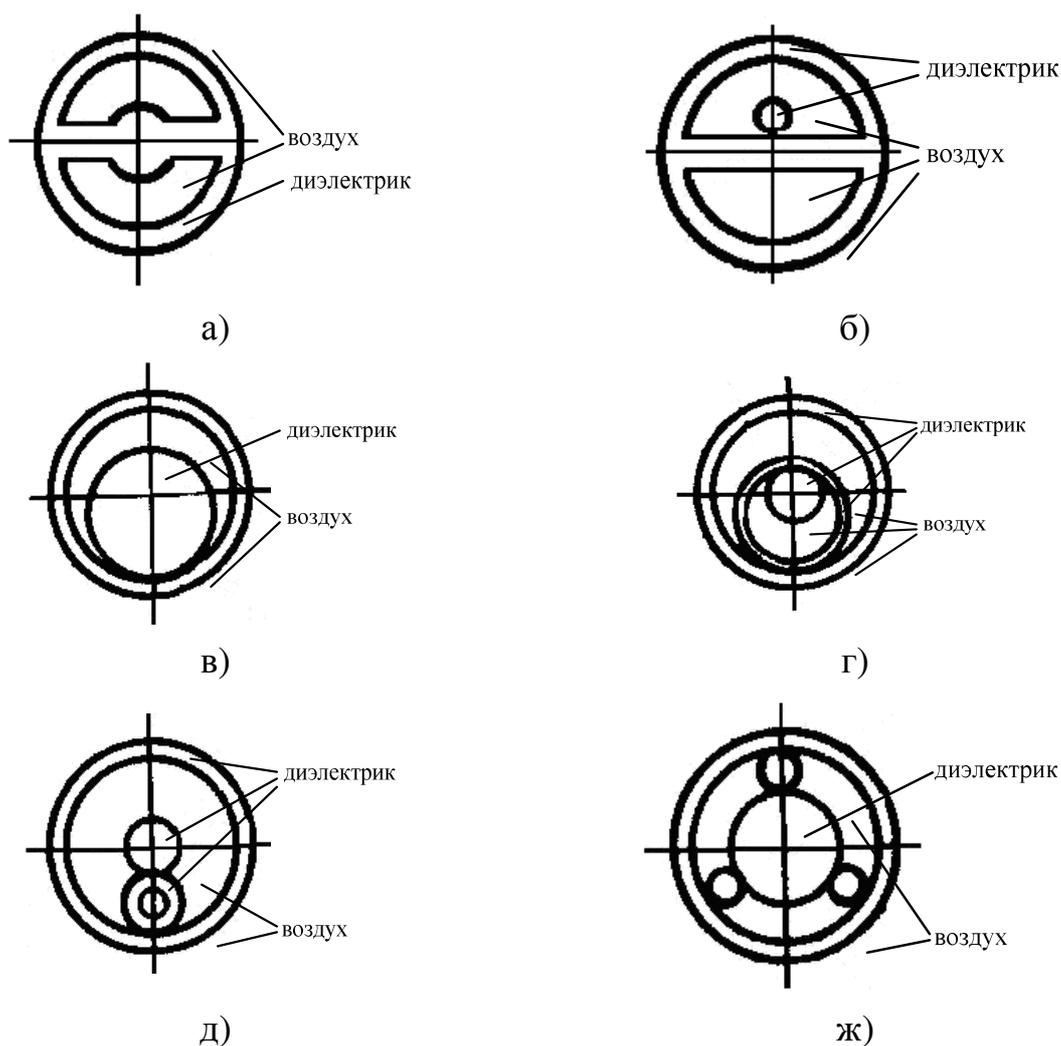
В фотонно-кристаллическом волокне с малыми размерами соответствующей жилы снижаются пороги всех нелинейных эффектов, что представляет большой интерес для создания эффективных рамановских лазеров и усилителей, генераторов континуума и оптических переключателей. Очень привлекательной является идея создания генератора суперконтинуума — источника белого света с очень высокой энергетической яркостью. Такие источники могут применяться в DWDM-системах, а также в спектроскопии и метрологии.

Технология изготовления фотонно-кристаллических волоконных световодов с полый световедущей жилой практически не отличается от технологии аналогичных световодов со сплошной световедущей жилой. Основное отличие этого волокна заключается в том, что световедущая жила представляет собой не кварцевый стержень, а воздушную полость с диаметром, превышающим диаметр регулярных воздушных каналов в оболочке. Такая структура может направлять излучение видимого и ближнего ИК диапазонов. В этом случае волноводный режим обеспечивается исключительно зонной структурой фотонного кристалла. Свет в фотонно-кристаллических световодах, в отличие от стандартных, распространяется преимущественно в полый сердцевине, а не по кварцу. Расчеты показывают, что потери в таких световодах должны быть очень низкими, так как материальное поглощение и релеевское рассеяние в воздухе ничтожны по сравнению с кварцевым стеклом.

Фотонно-кристаллические световоды со сплошной световедущей жилой в ближайшие годы могут найти практическое применение в широкополосных волоконно-оптических сетях в качестве среды передачи оптических сигналов и функциональных устройств волоконных сетей связи.

**Газодиэлектрические оптические волокна** представляют собой тонкостенную полую трубку диаметром в несколько сотен микрометров, изготовленную из оптически прозрачного диэлектрика. Все элементы волокна (сердцевина, поддерживающая мембрана и внешняя оболочка-трубка) выполнены из одного материала. При вводе излучения в сердцевину такого световода тонкая поддерживающая мембрана обеспечивает экспоненциальный

спад электромагнитного поля с удалением от сердцевины. Подбором диаметра сердцевины, толщины и ширины мембраны обеспечивается пренебрежимо малое значение величины направляемого излучения у внешней защитной оболочки-трубки. В многомодовом волокне излучение распространяется через подвешенную сердцевину, затухание световода определяется только показателем преломления исходного материала. В одномодовом волокне излучение распространяется через сердцевину и частично через окружающую ее среду, затухание световода меньше затухания исходного материала.



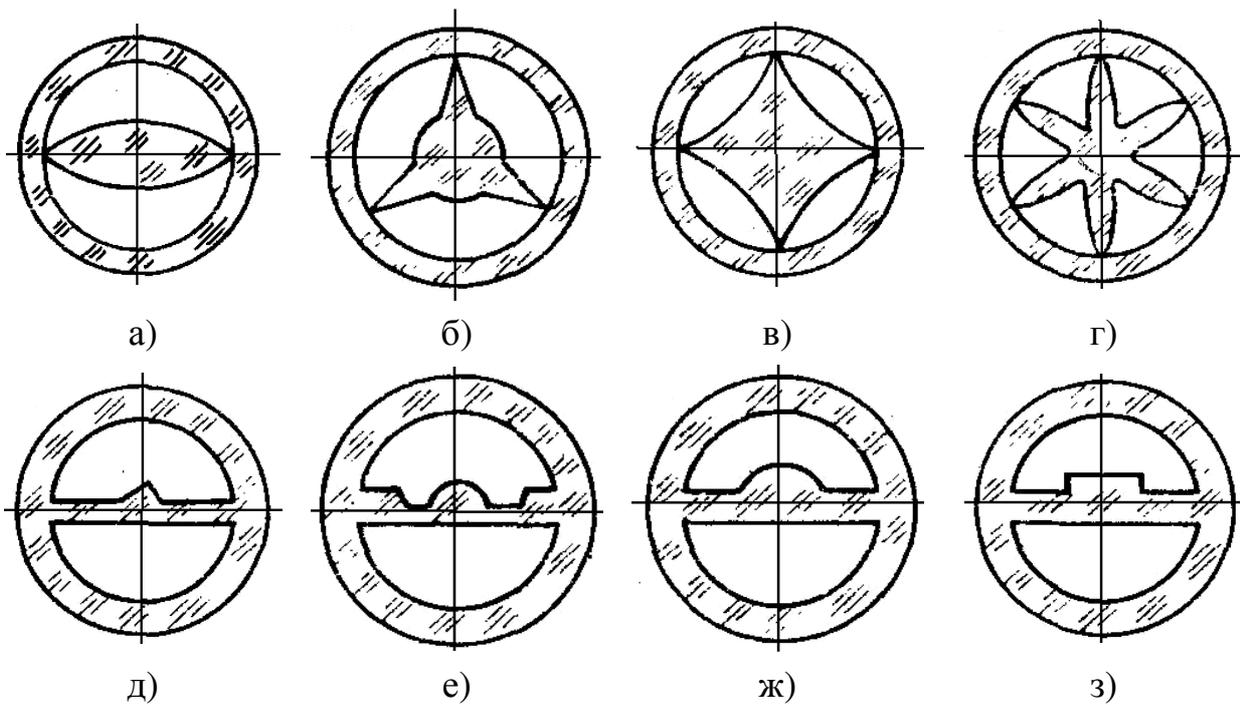
**Рис.1.9. Поперечные сечения волоконных световодов с подвешенной жилой**

Волоконные световоды с подвешенной круглой сердцевинной являются разновидностью газодиэлектрических волоконных световодов (рис.1.9). Интерес представляют также волоконные световоды с подвешенной профильной сердцевинной. Такие световоды не имеют граничных источников

светопотерь, затухание определяется только ослаблением излучения в материале. Сердцевина и оболочка этих световодов могут быть изготовлены из одного или разных материалов, при этом трубка-оболочка служит только для защиты световедущей жилы от внешних воздействий. Роль светоизолирующей оболочки выполняет воздух. На практике световедущую сердцевину и защитную трубку-оболочку изготавливают из одного материала, обычно кварца. Профильная сердцевина (рис.1.10) имеет острые продольные ребра, которыми она свободно касается или прикрепляется к внутренней поверхности защитной оболочки. Полость трубки-оболочки заполняется воздухом или каким-либо газом. Профиль и показатель преломления сердцевины, длина волны направляемого излучения и условия ввода излучения в сердцевину выбираются таким образом, чтобы электромагнитное поле на концах опорных ребер практически было равно нулю. Специальным подбором размеров и профиля сердцевины, ее показателя преломления, длины волны и условий возбуждения световода обеспечивается формирование одномодового режима работы. Область эффективного ввода излучения в одномодовую профильную сердцевину может достигать 6-12 длин волн.

Основным преимуществом волокон с профильной сердцевиной является возможность изменения среднего эффективного показателя преломления по сечению световода. Например, звездообразный профиль (рис.1.10г) обеспечивает уменьшение от центра к периферии эффективного показателя преломления, т.е. такие световоды эквивалентны градиентным волокнам. Подбором профиля сердцевины можно компенсировать влияние материальной дисперсии на увеличение длительности импульса излучения.

Волоконный световод со слоевой сердцевиной (рис.1.10д-з) является модификацией конструкции подвешенной профильной сердцевины. Поле излучения направляемой электромагнитной волны концентрируется в утолщении слоев сердцевины и около нее и экспоненциально уменьшается по мере удаления от центрального утолщения, не достигая трубки-оболочки. Волоконные световоды с подвешенной профильной световедущей сердцевиной позволяют реализовать следующее преимущество: за счет модификации профиля сердцевины можно добиться сближения дисперсионных характеристик направляемых мод при многомодовом режиме возбуждения световода и передачи информации сразу всеми распространяющимися модами с общим малым искажением светового импульса.



**Рис.1.10. Поперечные сечения волоконных световодов с подвешенной профильной жилой**

Если такие световоды выполнены в одномодовой конструкции, то можно реализовать передачу оптического сигнала с затуханием, значительно меньшим светоослабления материала сердцевины.

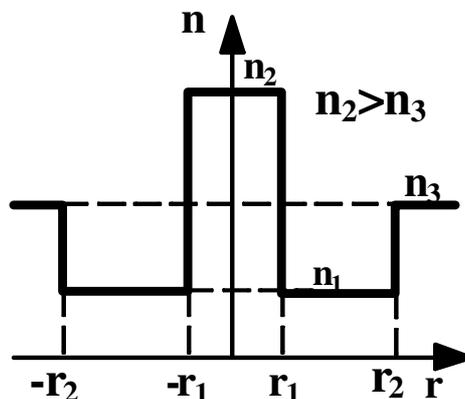
#### **1.4. Основные типы одномодовых оптических волокон**

Наиболее простой и распространенной конструкцией одномодового оптического волокна является ступенчатое с согласованной оболочкой (рис.1.11а). Такая конструкция модифицирована в трех направлениях, что привело к созданию одномодовых волокон с немодифицированной, смещенной и сглаженной дисперсией. Одномодовые ОВ с немодифицированной дисперсией делятся на ОВ с депрессированной (рис.1.11б), глубоко депрессированной (рис.1.11в), многоступенчатой (рис.1.11г), фторированной (рис.1.11д) оптическими оболочками.

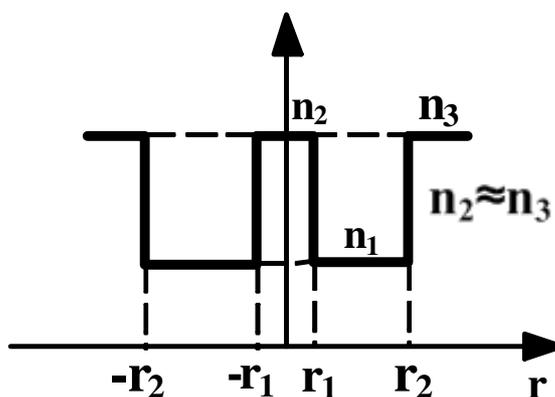
Для согласования наименьших потерь в ОВ с длиной волны дисперсии применяются волокна со смещенной дисперсией. Увеличение волноводной дисперсии, необходимое для согласования, получается вследствие распространения света вне сердцевины со ступенчатым профилем и высоким значением показателя преломления сердцевины (рис.1.11е), высоким значением показателя преломления сердцевины и фторированной оптической оболочкой

(рис.1.11ж), и с конвексным (выпуклым) профилем сердцевины (рис.1.11з). Применение треугольного (рис.1.11и), трапецеидального (рис.1.11к), гауссова (рис.1.11л), сегментного (рис.1.11м) и конвексного профилей увеличивает стойкость ОВ к воздействию поперечной раздавливающей силы и изгибающих нагрузок.

б) с немодифицированной дисперсией с депрессированной оболочкой



в) с немодифицированной дисперсией с глубоко депрессированной оболочкой



г) с немодифицированной дисперсией с многоступенчатой оболочкой

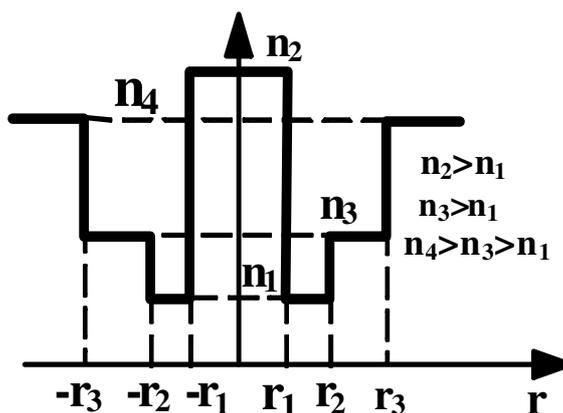
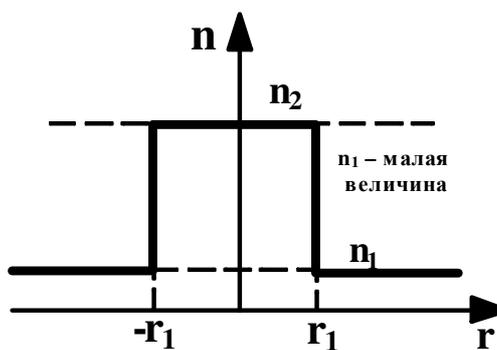
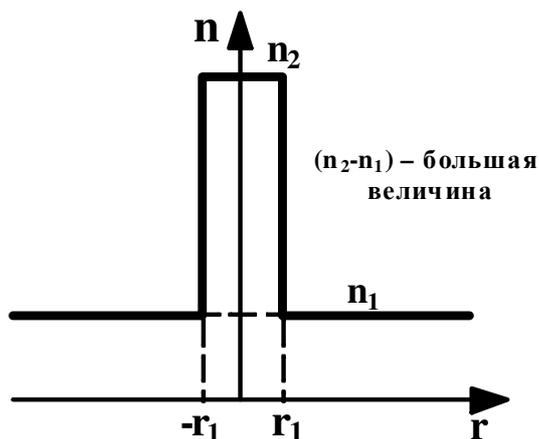


Рис.1.11. Профили показателей преломления одномодовых ОВ без сохранения поляризации излучения

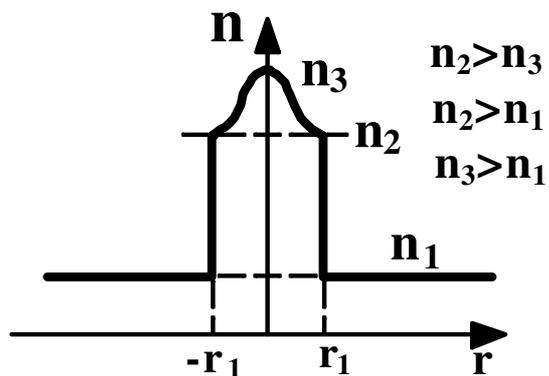
д) с немодифицированной дисперсией с фторированной оболочкой



е) ступенчатое с высоким значением показателя преломления сердцевины



ж) ступенчатое с конвексным (выпуклым) профилем сердцевины



з) ступенчатое с треугольным профилем показателя преломления сердцевины

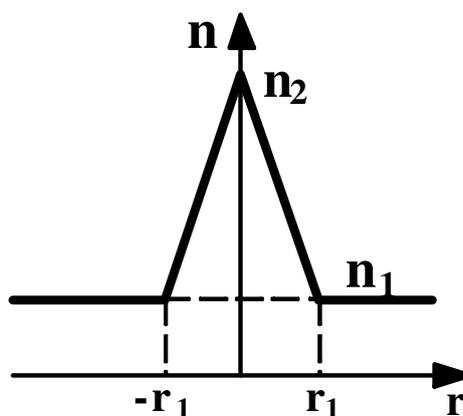
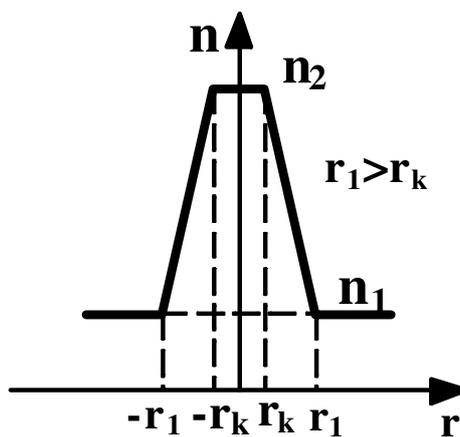
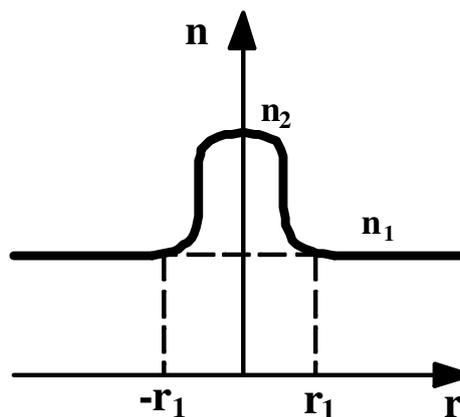


Рис.1.11. Продолжение

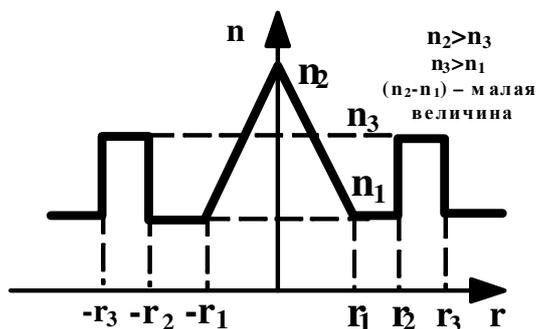
и) ступенчатое с трапецеидальным профилем показателя преломления сердцевины



к) ступенчатое с гауссовым профилем показателя преломления сердцевины



л) ступенчатое с сегментным профилем показателя преломления сердцевины



м) со сглаженной дисперсией с двойной оболочкой DFMS1

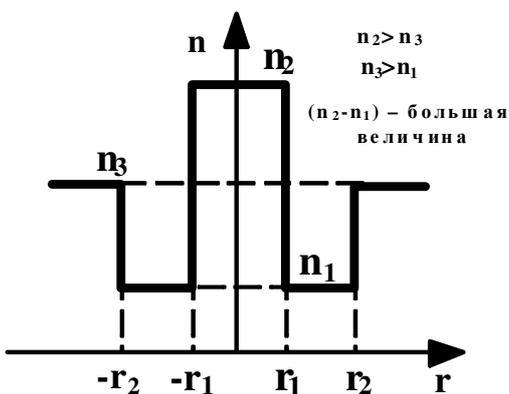
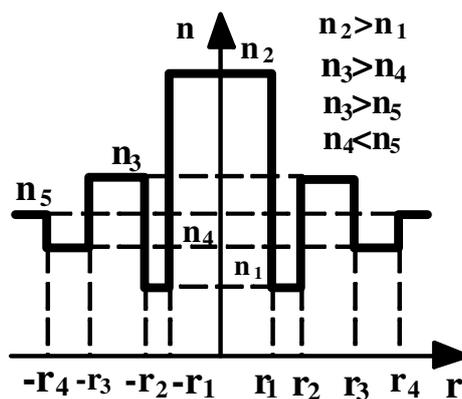
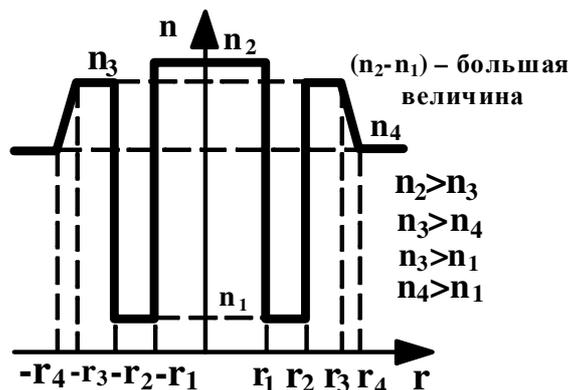


Рис.1.11. Продолжение

н) со сглаженной дисперсией с квадрупольной оболочкой



о) со сглаженной дисперсией с тройной оболочкой



п) со сглаженной дисперсией типа DFSM11

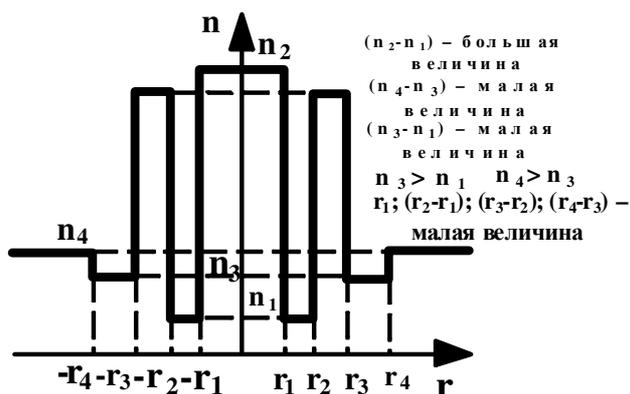


Рис.1.11. Окончание

В современных высокоскоростных системах передачи информации отводится большое внимание развитию одномодовых световодов без сохранения поляризации, но обладающих малой дисперсией передаваемого сигнала. Такие волокна не только свободны от дисперсии, но также работают на длине волны  $\lambda=1,55$  мкм, где потери излучения минимальны. Дисперсия волокна сдвигается путем выбора распределения показателя преломления таким образом, чтобы волноводная дисперсия гасила материальную дисперсию при  $\lambda=1,55$  мкм. Волокна с дисперсионным сдвигом имеют большие потери, чем обычные одномодовые волокна вследствие меньшего ограничения света в сердцевине.

Одномодовые ОВ со сглаженной дисперсией изготавливают путем создания депрессированного кольца в оптической оболочке вокруг сердцевинки. Этот тип ОВ называется ОВ W- типа или одномодовое ОВ с двойной оптической оболочкой DFMS1 (рис.1.11н). Дисперсия ОВ вблизи 1,3 мкм приблизительно соответствует дисперсии обычного одномодового ОВ со ступенчатым профилем показателя преломления. Однако с увеличением длины волны распространяющийся свет проникает в депрессированное кольцо профиля вокруг сердцевинки, что приводит к прогрессирующему увеличению волноводной дисперсии в длинноволновой области. Это явление позволяет компенсировать материальную дисперсию в широком диапазоне длин волн. Другими разновидностями ОВ со сглаженной дисперсией является ОВ с квадрупольной (рис.1.11о), тройной (рис.1.11п) оптическими оболочками, а также ОВ типа DFMS 11(рис.1.11р).

Одномодовое ОВ с сохранением поляризации излучения находит широкое применение в когерентных линиях связи. Существует несколько конструкций таких ОВ: с эллиптической сердцевинкой; с эллиптической оптической оболочкой; с заданным механическим напряжением.

В сохраняющих поляризацию ОВ присутствуют две взаимно перпендикулярные моды электромагнитных колебаний, связь между которыми приводит к перекрестным искажениям и затрудняет передачу поляризованного света на большие расстояния. Для уменьшения связи между модами возможно увеличить разность показателей преломления для отдельных мод или подавить нарушения симметрии ОВ, связанные с внутренним напряжением.

**Одномодовые оптические волокна с высоким двулучепреломлением и сохранением состояния поляризации излучения.** Волокна с высоким двулучепреломлением, обладающие свойством сохранения состояния поляризации, необходимы для когерентных систем связи и датчиков. Оптические волокна с анизотропией можно получить за счет эллиптичности сердцевинки волокна или за счет термоупругих напряжений в волокне.

Основные типы анизотропных волокон представлены на рис.1.12. Показаны следующие типы волокон: а и б - с эллиптической сердцевинкой, в - с эллиптической наружной оболочкой, г - с напряженной эллиптической оболочкой, д - тип «галстук-бабочка», е - тип «ПАНДА», ж - с напрягающими сегментами, з - с асимметричной вставкой, и - с воздушными полостями, к - с двумя сердцевинами, л - со слоистой сердцевинкой.

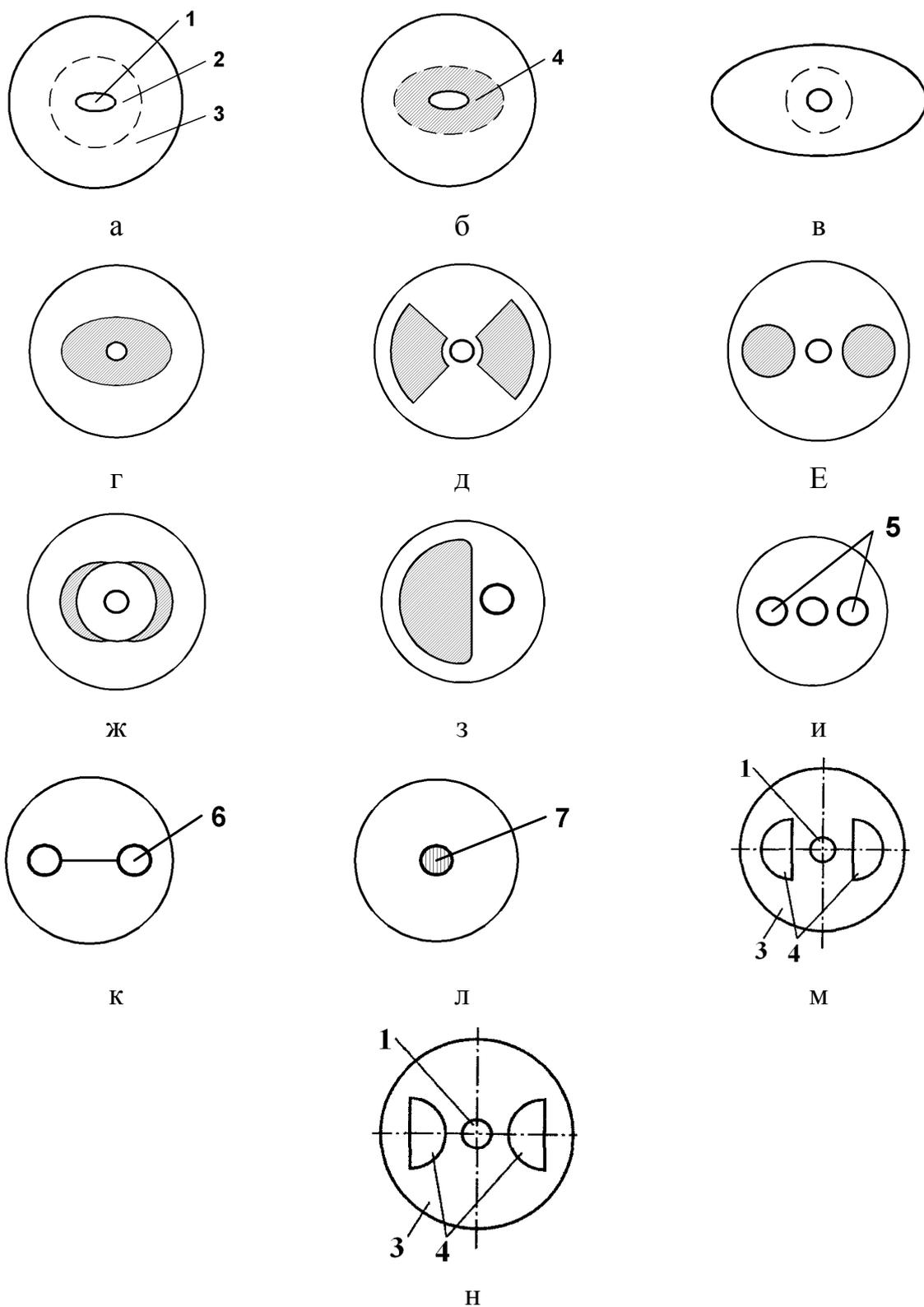
Наиболее сильное двулучепреломление за счет анизотропии формы достигается путем формирования эллиптической сердцевинки волокна (рис.1.12а), что приводит к различию эффективного показателя преломления в двух взаимно-ортогональных направлениях модового поля.

Анизотропия механических напряжений в сердцевине и оболочке достигается путем формирования эллиптической оптической оболочки из термонапряженного кварцевого стекла (рис.1.12г), легированного окислами бора, с коэффициентом линейного температурного расширения в несколько раз выше, чем у кварца.

Высоким двулучепреломлением обладают волокна с круглыми или сегментными вставками боросиликатного стекла типа «ГАЛСТУК-БАБОЧКА» и типа «ПАНДА» (рис.1.12д и 1.12е). В ОВ с заданным механическим напряжением используются элементы, создающие напряжение. Они могут быть круглыми или близкими к ним кругового поперечного сечения. Напряжения возникают за счет введения в ОВ по обе стороны сердцевинки симметрично на некотором удалении двух элементов. Последние находятся внутри оптической оболочки и имеют ТКРЛ, превышающий ТКРЛ оптической оболочки. При быстром охлаждении в процессе вытяжки различие ТКРЛ приводит к возникновению остаточных напряжений, прикладываемых к сердцевине, в результате чего в ней возникает некоторая разность показателей преломления.

В последние годы разработаны также принципиально новые конструкции волокна с более сложной анизотропией формы или пространственного распределения коэффициента преломления, например, волокна с воздушными полостями, создающие анизотропию показателя преломления в области оптической оболочки. Применялись также конструкции волокна со сдвоенной сердцевинкой и волокна со слоистой сердцевинкой из чередующихся слоев чистого кварца и кварца, легированного германием.

Волокна с плоской оболочкой интересны свойством сохранения ориентации поверхности при намотке на катушку малого диаметра. Благодаря ленточной форме при изгибах и намотке они не вносят искажающих двулучепреломлений, направленных под углом к осям анизотропии.



*Рис.1.12. Типы одномодовых оптических волокон, сохраняющих поляризацию света. На рисунке приняты следующие обозначения: 1 - сердцевина, 2 - оптическая оболочка, 3 - кварцевая оболочка, 4 - термонапряженное стекло, 5 - воздушные полости, 6 - две сердцевин, 7 - слоистая сердцевина*

В волокнах с эллиптической сердцевиной (рис.1.12а) двулучепреломление создается за счет большой разницы эффективного показателя преломления в модовых полях компонент  $HE_{yx}$  и  $HE_{xy}$  при направлении осей  $x$  и  $y$  вдоль малой и большой осей эллипса.

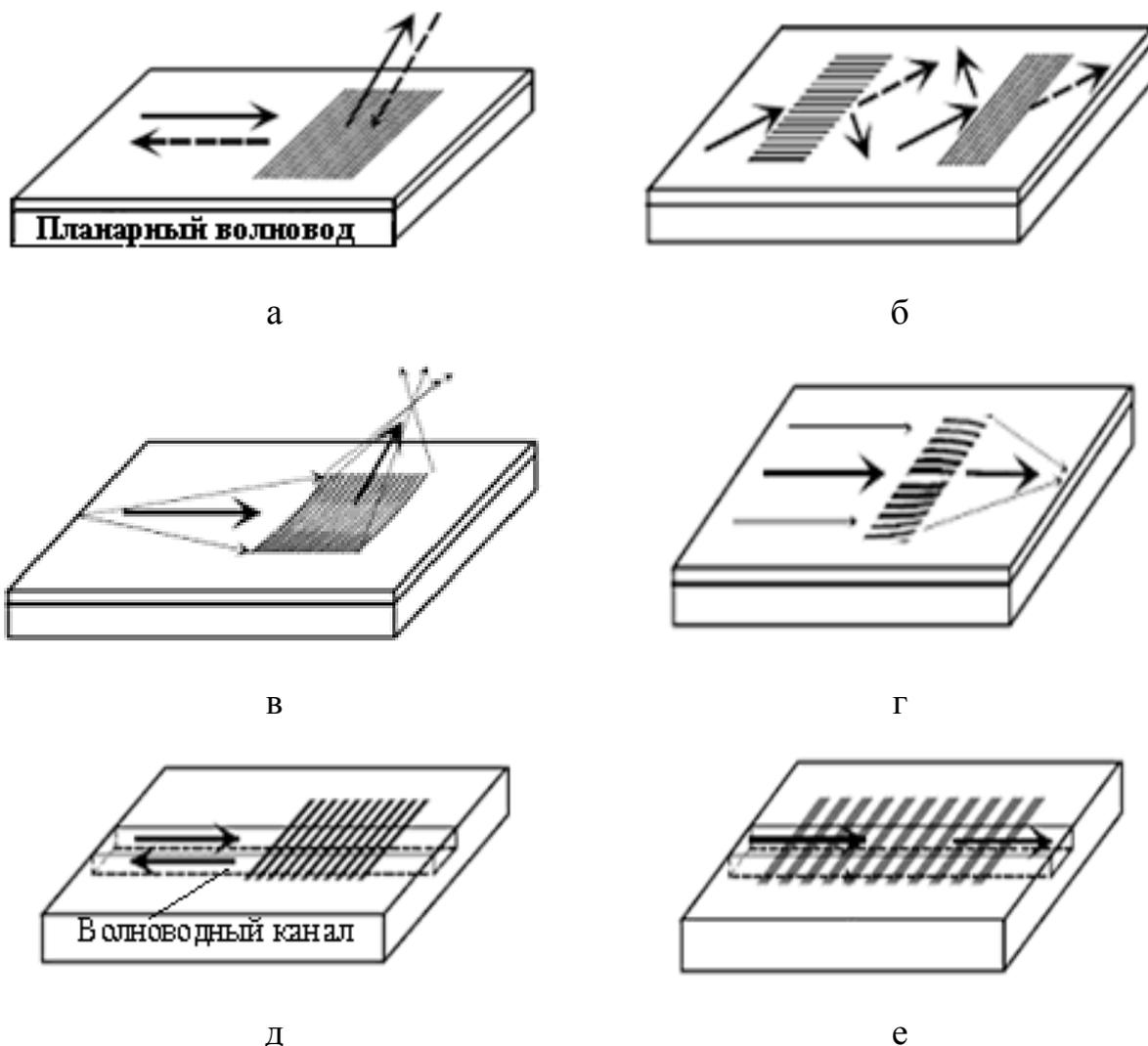
Прямая пропорциональная зависимость величины двулучепреломления от разницы показателей преломления позволяет создавать высокоапертурные волокна для датчиков, изготавливаемых в виде катушки малого радиуса. Такие волокна устойчивы к внешним воздействиям, вызывающим микроизгибы, давления, деформации, а также устойчивы к воздействию климатических факторов (в частности, к перепаду температур от  $-60$  до  $+80^{\circ}\text{C}$ ). Они также имеют высокие прочностные характеристики, поскольку их оболочка состоит из однородного материала (кварца), а напряженная легированная часть (сердцевина волокна) имеет малые размеры.

### 1.5. Анализ волноводных периодических структур

**Периодические структуры или решетки** в волноводах являются наиболее важными элементами интегральной оптики. Они могут осуществлять различные пассивные функции с направленными волнами, такие как отклонение и отражение, объединение на входе и выходе, модовая конверсия, фильтрация длин волн, волновая дисперсия, обращение волнового фронта, согласование фаз при связи волноводов в продольном направлении, а также согласование фаз для нелинейно-оптических взаимодействий. Периодические модуляции показателя преломления, вызванные электрооптическими или магнитооптическими эффектами, т.е. динамические решетки, могут служить эффективным средством волноводного контроля. Примеры пассивных волноводных решетчатых элементов показаны на рис.1.13. Они включают: а) – связанный планарный волновод ввода-вывода (**input/output coupler**); б) – делитель дефлектор/поляризатор (**deflector/polarization splitter**); в) – фокусирующая связанная решетка (**focusing grating coupler**); г) – линзовая решетка (**grating lens**); д) – модовый конвертер (**mode converter**); е) – отражатель/волновой фильтр (**reflector/wavelength filter**).

Важной разновидностью волноводных структур интегральной фотоники являются резонансные структуры. Они широко используются для фильтрации волн (**wavelength filter**); маршрутизации (**routing**); переключений (**switching**); модуляции (**modulation**); конвертации (**conversion**) и мультиплексирования / демультиплексирования (**multiplexing / demultiplexing**) оптического излучения.

## ВИДЫ ПЛАНАРНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФОТОНИКИ

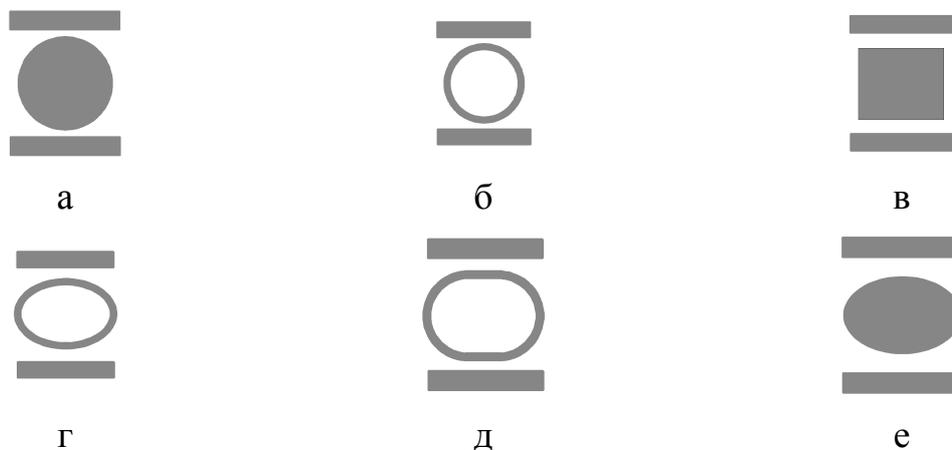


*Рис.1.13. Планарные волноводные периодические структуры*

На рис.1.14 приведены примеры одиночных резонансных структур: а) – дисковая круговая резонансная структура с двумя волноводами; б) - кольцевая резонансная структура с двумя волноводами; в) - прямоугольная резонансная структура с двумя волноводами; г) – эллиптическая резонансная структура с двумя волноводами; д) – трековая резонансная структура с двумя волноводами; е) – дисковая эллиптическая резонансная структура с двумя волноводами.

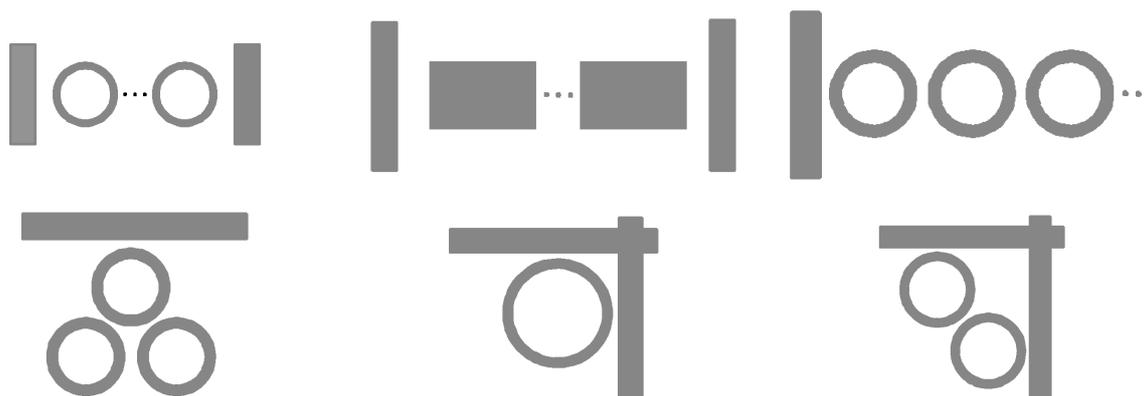
С целью повышения качества выполняемых функций активно используется изготовление резонансных структур в виде множественных компонент. Варианты таких структур приведены на рис.1.15.

## ВИДЫ РЕЗОНАНСНЫХ ПЛАНАРНЫХ СТРУКТУР ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФОТОНИКИ



*Рис.1.14. Одиночные резонансные структуры*

## МОДИФИКАЦИИ ПЛАНАРНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СТРУКТУР ИНТЕГРАЛЬНОЙ ФОТОНИКИ

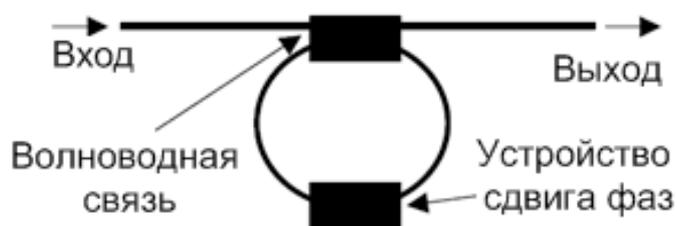


*Рис.1.15. Примеры множественных резонансных структур*

Резонансные структуры имеют широкую область применения.

1. Связанные оптические резонаторы используются в **оптических линиях задержки (optical delay lines)**, обеспечивающих временную задержку оптического сигнала. В **оптических коммуникационных системах мультиплексирования с временным разделением (optical time division multiplexed - OTDM)**, например, эта функция требуется для синхронизации результатов. В демультиплексорах и в оптических логических шлюзах локальные контрольные сигналы должны в определенное время перекрываться входными фактическими сигналами.

2. Другой важной областью является использование круговых резонаторов для гибкой компенсации дисперсии. Хроматическая дисперсия вызвана изменением групповой скорости света, распространяющегося в волокне с изменяющейся оптической частотой. Фактический импульс всегда содержит спектр длин волн. Когда импульс проходит по световоду, более коротковолновые компоненты передаются быстрее (отрицательная дисперсия), чем длинноволновые компоненты (положительная дисперсия). Этот эффект расширяет импульс, что приводит к его интерференции с соседними импульсами, и сигнал передачи искажается. Реальные **дисперсионные компенсаторы (dispersion compensators)** должны иметь ограниченные настройки, однородные потери вставки при регулировке дисперсии и множественной волноводной операции. Круговые резонаторы можно использовать для увеличения физической длины пути за счет неоднократного прохождения пучком света одного и того же расстояния. Резонансное увеличение, однако, является ценой конечной ширины полосы, т.е. чем больше увеличение, тем уже ширина полосы. Круговые резонаторы допускают большую компенсацию для множества длин волн одновременно в ограниченном диапазоне частот. Составные блоки многоступенчатого дисперсионного компенсатора, использующего круговые резонаторы, показаны на рис.1.16. Групповая задержка кругового резонатора является периодической кривой. Использование каскадов множественных витков позволяет синтезировать различные кривые задержки.



*Рис.1.16. Разновидность кругового резонатора*

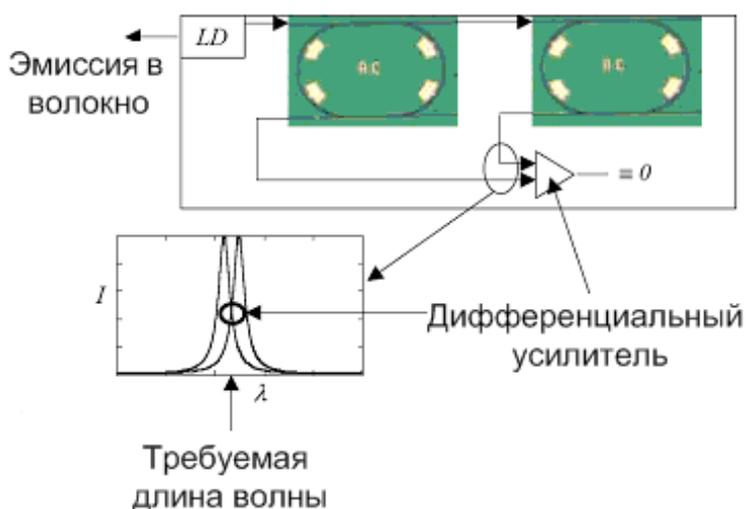
3. Одиночный круговой резонатор, интегрированный с фотодиодом можно использовать для стабилизации лазерного диода (рис.1.17), генерирующего на специфической длине волны, или для определения выключений в свободной спектральной области (**FSR – free spectral range**) пространства канала (т.е. 25 GHz). Фотодиод настроен на резонансную длину волны кольца, которая, в свою очередь, является испускаемой длиной волны лазера. Если фотодиод

регистрирует больше света, то лазер «уходит» от своей длины волны и должен быть возвращен.



**Рис.1.17. Одиночный круговой резонатор, интегрированный с фотодиодом**

Установка для стабилизации длины волны лазерного диода представлена на рис.1.18.

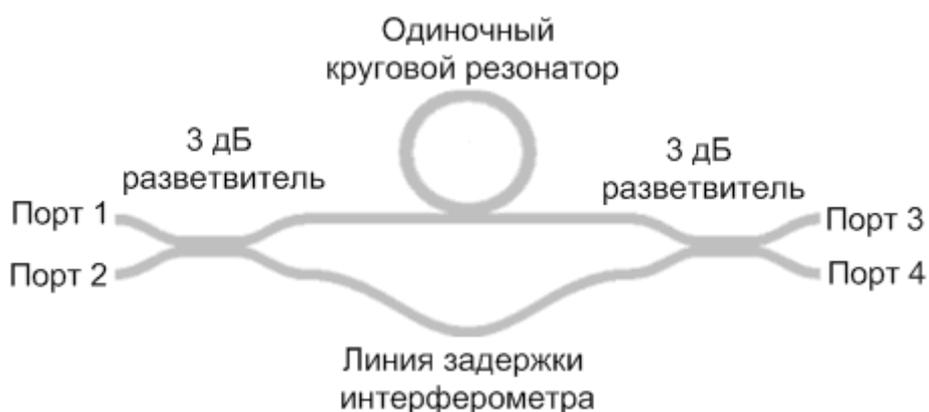


**Рис.1.18. Устройство стабилизации длины волны лазерного диода**

Кольцевые резонаторы имеют одинаковую геометрию. Передаточные характеристики второго кольцевого резонатора слегка расстроены, как показано на диаграмме. Дифференциальный усилитель вычитает оба сигнала. Лазер находится на желаемой длине волны, пока определяется нуль. FSR кольцевых резонаторов допускает переключение в желаемом диапазоне длин волн. Аналогичная конфигурация может также использоваться для генерации сигналов миллиметрового диапазона без применения высокочастотного фотодиода. В последнее время разработана полупроводниковая лазерная структура, интегрированная с пассивным кольцевым резонатором. Использование фильтрующих характеристик Лоренца одиночного кольцевого резонатора позволяет улучшить ряд параметров такого кольцевого связанного

лазерного резонатора, а именно, отношение пересечения боковых мод, линейную ширину, частотный чирп.

4. Интеграция кольцевого резонатора с **интерферометром Маха-Цандера (Mach-Zehnder Interferometer)** (рис.1.19) была использована в качестве компактного **режекторного фильтра (notch filter)**, а также периодического мультиплексора/демультиплексора. В случае режекторного фильтра, общие потери в кольце малы по сравнению с силой связи в волноводах. Кольцо вносит фазовый сдвиг при резонансе в боковом связанном волноводе. Одиночные кольцевые резонаторы, связанные с одним волноводом могут использоваться как режекторные фильтры с отношением вход/выход более 20 дБ.

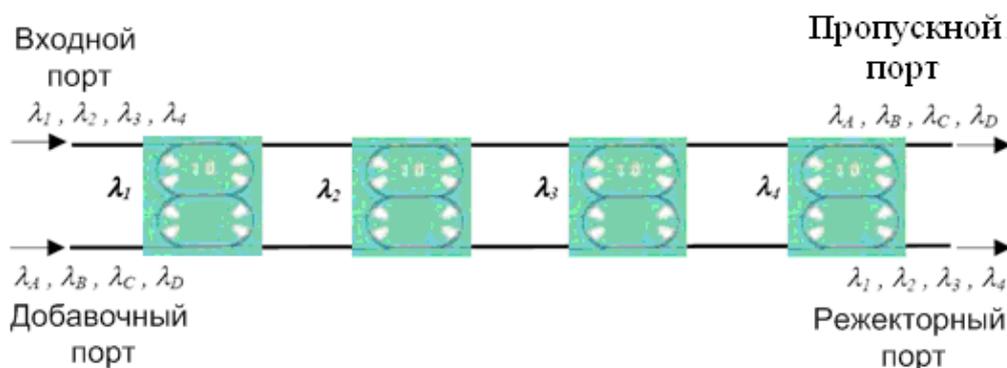


*Рис.1.19. Линия задержки на основе интерферометра Маха-Цандера*

Кольцевые резонаторы с интегральными оптическими усилителями могут использоваться как программируемые модули ввода/вывода для гибкого мультиплексирования в каналах WDM. Высокоэффективные фильтры ввода/вывода реализуются с использованием двойных кольцевых или тройных кольцевых резонаторов со специальными передаточными характеристиками. Расположение возможного четырехканального модуля ввода/вывода показано на рис.1.20.

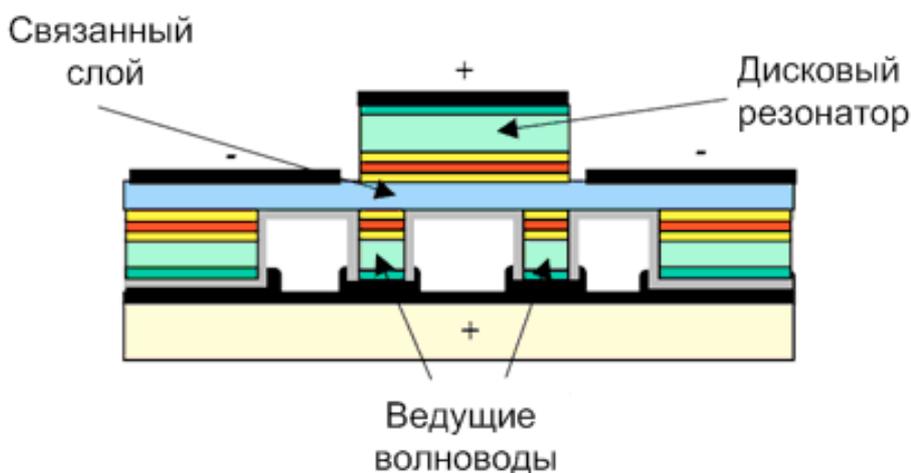
Входные длины волн имеют канал распространения в 25 GHz. Фильтры на основе двойных круговых резонаторов, использованные в этой конфигурации, должны иметь отклик FSR порядка 100 GHz. Каждый двойной кольцевой резонатор определяет соответствующую длину волны. Такой подход является удобным для реализации модулей ввода/вывода при использовании только двух направляющих волноводов. Более высокий номер канала обеспечивается применением кольцевых резонаторов с большим FSR. Уже существуют

восьмиканальные и более фильтры ввода/вывода, использующие вертикальные связанные резонаторы.



*Рис.1.20. Четырехканальный модуль ввода/вывода*

5. Вертикальные связанные кольцевые резонаторы (рис.1.21) можно использовать как фильтры ввода/вывода. Устройства, базирующиеся на горизонтальной связи, требуют использования прогрессивных технологий изготовления для получения воспроизводимой ширины полосы фильтра и высокой эффективности отсечки. Другим путем связи кольцевого резонатора с волноводом является вертикальная связь. Чувствительное разделение между кольцевым резонатором и направляющим волноводом контролируется путем роста материала, позволяющим формировать слой 20,3 мкм. Технология вертикальной связи, в основном, используется для пассивных устройств. Интеграция активных устройств и их электрический контроль обычно исследуются с использованием технологии вертикальной связи.



*Рис.1.21. Вертикальные связанные кольцевые резонаторы*

## 1.6. Основные компоненты интегральной фотоники

По аналогии с электронной аппаратурой, в интегральной фотонике есть некоторые основные компоненты, являющиеся общими для большинства интегрально-оптических устройств. Хотя, в основном, все эти компоненты выполняют те же функции, что и соответствующие устройства в обычной оптике, механизм работы этих компонент отличен, а их дизайн не имеет ничего общего с традиционными оптическими изделиями.

В настоящее время список интегральных фотонных приборов быстро увеличивается, однако, перечень основных компонентов остается почти неизменяемым. Ниже рассмотрены базовые блоки, из которых строятся более сложные интегрально-оптические устройства. Выделены некоторые из общих компонент и показаны особенности проектирования интегральных фотонных приборов по сравнению с аналогичными оптическими компонентами. Главное отличие заключается в том, что в обычной оптике свет рассматривается как плоские волны или пучки. В интегральной оптике при моделировании используется формализм электромагнитных волн, поскольку размер пучка имеет порядок длины волны излучения обычно в несколько микрон. Фактически, оптическое распространение в интегральных фотонных приборах связано с волноводными каналами размером несколько микрометров по высоте и ширине. Канал расположен в одиночной плоской подложке, другие связанные элементы (электроды, пьезоэлементы, нагреватели и т.д.) расположены на той же подложке, что обеспечивает устойчивость и компактность фотонному прибору. Все основные компоненты, описанные ниже, формируются на одномодовых канальных волноводах.

Оптические элементы, располагающиеся в оптическом чипе, подразделяются по функциональным возможностям на пассивные, активные и нелинейные. Пассивные оптические элементы устанавливают входные/выходные характеристики, определяемые при изготовлении фотонного элемента. Примерами являются **делитель мощности (power splitter)**, **волноводный отражатель (waveguide reflector)**, **направленный ответвитель (directional coupler)**, **поляризатор и поляризационный делитель пучка (polarisation beam splitter)**. Функциональные оптические элементы - фотонные компоненты, управляемые с помощью внешних полей (например, электрических, акустических или тепловых). В эту группу входят фазовый модулятор, модулятор интенсивности, конвертер частоты и

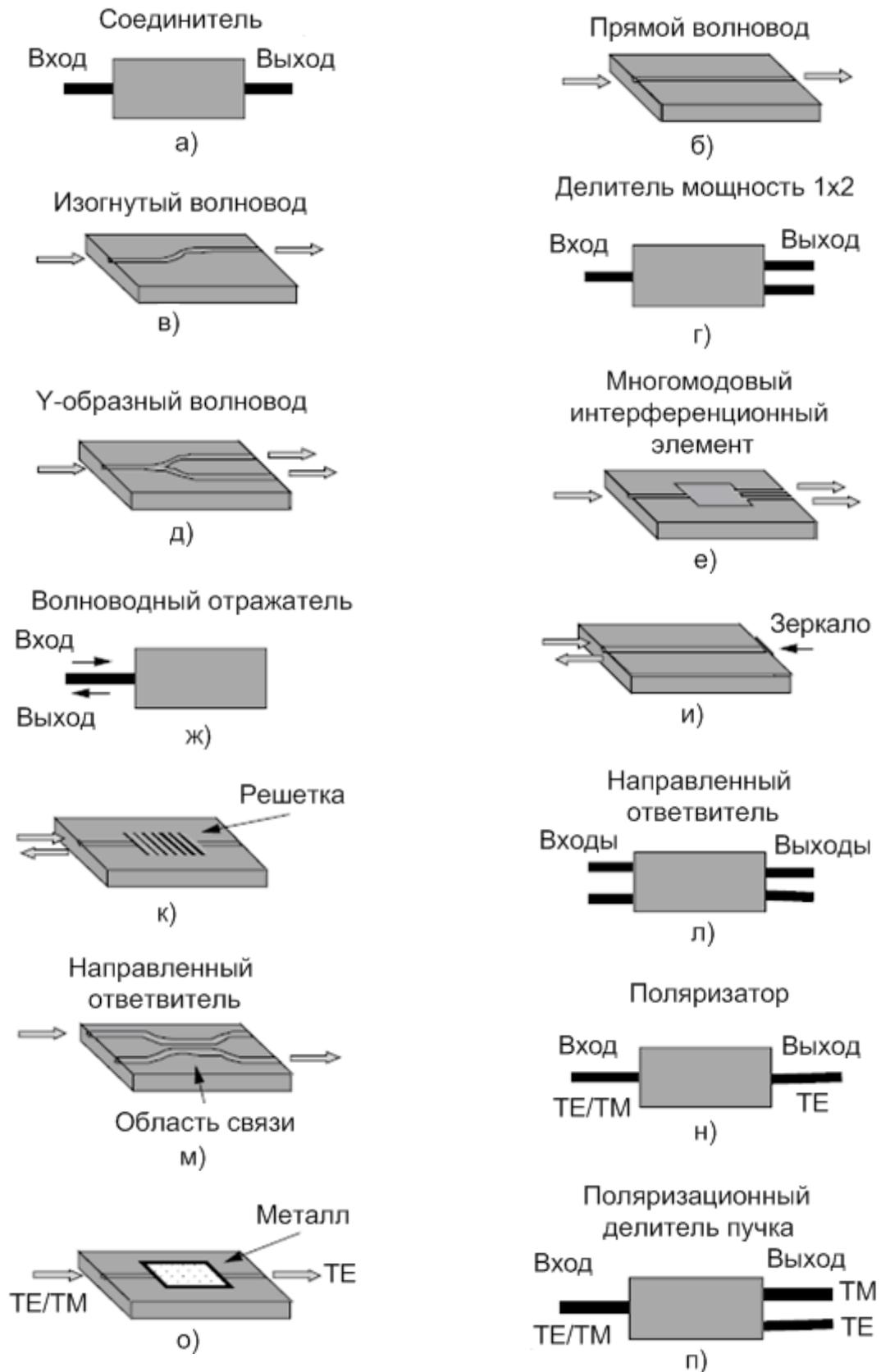
электрооптический конвертер, TE/TM конвертер. Хотя некоторые авторы называют эти элементы активными устройствами, здесь используется название «активные элементы» для фотонных компонентов, выполняющих функции оптического усиления и лазерной генерации. Этот выбор связан с тем, что они используют активные примеси (типа редкоземельных элементов), внедренных в структуру волновода; усиление (или генерация) происходит за счет процесса люминесценции, возникающей при оптической (или электрической) накачке. **Интегральный оптический усилитель (integrated optical amplifier) и интегральный лазер (integrated laser)** - два примера **активных элементов (active devices)**. Некоторые интегральные оптические устройства используют нелинейность определенных материалов для выполнения **удвоения частоты (frequency doubling)** или **оптического параметрического усиления (optical parametric oscillation)**; при этом оптический чип генерирует новые частоты путем нелинейного оптического процесса. Поскольку эффективность нелинейных процессов пропорциональна интенсивности света, такие устройства хорошо работают в интегральном фотонном варианте благодаря малым поперечным размерам области волновода, по которому распространяются лучи.

Все оптические компоненты в интегральной фотонике создаются на основе трех базовых элементов: **прямой волновод (straight waveguide)**, **изогнутый волновод (bend waveguide)** и **делитель мощности (power splitter)**. Используя эти элементы, были разработаны несколько базовых компонентов для выполнения основных оптических функций. Универсальность является одной из особенностей интегральной фотоники. Ниже рассмотрено несколько базисных блоков и оптических элементов, выполняющих основные функции, присущие многим интегральным оптическим устройствам.

**Соединитель (Interconnect)**. Этот базовый элемент служит для оптической связи двух точек фотонной схемы (рис.1.22а). Прямой каналный волновод (рис.1.22б) является самой простой структурой для распространения излучения и связывает различные элементы, расположенные на оптическом чипе. Он может также действовать как пространственный фильтр гауссовых мод. Для связи различных элементов, расположенных не на одной оптической оси устройства, необходим волновод изгиба, поэтому последний часто называется **изогнутым волноводом** (рис.1.22в). Они также используются как пространственные каналные волноводы в оконечных блоках для стыковки с узлами **волоконных жгутов (multiple fibers)**.

**Делитель мощности 1x2 (Power splitter 1x2).** Делитель мощности 1x2 - симметричный элемент, разделяющий мощность прямого волновода между двумя выходными волноводами (рис.1.22г). Самый простой вариант делителя мощности - тройник с плавными отводами (**Y-branch – Y -разветвитель**) (рис.1.22д), легкий в изготовлении и относительно нечувствительный к производственным допускам. Однако радиусы кривизны двух переходов и соединения должны быть корректно спроектированы во избежание потерь мощности. Кроме того, если два плеча отделены наклоненными прямыми волноводами, угол наклона должен быть малым, не превышающим несколько градусов. Другой вариант делителя мощности - **многомодовый интерференционный элемент МИЭ (MMI - multi-mode interference element, рис.1.22е)**. Это название исходит из многомодовой характеристики широкой волноводной области, где присутствует деление мощности. Преимуществом такой схемы является малая длина МИЭ по сравнению с тройником с плавными отводами. Хотя габариты МИЭ не являются критическими, и обладают широким допуском, этот элемент проектируется для конкретной длины волны. Описанные выше два делителя мощности имеют симметричную форму; входная мощность делится пополам в каждом выходном волноводе. Однако, для конкретных целей можно спроектировать асимметричные делители. Возможно также создание делителей с N выходными волноводами; в этом случае элемент называется **1xN делителем (1xN splitter)**.

**Волноводный рефлексор (Waveguide reflector).** Волноводный рефлексор выполняет задачу отражения назад излучения в прямом волноводе (рис.1.22ж). Самым простым способом является помещение металлического зеркала в конце волноводного канала (рис.1.22з). При необходимости отражения только для определенной длины волны, используется **мульти стековое диэлектрическое зеркало (multi-stack dielectric mirror)**. Другим способом построения волноводного рефлексора является использование решетки в области прямого волновода (рис.1.22и). Решетка играет роль селективного элемента, период решетки рассчитывается для рабочей длины волны. Коэффициент отражения решетки зависит от ее размера и глубины модуляции показателя преломления. Селективность решетки также используется для проектирования волноводных фильтров, работающих на условии Брэгга. Помимо этого, решетка в интегральной фотонике используется как оптический элемент для выполнения функций фокусировки, отклонения, связи и разделения излучения в волноводе, обратной связи в интегрированных лазерах, преобразователях и т.д.



*Рис.1.22. Интегральные фотонные элементы*

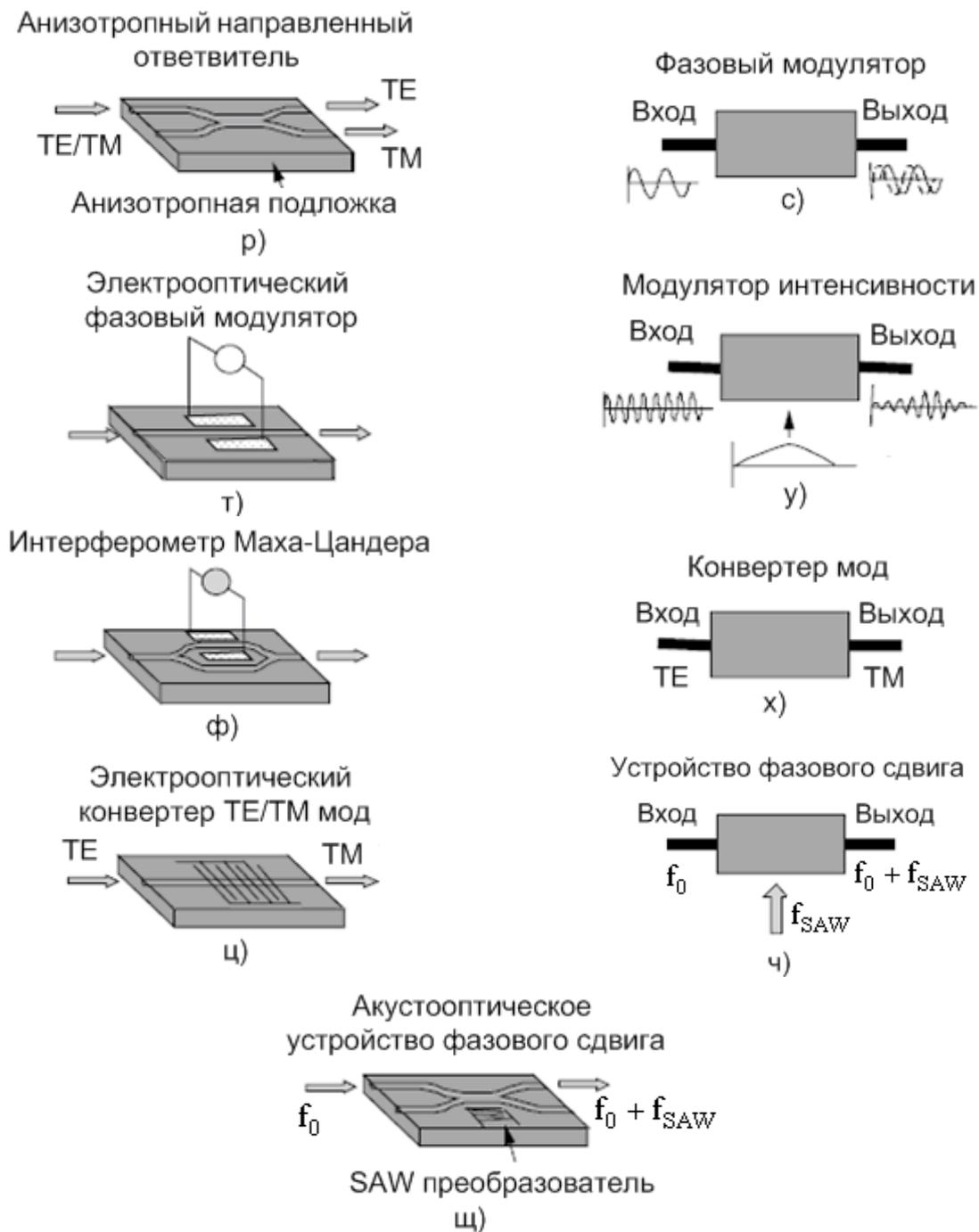


Рис.1.22. Окончание

**Направленный ответвитель (Directional coupler).** Этот элемент имеет по два входных и выходных порта (рис.1.22л) и состоит из двух близко расположенных волноводов (рис.1.22м). Принцип работы устройства основан на периодическом обмене оптической мощностью, который происходит между двумя смежными волноводами путем перекрывания угасающих волн распространяющихся мод. Этот эффект базируется на формализме вытекающей моды. При проектировании задаются следующие параметры: расстояние между волноводами и длина ответвителя, отношение мощностей между двумя

выходными портами в интервале от нуля до единицы.

**Поляризатор (Polariser).** Волноводный поляризатор позволяет передавать излучение, имеющее четко определенный поляризационный характер (TE или TM излучение) путем фильтрации одной из составляющих (рис.1.22н). Изготовление волноводного поляризатора аналогично нанесению металлической пленки на волновод (рис.1.22о): излучение распространяется вдоль волновода; его электрическая составляющая располагается строго перпендикулярно плоскости подложки (TM мода) и уменьшается вследствие резонансной связи с поверхностными модами. Тогда на выходе волновода присутствует излучение только с TE поляризацией. Поскольку TE мода также испытывает некоторое ослабление, длина пленки тщательно выбирается для получения достаточного поляризационного отношения, поддерживающего высокую мощность TE составляющей. Альтернативным способом получения волноводного поляризатора является проектирование волновода, поддерживающего только TE поляризованные моды. Это достигается, например, в ниобат литиевых волноводах, изготовленных методом фотонного обмена.

**Поляризационный делитель пучка (Polarisation beam splitter).** В некоторых интегрально-оптических устройствах требуется деление входного излучения на две ортогонально поляризованные составляющие (TE и TM) в двух отдельных портах волновода (рис.1.22п). На рис.1.22р показан интегрально-оптический элемент, базирующийся на подложке из ниобата лития, который выполняет эту функцию: пересекающийся волновод работает как направленный ответвитель, поведение которого зависит от биений между нечетной и четной модой излучения для TE-моды и TM-моды, соответственно. Излучение TE-моды распространяется перпендикулярно выходному порту, а TM моды - параллельно порту. Поляризационная селективность базируется на двулучепреломлении  $\text{LiNbO}_3$ . Для получения высоких отношений затухания для обеих поляризаций при выбранной длине волны необходимо тщательно подбирать длину и ширину области пересечения.

**Фазовый модулятор (Phase modulator).** Интегрально-оптический фазовый модулятор осуществляет сдвиг фазы светового пучка (рис.1.22т) и состоит из волноводного канала, изготовленного на подложке с возможностью изменения его показателя преломления внешним полем (тепловым, акустическим, электрическим и т.д.). Самый распространенный фазовый модулятор основан на электрооптическом эффекте: электрическое поле

прикладывается к электрооптическому материалу типа  $\text{LiNbO}_3$ , что вызывает изменение его показателя преломления. Электрическое поле, приложенное к волноводному каналу, изменяет показатель преломления и постоянную распространения моды; таким образом, излучение, проходящее через эту область, претерпевает изменение фазы (рис.1.22с). Геометрия электродов и величина напряжения зависят от кристаллической ориентации и структуры устройства. Для высокочастотной модуляции необходима специальная конфигурация электрода, типа движущейся волны (traveling wave) или обращения фазы (phase reversal).

**Модулятор интенсивности (Intensity modulator).** Одна из самых важных функций оптического элемента - модуляция интенсивности света на самых высоких частотах (рис.1.22у). Одним из простых способов решения этой задачи является построение интегрального **интерферометра Маха-Цандера (MZI - Mach-Zehnder interferometer)** на электрооптическом эффекте (рис.1.22ф). Интерферометр начинается с одномодового волноводного канала, а затем расщепляется на две симметричные ветви посредством Y-разветвителя. На некотором расстоянии эти две ветви становятся параллельными. Интерферометр продолжается симметричной обратной Y-ветвью, и заканчивается в прямом волноводе. Если интерферометр является строго симметричным, свет делится в первом Y-соединении на две параллельных ветви, а затем повторно объединяется на выходе. Напротив, если в одном из плечей интерферометра происходит изменение фазы на  $180^\circ$ , в конце второй Y-ветви свет двух ветвей объединяется с разной фазой, что приводит к нарушению интерференции света. Изменение фазы в одном из каналов выполняется с помощью электрооптического эффекта путем приложения напряжения в поперечном сечении волновода. Соответственно выбирая кристаллическую ориентацию, поляризацию, геометрию электрода и приложенное напряжение, полное изменение фазы на  $180^\circ$  может быть получено для определенной длины волны.

**Конвертер TE/ТМ мод (TE/TM mode converter).** В обычных условиях TE и ТМ моды ортогональны, и передача мощности между ними не происходит. Однако, переход от TE к ТМ моде (рис.1.22х) достигается использованием электрооптической подложки, имеющей недиагональные элементы, отличные от нуля в электрооптической матрице коэффициентов. Если подложка изготовлена из ниобата лития, требуется периодический электрод, поскольку эти кристаллы являются двоякопреломляющими и поэтому TE и ТМ моды

имеет различные эффективные показатели преломления (скорости распространения) (рис.1.22ц). Комбинируя фазовый модулятор и конвертер ТЕ/ТМ мод, можно построить полностью **интегральный поляризационный контроллер (integrated polarisation controller)**.

**Устройство фазового сдвига (Frequency shifter)**. Сдвиг частоты в интегральной оптике (рис.1.22ч) выполняется посредством акустооптического эффекта. **Акустическая поверхностная волна (SAW - acoustic surface wave)**, полученная пьезоэлектрическим преобразователем, создает решетку Брэгга в акустооптической подложке. Она взаимодействует со светом в специально созданной области, давая начало дифракции излучения, что приводит к сдвигу частоты за счет эффекта Доплера (рис.1.22щ). Этот сдвиг соответствует частоте акустической волны.

## 1.7. Примеры интегральных устройств фотоники

Электрооптические устройства используются в качестве высокоскоростных модуляторов, переключателей и фильтров фотонных устройств. В частности, эффективное пространственное переключение возможно путем помещения планарных электродов в направленный разветвитель, состоящий из двух идентичных одномодовых волноводов, расположенных близко друг к другу (рис.1.23а). Направленная мода отклоняется за счет периодического изменения показателя преломления, вызванного электрооптической стимуляцией с электродом. Электрооптический контроль распределения показателя преломления внутри волновода позволяет создать компактные волноводные переключатели полного внутреннего отражения, волноводы-ответвители, переключатели отсечки.

**Акустооптика** связана с фотонными приборами, управляемыми акустическими волнами. **В акустооптических устройствах** поверхностные акустические волны (ПАВ), возбуждаемые в волноводах, приводят к появлению решеток с модуляцией показателя преломления, обусловленной акустооптическим эффектом. При этом период решетки изменяется с частотой сигнала, приложенного к преобразователю. Использование этих уникальных решеток позволяет получать такие функции, как сканирование оптическим пучком, фильтрация гармонических волн, пространственная модуляция, соответствующая входному временному сигналу. На рис.1.23б приведен пример акустооптического конвертора для ТЕ-ТМ мод в анизотропном волноводе. Этот тип модового конвертера может работать как фильтр

гармонических волн путем настройки радиочастоты в ответ на изменение длины волны.

**Магнитооптические устройства** используются в качестве оптического изолятора для достижения стабильного излучения лазерного диода без влияния отраженного света, возвращающегося назад к источнику излучения. Такие фотонные устройства формируются путем использования эффекта Фарадея в  $Y_3Fe_5O_{12}$ (YIG) и парамагнитном стекле, диэлектрический тензор которых становится асимметричным под воздействием магнитного поля. Возможная конфигурация волноводного изолятора показана на рис.1.23в.

**Термооптический эффект**, получаемый вследствие температурной зависимости показателя преломления, можно использовать для модуляции/переключения направленных мод во временных промежутках порядка от мили до микросекунд. Различные типы прозрачных материалов можно использовать для термооптических волноводных устройств, в случае, если температура получения волновода много выше, чем рабочая температура. Термооптический интерференционный модулятор показан на рис.1.23г. Выходной свет модулируется по интенсивности с учетом приложенной электрической энергии. Переключение со скоростями порядка микросекунд также возможно путем приложения импульсного напряжения к пленочному обогревателю.

На рис.1.24 приведен пример пассивного интегрального фотонного устройства, в котором отсутствует внешний сигнал. Это устройство называется **матричной волноводной решеткой (arrayed waveguide grating) (AWG, PHASAR или волноводный решетчатый маршрутизатор, WGR)**. В его функции входит пассивное мультиплексирование или демультимплексирование сигналов близко расположенных длин волн; это явление широко используется в волоконно-оптических системах коммуникации.

Несколько длин волн, распространяющихся в волокне, входят в AWG через любой из его волноводов входа. Ответвитель разделяет свет между множеством изогнутых волноводов, формирующих матричную решетку AWG. Последняя состоит из волноводов, имеющих различные длины, и поэтому свет претерпевает различный фазовый сдвиг для каждого волновода. Интерференционная картина формируется путем точной регулировки сдвига фазы для каждого волновода относительно других, что приводит к фокусировке света различных длин волн в различных точках пространства на выходе.

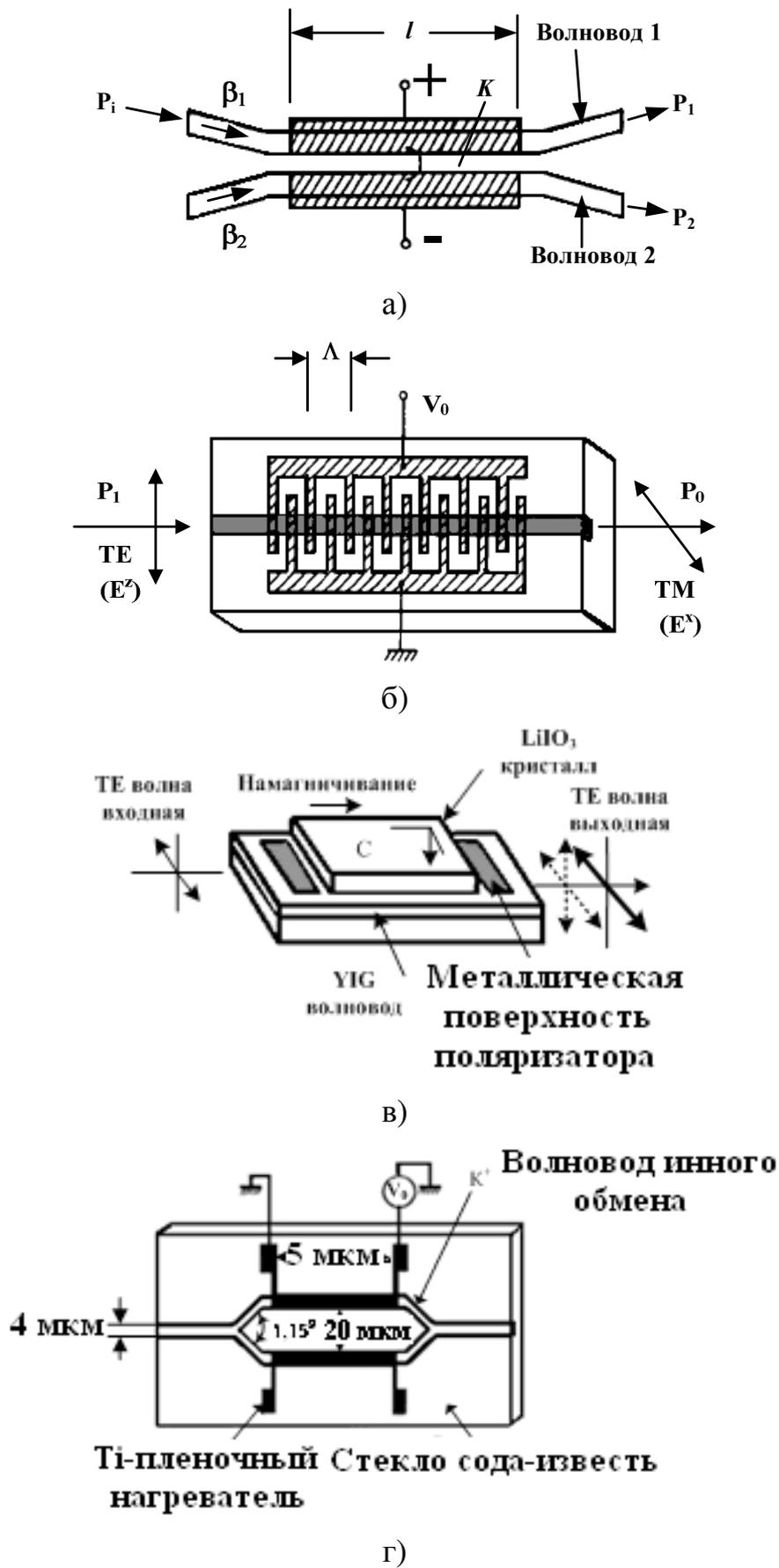


Рис.1.23. Примеры интегральных устройств

Поскольку AWG распределяют сигналы согласно их длины волны, каждый отдельный волновод соответствует определенной длине волны, т.е. действует как демультиплексор.

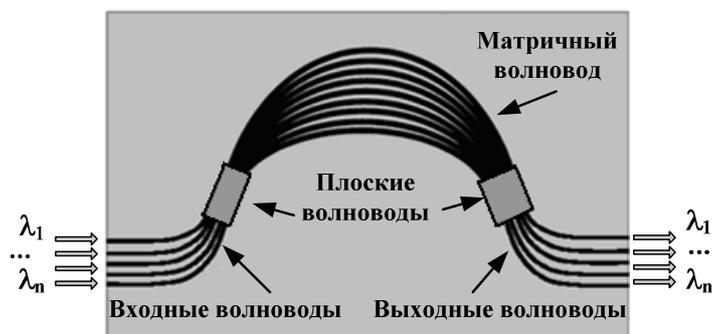


Рис.1.24. Матричная волноводная решетка

Примером функционального устройства, объединяющего некоторые пассивные элементы, является **акустооптический перестраиваемый фильтр (AOTF - acousto-optic tunable filter)** (рис.1.25).

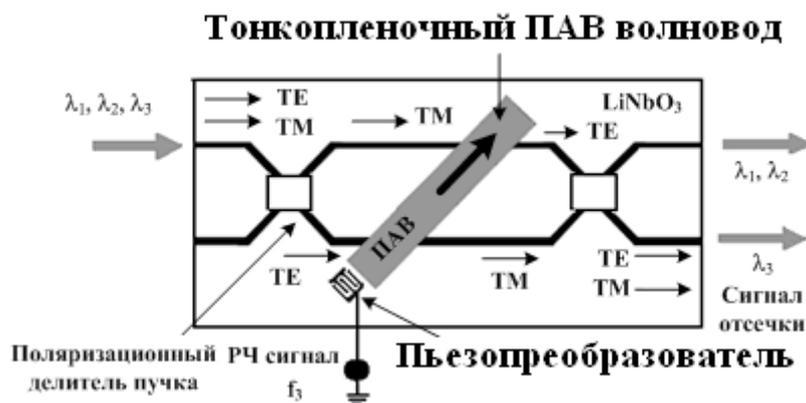
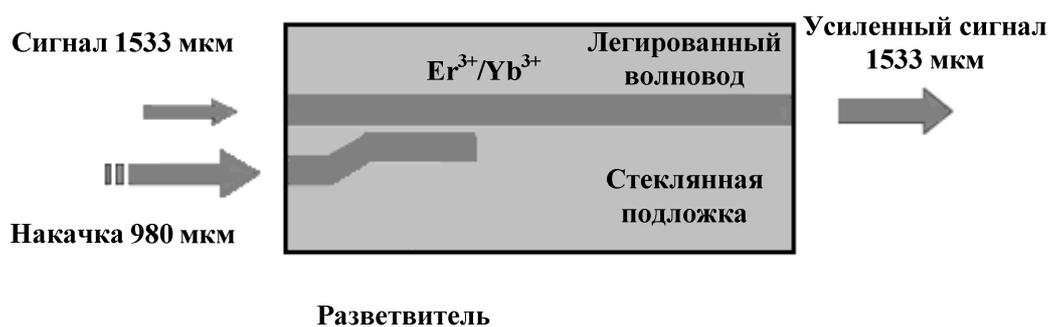


Рис.1.25. Интегральный акустооптический перестраиваемый фильтр

Он использует поляризационное превращение путем взаимодействия волноводных мод и поверхностных акустических волн (генерированных пьезоэлектрическим преобразователем) для пространственного разделения любой выбранной входной длины волны (сигналы отсечки). Такой фильтр является примером функционального интегрального фотонного устройства, поскольку оно контролируется радиочастотой, приложенной к преобразователю. Это интегрально-оптическое устройство требует внешнего радиочастотного (РЧ) сигнала контроля для выделения одного или более сигналов длин волн. Фильтр изготавливают на основе  $\text{LiNbO}_3$ ; он состоит из пьезопреобразователя, тонкого пленочного волновода и двух поляризационных

разделителей луча. Полихроматический входной сигнал проходит по оптическому волноводу, разделяется на два перпендикулярных компонента (TE/TM) с помощью первого **поляризационного делителя пучка (PBS - polarization beam splitter)**. Поверхностные акустические волны SAW, полученные путем применения РЧ сигнала к преобразователю, вызывают периодическую модуляцию показателя преломления оптического волновода. Периодические изменения показателя преломления вызывают TE-TM или TM-TE конверсию только для длины волны отсечки. Последняя соответствует использованной РЧ частоте и становится перпендикулярной падающему излучению. Второй делитель пучка используется для выделения длин волн отсечки из падающего пучка. Если использовать последовательно несколько РЧ сигналов, то можно вырезать несколько длин волн.

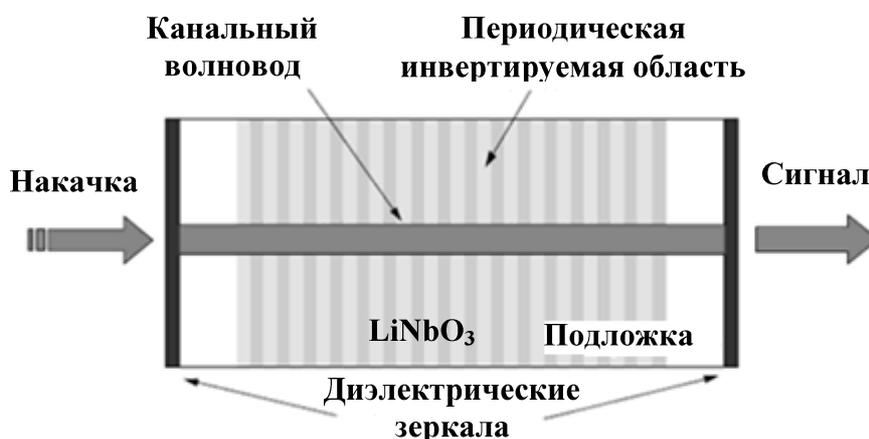
Некоторые материалы подложки, совместимые с технологией интегральной фотоники, можно использовать для внедрения оптически активных редкоземельных ионов, что позволяет создавать активные интегральные оптические устройства. На рис.1.26 показан интегрально-оптический усилитель, основанный на ионах эрбия и иттербия. Он состоит из прямого волновода с внедренными редкоземельными ионами, нелегированного волновода и направленного ответвителя. Излучение накачки с длиной волны 980 нм вводится в нелегированный волновод, а ответвитель передает энергию накачки легированному прямому волноводу.



*Рис.1.26. Интегрально-оптический усилитель, базирующийся на редкоземельных элементах и являющийся примером активного интегрального фотонного чипа*

Усиление слабого сигнала входа на длине волны 1533 нм, распространяющегося в прямом волновод, осуществляется за счет излучающего, не излучающего и преобразующего энергию механизмов,

присутствующих в ионах эрбия и иттербия. Если несколько диэлектрических зеркал приложены к двум концам волновода, усиленный сигнал может колебаться; таким образом, получается интегральный лазер. Оконечные зеркала можно заменить интегральными решетками, работающими как отражатель, селективный по длине волны.



*Рис.1.27. Пример оптического параметрического генератора*

**Интегрально-оптические параметрические генераторы (ОРО - integrated optical parametric oscillators)** в сегнетоэлектрических кристаллах являются наиболее удобными настраиваемыми нелинейными частотными преобразователями, имеющими много областей применения, в основном в экологическом контроле мониторинга окружающей среды. Эти нелинейные интегральные фотонные устройства основаны на сегнетоэлектрических материалах, имеющих высокие значения нелинейностей второго порядка и способных формировать периодическую инверсию в сегнетоэлектрических областях. На рис.1.27 показан интегрально-оптический параметрический генератор: прямой каналный волновод изготовлен на z-срезе подложки из  $\text{LiNbO}_3$ , где периодически инвертированная область сформирована перпендикулярно волноводу. Высокие оптические нелинейные коэффициенты в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  позволяют использовать эту подложку для создания нелинейных интегральных фотонных устройств, таких как оптический параметрический осциллятор. Для получения эффективных преобразований необходимо создать периодически инвертированную область вдоль волноводной структуры. Два диэлектрических зеркала, непосредственно приложенные к концам волновода, допускают параметрические колебания на сигнальной и свободных частотах, созданных за счет входной накачки путем

нелинейного оптического взаимодействия. Для получения эффективных оптических параметрических колебаний должна быть соответственно выбрана ориентация кристалла, а также периодичность сегнетоэлектрической области структуры.

## ГЛАВА 2. ОСНОВЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЛНОВЕДУЩИХ СРЕДАХ

### 2.1. Электромагнитные волны

#### 2.1.1. Уравнения Максвелла и уравнение волны

Согласно классической теории свет представляет собой поток электромагнитного (ЭМ) излучения, проходящий через свободное пространство или через среду в форме электрических и магнитных полей. Хотя электромагнитное излучение покрывает чрезвычайно широкий диапазон (от гамма-лучей до длинных радиоволн), понятие «свет» ограничено частью электромагнитного спектра от вакуумного ультрафиолетового до далекого инфракрасного. Эту часть спектра также называют оптическим диапазоном. ЭМ излучение распространяется в виде двух взаимно перпендикулярных векторных волн: электрическое поле  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  и магнитное поле  $\vec{H}(\vec{r}, t)$ . Эти две векторных величины зависят от положения ( $\vec{r}$ ) и времени ( $t$ ). Поэтому для описания распространения света в среде, вакууме или материале, необходимо в общем случае знать шесть скалярных функций и их зависимость от координаты и времени. Эти функции не являются полностью независимыми, поскольку они должны удовлетворять ряду уравнений, известных как уравнения Максвелла. Последние состоят из четырех уравнений, два из которых - скалярные, а два других - векторные.

Уравнения Максвелла для свободного пространства, записанные в дифференциальной форме, имеют вид:

$$\nabla^2 \vec{E} = 0 \quad (2.1)$$

$$\nabla^2 \vec{H} = 0 \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \epsilon_0 \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.4)$$

где постоянные  $\epsilon_0$  и  $\mu_0$  представляют собой диэлектрическую и магнитную проницаемость свободного пространства, соответственно, а  $\nabla$  и  $\nabla_x$  – операторы дивергенции и ротора.

Для описания электромагнитного поля в материальной среде необходимо

определить две дополнительные векторные величины: электрический вектор смещения  $\vec{D}(\vec{r},t)$  и вектор плотности магнитного потока  $\vec{B}(\vec{r},t)$ . Уравнения Максвелла в материальной среде с учетом этих двух величин, а также электрического и магнитного поля, имеют вид:

$$\nabla \vec{D} = \rho \quad (2.5)$$

$$\nabla \vec{B} = 0 \quad (2.6)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.7)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.8)$$

Если в среде отсутствуют свободные электрические заряды, что характерно для оптики, уравнения Максвелла принимают вид:

$$\nabla \vec{D} = 0 \quad (2.9)$$

$$\nabla \vec{B} = 0 \quad (2.10)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.11)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.12)$$

Для решения этих дифференциальных уравнений, необходимо установить дополнительные соотношения между векторами  $\vec{D}$  и  $\vec{E}$ ,  $\vec{j}$  и  $\vec{E}$ , и векторами  $\vec{H}$  и  $\vec{B}$ . Такие соотношения называют условиями непрерывности. Для линейной, однородной и изотропной среды, эти отношения имеют вид:

$$\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{E} \quad (2.13)$$

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \quad (2.14)$$

$$\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E} \quad (2.15)$$

где  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость,  $\mu$  - магнитная проницаемость, а  $\sigma$  - проводимость среды. Если среда не линейная, необходимо включить дополнительные члены, учитывающие мощность электрического и магнитного полей. В случае однородной среды оптические константы  $\epsilon$ ,  $\mu$  и  $\sigma$  не зависят от координаты  $r$ . В изотропной среде эти оптические константы являются скалярными величинами и не зависят от направления векторов  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ . При этом полагаем, что векторы  $\vec{D}$  и  $\vec{j}$  являются параллельными электрическому полю  $\vec{E}$ , а вектор  $\vec{B}$  параллелен магнитному полю  $\vec{H}$ . В случае анизотропной

среды оптические константы рассматриваются как тензорные величины, и вышеупомянутый параллелизм не работает.

Уравнения Максвелла для линейной однородной и изотропной среды в терминах электрического и магнитного полей имеют вид

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.16)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (2.17)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.18)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \sigma \cdot \vec{E} + \varepsilon \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.19)$$

Путем соответствующей комбинации этих четырех дифференциальных уравнений, можно получить два дифференциальных уравнения в частных производных, одно для электрического поля, а другое для магнитного поля:

$$\nabla^2 \vec{E} = \sigma \cdot \mu \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \varepsilon \cdot \mu \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.20)$$

$$\nabla^2 \vec{H} = \sigma \cdot \mu \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \varepsilon \cdot \mu \cdot \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (2.21)$$

Эти два дифференциальных уравнения известны как **волновые уравнения** материальной среды для электрического и магнитного полей. Они имеют зависимые решения, поскольку эти поля связаны уравнениями Максвелла (2.18) и (2.19).

### 2.1.2. Волновое уравнение в диэлектрической среде

Материал, в котором проводимость удовлетворяет условию  $\sigma=0$ , является диэлектрической средой. К этой категории относится большинство материалов подложки, используемых для интегральных оптических устройств, таких как стекло, сегнетоэлектрические кристаллы или полимеры. Металлы не относятся к этой категории вследствие их высокой проводимости. Для диэлектрических сред ( $\sigma=0$ ) волновые уравнения приобретают вид:

$$\nabla^2 \vec{E} = \varepsilon \cdot \mu \cdot \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.22)$$

$$\nabla^2 \vec{H} = \varepsilon \cdot \mu \cdot \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (2.23)$$

Каждое из этих векторных волновых уравнений может быть разделено на

три скалярных:

$$\nabla^2 \xi = \varepsilon \cdot \mu \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \quad (2.24)$$

где скалярная функция  $\xi(r,t)$  записывается в виде шести декартовых компонент электрического и магнитного полей. Решением этого уравнения является волна, распространяющаяся со скоростью  $v$  (фазовая скорость):

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \cdot \mu}} \quad (2.25)$$

Поэтому, полное решение векторных волновых уравнений (2.22) и (2.23) представляет электромагнитную волну, где каждая из декартовых компонент электрического и магнитного полей распространяется в виде волн со скоростью  $v$ .

Для волны в свободном пространстве величина скорости равна:

$$c = 1/(\varepsilon_0 \cdot \mu_0)^{1/2} \approx 3,00 \cdot 10^8 \text{ [м/с]}. \quad (2.26)$$

Скорость распространения электромагнитных волн в среде  $v$  удобно выразить через функцию скорости света  $c$  в свободном пространстве:

$$v \equiv \frac{c}{n} \quad (2.27)$$

где  $n$  – показатель преломления диэлектрической среды. С учетом соотношений (2.25), (2.26) и (2.27), показатель преломления связан с оптической постоянной материальной среды, диэлектрической и магнитной проницаемостями свободного пространства:

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon \cdot \mu}{\varepsilon_0 \cdot \mu_0}} \quad (2.28)$$

Показатель преломления среды является одним из основных параметров интегральной фотоники.

Величины магнитной проницаемости диэлектрических сред и свободного пространства очень близки  $\mu \approx \mu_0$ . В этом приближение показатель преломления можно записать как:

$$n \approx \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}} = \sqrt{\varepsilon_r} \quad (2.29)$$

где  $\varepsilon_r$  - относительная диэлектрическая постоянная, часто называемая просто диэлектрической постоянной, которая определяется как отношение диэлектрических постоянных материальной среды и свободного пространства.

Поток энергии, переносимый электромагнитными волнами, характеризуется вектором Умова-Пойнтинга  $\vec{S}$ , определяемым как:

$$\vec{S} \equiv \vec{E} \times \vec{H} \quad (2.30)$$

С другой стороны, интенсивность  $I$  электромагнитной волны, определяемую как количество энергии, проходящей через единицу площади в единицу времени, можно записать как усредненный по времени модуль вектора Умова-Пойнтинга:

$$I = \langle |\vec{S}| \rangle \quad (2.31)$$

Использование усредненного значения вместо мгновенного для определения интенсивности волны вызвано тем, что электрическое и магнитное поля имеют высокочастотные колебания. При этом аппаратура, используемая для регистрации интенсивности (световые детекторы) не может отследить мгновенные значения модуля вектора Умова-Пойнтинга.

### 2.1.3. Монохроматические волны

Зависимость по времени электрического и магнитных полей в волновых уравнениях допускает решения в виде гармонических функций. Электромагнитные волны с такой синусоидальной временной зависимостью называются **монохроматическими волнами** и характеризуются **угловой частотой**  $\omega$ . В общем виде электрическое и магнитное поля, связанные с монохроматической волной, могут быть выражены как:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0(\vec{r}) \cdot \cos[\omega \cdot t + \varphi(\vec{r})] \quad (2.32)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_0(\vec{r}) \cdot \cos[\omega \cdot t + \varphi(\vec{r})] \quad (2.33)$$

где амплитуды полей  $E_0(\vec{r})$  и  $H_0(\vec{r})$  и начальная фаза  $\varphi(\vec{r})$  зависят от координаты  $\vec{r}$ ; от времени зависит только аргумент косинуса через  $\omega \cdot t$ .

Наиболее удобно монохроматические поля записываются с использованием комплексных соотношений. Тогда электрическое и магнитное поля принимают вид:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re}\{\vec{E}(\vec{r}) \cdot \exp(+i \cdot [\omega \cdot t])\} \quad (2.34)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \text{Re}\{\vec{H}(\vec{r}) \cdot \exp(+i \cdot [\omega \cdot t])\} \quad (2.35)$$

где  $E(\vec{r})$  и  $H(\vec{r})$  являются комплексными амплитудами электрического и магнитного полей, соответственно. Угловая частота  $\omega$ , характеризующая монохроматическую волну, связана с частотой  $\nu$  и периодом  $T$ :

$$\omega = 2 \cdot \pi \cdot \nu = 2 \cdot \pi / T \quad (2.36)$$

Электромагнитный спектр включает оптический с диапазоном частот от  $3 \cdot 10^{14}$  Гц (дальний ИК диапазон) до  $6 \cdot 10^{15}$  Гц (вакуумный УФ), частота видимого спектра лежит вблизи  $5 \cdot 10^{14}$  Гц.

Усредненное значение вектора Умова-Пойнтинга как функции комплексной амплитуды полей для монохроматических волн принимает вид:

$$\langle \vec{S} \rangle = \langle \text{Re}\{\vec{E} \cdot \exp(+i \cdot [\omega \cdot t])\} \times \text{Re}\{\vec{H} \cdot \exp(+i \cdot [\omega \cdot t])\} \rangle = \text{Re}\{\vec{S}\} \quad (2.37)$$

где  $\vec{S}$  определяется по формуле

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \cdot \vec{E} \times \vec{H}^* \quad (2.38)$$

и называется комплексным вектором Умова-Пойнтинга. Тогда интенсивность монохроматической электромагнитной волны выражается как:

$$I = |\text{Re}\{\vec{S}\}| \quad (2.39)$$

Для монохроматических волн уравнения Максвелла, использующие комплексные амплитуды полей  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  можно упростить, поскольку частные производные по времени получаются непосредственно путем умножения на  $i \cdot \omega$ :

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (2.40)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (2.41)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -i \cdot \mu_0 \cdot \omega \cdot \vec{H} \quad (2.42)$$

$$\nabla \times \vec{H} = i \cdot \epsilon_0 \cdot \omega \cdot \vec{E} \quad (2.43)$$

При преобразовании этих выражений принято допущение о том, что среда является диэлектрической и немагнитной, в которой  $\sigma=0$  и  $\mu=\mu_0$ .

При подстановке решений в виде монохроматических волн (2.34) и (2.35) в волновое уравнение (2.24) получается новое волновое уравнение. Оно действительно только для монохроматических волн и называется **уравнением Гельмгольца**:

$$\nabla^2 U(\vec{r}) + k^2 \cdot U(\vec{r}) = 0 \quad (2.44)$$

где  $U(\vec{r})$  представляет каждую из шести декартовых компонент векторов  $\vec{E}(\vec{r})$  и  $\vec{H}(\vec{r})$ , определенных в (2.34) и (2.35). Переменная  $k$  определяется следующим образом:

$$k \equiv \omega \cdot (\epsilon \cdot \mu_0)^{1/2} = n \cdot k_0 \quad (2.45)$$

$$k_0 \equiv \omega / c \quad (2.46)$$

В случае неоднородной материальной среды, диэлектрическая постоянная

не является константой, а зависит от координаты  $\varepsilon=\varepsilon(r)$ . В этом случае, хотя уравнения Максвелла остаются действительными, волновое уравнение (2.24) или уравнение Гельмгольца (2.44) не выполняются. Однако, для локально однородной среды, в которой  $\varepsilon(r)$  изменяется медленно в зависимости от расстояния, волновые уравнения справедливы с учетом следующих выражений  $k=n(r) k_0$  и  $n(r)=[\varepsilon(r)/\varepsilon_0]^{1/2}$ .

#### 2.1.4. Плоские монохроматические волны в диэлектрической среде

Выше была установлена временная зависимость электромагнитных полей в терминах монохроматических волн, далее рассмотрена пространственная зависимость полей. Комплексные амплитуды электрического  $\vec{E}(\vec{r})$  и магнитного  $\vec{H}(\vec{r})$  полей для монохроматических волн в пространственной области можно получить путем решения уравнения Гельмгольца (2.44). Одним из самых простых и наиболее часто используемых в оптике решений этого уравнения является плоская волна, характеризуемая волновым вектором  $\vec{k}$ . Математические выражения для комплексных амплитуд имеют вид:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0 \cdot e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} \quad (2.47)$$

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}_0 \cdot e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} \quad (2.48)$$

где величины  $\vec{E}_0$  и  $\vec{H}_0$  являются теперь постоянными векторами. Каждая из декартовых компонент комплексных амплитуд  $\vec{E}(\vec{r})$  и  $\vec{H}(\vec{r})$  удовлетворяет уравнению Гельмгольца, если модуль волнового вектора  $\vec{k}$  имеет величину:

$$k = n \cdot k_0 = (\omega/c) \cdot n \quad (2.49)$$

где  $\omega$  - угловая частота плоской электромагнитной волны,  $n$  - показатель преломления среды распространения волны.

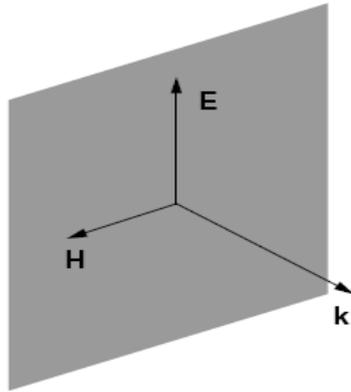
Поскольку решение, выражаемое электрической и магнитной комплексными амплитудами должно удовлетворять уравнению Максвелла, то при подстановке уравнений (2.47) и (2.48) в (2.42) и (2.43), получается:

$$\vec{k} \times \vec{H}_0 = -\omega \cdot \varepsilon \cdot \vec{E}_0 \quad (2.50)$$

$$\vec{k} \times \vec{E}_0 = \omega \cdot \mu_0 \cdot \vec{H}_0 \quad (2.51)$$

Эти две формулы, справедливые только для плоских монохроматических волн, устанавливают соотношение между электрическим  $\vec{E}$  и магнитным  $\vec{H}$  полями и волновым вектором  $\vec{k}$  плоской волны. Из (2.50) получается, что электрическое поле перпендикулярно магнитному полю и волновому вектору.

В этом случае, из соотношения (2.51) можно установить, что магнитное поле перпендикулярно  $\vec{E}$  и  $\vec{k}$ . Как очевидно из вышесказанного, вектора  $\vec{k}$ ,  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  являются взаимно ортогональными, а  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  расположены по нормали к направлению распространения, определяемому вектором  $\vec{k}$ . Такая волна называется поперечной электромагнитной волной (ТЕМ) (рис.2.1).



*Рис.2.1. Вектора электрического и магнитного полей и волнового вектора в случае плоской волны*

Поскольку эти три вектора являются перпендикулярными, то из (2.50) и (2.51) можно получить, что  $H_0 = (\omega \cdot \epsilon / k) \cdot E_0$  и  $H_0 = (k / \omega \cdot \mu_0) \cdot E_0$ . Эти два соотношения одновременно выполнимы только при условии, что модуль волнового вектора имеет вид  $k = \omega(\epsilon \cdot \mu_0)^{1/2} = \omega / v = n \cdot k_0$ . Последнее выражение является необходимым условием выполнения уравнения Гельмгольца (2.44) при решении уравнений (2.47) и (2.48).

Для анализа плоской монохроматической электромагнитной волны вводится важная характеристика - длина волны  $\lambda$ , являющаяся интервалом между двумя самыми близкими точками с равной фазой колебаний, измеренным по направлению распространения. Длина волны в этом случае:

$$\lambda \equiv v \cdot T = \frac{v}{k} = \frac{2 \cdot \pi}{n \cdot k_0} = \frac{\lambda_0}{n} \quad (2.52)$$

где  $\lambda_0$  – длина волны в свободном пространстве, задаваемая как

$$\lambda_0 \equiv c \cdot T = \frac{c}{k_0} = \frac{2 \cdot \pi}{k_0} \quad (2.53)$$

Следует отметить, что при переходе электромагнитной волны из одной среды в другую ее частота не изменяется. Фазовая скорость претерпевает изменения, зависящие от показателя преломления. Таким образом, длина волны, связанная с электромагнитной волной, должна также измениться.

Поэтому длина  $\lambda$  электромагнитной волны задается обычно относительно длины волны свободного пространства.

### 2.1.5. Поляризация электромагнитных волн

Электрическое и магнитное поля плоской электромагнитной волны колеблются в направлении, перпендикулярном направлению распространения, определяемому волновым вектором  $\vec{k}$ ; плоские электромагнитные волны являются поперечными. Поляризационная характеристика, определяющая важные свойства поперечной волны, связана с замкнутой кривой, описываемой вектором электрического (или магнитного) поля в фиксированной точке  $r=r_0$  пространства. Для анализа поляризационных характеристик плоской волны принято, что электромагнитная волна распространяется вдоль оси  $z$ . В этом случае можно записать:

$$\vec{k} = k \cdot \vec{u}_z \quad (2.54)$$

где  $u_x$ ,  $u_y$  и  $u_z$  являются единичными векторами по осям  $x$ ,  $y$  и  $z$ , соответственно.

Электромагнитная волна, связанная с электрическим полем вдоль оси  $x$ , имеет вид:

$$\vec{E} = E_0 \cdot \cos(\omega \cdot t - k \cdot z) \cdot \vec{u}_x \quad (2.55)$$

Магнитное поле для этого случая получается с использованием выражения (2.51)

$$\vec{H} = H_0 \cdot \cos(\omega \cdot t - k \cdot z) \cdot \vec{u}_y \quad (2.56)$$

где амплитуда  $H_0$  связана с амплитудой  $E_0$  соотношением

$$H_0 = (k / \omega \cdot \mu_0) \cdot E_0 = (\epsilon / \mu_0)^{1/2} \cdot E_0 \quad (2.57)$$

Можно отметить, что электрическое и магнитное поля согласованы по фазе. Это означает, что если в установленное время и в фиксированной плоскости  $z=z_0$  ( $z$  может быть произвольным) электрическое поле имеет максимальное значение, магнитное поле также будет максимальным. Волна, описанная уравнениями (2.55) и (2.56) является линейно поляризованной (точнее линейно  $x$ -поляризованной), поскольку направление вектора электрического поля  $E$  (или  $H$ ) является всегда строго определенным (направление  $X$ ) (см. рис.2.2).

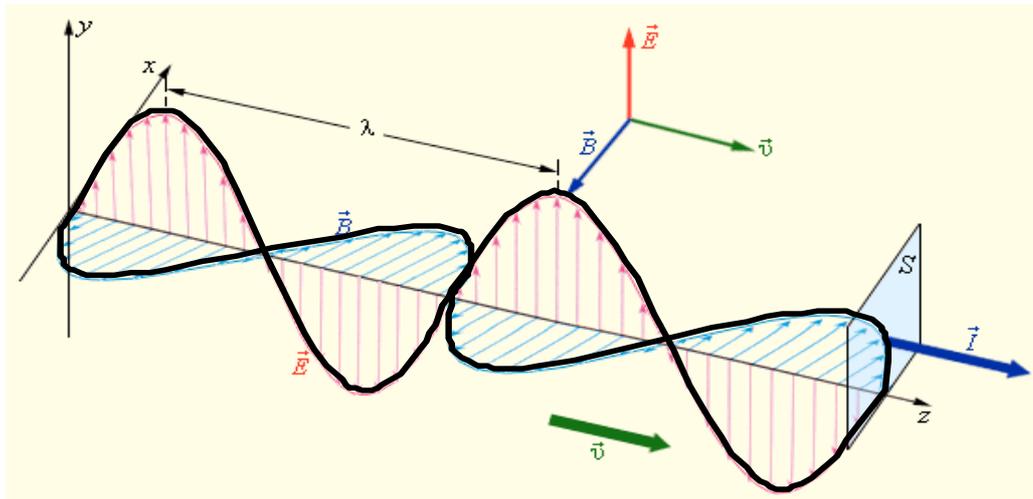


Рис.2.2. Колебания векторов электрического и магнитного полей

электромагнитной плоской волны, распространяющейся в z-направлении и обладающей линейной поляризацией вдоль оси x

Далее рассмотрена линейно y-поляризованная волна, имеющая сдвиг фазы  $+\pi/2$  и описываемая следующими уравнениями:

$$\vec{E} = E_0 \cdot \cos(\omega \cdot t - k \cdot z + \pi/2) \cdot \vec{u}_y = -E_0 \cdot \sin(\omega \cdot t - k \cdot z) \cdot \vec{u}_y \quad (2.58)$$

$$\vec{H} = -H_0 \cdot \cos(\omega \cdot t - k \cdot z + \pi/2) \cdot \vec{u}_x = H_0 \cdot \sin(\omega \cdot t - k \cdot z) \cdot \vec{u}_x \quad (2.59)$$

где  $H_0 = (\epsilon/\mu_0) \cdot 1/2 E_0$ . Поскольку уравнения Максвелла являются линейными, то решением будет также и линейная комбинация нескольких решений. В частности, сумма плоских волн, описанных в (2.55) и (2.56), а также в (2.58) и (2.59) дает другое решение волнового уравнения, являющееся также допустимым:

$$\vec{E} = E_0 \cdot [\cos(\omega \cdot t - k \cdot z) \cdot \vec{u}_x - \sin(\omega \cdot t - k \cdot z) \cdot \vec{u}_y] \quad (2.60)$$

$$\vec{H} = H_0 \cdot [\cos(\omega \cdot t - k \cdot z) \cdot \vec{u}_y + \sin(\omega \cdot t - k \cdot z) \cdot \vec{u}_x] \quad (2.61)$$

Для исследования поляризации этой новой волны, рассмотрена кривая, описываемая вектором электрического поля в фиксированной плоскости, например, плоскости, определенной  $z=0$ . В этом случае временная зависимость полей имеет вид:

$$\vec{E}_x = E_0 \cdot \cos(\omega \cdot t) \quad \text{и} \quad \vec{E}_y = -E_0 \cdot \sin(\omega \cdot t) \quad (2.62)$$

$$\vec{H}_x = H_0 \cdot \sin(\omega \cdot t) \quad \text{и} \quad \vec{H}_y = H_0 \cdot \cos(\omega \cdot t) \quad (2.63)$$

Модуль вектора электрического поля записывается как:

$$\vec{E}^2 = \vec{E}_x^2 + \vec{E}_y^2 = E_0^2 \quad (2.64)$$

а вектора магнитного поля

$$\vec{H}^2 = \vec{H}_x^2 + \vec{H}_y^2 = H_0^2 \quad (2.65)$$

Анализ этих уравнений позволяет установить, что в фиксированной плоскости вектор электрического поля (и магнитного) описывает круг. Поэтому такая волна имеет круговую поляризацию. Кроме того, в направлении распространения волны вектор электрического поля вращается против часовой стрелки, то есть имеет место левосторонняя круговая поляризация волны.

В общем случае, при суперпозиции двух взаимно перпендикулярных линейно поляризованных волн, имеющих одинаковое направление распространения и частоту, но различные амплитуды и относительные фазы, в общей плоскости (например, в  $z=0$ ) будут иметь место следующие зависимости:

$$\vec{E}_x = E_{01} \cdot \cos(\omega \cdot t - \theta_1) \quad (2.66)$$

$$\vec{E}_y = -E_{02} \cdot \cos(\omega \cdot t - \theta_2) \quad (2.67)$$

Для такой волны соотношение между декартовыми проекциями электрического поля имеет вид:

$$\left(\frac{\vec{E}_x}{E_{01}}\right)^2 + \left(\frac{\vec{E}_y}{E_{02}}\right)^2 - 2 \cdot \left(\frac{\vec{E}_x}{E_{01}}\right) \cdot \left(\frac{\vec{E}_y}{E_{02}}\right) \cdot \cos \theta = \sin^2 \theta \quad (2.68)$$

где величина  $\theta$  определяется как разность фаз между  $E_x$  и  $E_y$  ( $\theta = \theta_2 - \theta_1$ ). Зависимость (2.68) является уравнением эллипса и описывает эллиптически поляризованную волну.

В общем виде главная ось эллипса наклонена относительно осей  $x$  и  $y$ . В частности, для  $\theta = \pi/2, 3\pi/2, \dots$ , большая и малая ось эллипса совпадают с осями  $x$  и  $y$ . В случае, когда амплитуды составляющих равны ( $E_{01} = E_{02}$ ), эллипс вырождается в круг. Для относительной фазы  $\theta = 0, \pi, 2\pi, \dots$ , эллипс преобразуется в прямую линию, определяемую следующим выражением:

$$E_x = \pm \left(\frac{E_{02}}{E_{01}}\right) \cdot E_y \quad (2.69)$$

Уравнение (2.69) также описывает линейно поляризованную волну.

### 2.1.6. Распространение света в поглощающих средах

Поглощающая среда характеризуется рассеянием в ней энергии электромагнитного излучения, при этом амплитуда плоской ЭМ волны уменьшается по экспоненте. Для математического описания распространения света в поглощающих средах можно предположить, что диэлектрическая

проницаемость больше не является вещественным числом, а комплексная величина  $\epsilon_c$ . В терминах полевого описания это означает, что электрическое смещение, связанное с электрическим полем  $D = \epsilon_c \cdot E$  вообще не будет согласовано по фазе с электрическим полем. Показатель преломления, являющийся функцией диэлектрической проницаемости, будет комплексной величиной, определяемой как:

$$n_c = \sqrt{\frac{\epsilon_c}{\epsilon_0}} \quad (2.70)$$

где  $n_c$  называют **комплексным показателем преломления**. Практически удобнее работать с действительной и мнимой частью отдельно, а именно:

$$n_c = n - i \cdot \kappa \quad (2.71)$$

Здесь  $n$  - действительный показатель преломления, а  $\kappa$  - показатель поглощения.

Кроме того, из уравнения Гельмгольца (2.44) соотношение между комплексным волновым вектором  $\vec{k}_c$  и комплексным показателем преломления  $n_c$  имеет вид

$$k_c \equiv \omega^2 \cdot \epsilon_c \cdot \mu = n_c^2 \cdot k_0 \quad (2.72)$$

Поскольку волновой вектор является комплексной величиной, можно разделить его действительную и мнимую части следующим образом:

$$\vec{k}_c \equiv \vec{k} - i \cdot \vec{a} \quad (2.73)$$

где  $\vec{k}$  - действительный волновой вектор,  $\vec{a}$  - **вектор ослабления**. Соотношение между векторами  $\vec{k}$  и  $\vec{a}$ , а также оптической постоянной материальной среды  $n$  и  $\kappa$ , определяемыми из уравнения (2.72), позволяет записать следующее выражение

$$\vec{k}^2 - \vec{a}^2 = k_0^2 \cdot (n^2 - \kappa^2) \quad (2.74)$$

$$\vec{k} \cdot \vec{a} = k_0^2 \cdot n \cdot \kappa \quad (2.75)$$

С учетом этих определений, электрическое поле для плоской монохроматической волны в поглощающей среде будет иметь общую форму:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re}[\vec{E}_0 \cdot e^{i(\omega t - \vec{k}_c \cdot \vec{r})}] = \text{Re}[\vec{E}_0 \cdot e^{-\vec{a} \cdot \vec{r}} \cdot e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}] \quad (2.76)$$

Плоскости постоянной амплитуды определяются из условия  $\vec{a} \cdot \vec{r} = \text{const}$ , откуда следует их перпендикулярность вектору ослабления  $\vec{a}$ . Кроме того, плоскости равной фазы определяются из условия  $\vec{k} \cdot \vec{r} = \text{const}$ , поэтому фазовый фронт формируется плоскостью, перпендикулярной действительному

волновому вектору  $\vec{k}$ . В общем случае эти две плоскости не совпадают, тогда электромагнитная волна является **неоднородной**.

Однако в большинстве случаев распространения света в поглощающих средах векторы  $\vec{k}$  и  $\vec{a}$  являются параллельными, такая электромагнитная волна называется **однородной**. Для этого случая, векторы  $\vec{k}_c$ ,  $\vec{k}$  и  $\vec{a}$  связаны с оптической постоянной среды следующими простыми соотношениями:

$$\vec{k} = n \cdot \vec{k}_0 \quad (2.77)$$

$$\vec{a} = \kappa \cdot \vec{k}_0 \quad (2.78)$$

$$\vec{k}_c \equiv (n - i \cdot \kappa) \cdot \vec{k}_0 \quad (2.79)$$

а электрическое поле принимает вид:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re}[\vec{E}_0 \cdot e^{i(\omega t - n_c \cdot \vec{k}_0 \cdot \vec{r})}] = \text{Re}[\vec{E}_0 \cdot e^{-\kappa \cdot \vec{k}_0 \cdot \vec{r}} \cdot e^{i(\omega t - n \cdot \vec{k}_0 \cdot \vec{r})}] \quad (2.80)$$

Последнее выражение описывает волну, распространяющуюся в направлении вектора  $k_0$  с фазовой скоростью  $v=c/n$ , при этом амплитуда волны экспоненциально уменьшается в направлении распространения.

Важным фактором при распространении света в поглощающих средах является изменение интенсивности волны, для вычисления которой используются выражения (2.38) и (2.39), а также (2.80). Без потери общности предполагается, что распространение происходит вдоль оси  $z$ ; в этом случае, интенсивность имеет вид:

$$I(z) = \frac{1}{2 \cdot c \cdot \mu_0} \cdot |E_0|^2 \cdot e^{-2 \cdot \kappa \cdot k_0 \cdot z} \quad (2.81)$$

Если определить  $I_0$  как интенсивность волны в плоскости  $z=0$ , то:

$$I_0 = \frac{1}{2 \cdot c \cdot \mu_0} \cdot |E_0|^2 \quad (2.82)$$

а выражение для  $I(z)$  принимает более компактную форму:

$$I(z) = I_0 \cdot e^{-2 \cdot \kappa \cdot k_0 \cdot z} \quad (2.83)$$

Из этой формулы видно, что интенсивность волны уменьшается по экспоненциальному закону как функция дальности распространения.

В некоторых приложениях удобно ввести понятие **коэффициент поглощения**  $\alpha$ , определяемый как:

$$\alpha \equiv 2 \cdot \kappa \cdot k_0 = 2 \cdot \kappa \cdot \omega / c \quad (2.84)$$

Он имеет размерность  $m^{-1}$ . Таким образом, при прохождении поглощающей среды ослабление пучка света можно записать в виде:

$$I(z) = I_0 \cdot e^{-\alpha \cdot z} \quad (2.85)$$

При работе с оптическими волокнами или световодами пользуются понятием ослабление света в децибелах (дБ), которое связано с коэффициентом поглощения следующим соотношением:

$$1\text{dB} \equiv 10 \cdot \log_{10}(I_0 / I) = 4.3 \cdot \alpha \cdot d \quad (2.86)$$

где  $I/I_0$  представляет собой долю интенсивности света на расстоянии  $d$ .

В случае металлической среды, характеризуемой высокой удельной электропроводностью  $\sigma$  (по сравнению с  $\varepsilon \cdot \omega$ ), необходимо использовать полные волновые уравнения (2.20) и (2.21), которые включают член, соответствующий первой производной по времени электрического (и магнитного) полей. В случае монохроматических волн можно учесть удельную электропроводность как дополнительную составляющую диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon_G = \varepsilon - i \cdot \frac{\sigma}{\omega} \quad (2.87)$$

где комплексная величина  $\varepsilon_G$  является **обобщенной диэлектрической проницаемостью**. С учетом этого выражения можно преобразовать уравнение Гельмгольца к виду:

$$\nabla^2 U(\vec{r}) + k_c^2 \cdot U(\vec{r}) = 0 \quad (2.88)$$

Величина  $k_c$  в этом случае определяется как:

$$k_c = \omega^2 \cdot \varepsilon_G \cdot \mu = \omega^2 \cdot (\varepsilon - i \cdot \sigma / \omega) \cdot \mu = n_c^2 \cdot k_0 \quad (2.89)$$

Таким образом, металлическая среда эквивалентна поглощающей, обобщенная диэлектрическая проницаемость которой учитывает удельную электропроводность через уравнение (2.89).

В заключение важно заметить, что даже в полностью прозрачной диэлектрической среде ( $\kappa=0$ ), вектор ослабления  $\vec{a}$  может не иметь нулевого значения. Такая ситуация характерна для явления **полного внутреннего отражения**. Этот случай играет важную роль для описания и расчета рабочих характеристик устройств интегральной фотоники. Из (2.75) очевидно, что такое явление может иметь место, если векторы  $\vec{a}$  и  $\vec{k}$  перпендикулярны. Как было показано ранее, в этом случае наблюдается неоднородная волна, у которой плоскости равной амплитуды и равной фазы перпендикулярны.

## 2.2. Электромагнитные волны на границе планарного диэлектрика

### 2.2.1. Граничные условия

В предыдущем разделе было рассмотрено распространение электромагнитных волн в свободном пространстве или в материальной среде. Другим важным случаем является прохождение света из одной среды в другую. Ниже рассмотрено поведение плоской монохроматической волны, распространяющейся в однородной среде и проходящей во вторую однородную среду, отделенную от первой плоской границей. Установлено, что помимо существования волны во второй среде, падающая волна частично отражается на границе, давая начало отраженной волне. Уравнения, определяющие коэффициенты отражения и пропускания разделены на две группы. В первом случае, электрическое поле ЭМ волны имеет только параллельную составляющую относительно плоскости падения (магнитное поле перпендикулярно этой плоскости). Другая группа связана с ЭМ волнами, в которых вектор напряженности электрического поля имеет только перпендикулярную составляющую плоскости падения, поэтому вектор напряженности магнитного поля перпендикулярен этой плоскости. Эти два случая взаимно независимы и могут быть рассмотрены отдельно. Они формируют базу для вывода уравнения, определяющего отражение и преломление для любой плоской волны с произвольным состоянием поляризации.

Соотношения, связывающие между собой падающую, отраженную и преломленную волны, получаются при использовании адекватных граничных условий для полей на границе сред. Эти условия напрямую вытекают из уравнений Максвелла. Поскольку поля  $\vec{E}$ ,  $\vec{D}$ ,  $\vec{H}$  и  $\vec{B}$  зависимы, связаны уравнениями Максвелла и условием непрерывности среды, учитываться должны только некоторые из граничных условий.

Из (2.9) и (2.10) вытекает непрерывность нормальных составляющих полей  $\vec{D}$  и  $\vec{B}$  на поверхности раздела:

$$(\mathbf{D}^{\text{норм}})_{\text{Среда1}} = (\mathbf{D}^{\text{норм}})_{\text{Среда2}} \quad (2.90)$$

$$(\mathbf{B}^{\text{норм}})_{\text{Среда1}} = (\mathbf{B}^{\text{норм}})_{\text{Среда2}} \quad (2.91)$$

Кроме того, при использовании уравнений Максвелла (2.11) и (2.12) соответственно, условия непрерывности тангенциальных составляющих полей  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  имеют вид:

$$(\mathbf{E}^{\text{танг}})_{\text{Среда1}} = (\mathbf{E}^{\text{танг}})_{\text{Среда2}} \quad (2.92)$$

$$(\mathbf{H}^{\text{танг}})_{\text{Среда1}} = (\mathbf{H}^{\text{танг}})_{\text{Среда2}} \quad (2.93)$$

Пусть электромагнитная плоская монохроматическая волна, характеризующаяся угловой частотой  $\omega_i$  и волновым вектором  $\vec{k}_i$ , падает из однородной среды (1) на плоскую границу, отделяющую другую однородную среду (2). Диэлектрическая среда характеризуется оптическими постоянными  $(\epsilon_1, \mu_1)$  и  $(\epsilon_2, \mu_2)$ , где нижний индекс обозначает среду (1) или (2). Для изотропных и однородных сред в случае падающей, отраженной и переданной (или преломленной) волн вектора электрического поля принимают вид:

$$\vec{E}_i(\vec{r}, t) = E_i \cdot e^{i(\omega_i t - \vec{k}_i \cdot \vec{r})} \quad (2.94)$$

$$\vec{E}_r(\vec{r}, t) = E_r \cdot e^{i(\omega_r t - \vec{k}_r \cdot \vec{r})} \quad (2.95)$$

$$\vec{E}_t(\vec{r}, t) = E_t \cdot e^{i(\omega_t t - \vec{k}_t \cdot \vec{r})} \quad (2.96)$$

где  $\vec{k}_r$  и  $\vec{k}_t$  - волновые векторы отраженной и преломленной волн, и  $\omega_r$  и  $\omega_t$  - их соответствующие угловые частоты. Вектора  $E_i$ ,  $E_r$  и  $E_t$  представляют собой комплексные амплитуды электрического поля падающей, отраженной и преломленной волн, соответственно; они независимы от времени и координаты. Вектора магнитных полей, связанные с каждой волной, имеют подобные выражения, и выводятся из (2.51).

С использованием условия непрерывности тангенциальной составляющей электрического поля, равенство (2.92) и выражения для электрических полей преобразуются к виду:

$$|\mathbf{E}_i(\vec{r}, t) + \mathbf{E}_r(\vec{r}, t)|^{\text{танг}} = |\mathbf{E}_t(\vec{r}, t)|^{\text{танг}} \quad (2.97)$$

Если учесть, что волны являются плоскими монохроматическими, получается:

$$\left| E_i \cdot e^{i(\omega_i t - \vec{k}_i \cdot \vec{r})} + E_r \cdot e^{i(\omega_r t - \vec{k}_r \cdot \vec{r})} \right|^{\text{танг}} = \left| E_t \cdot e^{i(\omega_t t - \vec{k}_t \cdot \vec{r})} \right|^{\text{танг}} \quad (2.98)$$

Поскольку это соотношение должно быть справедливо в любой момент времени, то:

$$\omega_i = \omega_r = \omega_t \quad (2.99)$$

Откуда видно, что частоты отраженной и преломленной волн равны частоте падающей волны.

Кроме того, выражение (2.98) должно быть справедливо для любой точки на границе. Если начало координат  $O$  выбрано на границе, а оси  $x$  - в нормальном направлении к поверхности раздела, то радиус-вектор  $\vec{r}$

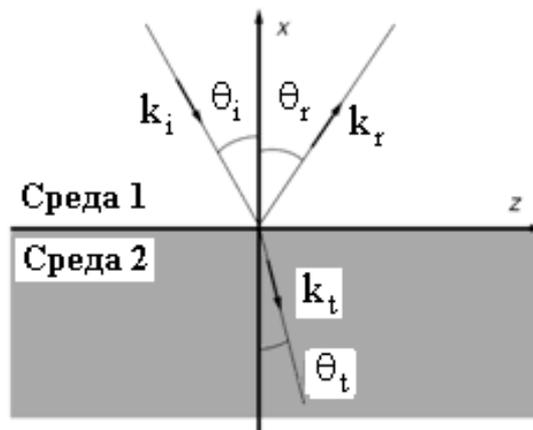
располагается в этой плоскости. Тогда, пространственно-зависимая часть экспонент в (2.98) на границе имеет вид (при  $x=0$ ):

$$k_{iy} \cdot y + k_{iz} \cdot z = k_{ry} \cdot y + k_{rz} \cdot z = k_{ty} \cdot y + k_{tz} \cdot z \quad (2.100)$$

Этот результат показывает равенство тангенциальных составляющих волновых векторов для падающей, отраженной и преломленной волн:

$$[\vec{k}_i]^T = [\vec{k}_r]^T = [\vec{k}_t]^T \quad (2.101)$$

Другими словами, на поверхности раздела может наблюдаться изменение только перпендикулярной составляющей волновых векторов. Таким образом, вектора  $\vec{k}_r$  и  $\vec{k}_t$  располагаются в плоскости, определенной вектором  $\vec{k}_i$  и нормалью к границе. Эта плоскость перпендикулярна плоскости, отделяющей обе среды; она называется плоскостью падения, и все волновые вектора лежат в ней.



*Рис.2.3. Схема изучения, отражение и преломления монохроматической плоской волны, падающей из среды (1) в среду (2)*

Выбор в качестве плоскости падения  $x$ - $z$  плоскости упрощает формулы, как показано на рис.2.3: в этом случае  $y$  составляющая волновых векторов равна нулю и соотношение (2.100) принимает вид:

$$k_{iz} = k_{rz} = k_{tz} \quad (2.102)$$

Если ввести угол падения  $\theta_i$ , угол отражения  $\theta_r$  и угол преломления  $\theta_t$  (рис.2.3), вышеупомянутое уравнение преобразуется к виду:

$$k_i \cdot \sin \theta_i = k_r \cdot \sin \theta_r = k_t \cdot \sin \theta_t \quad (2.103)$$

Поскольку электрические поля, задаваемые (2.94)-(2.96), являются решениями волнового уравнения, модуль волновых векторов записывается как:

$$k_i = \omega \cdot (\epsilon_1 \cdot \mu_1)^{1/2} = k_r \quad (2.104)$$

$$k_t = \omega \cdot (\epsilon_2 \cdot \mu_2)^{1/2} \quad (2.105)$$

Из (2.103) и (2.104) можно получить:

$$\theta_i = \theta_r \quad (2.106)$$

это условие показывает, что угол отражения равен углу падения, и известно как **закон отражения**. Уравнение (2.103), связывающее преломленную и падающую волны, преобразуется к виду:

$$k_i \cdot \sin \theta_i = k_t \cdot \sin \theta_t \quad (2.107)$$

Последнее уравнение является математическим выражением для **закона преломления**. Если материалы этих двух однородных сред являются немагнитными ( $\mu_1 \approx \mu_2 \approx \mu_0$ ) и не поглощающими (действительные показатели преломления), то:

$$(\epsilon_1 / \epsilon_0)^{1/2} = (\epsilon_{r1})^{1/2} = n_1 \quad (2.108)$$

$$(\epsilon_2 / \epsilon_0)^{1/2} = (\epsilon_{r2})^{1/2} = n_2 \quad (2.109)$$

и в этом случае (2.107) принимает знакомую форму:

$$n_1 \cdot \sin \theta_i = n_2 \cdot \sin \theta_t \quad (2.110)$$

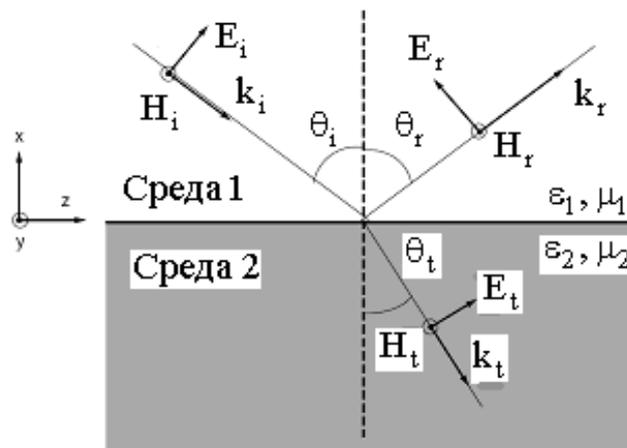
Это выражение является известным **законом Снеллиуса** для диэлектриков. В случае поглощающих сред уравнение (2.102) справедливо и используется для получения преломленной волны. В самом общем случае, это является началом неоднородной преломленной волны.

### 2.2.2. Коэффициенты отражения и пропускания: отражательная способность и прозрачность

В этом разделе приведены соотношения между интенсивностями электрического поля для падающей, отраженной и преломленной волн. С этой целью использованы соответствующие граничные условия (2.90) - (2.93), выполняемые для полей на границе. Ниже рассмотрены два основных типа линейно поляризованных падающих волн. В первом случае электромагнитная волна связана с вектором электрического поля, лежащим в плоскости падения; во втором - вектор электрического поля перпендикулярен этой плоскости. В общем случае падающей волны с произвольным состоянием поляризации процедура должна быть выполнена для двух основных поляризаций; их обработка осуществляется отдельно, и электрическое поле восстанавливается путем суммирования двух взаимно ортогональных составляющих. При соответствующих граничных условиях видно, что, если электрическое поле

волны параллельно плоскости падения, то поля отраженной и преломленной волн будут также лежать в этой плоскости. В то же время, если электрическое поле, связанное с падающей волной будет перпендикулярно плоскости падения, то электрические поля отраженной и преломленной волн также будут перпендикулярны плоскости падения.

На рис.2.4. показан случай, когда вектор электрического поля, связанный с падающей плоской монохроматической волной, лежит в плоскости падения (x-z плоскость).



*Рис.2.4. Отражение и преломление плоской волны на границе двух диэлектрических сред ( для падающей (i), отраженной (r) и преломленной волн (t))*

Поскольку волновой вектор находится также в этой плоскости, а вектор магнитного поля перпендикулярен этим векторам, вектор магнитного поля должен быть перпендикулярен плоскости падения. Поэтому поле называется поперечным падающим магнитным (ТМ падением). Тогда электрическое и магнитное поля имеют вид:

$$\vec{E}_i \equiv \vec{E}_i^{\parallel} \equiv [\vec{E}_{ix}, 0, \vec{E}_{iz}] \quad (2.111)$$

$$\vec{H}_i \equiv \vec{H}_i^{\perp} \equiv [0, \vec{H}_{iy}, 0] \quad (2.112)$$

где  $\parallel$  и  $\perp$  обозначают параллельность и перпендикулярность векторов плоскости падения, соответственно. Вектор электрического поля параллелен плоскости падения, вследствие этого ТМ падение также называют **параллельным падением**. Использование условия (2.92) непрерывности тангенциальной составляющей электрического поля на границе приводит к выражению:

$$\vec{E}_{iz} + \vec{E}_{rz} = \vec{E}_{tz} \quad (2.113)$$

С учетом выражений для углов падения, отражения и преломления и используя схему (рис.2.4), можно записать:

$$\begin{aligned} & \left[ E_i \cdot e^{i(\omega_i t - \vec{k}_i \cdot \vec{r})} \cdot \cos \theta_i - E_r \cdot e^{i(\omega_r t - \vec{k}_r \cdot \vec{r})} \cdot \cos \theta_r \right]_{x=0} = \\ & = \left[ E_t \cdot e^{i(\omega_t t - \vec{k}_t \cdot \vec{r})} \cdot \cos \theta_t \right]_{x=0} \end{aligned} \quad (2.114)$$

На границе при  $x=0$  временные и пространственные зависимости показательных функций равны между собой, тогда:

$$E_i \cdot \cos \theta_i - E_r \cdot \cos \theta_r = E_t \cdot \cos \theta_t \quad (2.115)$$

Кроме того, условие непрерывности нормальной составляющей вектора диэлектрического смещения (2.90) имеет вид:

$$\vec{D}_{ix} + \vec{D}_{rx} = \vec{D}_{tx} \quad (2.116)$$

С учетом (2.13), можно выразить это соотношение в функции электрических полей:

$$\varepsilon_1 \cdot E_i \cdot \cos \theta_i + \varepsilon_1 \cdot E_r \cdot \cos \theta_r = \varepsilon_2 \cdot E_t \cdot \cos \theta_t \quad (2.117)$$

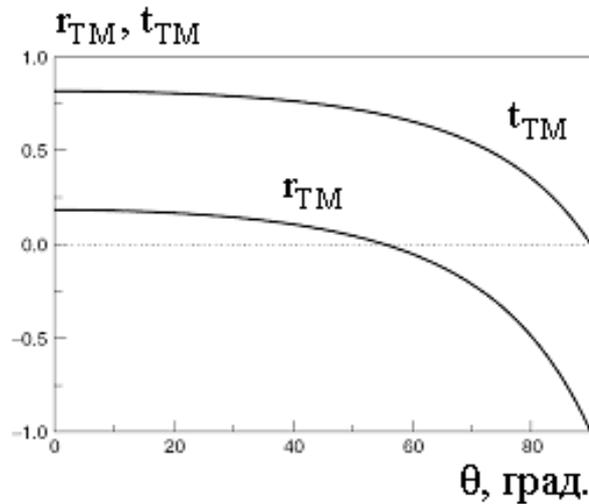
Объединяя условия (2.115) и (2.117), можно получить следующее выражение для соотношения между амплитудами электрических полей отраженной и падающей волн:

$$r_{TM} \equiv \frac{E_r}{E_i} = \frac{n_2 \cdot \cos \theta_i - n_1 \cdot \cos \theta_t}{n_2 \cdot \cos \theta_i + n_1 \cdot \cos \theta_t} \quad (2.118)$$

где  $r_{TM}$  - коэффициент отражения для параллельной поляризации. Аналогично, зависимость между амплитудами преломленной и падающей волн имеет вид:

$$t_{TM} \equiv \frac{E_t}{E_i} = \frac{2 \cdot n_1 \cdot \cos \theta_i}{n_1 \cdot \cos \theta_t + n_2 \cdot \cos \theta_i} \quad (2.119)$$

Здесь  $t_{TM}$  - коэффициент пропускания для параллельной поляризации. На рис.2.5 показаны зависимости  $r_{TM}$  и  $t_{TM}$  в функции угла падения для случая воздух-кварц ( $n_1=1.00$ ,  $n_2=1.45$ ). В рассмотренном варианте коэффициенты  $r_{TM}$  и  $t_{TM}$  выбраны действительными, но в общем  $r_{TM}$  и  $t_{TM}$  могут быть комплексными величинами.



*Рис.2.5. Коэффициенты отражение и пропускания для ТМ падения (параллельной поляризации) в случае воздух-кварц*

Несмотря на то, что коэффициенты отражения и пропускания позволяют установить связь между амплитудой электрического поля падающей, отраженной и преломленной волн, во многих случаях используется более важный параметр - доля отражаемой и преломляемой на границе энергии падающего излучения. Она определяется через отражательную способность и прозрачность. **Отражательная способность R** - отношение отраженной энергии в единицу времени на единичном участке к энергии падающего потока в единицу времени на том же самом участке границы. Аналогично, **прозрачность T** определяется как отношение преломленной энергии в единицу времени на единичном участке к энергии падающего потока за то же время на том же участке. Эти потоки энергии связаны с составляющей вектора Умова-Пойнтинга, перпендикулярной плоскости границы, как показано на рис.2.3. В соответствии с вышесказанным, выражения для отражательной способности и прозрачности принимают вид:

$$R = \frac{\left| \langle \mathbf{S}_{i \text{ } \partial\partial} \cdot \mathbf{d} \cdot \mathbf{a} \rangle \right|}{\left| \langle \mathbf{S}_{i \text{ } \partial\partial} \cdot \mathbf{d} \cdot \mathbf{a} \rangle \right|} = \frac{\left| \langle (\mathbf{S}_{i \text{ } \partial\partial})_x \rangle \right|}{\left| \langle (\mathbf{S}_{i \text{ } \partial\partial})_x \rangle \right|} \quad (2.120)$$

$$T = \frac{\left| \langle \mathbf{S}_{i \text{ } \partial\partial\partial} \cdot \mathbf{d} \cdot \mathbf{a} \rangle \right|}{\left| \langle \mathbf{S}_{i \text{ } \partial\partial} \cdot \mathbf{d} \cdot \mathbf{a} \rangle \right|} = \frac{\left| \langle (\mathbf{S}_{i \text{ } \partial\partial\partial})_x \rangle \right|}{\left| \langle (\mathbf{S}_{i \text{ } \partial\partial})_x \rangle \right|} \quad (2.121)$$

где  $\mathbf{S}_{\text{пад}}$ ,  $\mathbf{S}_{\text{отр}}$  и  $\mathbf{S}_{\text{прел}}$  являются векторами Умова-Пойнтинга, связанными с падающей, отраженной и преломленной волнами, а  $\mathbf{d} \cdot \mathbf{a}$  - единичный участок границы.

С учетом определения вектора Умова-Пойнтинга из выражения (2.30) и

усреднения по времени функции косинуса, возведенного в квадрат, можно получить:

$$\langle S_x \rangle = \left\langle \vec{E}_x \cdot \vec{H}_x \right\rangle = \frac{1}{2} \cdot (k \cdot \omega \cdot \mu) \cdot |E|^2 \cdot \cos \theta \quad (2.122)$$

где  $\theta$  - угол между векторным произведением  $\vec{E} \times \vec{H}$  (волновым вектором  $\vec{k}$ ) и осью x. Объединение выражений (2.122) и (2.120) позволяет получить значение отражательной способности для ТМ падения:

$$R_{TM} = \frac{(1/2) \cdot (\epsilon_1 / \mu_1)^{1/2} \cdot |E_r|^2 \cdot \cos \theta_r}{(1/2) \cdot (\epsilon_1 / \mu_1)^{1/2} \cdot |E_i|^2 \cdot \cos \theta_i} = \left| \frac{E_r}{E_i} \right|^2 = |r_{TM}|^2 \quad (2.123)$$

или с учетом углов падения и преломления можно записать:

$$R_{TM} = \left( \frac{n_2 \cdot \cos \theta_i - n_1 \cdot \cos \theta_t}{n_2 \cdot \cos \theta_i + n_1 \cdot \cos \theta_t} \right)^2 \quad (2.124)$$

Аналогично, зависимость прозрачности от показателя преломления, углов падения и преломления имеет вид:

$$T_{TM} = \frac{4 \cdot n_1 \cdot n_2 \cdot \cos \theta_i \cdot \cos \theta_t}{(n_2 \cdot \cos \theta_i + n_1 \cdot \cos \theta_t)^2} \quad (2.125)$$

Кроме того, из (2.124) и (2.125) можно получить:

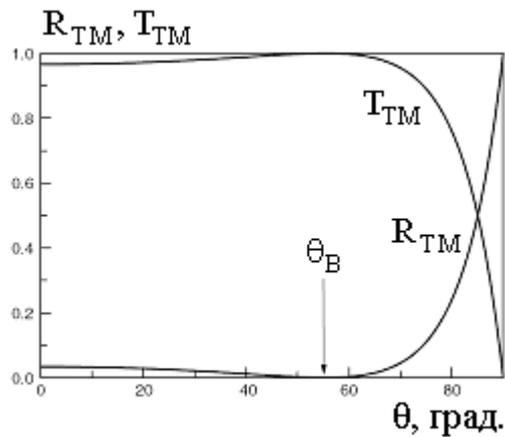
$$R_{TM} + T_{TM} = 1 \quad (2.126)$$

Это выражение иллюстрирует закон сохранения электромагнитной энергии для падающей, отраженной и преломленной волн на границе.

Из (2.124) следует, что коэффициент отражения обращается в нуль при выполнении условия  $n_2 \cdot \cos \theta_i = n_1 \cdot \cos \theta_t$ . В случае двух оптически эквивалентных ( $n_1 = n_2$ ) сред, существует другое интересное состояние при  $R_{TM} = 0$ . Использование закона Снеллиуса с учетом (2.124) позволяет установить, что коэффициент отражения равен нулю, если для угла падения выполняется условие:

$$\operatorname{tg} \theta_i = n_2 / n_1 \quad (2.127)$$

Угол, для которого  $R_{TM} = 0$ , называется **углом Брюстера**  $\theta_B$  или углом поляризации, поскольку отраженная волна линейно поляризована относительно падающей волны с произвольным состоянием поляризации. На рис.2.6 показаны коэффициенты отражения и пропускания для случая воздух-кварц ( $n_1 = 1,00$ ,  $n_2 = 1,45$ ). Для угла падения  $\theta_i = \theta_B = 55,4^\circ$  отражение равно нулю.



*Рис.2.6. Отражение и прозрачность при ТМ падении для случая воздух-кварц*

В случае нормального падения ( $\theta_i=0$ ), формула для коэффициента отражения упрощается:

$$R = \left( \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \quad (2.128)$$

Здесь опущен ТМ индекс, поскольку для нормального падения не существует различия между параллельной и перпендикулярной составляющей.

Для случая воздух-стекло при нормальном падении  $R \approx 5\%$ , что является относительно низким значением. Однако, для материалов с более высокими показателями преломления (например,  $\text{LiNbO}_3$ ,  $n \approx 2,2$ ; арсенид галлия,  $n \approx 3,4$ ), при нормальном падении коэффициент отражения достаточно велик ( $R(\text{LiNbO}_3) \approx 14\%$ ,  $R(\text{арсенид галлия}) \approx 30\%$ ). Этот факт часто используется для отражающих зеркал в некоторых устройствах интегральной фотоники (измерение потерь при распространении методом Фабри-Перо, организация обратной связи в интегральных волноводных лазерах и др.).

В случае **поперечного электрического падения (ТЕ падения)** вектор электрического поля падающей волны перпендикулярен плоскости падения. На рис.2.7 показан этот случай, когда вектора электрического поля перпендикулярны плоскости падения, а вектора магнитного поля лежат в этой плоскости.

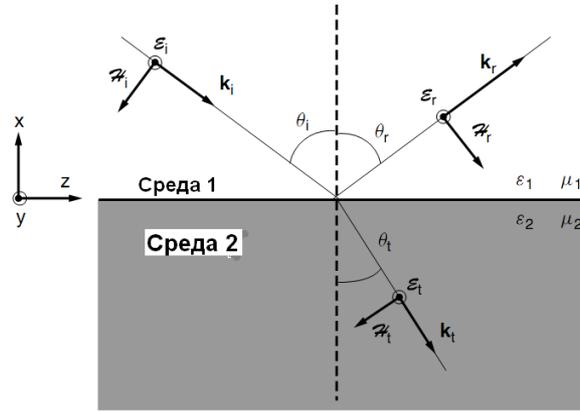


Рис.2.7. Отражение и преломление плоской волны для случая ТЕ падения (перпендикулярная поляризация)

С учетом системы координат (рис.2.7) вектора электрического и магнитного полей, связанные с падающей волной, имеют вид:

$$\vec{E}_i \equiv \vec{E}_i^\perp \equiv [0, \vec{E}_{iy}, 0] \quad (2.129)$$

$$\vec{H}_i \equiv \vec{H}_i^{\parallel} \equiv [\vec{H}_{ix}, 0, \vec{H}_{iz}] \quad (2.130)$$

Условие непрерывности тангенциальной составляющей электрического поля на границе (2.92) в этом случае записывается как:

$$E_{iy} + E_{ry} = E_{ty} \quad (2.131)$$

Для нахождения коэффициентов отражения и пропускания следует найти второе соотношение между амплитудами электрических полей. Оно получается из условия непрерывности тангенциальной составляющей вектора магнитного поля (2.93) на границе:

$$H_{iz} + H_{rz} = H_{tz} \quad (2.132)$$

Уравнение (2.51) определяет связь между векторами магнитного и электрического полей. После ряда преобразований, граничное условие (2.132) принимает вид:

$$k_{ix} \cdot (E_{iy} - E_{ry}) = k_{tx} \cdot E_{ty} \quad (2.133)$$

Совместное решение уравнений (2.131) и (2.133), позволяет найти коэффициенты отражения и пропускания для ТЕ падения в функции волновых векторов:

$$r_{TE} \equiv \frac{E_r}{E_i} = \frac{k_{ix} - k_{tx}}{k_{ix} + k_{tx}} \quad (2.134)$$

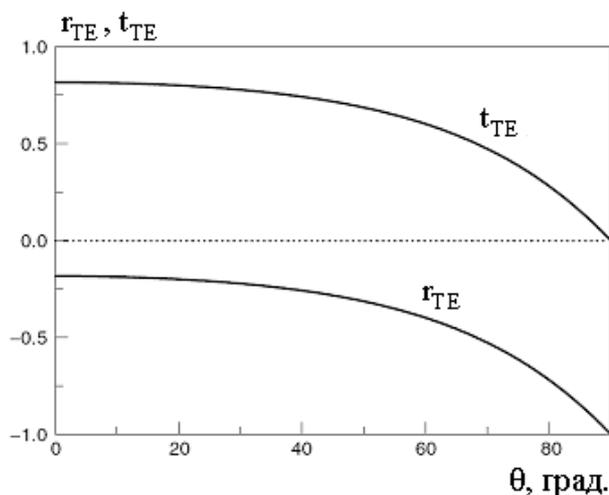
$$t_{TE} \equiv \frac{E_t}{E_i} = \frac{2 \cdot k_{ix}}{k_{ix} + k_{tx}} \quad (2.135)$$

С использованием закона Снеллиуса эти коэффициенты можно записать как функции углов падения и преломления и показателей преломления двух сред:

$$r_{TE} = \frac{n_1 \cdot \cos \theta_i - n_2 \cdot \cos \theta_t}{n_1 \cdot \cos \theta_i + n_2 \cdot \cos \theta_t} \quad (2.136)$$

$$t_{TE} = \frac{2 \cdot n_1 \cdot \cos \theta_i}{n_1 \cdot \cos \theta_i + n_2 \cdot \cos \theta_t} \quad (2.137)$$

На рис.2.8 показаны коэффициенты отражения и пропускания в функции угла падения на границе воздух-кварц для ТЕ падения; оба коэффициента действительны во всем диапазоне углов падения. Коэффициент пропускания является действительной величиной. Это означает, что направление вектора электрического поля преломленной волны совпадает с направлением падающей волны. Напротив, вектор электрического поля отраженной волны изменяет свое направление на противоположное относительно падающей волны, что соответствует разности фаз  $\pi$  в отраженной волне.



**Рис.2.8. Коэффициенты отражения и пропускания для ТЕ падения на границе воздух-кварц**

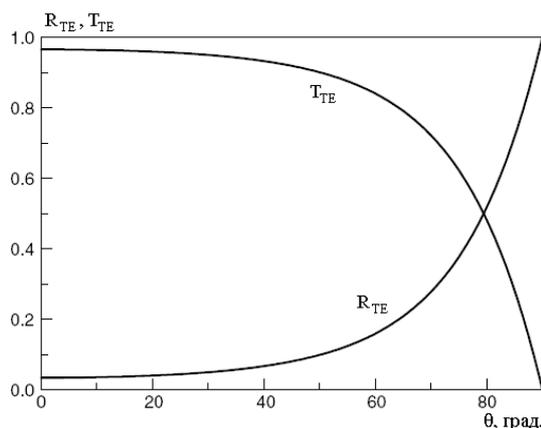
Аналогично, для ТМ падения отражательная способность и прозрачность имеют вид:

$$R_{TE} = \left( \frac{n_1 \cdot \cos \theta_i - n_2 \cdot \cos \theta_t}{n_1 \cdot \cos \theta_i + n_2 \cdot \cos \theta_t} \right)^2 \quad (2.138)$$

$$R_{TE} = \left( \frac{n_1 \cdot \cos \theta_i - n_2 \cdot \cos \theta_t}{n_1 \cdot \cos \theta_i + n_2 \cdot \cos \theta_t} \right)^2 \quad (2.139)$$

Кривые отражательной способности и прозрачности ТЕ поляризованной

падающей волны на границе воздух-кварц приведены на рис.2.9.



*Рис.2.9. Коэффициенты отражение и пропускания для TE падения на границе воздух-кварц*

В отличие от ТМ, в случае ТЕ поляризации отражательная способность является монотонно возрастающей функцией угла падения. Если луч неполяризованного света падает под углом  $\theta_B$ , то на границе отражается только ТЕ составляющая излучения. Таким образом, отраженная волна имеет линейную поляризацию, а вектор электрического поля перпендикулярен плоскости падения. Поэтому угол Брюстера также называется углом поляризации; это явление используется для проектирования поляризационных приборов и устройств.

### 2.2.3. Полное внутреннее отражение

Значения отражательной способности и прозрачности для случая ТМ или ТЕ падения были получены для случая прохождения света из менее плотной (1) в более плотную среду (2) (т.е. показатель преломления среды (1) меньше показателя преломления среды (2),  $n_1 < n_2$ ). Этот случай называется **обычным падением** (см. формулы(2.110), (2.137), (2.138)). Закон Снеллиуса (2.110) для  $n_1 < n_2$  определяет условие существования угла преломления вне зависимости от угла падения  $\theta_i$ ; т.е. преломленный угол  $\theta_t$  всегда является вещественным числом.

Напротив, если плоская волна падает из более плотной среды на границу с менее плотной средой ( $n_1 > n_2$ , **жесткое падение**), для определенного диапазона углов падения уже не могут быть применены формулы нахождения R и T. Для случая  $n_1 > n_2$  существует угол падения  $\theta_i$ , при котором угол преломления  $\theta_t$  принимает значение  $\pi/2$ . Он называется критическим углом  $\theta_c$ , а его значение,

вычисленное по закону Снеллиуса, равно:

$$\theta_c \equiv \sin^{-1}(n_2/n_1) \quad (2.140)$$

Для углов падения выше критического синус угла преломления достигает значений, превышающих 1. В этом случае, согласно закону Снеллиуса угол преломления уже не является вещественным числом. Однако это не подразумевает, что в среде (2) нет преломленной волны.

Для вычисления отражательной способности жесткого падения необходимо оценить величину  $\cos(\theta_t)$ , входящую в формулы для коэффициентов отражения и пропускания. По закону Снеллиуса можно записать:

$$\cos \theta_t = -(1 - \sin^2 \theta_t)^{1/2} \quad (2.141)$$

где отрицательный знак перед квадратичным корнем введен для правильного физического описания электрического поля преломленной волны. С учетом того, что теперь  $\sin(\theta_t) > 1$ , последняя формула преобразуется к виду:

$$\cos \theta_t = -i \cdot (\sin^2 \theta_t - 1)^{1/2} = -i \cdot B \quad (2.142)$$

где величина  $B$  определяется как вещественное число:

$$B \equiv (\sin^2 \theta_t - 1)^{1/2} = (n_1^2 \sin^2 \theta_t / n_2^2 - 1)^{1/2} \quad (2.143)$$

С учетом определения величины  $B$  получаются следующие выражения для коэффициентов отражения и пропускания при ТМ и ТЕ падении:

$$r_{TM} = \frac{n_2 \cdot \cos \theta_i + i \cdot n_1 \cdot B}{n_2 \cdot \cos \theta_i - i \cdot n_1 \cdot B} = \frac{z_{TM}}{z_{TE}^*} = e^{i\phi_{TM}} \quad (2.144)$$

$$r_{TE} = \frac{n_1 \cdot \cos \theta_i + i \cdot n_2 \cdot B}{n_1 \cdot \cos \theta_i - i \cdot n_2 \cdot B} = \frac{z_{TE}}{z_{TM}^*} = e^{i\phi_{TE}} \quad (2.145)$$

Здесь коэффициенты отражения выражены как отношения между комплексным числом  $z$  и его сопряженным  $z^*$ ; таким образом, модуль обоих коэффициентов отражения равен 1. Поэтому значения коэффициента отражения для ТМ и ТЕ поляризации равны 1:

$$|r_{TM}| = 1, \quad R_{TM} = 1 \quad (2.146)$$

$$|r_{TE}| = 1, \quad R_{TE} = 1 \quad (2.147)$$

Здесь использованы уравнения (2.123) и  $R_{TE} = |r_{TE}|^2$  для перпендикулярной поляризации.

Сдвиг фаз отраженных волн,  $\phi_{TM}$  и  $\phi_{TE}$  в уравнениях (2.144) и (2.145) вычисляется с использованием следующих выражений:

$$\operatorname{tg}(\phi_{\text{TM}}/2) = n_1 \cdot B/n_2 \cdot \cos \theta_i \quad (2.148)$$

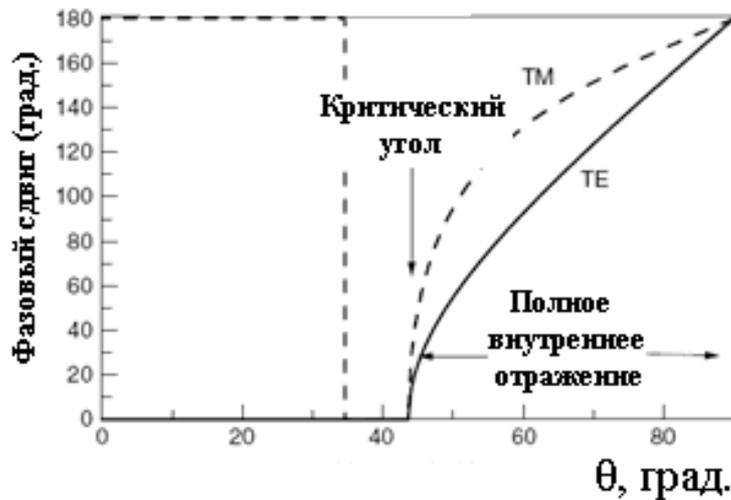
$$\operatorname{tg}(\phi_{\text{TE}}/2) = n_2 \cdot B/n_1 \cdot \cos \theta_i \quad (2.149)$$

При нахождении условия распространения света в планарных световодах существенное значение имеют величины сдвигов фаз  $\phi_{\text{TE}}$  и  $\phi_{\text{TM}}$ . Это условие является основным при вычислении распространения мод. Кривые сдвигов фаз представлены на рис.2.10 для случая полного внутреннего отражения на границе воздух-кварц ( $n_1=1,45$ ,  $n_2=1,00$ ). Для углов, меньших критического, сдвиги фаз равны 0 или  $\pi$ , но для углов падения, больших критического, сдвиг фаз является монотонно возрастающей функцией угла.

Чтобы получить полное выражение волны во второй среде  $x$  и  $z$ , составляющие волнового вектора для преломленной волны удобнее записать в виде:

$$k_{\text{tx}} = -k_t \cdot \cos \theta_t = -k_0 \cdot n_2 \cdot \cos \theta_t = i \cdot k_0 \cdot n_2 \cdot B \quad (2.150)$$

$$k_{\text{tz}} = k_{\text{iz}} = k_0 \cdot n_1 \cdot \sin \theta_i \quad (2.151)$$



*Рис.2.10. Сдвиг фаз отраженных волн для TM и TE падения, вызванный эффектом полного внутреннего отражения на границе воздух-кварц*

С использованием определения комплексного волнового вектора из уравнения (2.73), действительный волновой вектор  $\vec{k}_t$  и вектор ослабления преломленной волны  $\vec{a}_t$  принимают вид:

$$\vec{k}_t = [0, 0, k_0 \cdot n_1 \cdot \sin \theta_i] \quad (2.152)$$

$$\vec{a}_t = [k_0 \cdot n_2 \cdot B, 0, 0] \quad (2.153)$$

показывая, что вектора  $\vec{k}_t$  и  $\vec{a}_t$  взаимно перпендикулярны. Это соответствует случаю неоднородной волны (см. раздел 2.1.6). С учетом (2.80) электрическое

поле, связанное с преломленной волной имеет вид:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re} \left\{ \vec{E}_0 \cdot e^{-a_t \cdot \vec{r}} \cdot e^{i(\omega t - \vec{k}_t \cdot \vec{r})} \right\} = \text{Re} \left\{ \vec{E}_0 \cdot e^{k_0 \cdot n_2 \cdot B \cdot x} \cdot e^{i(\omega t - k_0 \cdot n_1 \cdot \sin \theta_1 \cdot z)} \right\} \quad (2.154)$$

Из последнего выражения следует, что во второй среде существует ЭМ волна, распространяющаяся вдоль границы (ось  $z$ ) и уменьшающаяся в направлении, перпендикулярном границе (ось  $x$  при  $x < 0$ ). Распространение вдоль оси  $z$  не зависит от среды (2), поскольку оно зависит от  $k_0 \cdot n_1 \cdot \sin(\theta_1)$ . Амплитуда электрического поля в среде (2) уменьшается по экспоненте в зависимости от  $x$  на границе раздела. Волна в среде (2) экспоненциально затухает по мере удаления от границы. Глубина проникновения определяется как расстояние от границы, при котором электрическое поле уменьшается в  $e$  раз:

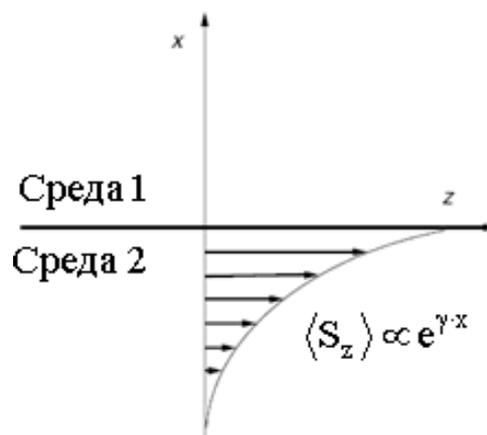
$$x_{1/e} = 1/a_t = 1/(k_0 \cdot n_2 B) \approx 1/k_0 \cdot n_2 = \lambda_0 / 2 \cdot \pi \cdot n_2 \quad (2.155)$$

Последний результат получен в предположении, что  $B \approx 1$ ; это означает, что электрическое поле проникает в среду (2) приблизительно на глубину одной десятой длины волны.

Несмотря на то, что преломленная волна, задаваемая выражением (2.154), существует в среде (2), поток энергии в направлении оси  $x$  отсутствует. Таким образом, свет полностью отражается от границы раздела (хотя на практике малая доля его все же проникает в среду (2)):

$$\langle S_x \rangle = \langle \vec{E}_y \cdot \vec{H}_z \rangle = 0 \quad (2.156)$$

В отличие от вышеописанного процесса распространения света, в направлении оси  $z$  существует поток энергии, параллельный границе раздела двух сред, как показано на рис.2.11.



**Рис.2.11. Проникновение недолговечной волны в среду (2); угол падения плоской волны из среды (1) превышает критический угол**

В случае TE падения, z-составляющая энергетического потока в среде (2) имеет вид:

$$\langle S_z \rangle = \langle -\vec{E}_y \cdot \vec{H}_z \rangle = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot \frac{n_1 \cdot \sin \theta_i}{2 \cdot n_2^2} \cdot |t_{TE}|^2 \cdot E_1^2 \cdot e^{2 \cdot k_0 \cdot n_2 \cdot B \cdot x} \quad (2.157)$$

Явление полного внутреннего отражения является базовым механизмом распространения излучения в волноводе, однако в реальных случаях излучение может выходить в окружающую среду на границах. Этот факт используется для соединения волноводов, создания волноводных преобразователей и т.д., и является одним из главных факторов модовой связи.

## ГЛАВА 3. ЗАДАЧИ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ФОТОНИКИ

### 3.1. Основы вычислительной фотоники

В основе разработки современных интегрально-оптических волноводных устройств лежит **вычислительная фотоника**. Вычислительная фотоника связана с исследованием новых механизмов работы интегрально-оптических устройств, разработкой новых и отработкой существующих технологий, интеграцией компонентов. Развитие вычислительной фотоники связано с увеличением пропускной способности систем коммуникации и систем сбора и передачи информации, а также повышением требований к компонентам в интегрально-оптических волноводных системах. Вычислительная фотоника основана на использовании программ и модулей различной сложности с целью оптимизации соотношения между эффективностью расчета и сложностью модели при оптимизации параметров устройств.

Задачи вычислительной фотоники можно разделить на три главных категории, как показано на рис.3.1.

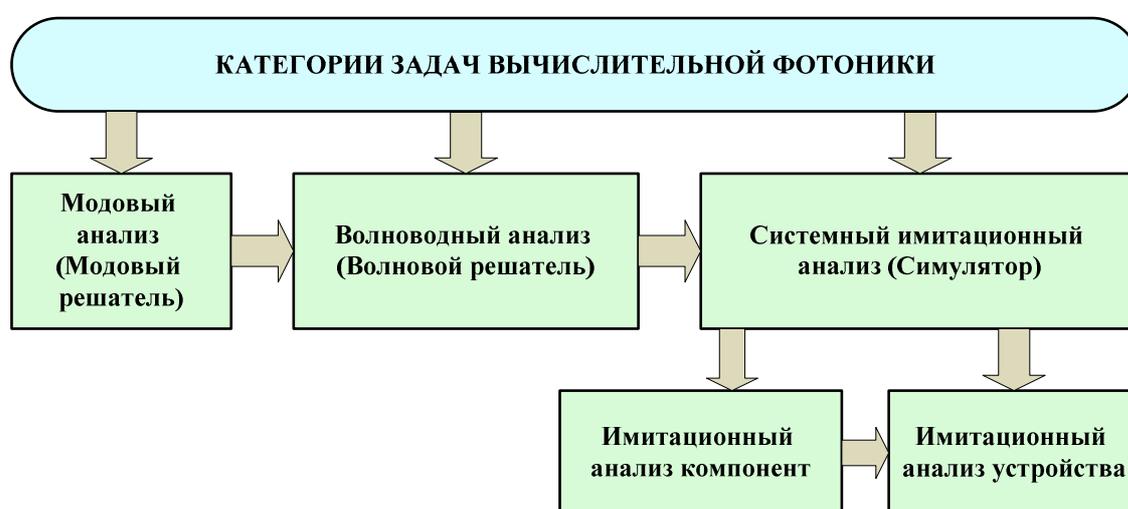


Рис.3.1. Основные задачи вычислительной фотоники

**Модальный анализ (модовый решатель)** включает следующие задачи: оценка количества мод, постоянной распространения или эффективного показатель преломления моды; оценка распределения электрического или магнитного поля отдельных мод (профиля моды); расчет ближнего и дальнего поля; оценка коэффициента ограничения (confinement factor), потерь на неоднородностях и изгибах волновода.

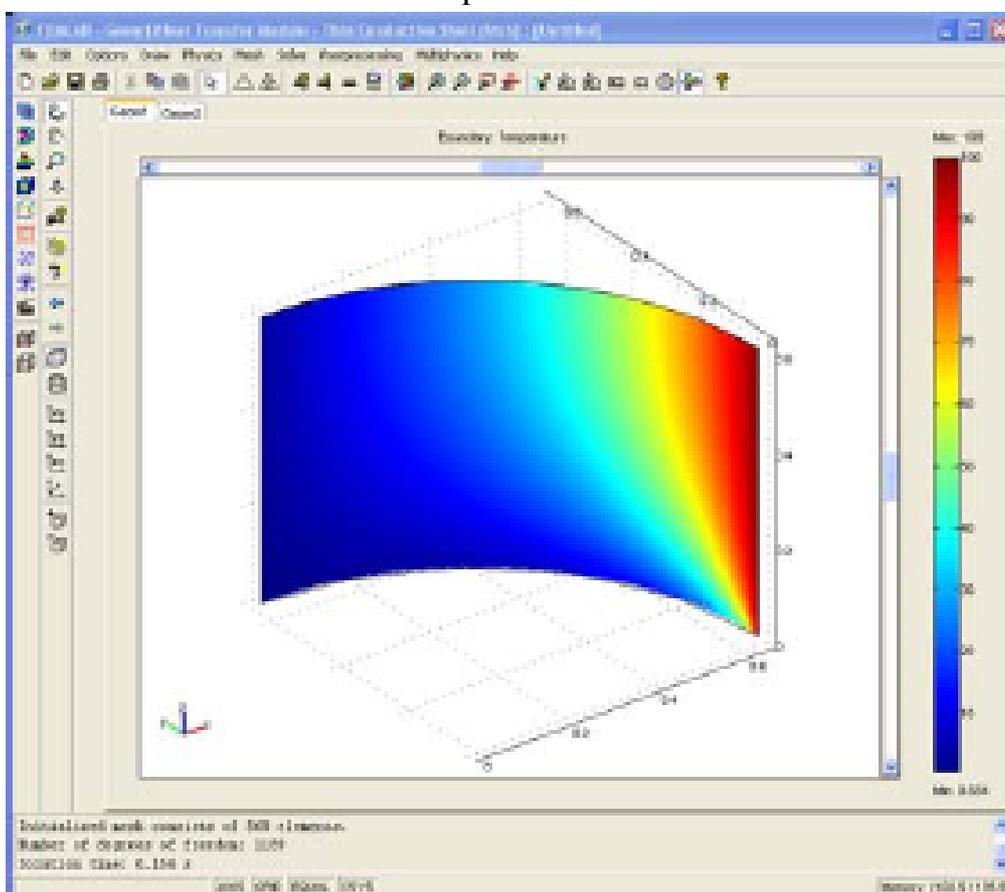
Для ограниченного числа идеальных, простых конфигураций волновода, моды и соответствующие постоянные распространения могут быть найдены аналитически. Однако для большинства реальных волноводов используется численное моделирование. Даже волноводы с относительно простым поперечным сечением и профилем показателя преломления могут исказить передаваемый сигнал вследствие анизотропии, неоднородности, связанной с изготовлением и материальными потерями, которые влияют на их модальные свойства. В зависимости от профиля показателя преломления и других характеристик волновода, могут возбуждаться различные типы мод, включая **вытекающие (antiguinding)**, с потерями, или **излучающие моды (radiating modes)**.

В таблице 3.1 приведен краткий обзор программ модального анализа интегрально-оптических элементов и устройств.

Таблица 3.1

**Программы модального анализа интегрально-оптических устройств**

Название программы:	<b>COMSOL Multiphysics</b>
Ядро программы:	Метод конечных элементов
Область применения:	Оптические волокна. Волноводы; фотонные кристаллы. Оптические компоненты.



Название программы:

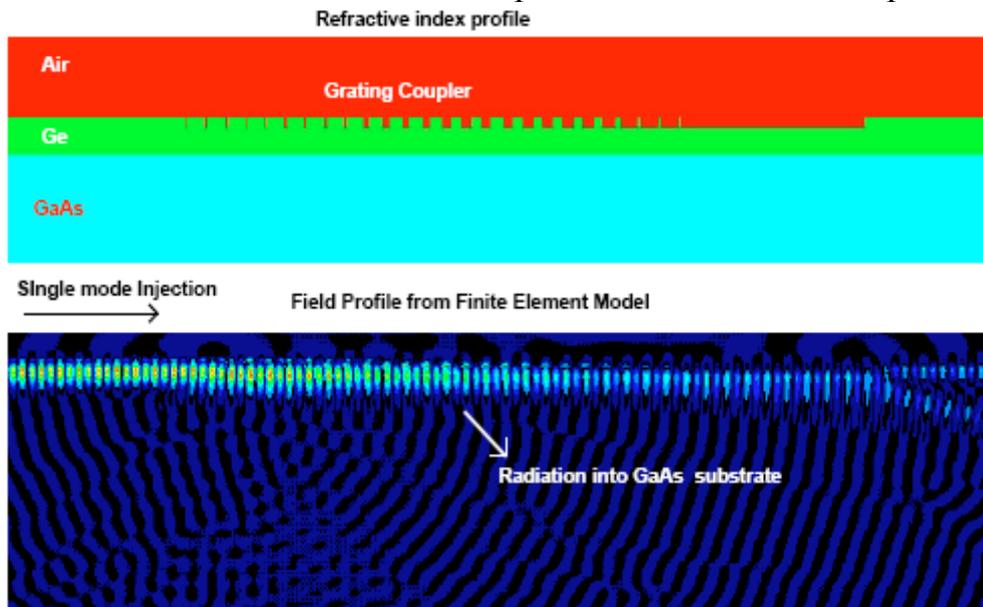
**EMFlex**

Ядро программы:

Метод конечных элементов

Область применения:

Интегральная оптика. Волноводы изотропных и анизотропных диэлектриков. Периодические разветвители. Резонаторы.



Название программы:

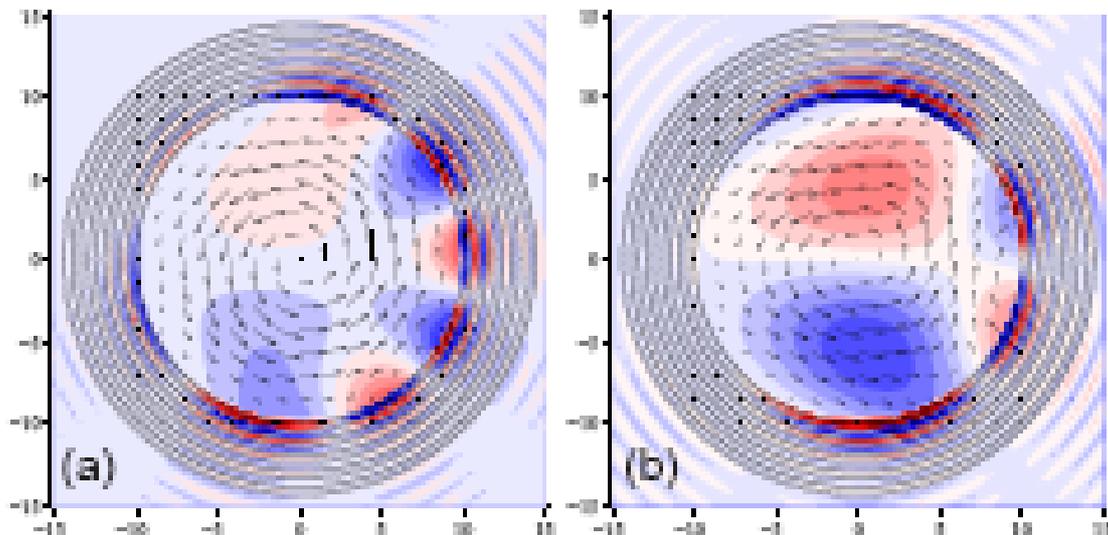
**FemSIM**

Ядро программы:

Метод конечных элементов

Область применения:

Волноводы произвольного профиля, с высоким контрастом показателя преломления и учетом потерь. Устройства на основе кремния. Поляризационные вращатели.



Название программы:

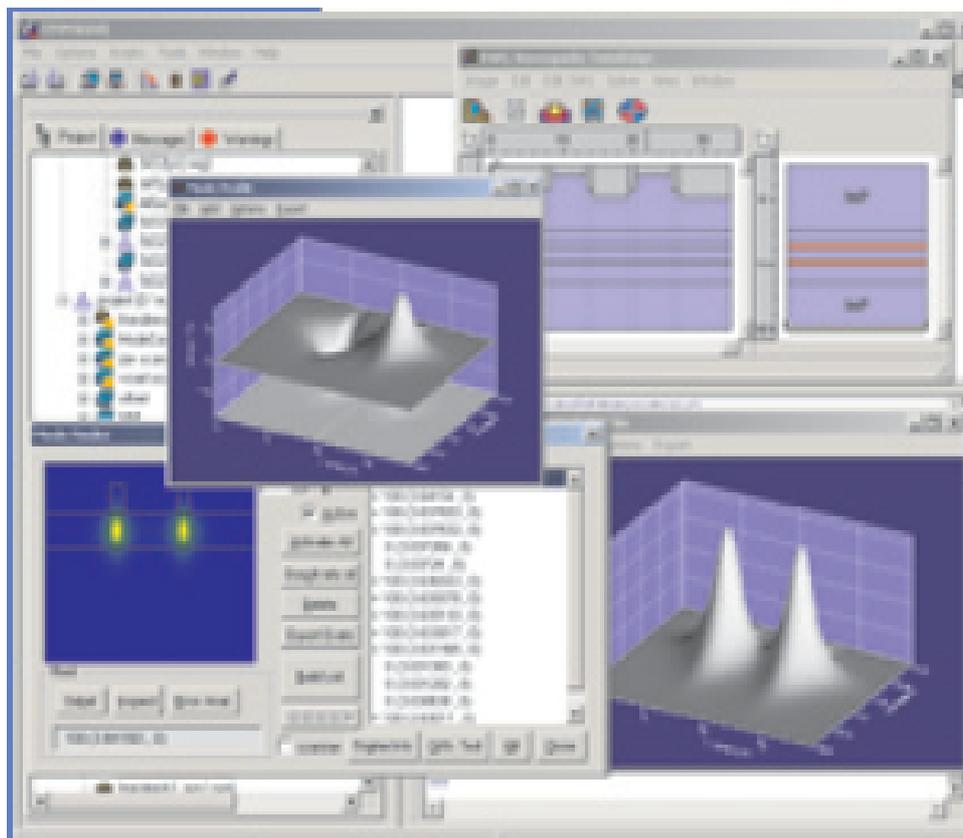
**FIMMWAVE-FEM-Solver**

Ядро программы:

Метод конечных элементов

Область применения:

Микроструктурированное и эллиптическое волокно. Диффузные волноводы. Волноводные структуры с гладким изменением показателя преломления, произвольной формы и изгиба.



Название программы:

**JCMwave**

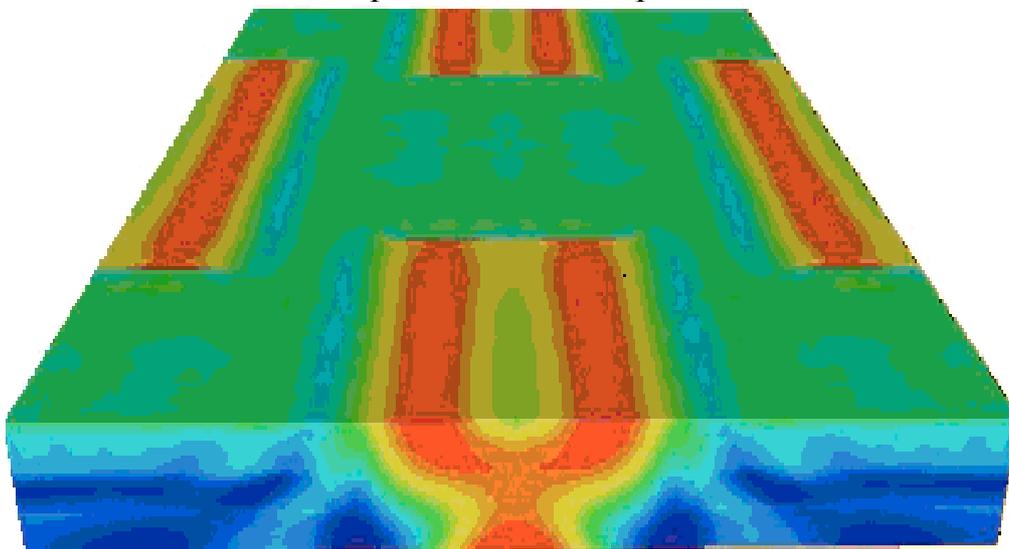
Ядро программы:

Метод конечных элементов

Интегральная оптика. Микролинзы.

Область применения:

Микрзеркала. Оптическое волокно. Фотонные кристаллы. Интегрально-оптические волноводы.



Название программы:

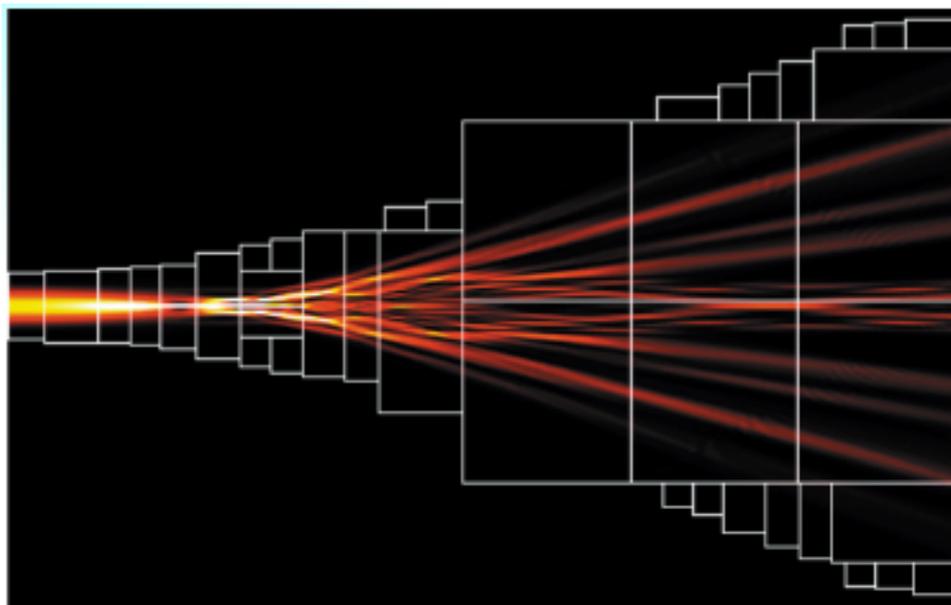
**EMSolve**

Ядро программы:

Метод конечных элементов

Область применения:

Оптическое волокно. Микроструктурированное волокно.



Название программы:

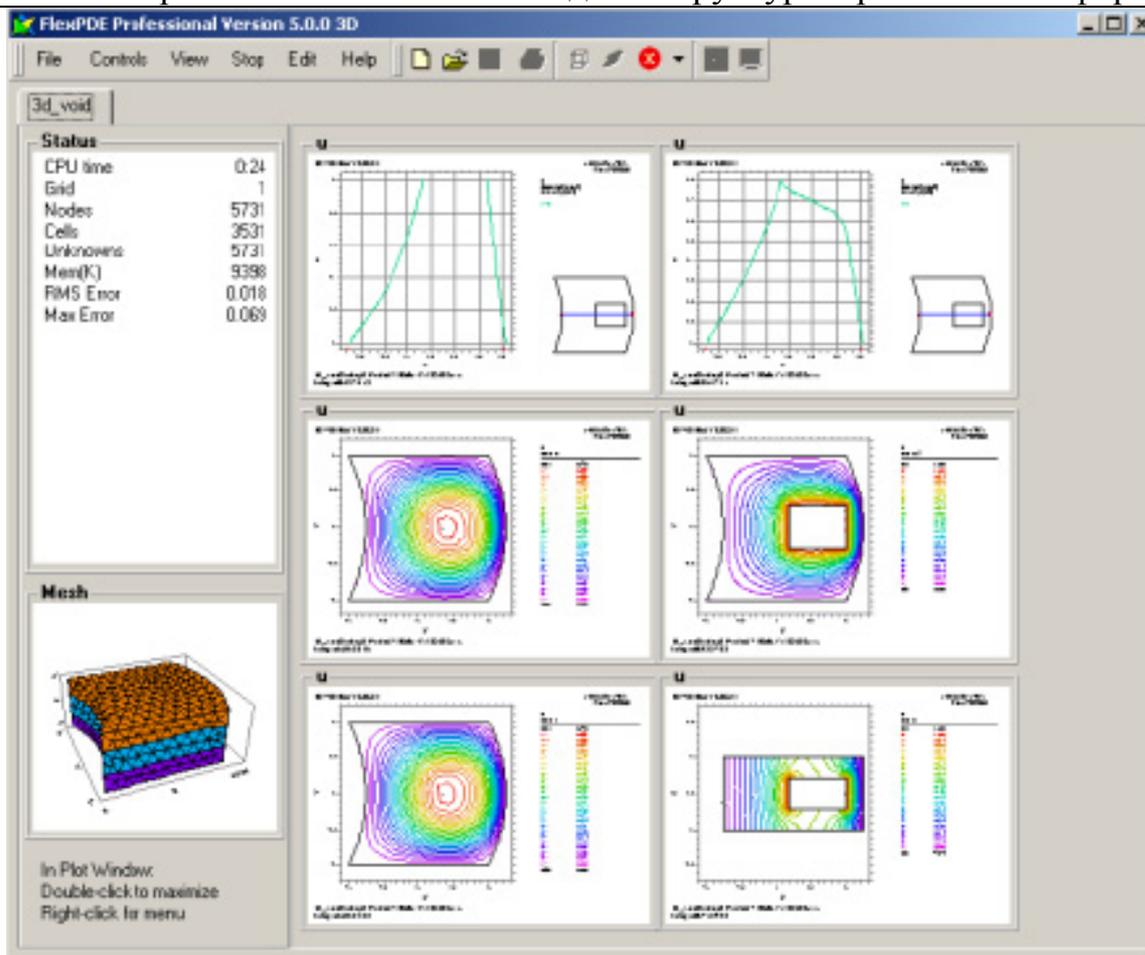
**FlexPDE и FreeFem++**

Ядро программы:

Метод конечных элементов

Область применения:

Волноводные структуры произвольной формы.



Название программы:

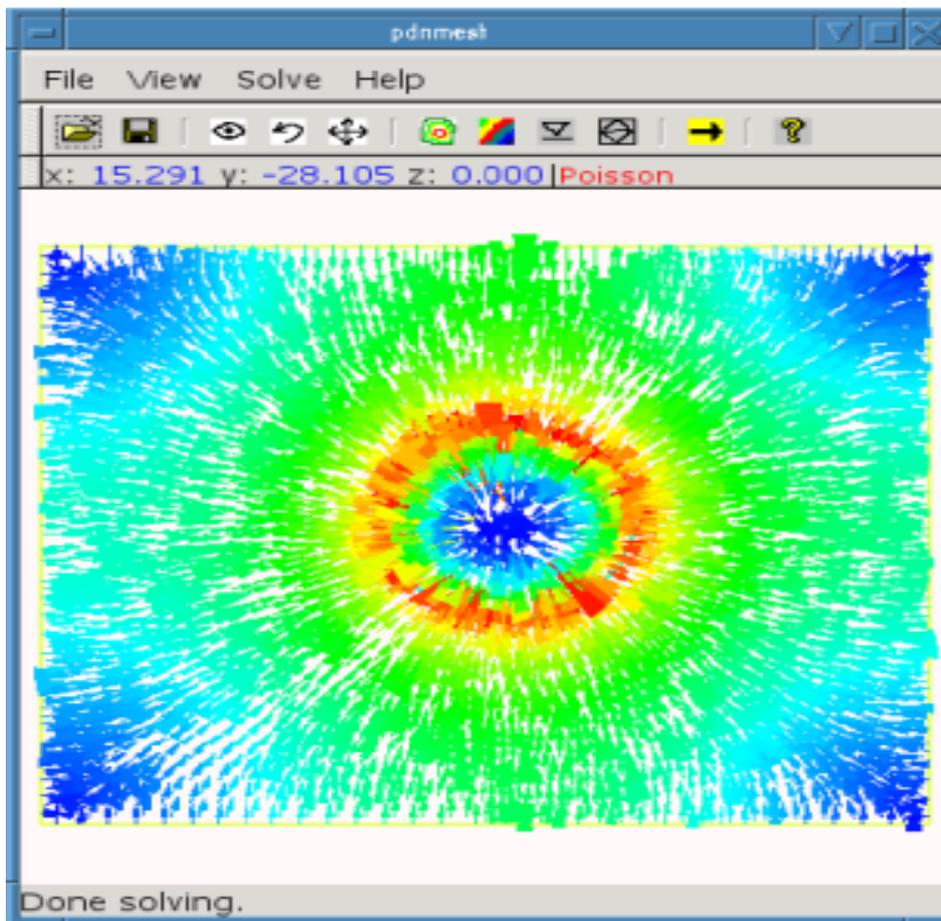
**pdnMesh**

Ядро программы:

Метод конечных элементов

Область применения:

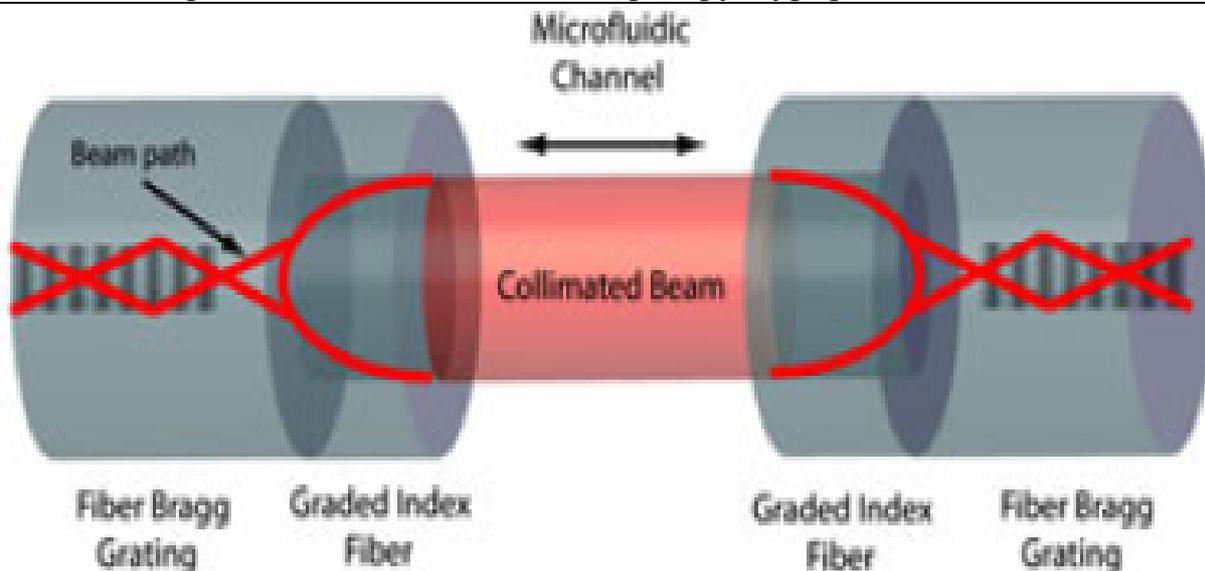
Неоднородные волноводы.



Название программы:  
 Ядро программы:  
 Область применения:

**CUDOS MOF Utilities**

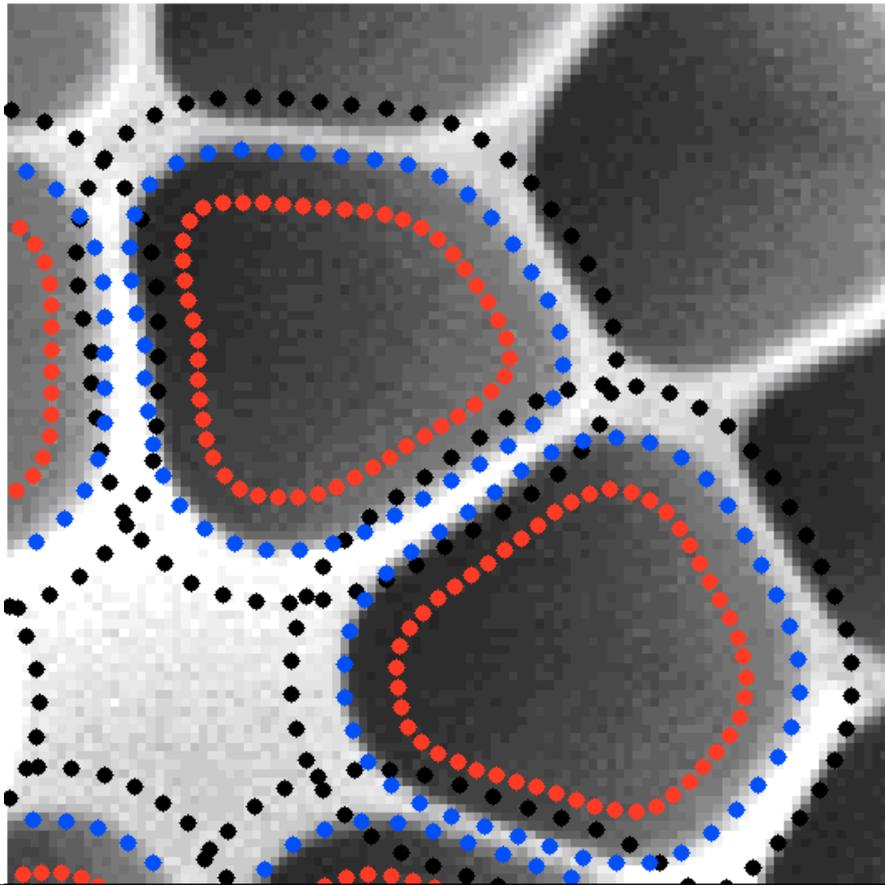
Метод мультиполя или метод источника  
 Микроструктурированное волокно



Название программы:  
 Ядро программы:  
 Область применения:

**Source-Model Technique Package**

Метод мультиполя или метод источника  
 Фотонные кристаллы. Диэлектрические волноводы с высоким контрастом показателей преломления



Название программы:

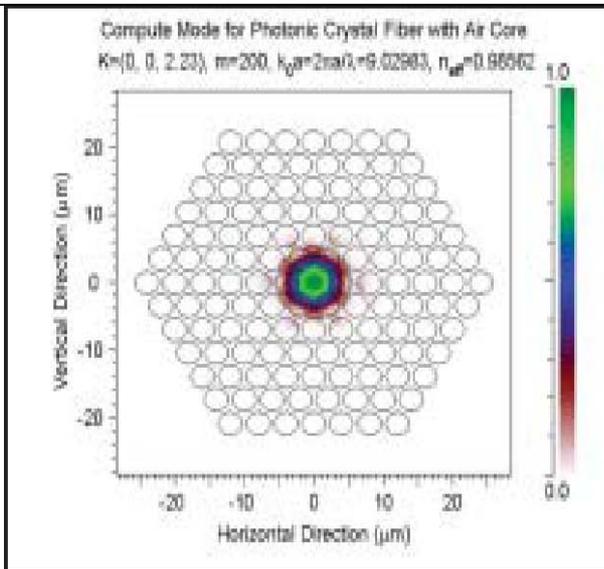
**BandSOLVE**

Ядро программы:

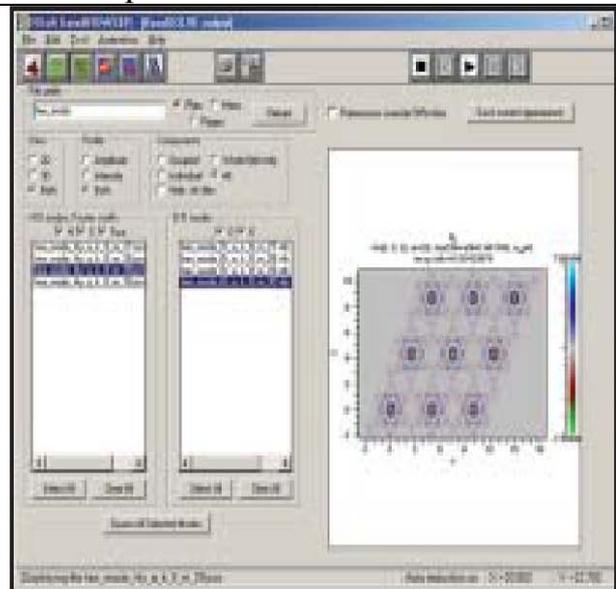
Метод разложения по плоским волнам

Область применения:

Фотонные ленточные структуры. Металлические и анизотропные волноводы



*Defect mode profile*



*RSofts DataBROWSER which quickly sorts through simulation output*

Название программы:

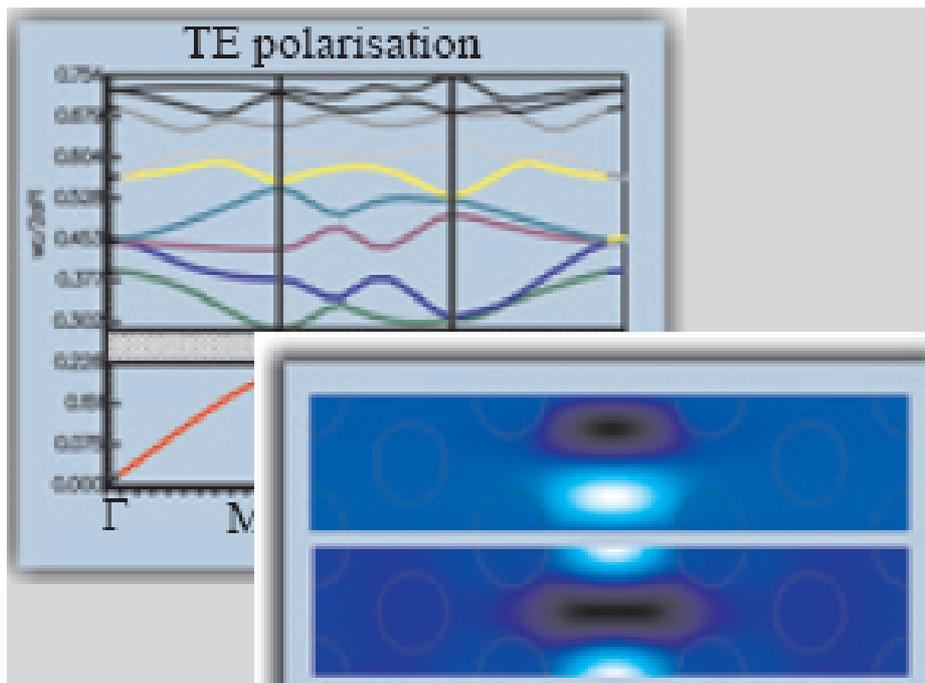
**Band Structure Analyzer**

Ядро программы:

Метод разложения по плоским волнам

Область применения:

Фотонные кристаллы с периодичностью в двух и трех направлениях



Название программы:

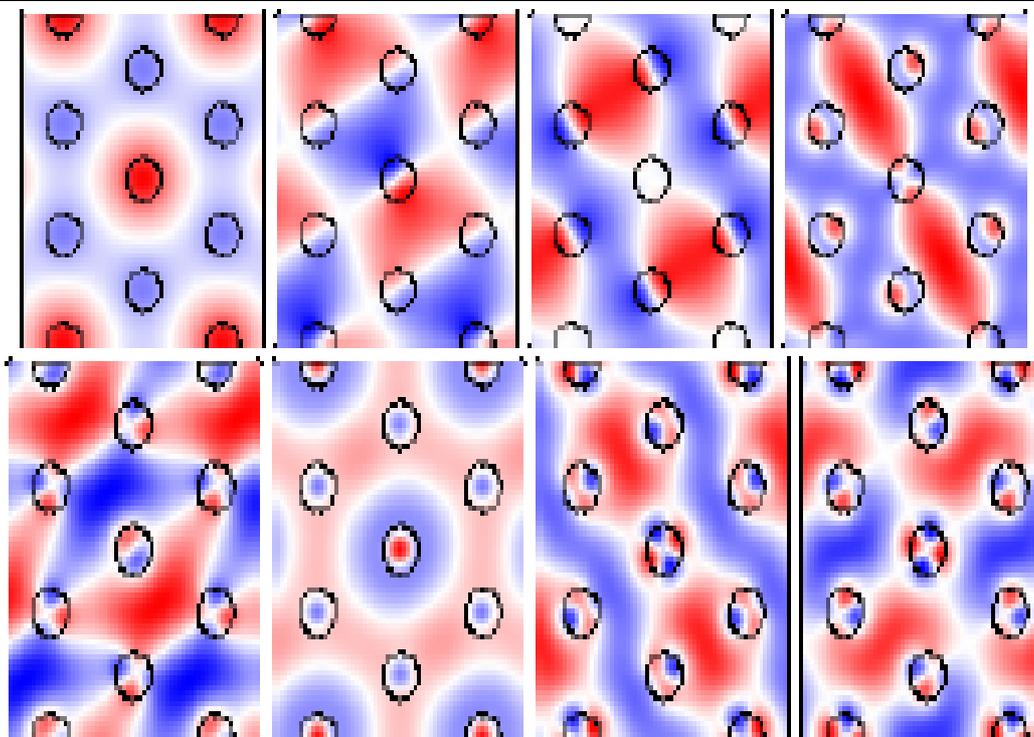
**MIT Photonic-Bands**

Ядро программы:

Метод разложения по плоским волнам  
Фотонные кристаллы. Световоды и резонаторы.

Область применения:

Волноводы с произвольным поперечным сечением из анизотропных или магнитных материалов



Название программы:

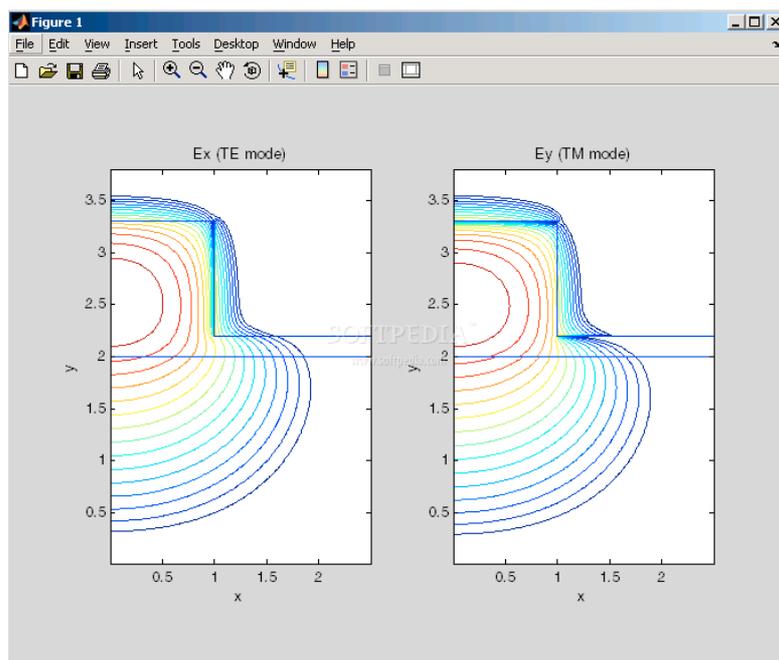
**Waveguide Mode Solver**

Ядро программы:

Метод разложения по плоским волнам

Область применения:

Простейшие диэлектрические волноводы



Название программы:

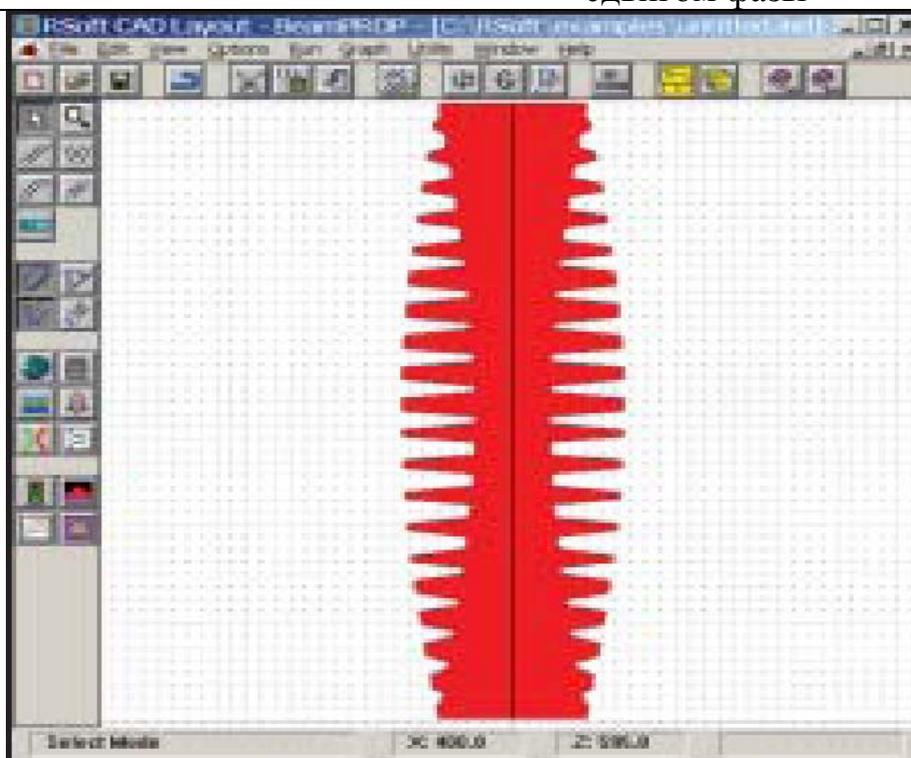
**GratingMOD**

Ядро программы:

Метод матрицы передачи

Область применения:

Волоконные Брэгговские решетки.  
Мультиплексоры/демультиплексоры. Фильтры суммирования/вычитания. Оптические усилители. Волноводные решетки. Многосекционные сетки решеток. Решетки со сдвигом фазы



Название программы:

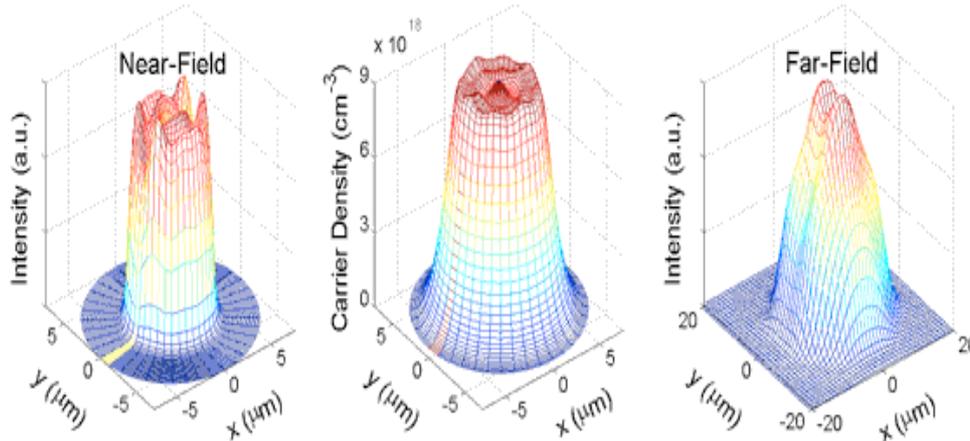
**TMM Mode Solver and Anisotropic TMM Mode Solver**

Ядро программы:

Метод матрицы передачи

Область применения:

Планарные оптические волноводы с



Название программы:

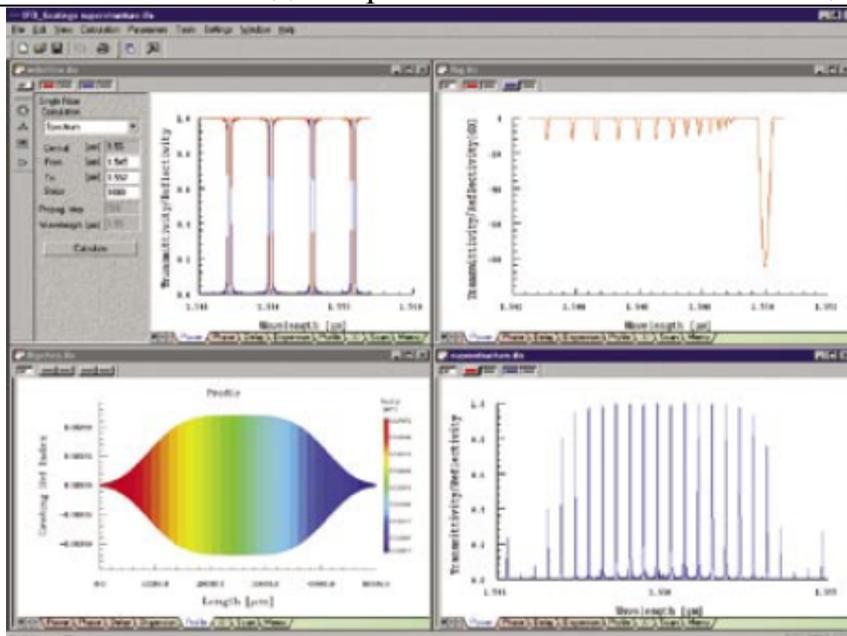
**OptiGrating**

Ядро программы:

Метод матрицы передачи

Область применения:

Мультиплексоры/демультиплексоры.  
Волоконные Брэгговские рефлекторы.  
Оптические усилители. Компенсаторы дисперсии. Волоконные и волноводные датчики



Название программы:

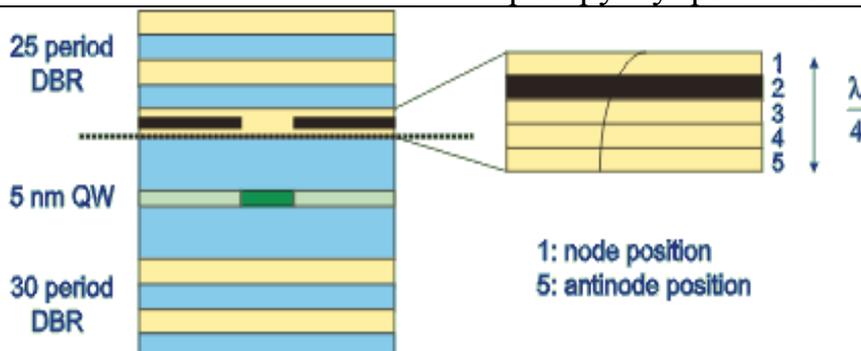
**CAMFR**

Ядро программы:

Метод разложения по собственным модам

Область применения:

Светоизлучающие диоды. Лазеры торцевого типа. Микроструктурированное волокно



Название программы:

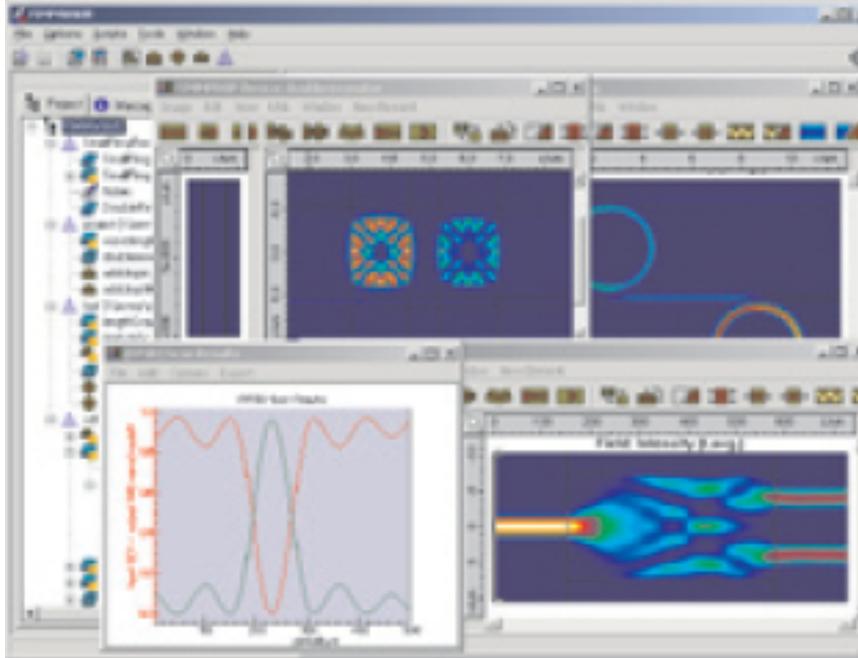
**FIMMPROP**

Ядро программы:

Метод разложения по собственным модам  
Преобразователь мод. Однонаправленные  
разветвители. Изогнутые периодические

Область применения:

ВОЛНОВОДЫ



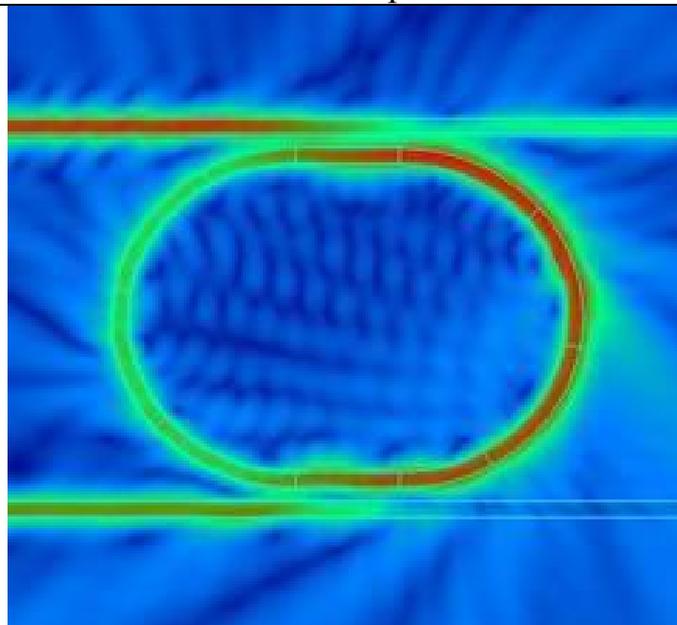
Название программы:

**OlympIOs Bidirectional Eigenmode Propagation (BEP) Module**

Ядро программы:

Метод разложения по собственным модам  
Планарные волноводные структуры

Область применения:



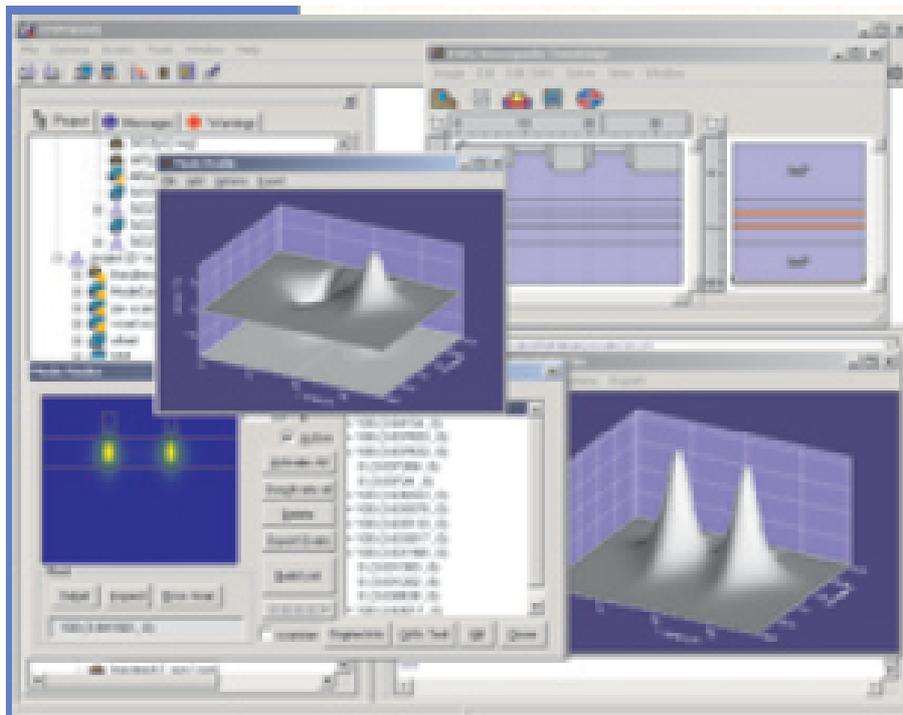
Название программы:

**FIMMWAVE Mode Solvers**

Ядро программы:

Метод разложения по собственным модам  
Изоляторы на кремнии. Полимерные и  
GaAs/AlGaAs волноводы. Единичное и  
многожильное волокно

Область применения:



Название программы:

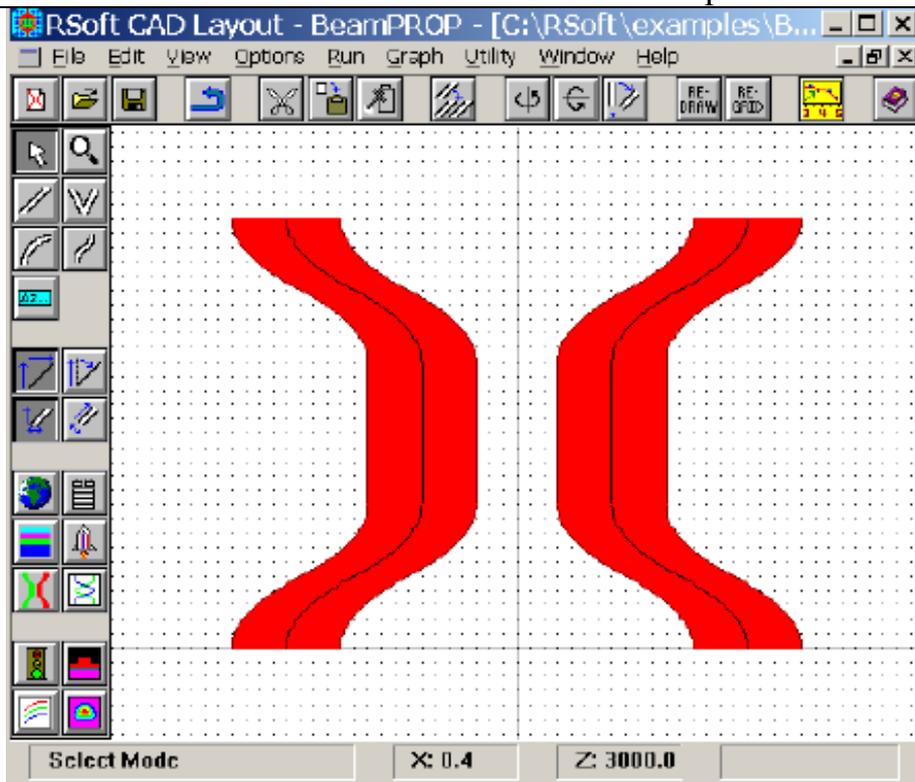
**BeamPROP Mode Solvers**

Ядро программы:

Метод распространения луча

Область применения:

Волноводы с произвольным профилем показателя преломления



Название программы:

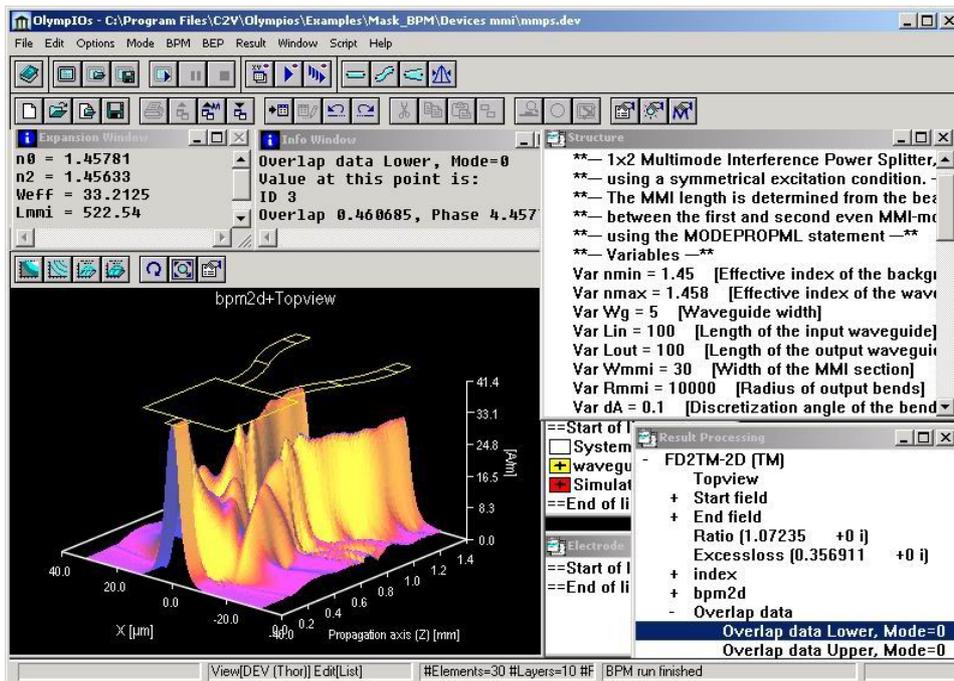
**OlympIOs Mode Solver Modules**

Ядро программы:

Метод матрицы передачи

Область применения:

Микро кольцевые резонаторы. Кольцевые резонаторы на основе электрооптических и полимерных материалов. Гребенчатые ВОЛНОВОДЫ



Название программы:

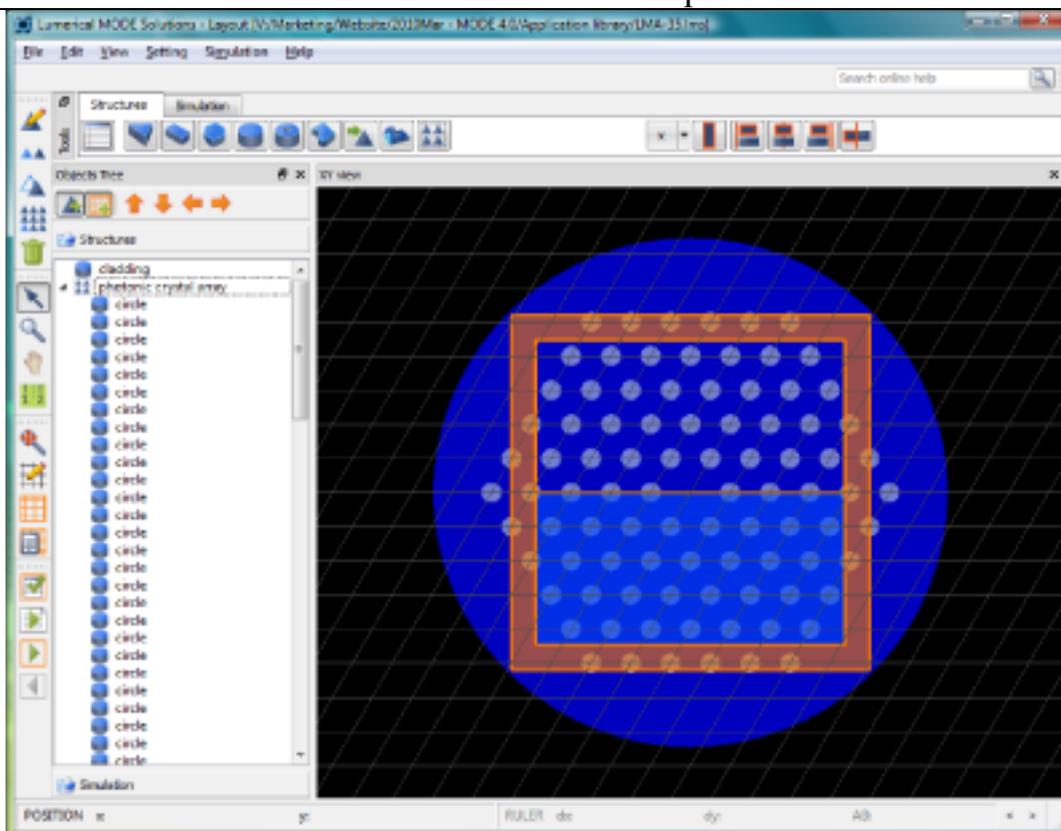
**MODE Solutions**

Ядро программы:

Метод матрицы передачи

Область применения:

Гребенчатый волновод. Фотонный кристалл.  
Коаксиальное Брэгговское волокно. Волокно с  
плавно изменяющимся показателем  
преломления



Название программы:

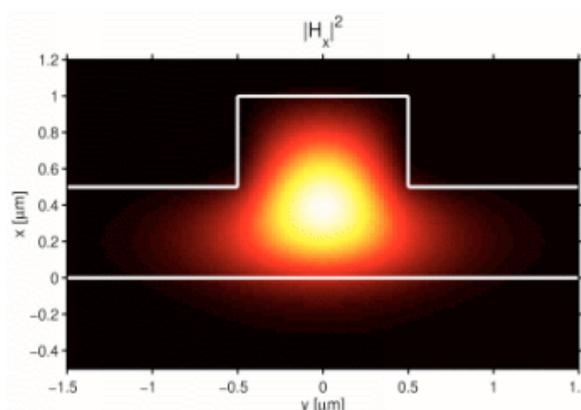
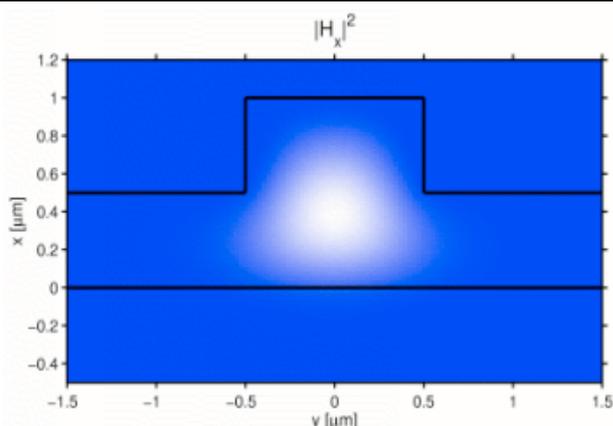
**WMM**

Ядро программы:

Метод согласованной волны

Область применения:

Прямоугольные интегрально-оптические



Название программы:

**OptiFIBER**

Ядро программы:

Метод матрицы передачи

Одномодовое и многомодовое волокно.

Область применения:

Волоконные датчики. Двойное лучепреломление и поляризационная модовая дисперсия

**Composition**

Mode	Amplitude	Phase (degr)
LP(0,1)	1.4973127	1.0000000
LP(0,2)	1.4859120	1.0000000
LP(0,3)	1.4659604	1.0000000
LP(1,1)	1.4931861	1.0000000
LP(1,2)	1.4773579	1.0000000
LP(1,3)	1.4541112	1.0000000
LP(2,1)	1.4877754	1.0000000
LP(2,2)	1.4676393	1.0000000
LP(3,1)	1.4811595	1.0000000
LP(3,2)	1.4569885	1.0000000
LP(4,1)	1.4733933	1.0000000
LP(5,1)	1.4645263	1.0000000
LP(6,1)	1.4546195	1.0000000

Define the Mesh: X  Y

Zoom to show details of the mode composition  
 Show the power     Show the field

A preview of the composed field

Min  Max

Propagation Length (microns)

**Волноводный анализ** включает следующие задачи: оценку изменения профиля мод в процессе распространения, коэффициента связи мод, ослабления или усиления моды в процессе распространения; оценку нелинейных свойств и дисперсии. Волноводный анализ используется для оценки волноводных компонентов фотонных устройств. В то время как модальный анализ базируется на допущении, что волноводная структура однородна в направлении распространения, во многих практических топологиях волноводов это условие нарушается. Даже в однородных структурах волноводный анализ позволяет получить важную информацию о взаимодействии мод в многомодовых

структурах, фильтрации мод по мере распространения и эффекте связи мод. Кроме того, волноводный анализ облегчает численное исследование при распространении волны в реальных устройствах; это позволяет анализировать изменение поля в волноводной структуре. При моделировании обычно задаются произвольные условия на входе структуры; трансформация произвольного луча исследуется в любой точке волноводной структуры.

В таблице 3.2 приведен краткий обзор программ волноводного анализа интегрально-оптических элементов и устройств.

Таблица 3.2

**Программы волноводного анализа интегрально-оптических устройств**

Название программы:

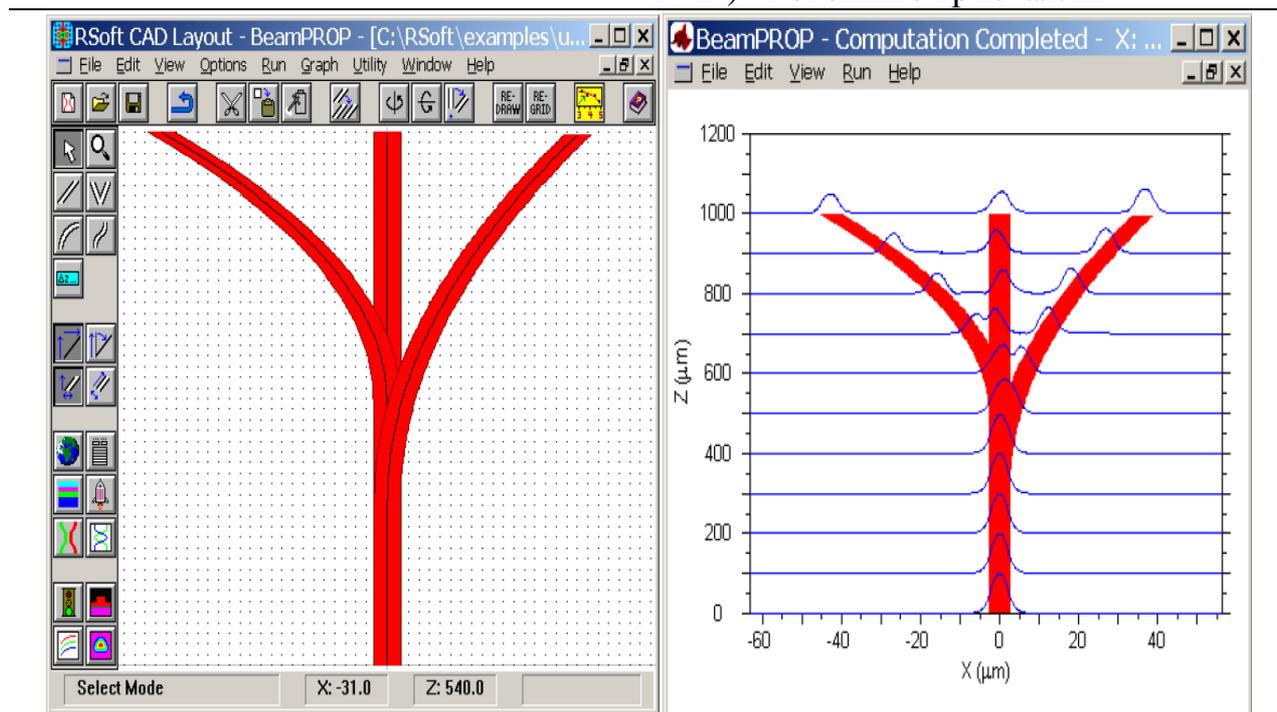
**BeamPROP**

Ядро программы:

Метод распространения луча

Область применения:

Интегрально-оптические и волоконные волноводные устройства (волноводные решетки, ключи, модуляторы, пассивные делители  $1 \times N$  и  $N \times N$ ). Фотонные кристаллы



Название программы:

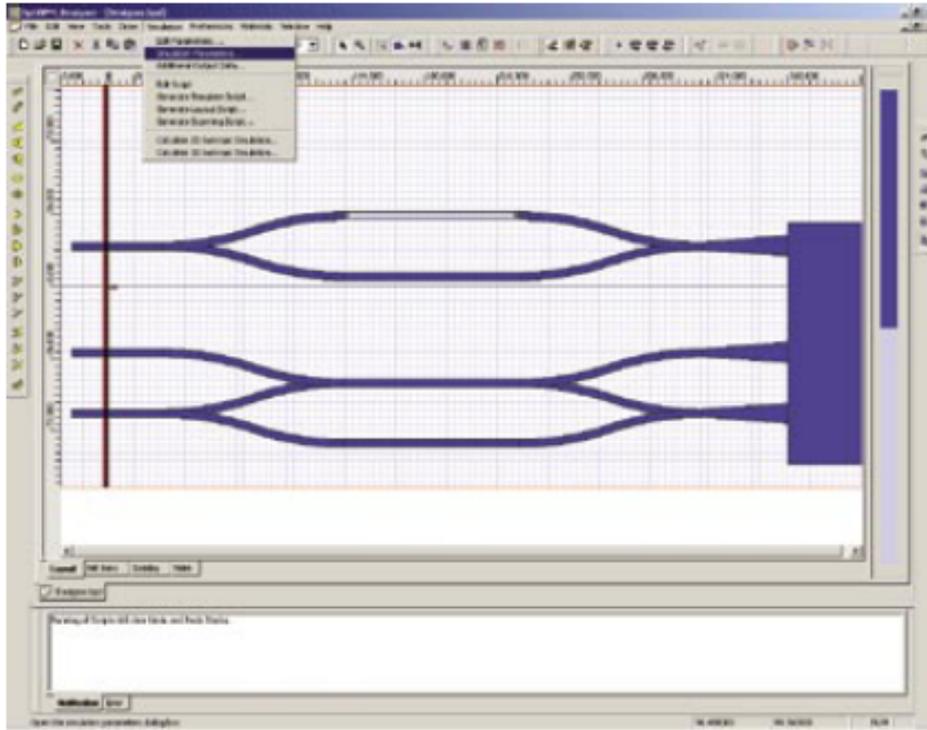
**OptiBPM**

Ядро программы:

Метод распространения луча

Область применения:

Интегрально-оптические волноводные устройства (волноводные каналы, гребенчатые, погруженные и ребристые волноводы). Волноводные решетки, разветвители, делители, мультиплексоры и модуляторы. Устройства на основе оптического волокна



Название программы:

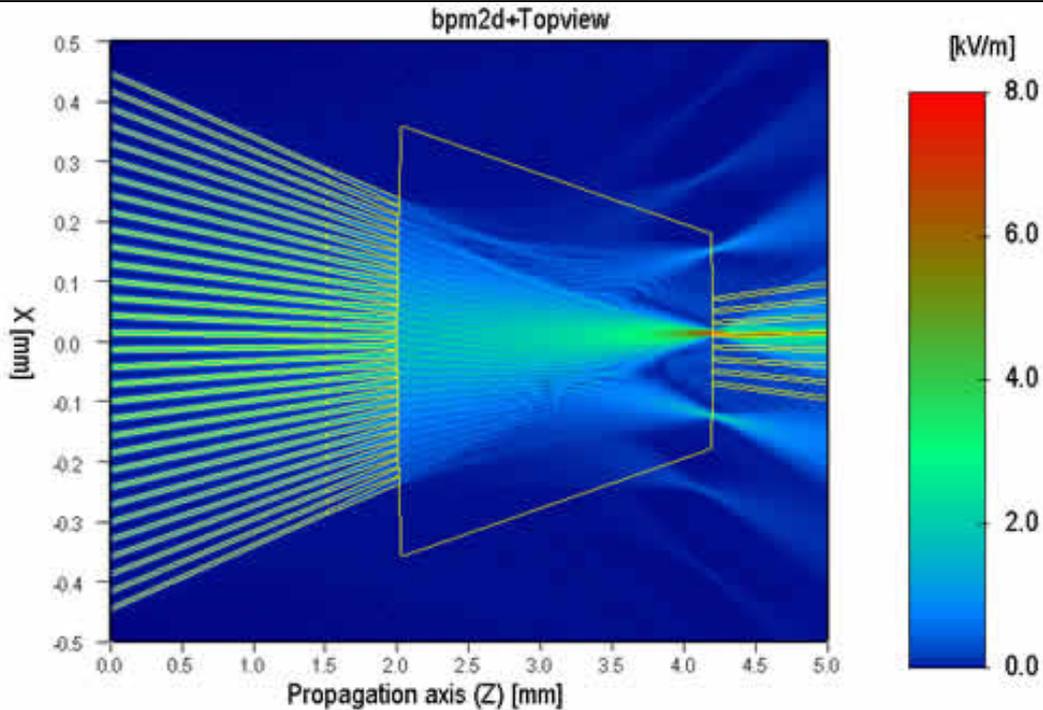
**OlympIOs BPM**

Ядро программы:

Метод распространения луча

Область применения:

Планарные волноводные структуры  
(волноводные решетки, ключи и датчики)



Название программы:

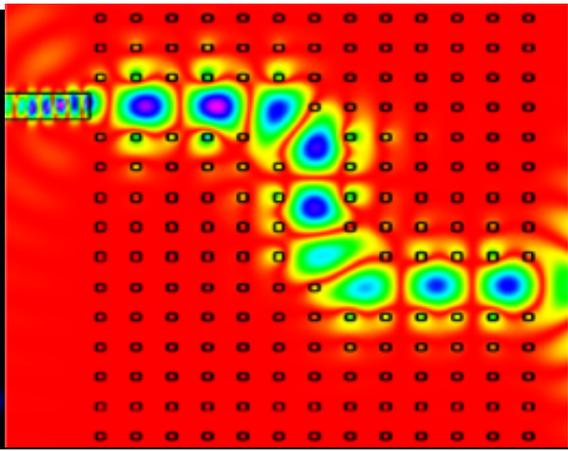
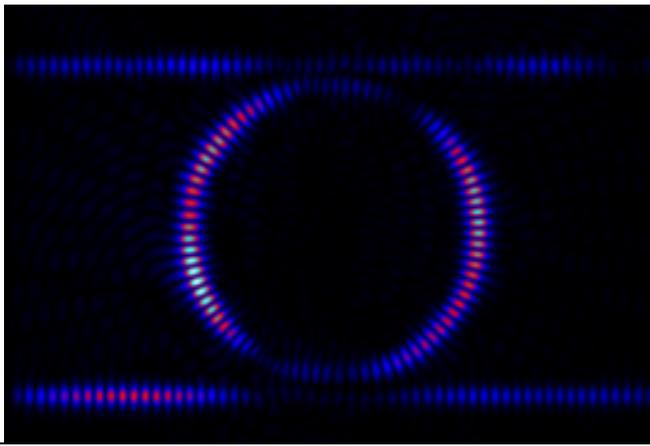
**OptoDesigner**

Ядро программы:

Метод распространения луча, метод конечных разностей во временной области

Область применения:

Планарные волноводы. Волноводные решетки и модуляторы. Устройства считывания



Название программы:

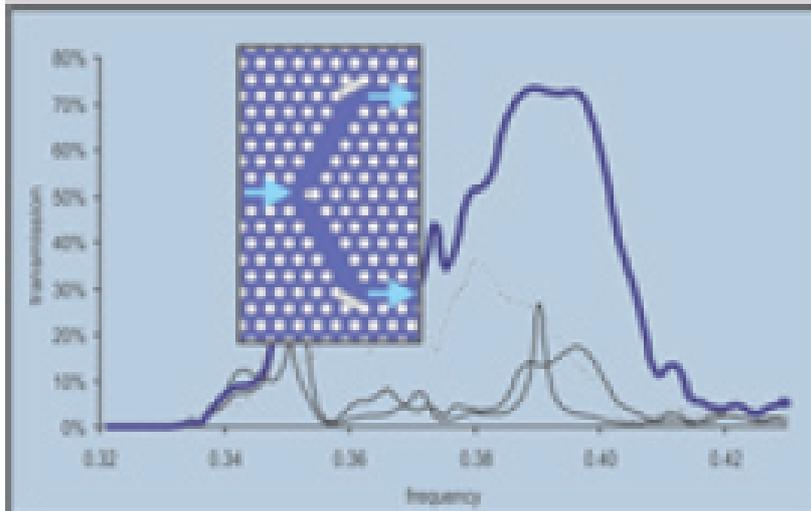
**CrystalWave FDTD**

Ядро программы:

Метод конечных разностей во временной области

Область применения:

Фотонные кристаллы. Разветвители Y-типа



Название программы:

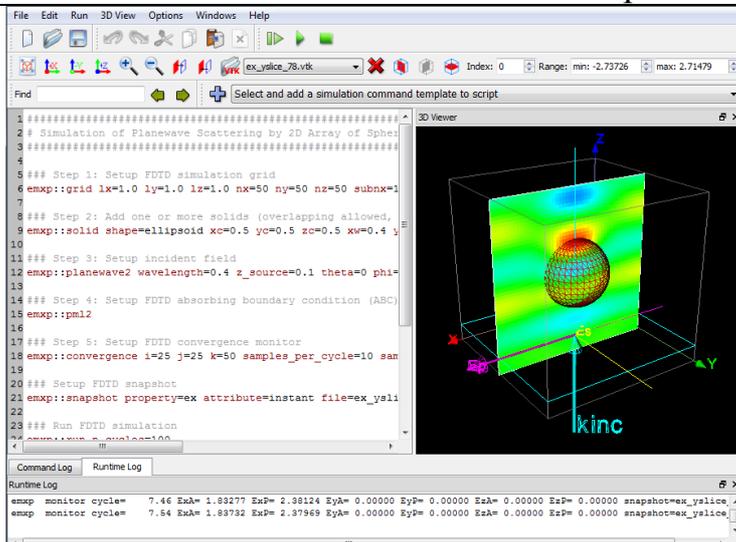
**EM Explorer**

Ядро программы:

Метод конечных разностей во временной области

Область применения:

Диэлектрические и магнитные материалы, включая материалы с отрицательным показателем преломления



Название программы:

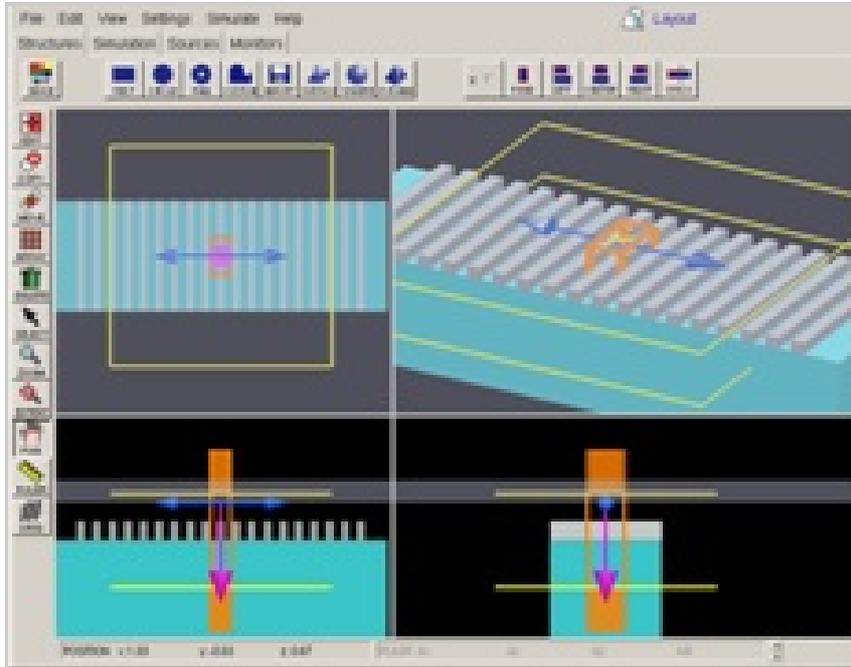
### **FDTD Solutions**

Ядро программы:

Метод конечных разностей во временной области

Область применения:

Кольцевые резонаторы. Оптические волноводы и фильтры. Фотонные кристаллы. Фотонные датчики



Название программы:

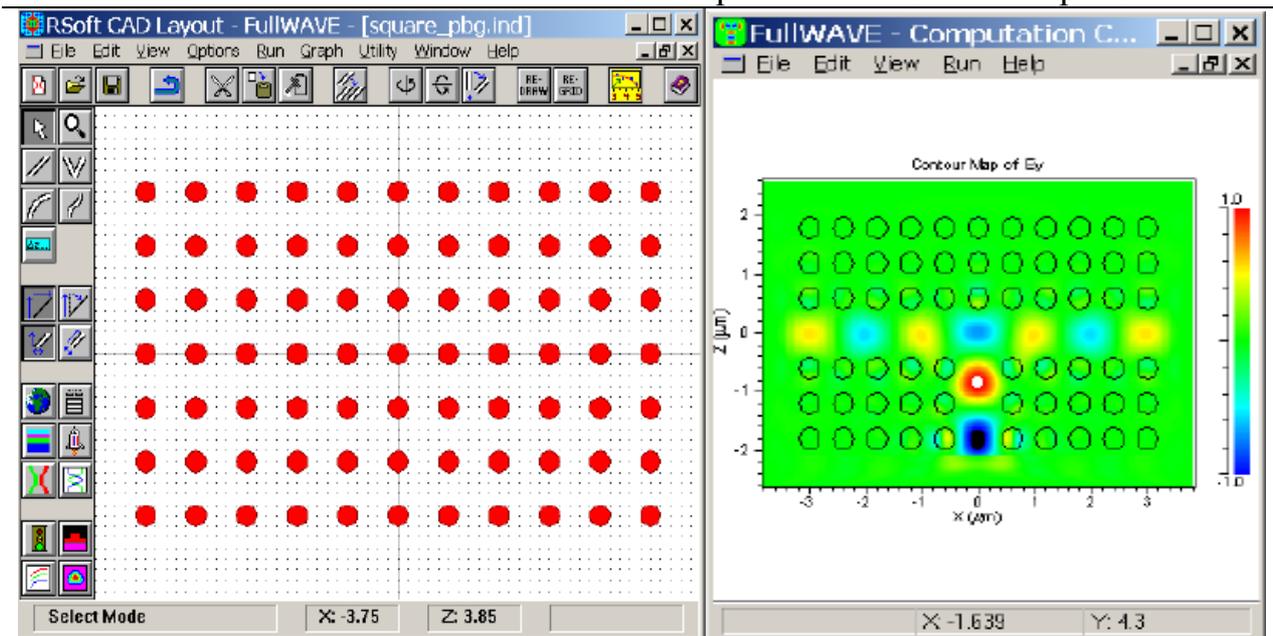
### **FullWAVE**

Ядро программы:

Метод конечных разностей во временной области

Область применения:

Фотонные кристаллы. Кольцевые резонаторы. Периодические волноводные структуры с высоким контрастом показателей преломления



Название программы:

### **OptiFDTD**

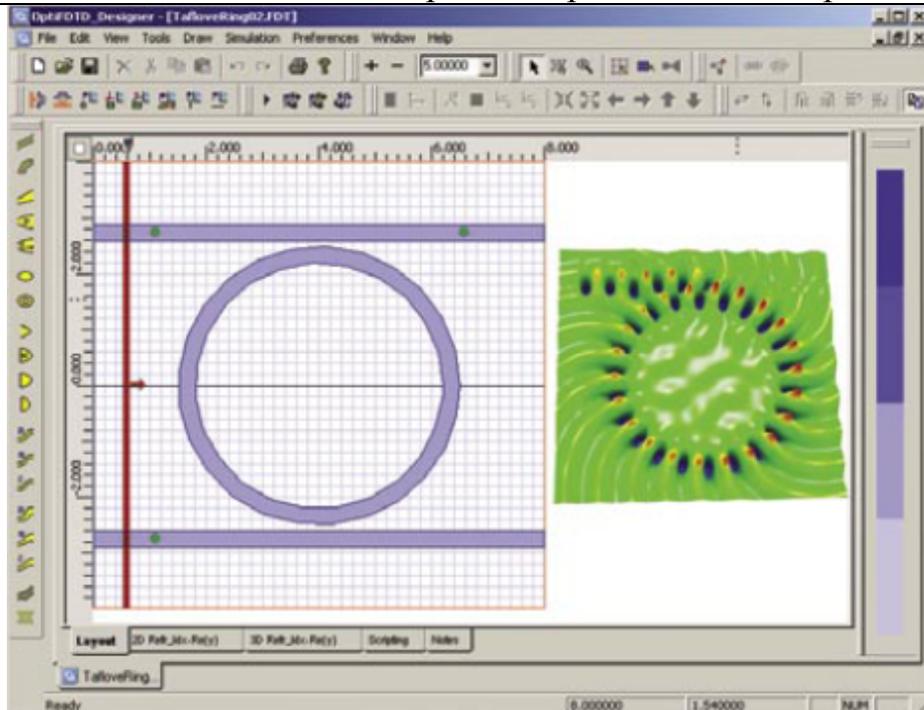
Ядро программы:

Метод конечных разностей во временной области

области

Сложные волноводные структуры с учетом нелинейности, анизотропии и дисперсии материала. Микрокольцевые фильтры и резонаторы. Фотонные кристаллы

Область применения:



Название программы:

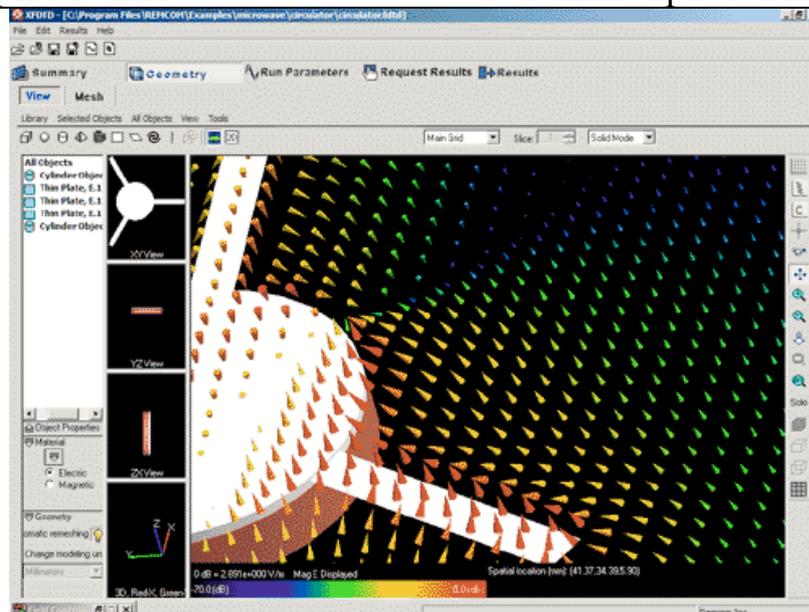
**XFdtd**

Ядро программы:

Метод конечных разностей во временной области

Область применения:

Фотонные кристаллы



Название программы:

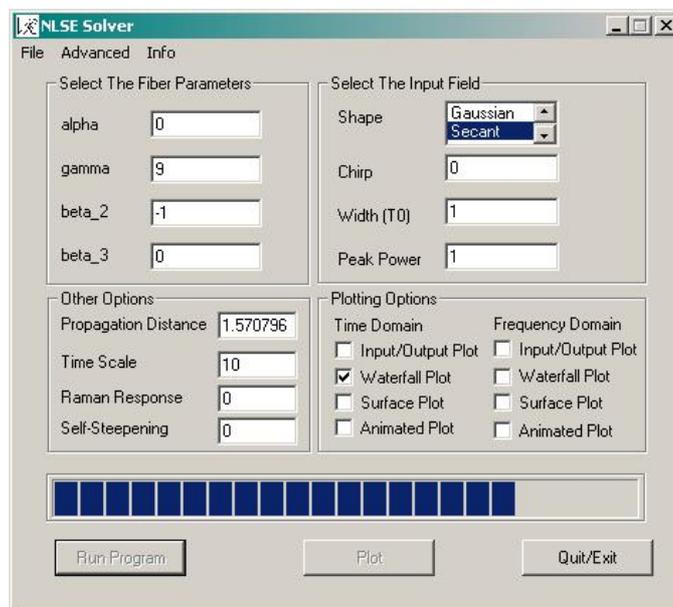
**Nonlinear Schrodinger Equation Solver**

Ядро программы:

Метод пошагового спуска

Область применения:

Нелинейная волоконная оптика



Название программы:

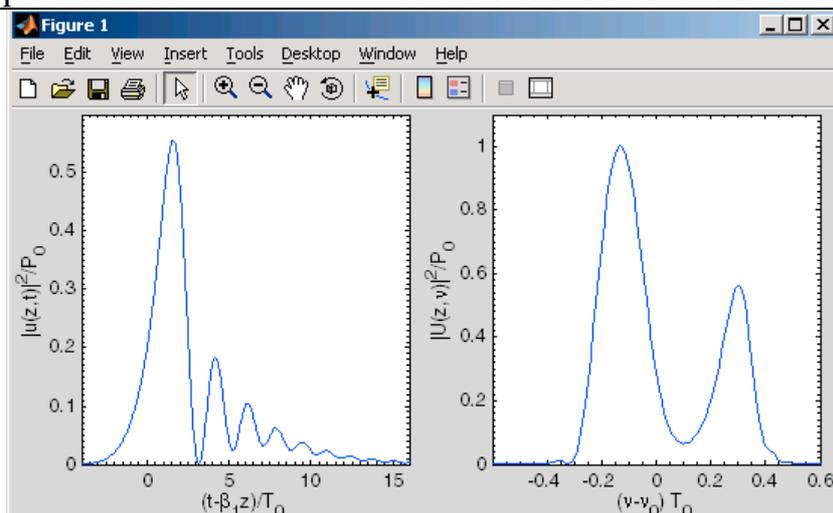
**SSPROP**

Ядро программы:

Метод пошагового спуска

Область применения:

Нелинейная волоконная оптика



Два предыдущих этапа автоматизированного проектирования позволяют разработать модели отдельных компонентов интегрально-оптических устройств, которые необходимы при системном (имитационном) анализе.

**Системный имитационный анализ** включает оценку выходных характеристик отдельных компонент и устройств в целом.

Численное моделирование играет важную роль при разработке проекта и оценки характеристик оптических систем передачи, включая локальные сети и системы коммуникации, разделение длины волны мультиплексных систем, оптические сети, солитонные системы и волноводные соединительные устройства. При системном моделировании свойства отдельных фотонных компонентов могут быть смоделированы на различных уровнях от моделей

«черного ящика» до моделей на базе физического измерения и детализации. Кроме того, в некоторых случаях вычислительные симуляторы волноводной системы совместно с определенным уровнем волноводного устройства позволяют моделировать программное обеспечение.

Часто, когда физические испытания и лабораторные эксперименты слишком дороги, численное моделирование играет ключевую роль при проектировании интегральных волноводных систем. Существующие инструменты моделирования обеспечивают широкий диапазон возможностей, включая различные типы форматов модуляции входного сигнала; реальные источники шума; дисперсионные изменения при взаимодействии волокон; нелинейные, дисперсионные эффекты, а также эффекты поляризации. Это облегчает детализированные исследования распространения сигнала в реальных системах передачи. Много важных характеристик волноводных изделий, типа вычислений основных диаграмм, частоты ошибок и оценок Q-фактора, являются доступными и могут быть непосредственно проанализированы в сравнении с экспериментальными данными.

В таблице 3.3 приведен обзор программ системного и имитационного анализа интегрально-оптических устройств.

Таблица 3.3

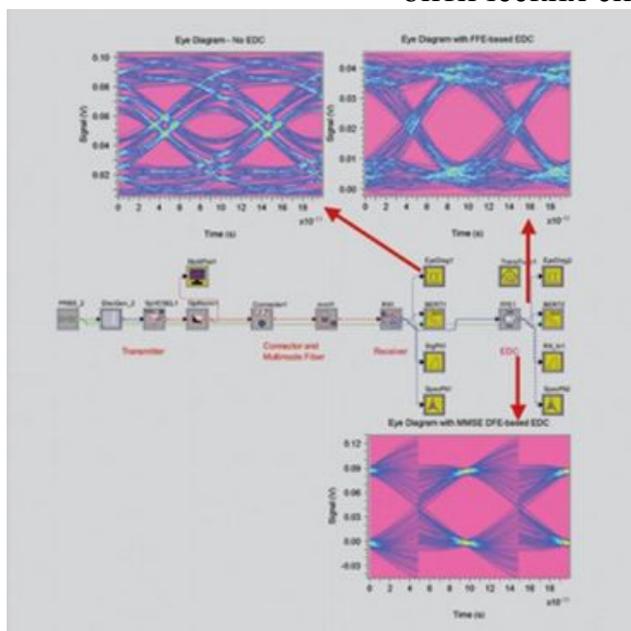
**Программы системного и имитационного анализа интегрально-оптических устройств**

Название программы:

**ModeSYS**

Область применения:

Моделирование многомодовых  
оптических систем связи

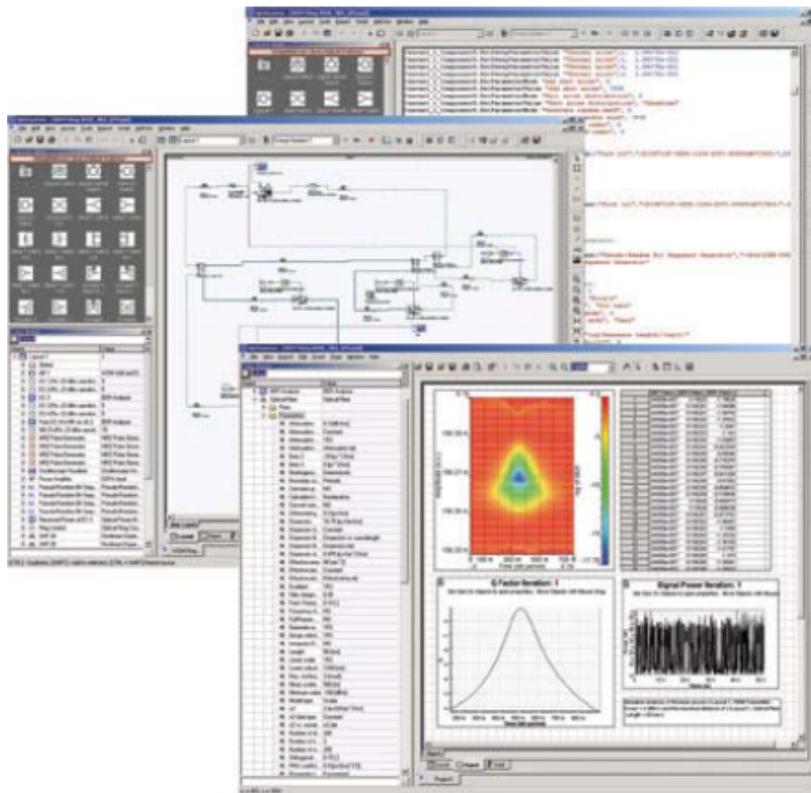


Название программы:

**OptiSYSTEM**

Область применения:

Моделирование одномодовых и многомодовых систем связи. Системы со спектральным уплотнением

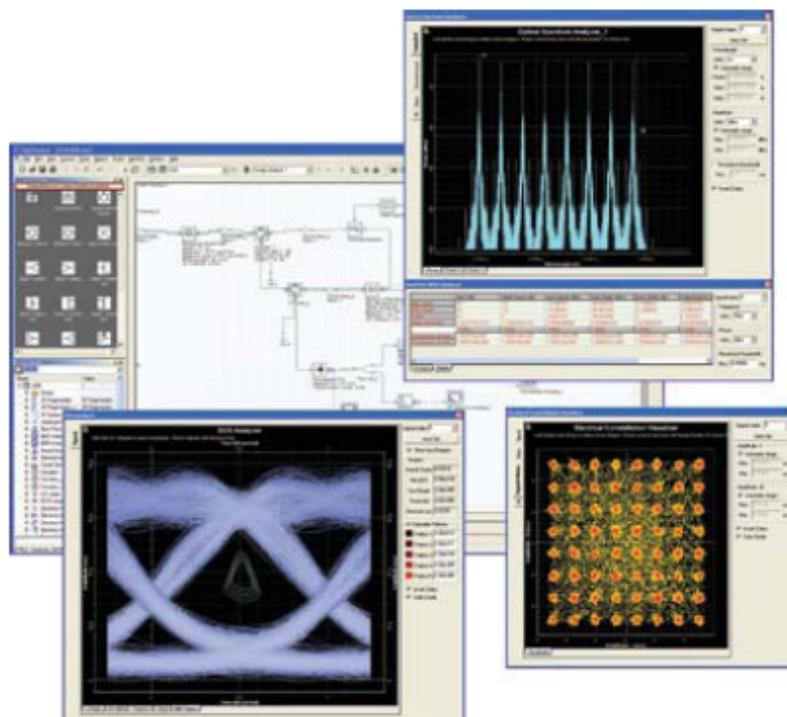


Название программы:

**OptiSYSTEM Amplifier Edition**

Область применения:

Оптические усилители. Линейные и нелинейные кольцевые волоконные лазеры

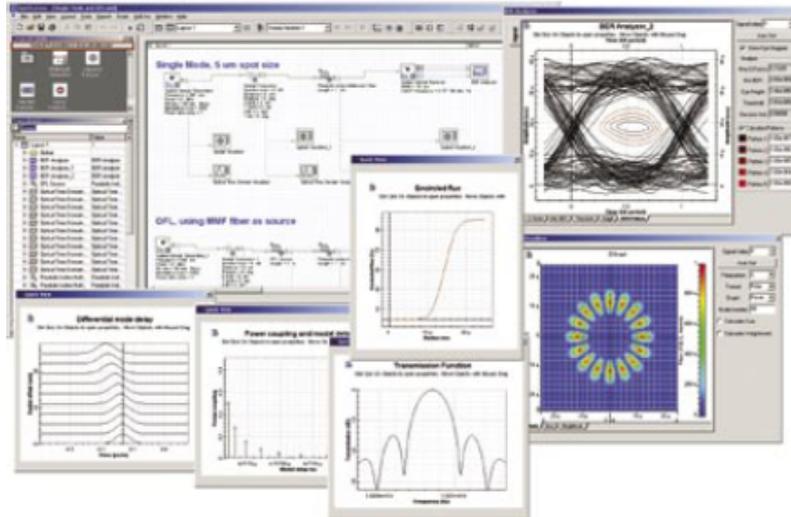


Название программы:

**OptiSYSTEM Multimode Edition**

Область применения:

МНОГОМОДОВЫЕ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ СВЯЗИ

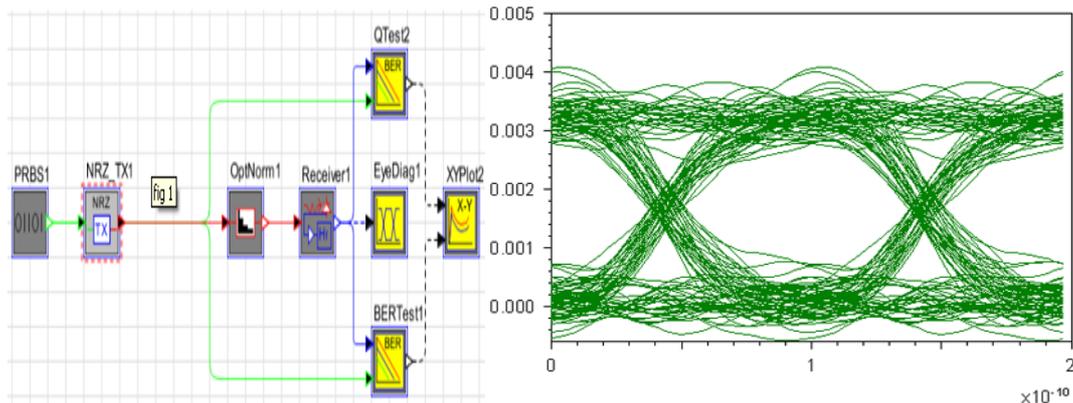


Название программы:

**OptSim**

Область применения:

Волоконно-оптические системы связи и их КОМПОНЕНТЫ

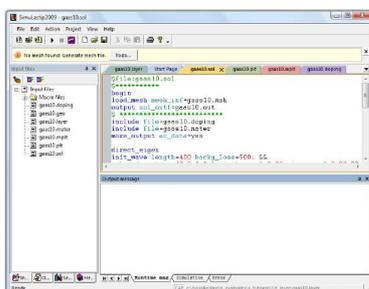


Название программы:

**Lastip**

Область применения:

2D полупроводниковые лазеры. Полупроводниковые источники излучения. Лазеры на квантовых ямах

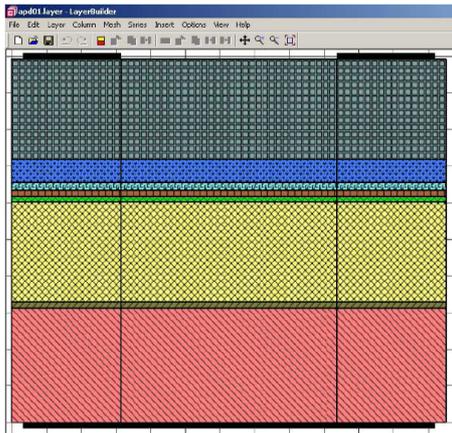


Название программы:

**Apsys**

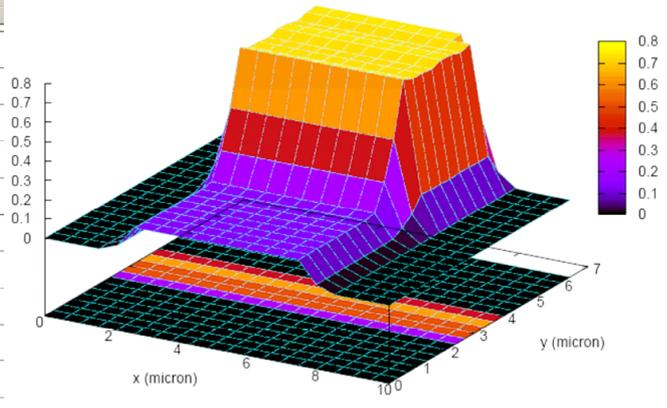
Область применения:

2D полупроводниковые лазеры. Полупроводниковые источники излучения. Лазеры на квантовых ямах



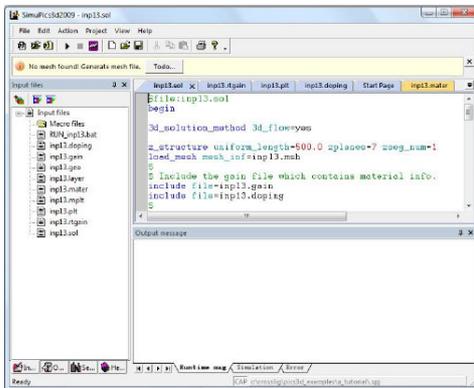
Название программы:

Область применения:



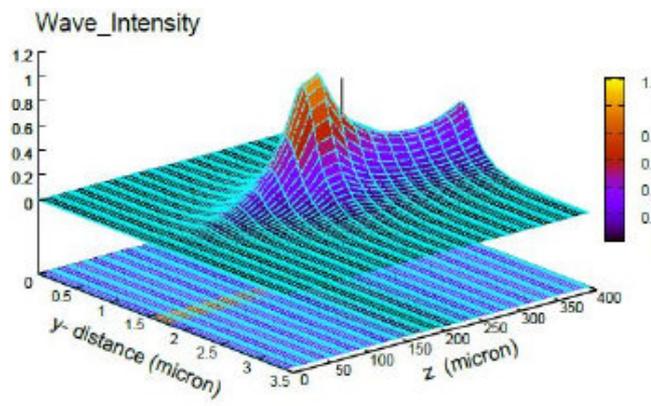
**Pics3d**

3D полупроводниковые лазеры.  
Полупроводниковые источники  
излучения. Лазеры на квантовых ямах



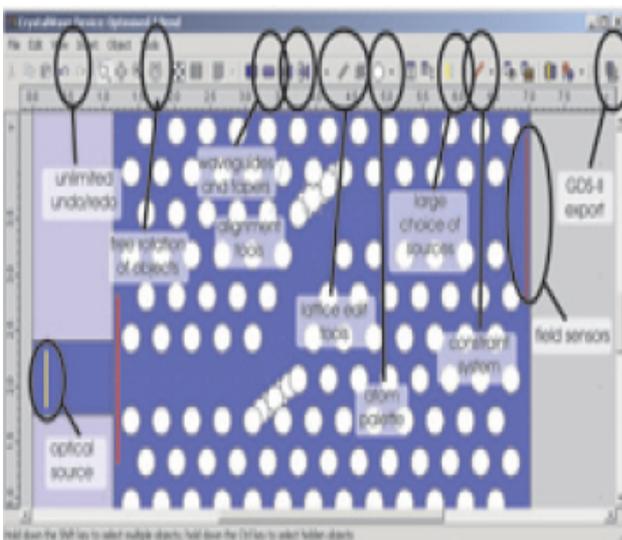
Название программы:

Область применения:



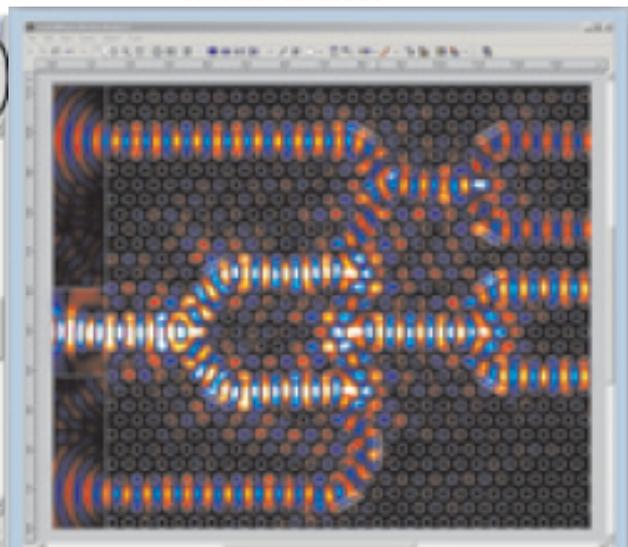
**PHOTISS**

Волоконно-оптические системы связи и их  
компоненты



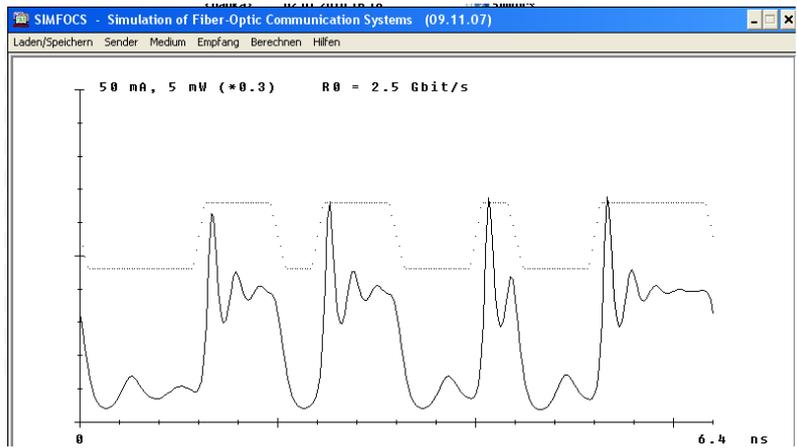
Название программы:

Область применения:



**SIMFOCS**

Волоконно-оптические системы связи



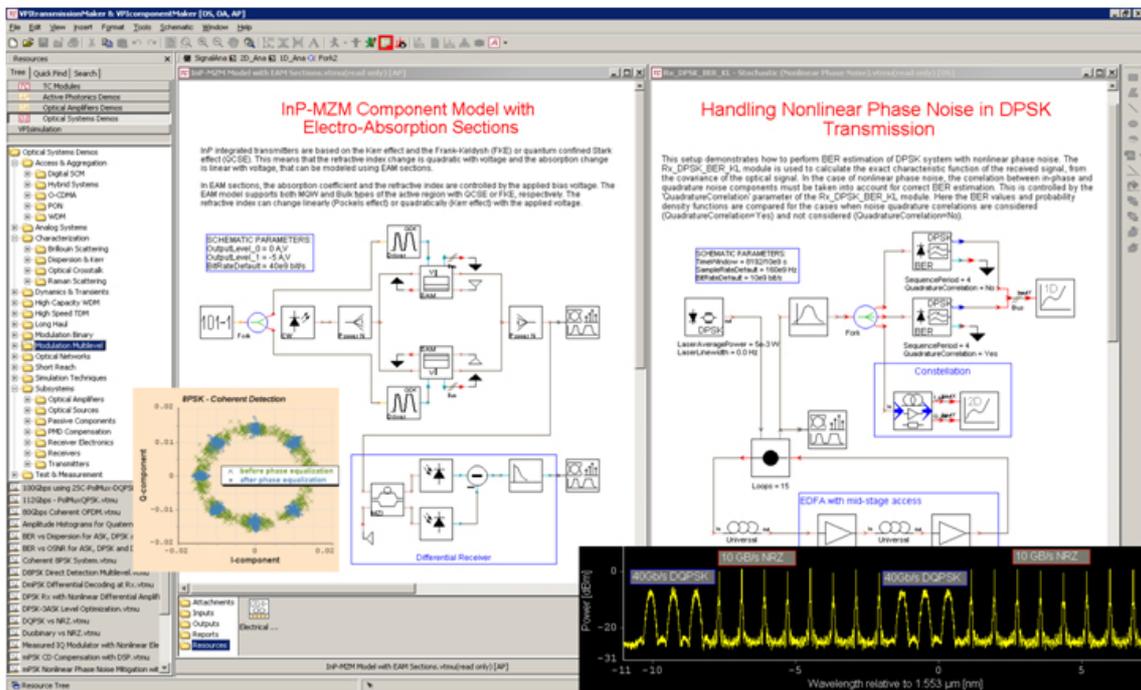
Название программы:

**VPitransmissionMakerWDM**

Область применения:

Фотонные устройства, включая системы

СВЯЗИ



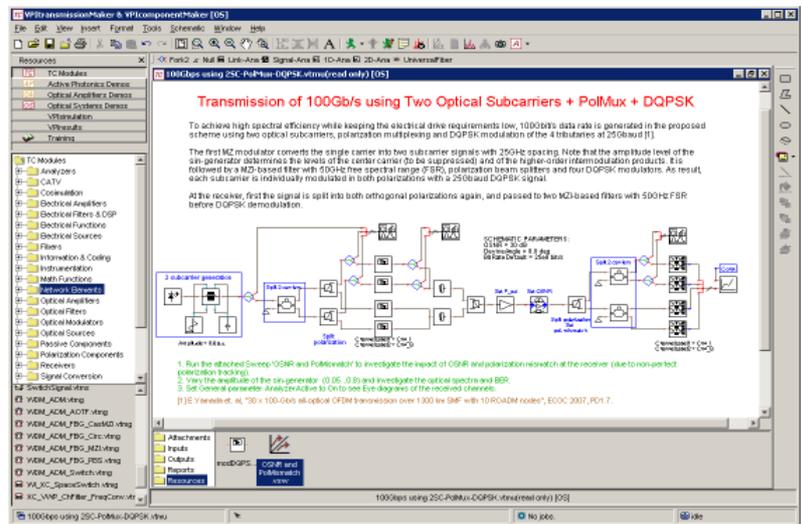
Название программы:

**VPitransmissionMaker Cable Access**

Область применения:

Волоконно-оптические системы связи и их

КОМПОНЕНТЫ

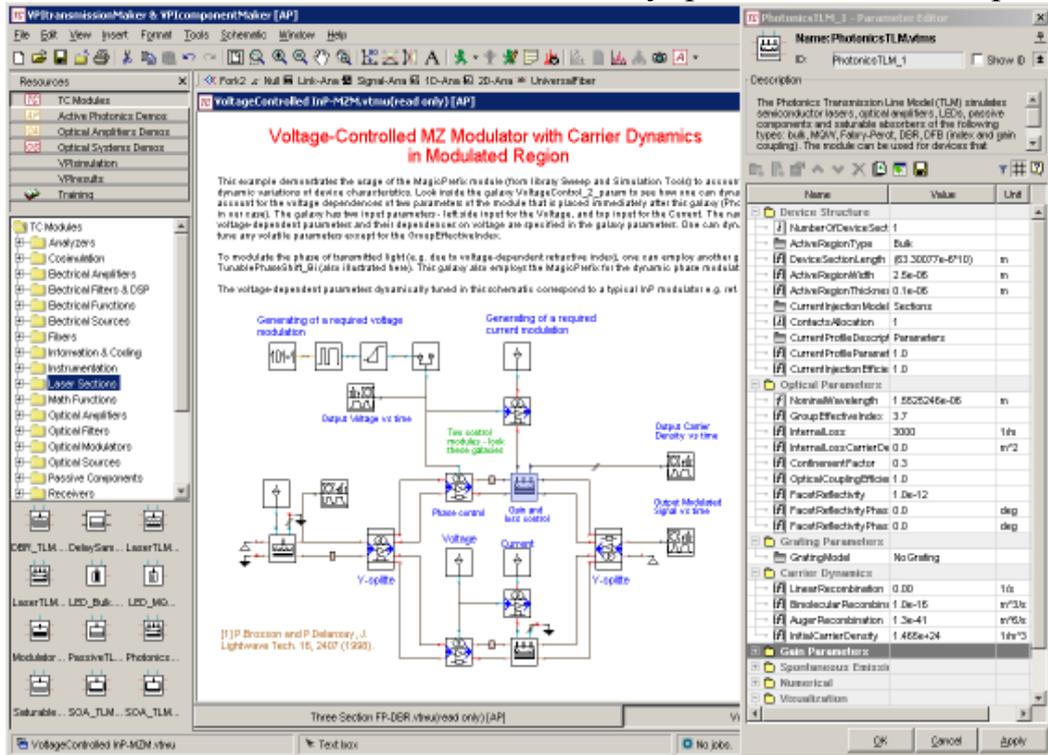


Название программы:

**VPIcomponentMaker Active Photonics**

Область применения:

Активные фотонные устройства.  
Полупроводниковые лазеры

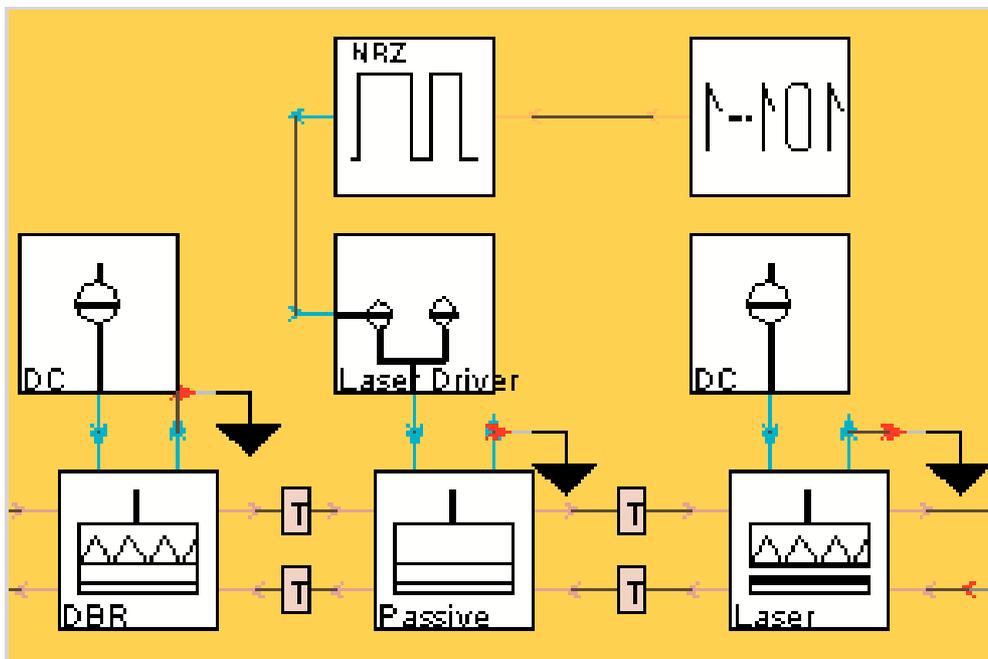


Название программы:

**VPIcomponentMaker Optical Amplifiers**

Область применения:

Волоконные и волноводные усилители:  
многополосные, многоступенчатые,  
гибридные и Рамановские

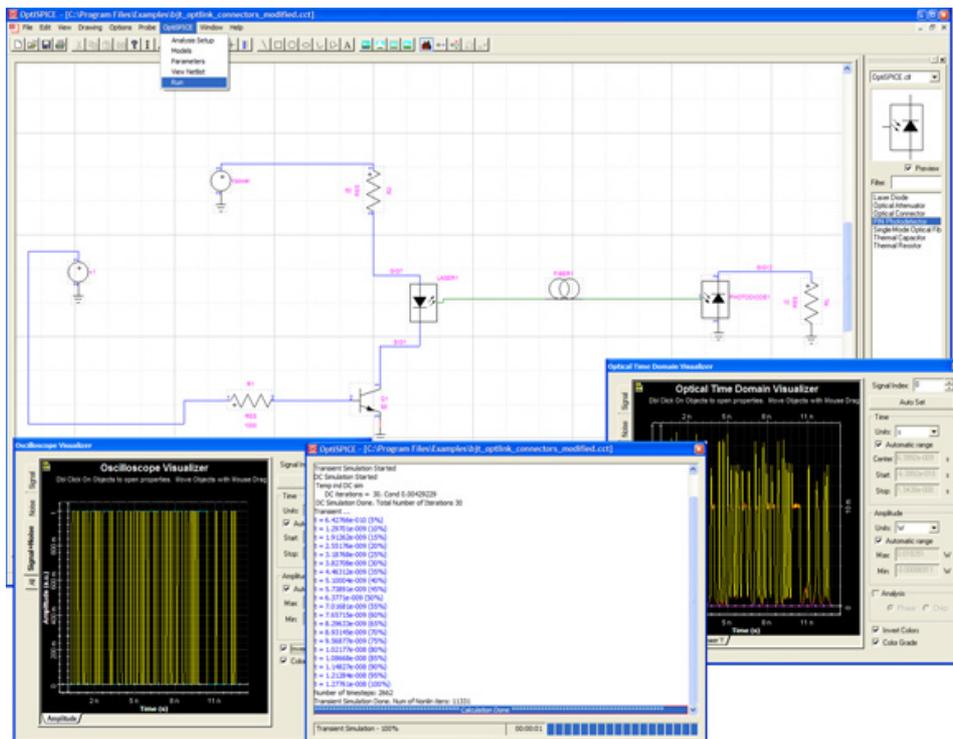


Название программы:

**OptiSPICE**

Область применения:

Оптико-электронные схемы и лазерные  
усилители систем связи



Выбор программы выполнения исследований имеет важное практическое значение. При этом необходимо учитывать ряд факторов: стабильность, надежность и точность используемого численного метода; возможность учета дополнительных факторов, влияющих на результаты моделирования волноводных структур; наглядность получаемых в результате моделирования результатов. На рис.3.2 рассмотрены основные принципы использования вычислительной фотоники.



Рис.3.2. Принципы вычислительной фотоники

Грамотный подход к использованию вычислительной фотоники включает: использование опыта конструктора и завода-изготовителя; совместное использование экспериментальных результатов и результатов моделирования; создание и использование библиотеки хорошо проверенных элементов. Основная роль вычислительной фотоники заключается в оптимизации

известных устройств, сокращении цикла проектирования новых устройств, оценке новых механизмов работы устройств и уменьшению времени внедрения нового изделия. Основные преимущества вычислительной фотоники включают: сокращение времени проектирования; увеличение возможности интеграции; уменьшение времени перепроектирования между прототипом и промышленным образцом; увеличение надежности изделия и срока службы; позволяет конструктору выбрать параметры устройства оптимальные для работы в системе.

### **3.2. Основные аспекты автоматизации вычислительной фотоники**

Расчет числовых характеристик и моделирование компонентов волноводной фотоники были важными предметами исследования в последние два десятилетия. Потребность в этом становилась все более очевидной в последние годы, из-за возрастания научно-исследовательского интереса к интегральным схемам оптического диапазона. Перестраивать и настраивать эти схемы, один раз изготовленные, невозможно больше ни экономически, или во многих случаях, даже вообще. Следовательно, необходимы чрезвычайно точные методы определения характеристик модели структуры.

Из-за того, что большинство структур, используемых в сегодняшних интегральных оптических схемах невозможно рассчитать аналитически, численные методы для определения характеристик чрезвычайно необходимы. Проектировщики предпочитают использовать пакеты автоматизированного проектирования (CAD), которые в большинстве случаев состоят из аппроксимации эмпирической кривой или эмпирических формул. Однако проверка правильности этих формул должна быть поддержана точными определениями характеристики. Кроме того, любые численные методы расчета характеристик должны быть как можно эффективнее и экономически возможными, и достаточными по временным требованиям и требованиям памяти центрального процессора, хотя недавние прогнозы в компьютерной области накладывают менее серьезные ограничения на эффективность и экономику метода. Другой аспект важен в разработке численных методов – эксплуатационная гибкость разработки численных методов.

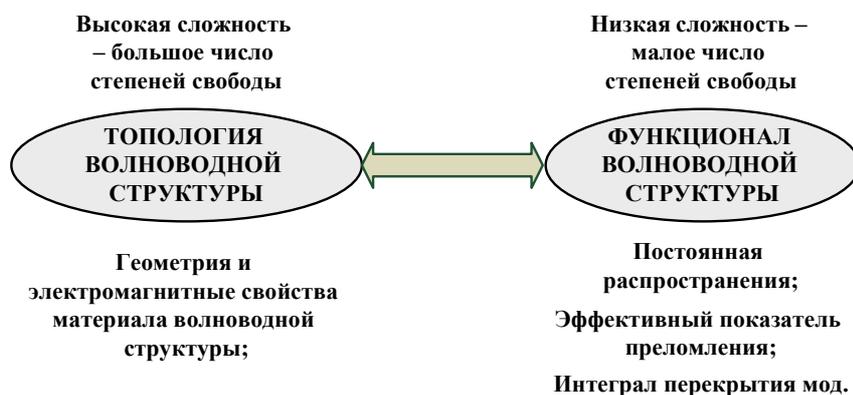
Фактически численные методы выбраны на основе компромиссов между точностью, быстродействием, требованием памяти, эксплуатационной гибкостью, и т.д., и часто зависят от анализируемой структуры.

Для анализа конкретной структуры нужно сделать выбор, какой метод лучше всего подходит для структуры. Следовательно, пользователь должен провести критическую оценку предполагаемого метода.

В то время как теория и практика остаются двумя традиционными столпами науки и разработки, числовое моделирование и задачи симуляции представляют третий столп, который поддерживает, дополняет, а иногда и заменяет их.

В задачах вычислительной фотоники широко используются различные подходы к решениям уравнений Максвелла посредством электромагнитных симуляторов или вычислителей поля. Полевые решения стали необходимы вследствие развития аналоговых и цифровых систем при повышении временных отношений частот и плотности расположения, увеличении полос пропускания и усложнении волноводных устройств в целом. Полевые решения требуют больших временных затрат и памяти в процессе вычисления, чем аналогичные расчеты модельных систем. Однако, они могут быть ответственными за все паразитные взаимодействия, эффекты формирования и распределенную природу поля в структуре. Моделирование поля может использоваться для проведения реалистичного эквивалентного моделирования электромагнитных структур, которые включают эти паразитные и распределенные эффекты, и, таким образом, приводят к точным результатам с минимальными вычислительными расходами. Последняя идея является главным направлением использования оптимизации.

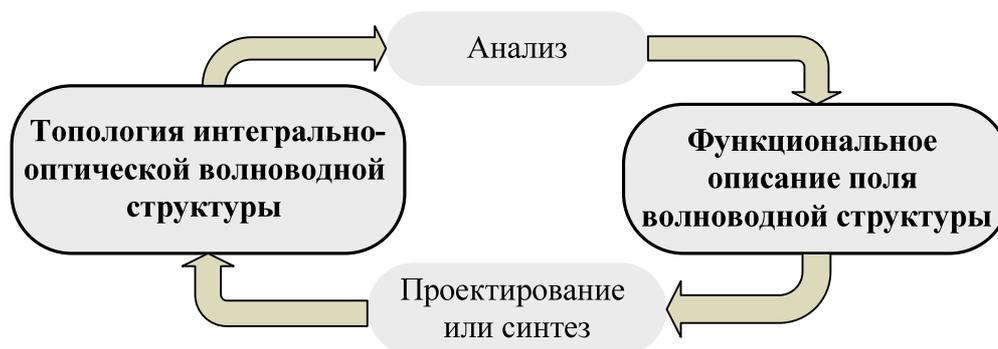
Волноводная фотоника включает компоненты, оперирующие с величинами порядка длины волны. Свойства интегрально-оптических компонентов зависят от их геометрии или топологии, а также от свойств окружающего пространства и расположения в случае открытых структур. Задача инженера вычислительной фотоники заключается в установлении соотношения между геометрией или топологией волноводной структуры и её функциональным описанием, рис.3.3.



*Рис.3.3. Взаимосвязь между топологией и функционалом волноводной структуры*

Топология волноводной структуры может быть очень сложной и иметь много степеней свободы (количество переменных), в то время как ее функциональное описание обычно менее сложное и может быть описано меньшим количеством независимых переменных или степеней свободы.

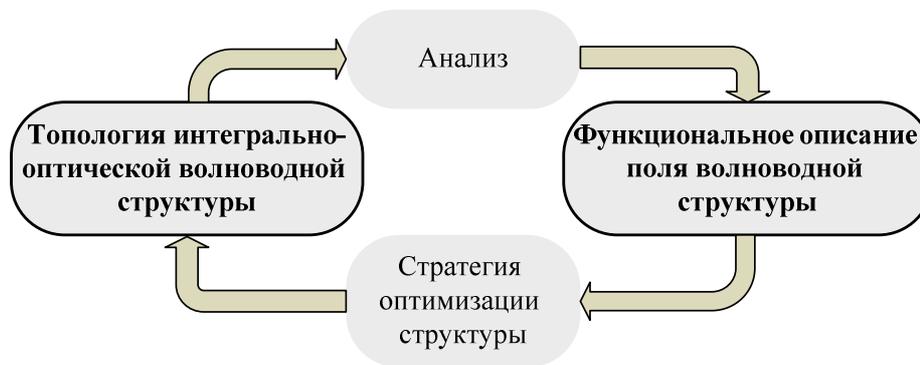
Если известна топология структуры (рис.3.4), можно получить ее функциональное описание путем выполнения анализа. Результат анализа уникален и должен быть тем же самым, независимо от используемого метода, и без учета ошибок. Синтез, являющийся обратным процессом, обычно не приводит к уникальным результатам потому, что функциональное описание содержит меньшее количество степеней свободы, чем топология. Другими словами, одно и то же функциональное описание может быть использовано для нескольких топологий.



*Рис.3.4. Получение функционального описания поля волноводной структуры путем выполнения анализа*

Альтернативой является осуществление полного анализа. В процессе выполнения проекта обычно используется обратный анализ, т.е. синтез,

который является более стимулирующим, но это не всегда приводит к уникальным результатам. Очень удачная альтернатива – анализ с оптимизацией, в которой начальная топология неоднократно анализируется и стратегически изменяется, пока не появляется специфика, как показано на рис.3.5.



*Рис.3.5. Проведение анализа и оптимизации поля волноводной структуры*

Фактически, анализ с оптимизацией стал распространенной основой автоматизированного проектирования интегральной фотоники, в то время как прямой синтез все еще находится на стадии исследования.

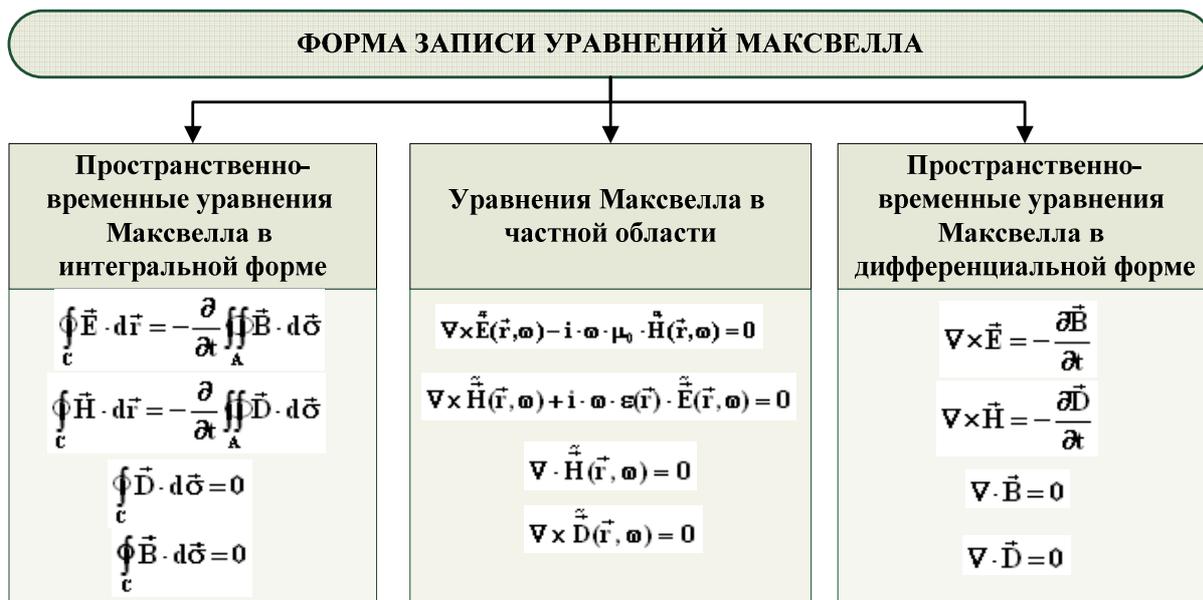
### **3.3. Модальный и волноводный анализы фотонных структур**

В предыдущих параграфах было показано, что проектирование современных фотонных устройств основано на модальном и волноводном анализе. Целью анализа является изучение процессов, происходящих при возбуждении и распространении оптического излучения в материальной среде. На рис.3.6 приведены основные особенности модального и волноводного анализа, которые учитываются при автоматизации процесса моделирования и проектирования фотонных устройств.



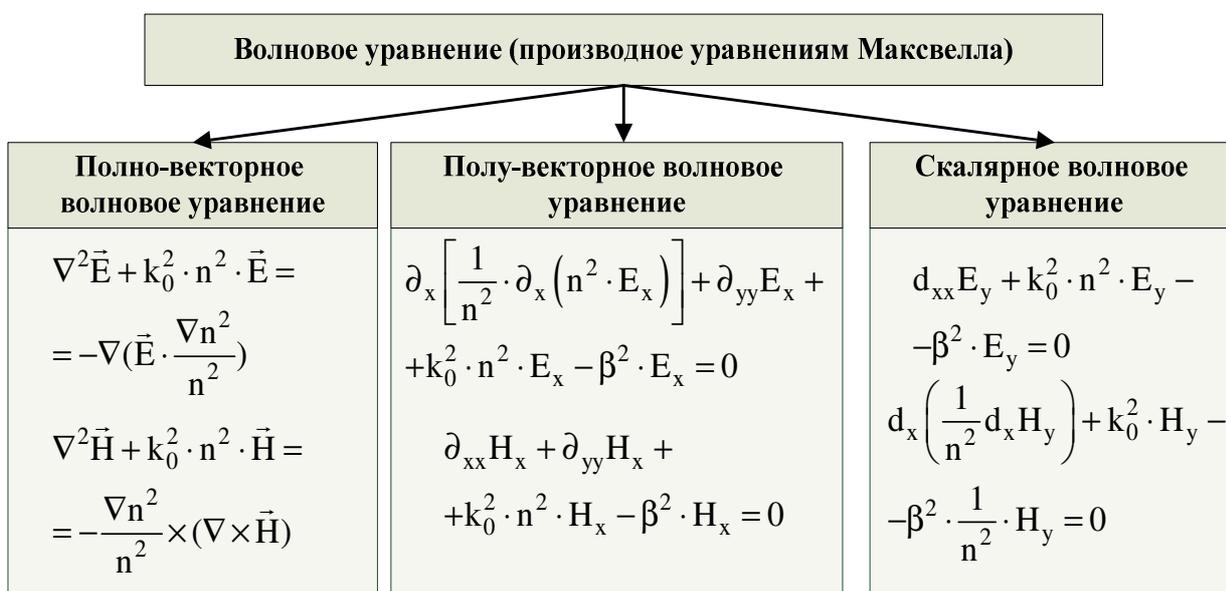
*Рис.3.6. Основные особенности волноводного анализа*

Анализ топологических особенностей волноводных структур связан с нахождением функции оптического поля, которая должна удовлетворять: уравнениям Максвелла, граничным и начальным условиям, а также условиям возбуждения. Система уравнений Максвелла описывает, с одной стороны, поведение электромагнитного излучения в материальной среде, с другой - изменение свойств материальной среды под воздействием электромагнитного излучения, а также условия возбуждения поля в волноводной структуре. На рис.3.7 приведены формы записи уравнений Максвелла.



*Рис.3.7. Формы записи уравнений Максвелла*

Рис.3.8 иллюстрирует различные типы записи волновых уравнений, полученных из уравнений Максвелла. Они могут быть использованы при решении задач волноводной фотоники.



*Рис.3.8. Формы записи волнового уравнения*

Начальные условия – условия, определяющие значения искомой функции в начальный момент времени. Граничные условия – условия, определяющие значения искомой функции на границе пространственной области, внутри которой требуется найти решение.

В общем случае анализ волноводных структур основан на использовании полно-векторных уравнений Максвелла. Для структуры с небольшим градиентом показателя преломления в одном направлении (например, направлении  $y$ ), для волноводного канала с очень низким боковым контрастом показателя преломления можно пренебречь градиентом показателя преломления в этом направлении. Такой подход приводит к полувекторным волновым уравнениям для соответствующей структуры. Для структур с небольшим контрастом показателя преломления в обоих поперечных направлениях, возможно, иногда пренебречь членом, учитывающим градиент показателя преломления. Это приводит к скалярным волновым уравнениям.

Методы электромагнитного анализа и программные средства моделирования волноводных элементов и устройств, реализованные на их основе, подразделяются на трехмерные (3D), трехмерные для существенно планарных структур (2,5D), двумерные (2D) и одномерные.

- Одномерные методы предназначены для решения задач, в которых область и исходные функции зависят от одного пространственного измерения. Типичные примеры – задачи линии передачи, однородное распространение планарной волны, сферически или цилиндрически симметричные задачи только с радиальной зависимостью.

- Двумерные методы используются для решения задач, в которых область и исходные функции зависят от двух пространственных измерений. Типичные примеры – исследование поперечного сечения в линиях передачи и волноводах, распространении  $TE_{n0}$  в прямоугольных волноводных структурах, коаксиальных задачах, сферических задачах, зависящих только от радиуса и азимута. 2D-методы применяются для расчета регулярных многослойных планарных структур.

- 2.5D методы применяются для решения задач исследования областей, зависящих от трех пространственных измерений; в эти категории входят все объемные полноволновые обобщенные формулировки. Типичные примеры – планарные структуры, такие как микрополосковые устройства, псевдопланарные устройства, искривляющие антенны, обобщенные многослойные структуры, которые содержат планарные проводящие отрезки. Основным методом анализа таких структур является метод моментов в пространственных и спектральных областях; для планарных и квазипланарных структур удобно использовать метод линий.

- Трехмерные методы предназначены для решения задач, в которых область и исходные функции зависят от трех пространственных измерений. Эта категория включает всю объемную полноволновую формулировку общего назначения. Основными трехмерными методами являются пространственно-частотный метод, метод конечного элемента, конечной разности и метод моментов. Среди трехмерных методов временного интервала доминируют метод конечной разности во временной области и метод матрицы переноса. За последнее время усовершенствованы базовые трехмерные методы исследования волноводных структур и представлены в виде компьютерных программ моделирования для более специализированного использования, включая соответствующие способы технической реализации, такие как техника связанных интегральных уравнений, методика расчета в спектральной области, метод обобщенного мультиполя, метод линий, метод граничного элемента. В современных пакетах моделирования электромагнитных полей используются гибридные комбинации данных трехмерных методов. Такие программные средства целесообразно применять для расчета электромагнитных полей во временной или частотной областях в сложных объемных структурах с различными электрическими, физическими, геометрическими и размерными параметрами отдельных составляющих; для расчета интегральных фотонных элементов и анализа волноводных устройств антенн.

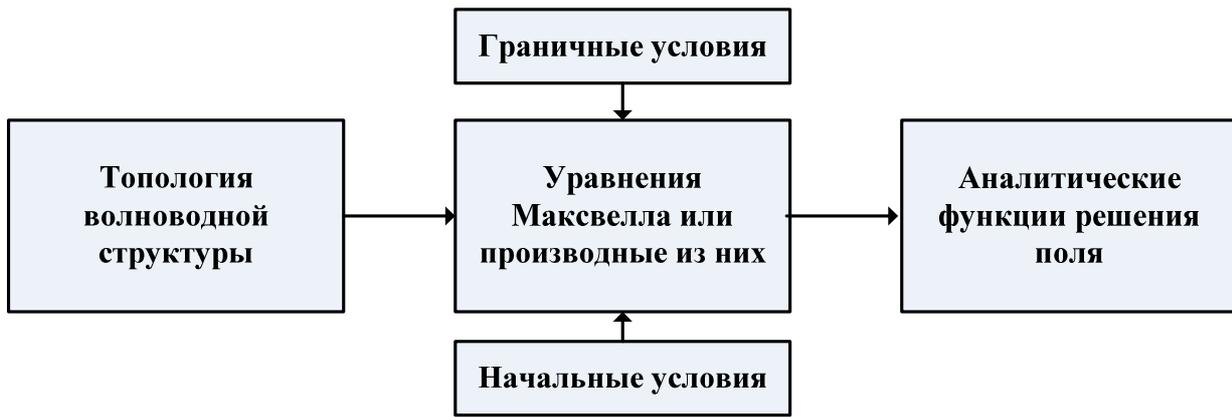
### **3.4. Основные методы анализа волноводных структур**

На рис.3.9 приведены основные типы и особенности методов анализа, которые используются для решения задач интегральной фотоники.



*Рис.3.9. Основные типы методов анализа*

**Аналитические методы** (рис.3.10) – решения волноводных задач в закрытой форме с точки зрения аналитических функций. Выражения могут быть найдены только для нескольких специальных конфигураций (например, в прямоугольных, эллиптических или сферических волноводах и резонаторах). Несмотря на их ограниченную практическую применимость, аналитические решения чрезвычайно полезны с целью утверждения численных методов, поскольку они обеспечивают безошибочные справочные решения.



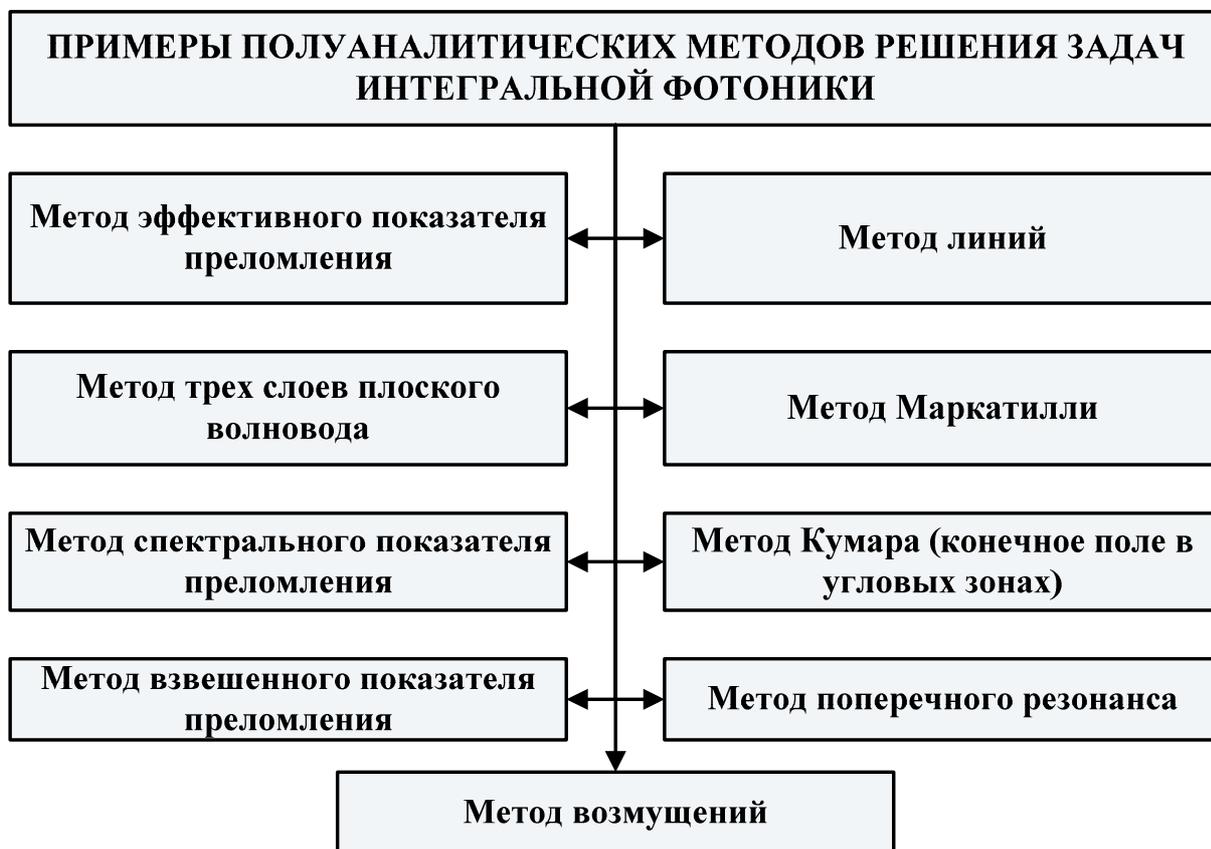
*Рис.3.10. Аналитические методы*

**Полуаналитические методы** (рис.3.11) были развиты до появления мощных компьютеров. Они используют обширную аналитическую обработку задач поля. Это приводит к сложному интегралу, бесконечному ряду, вариационной формуле, асимптотическому приближению, то есть, к выражению, требующему количественного решения заключительной вычислительной обработки. Предварительная аналитическая обработка часто приводит к довольно быстрым и эффективным компьютерным алгоритмам, но получающиеся программы обязательно специализированы, поскольку первоначально в формулировку были включены определенные типы граничных и материальных условий.



*Рис.3.11. Полуаналитические методы*

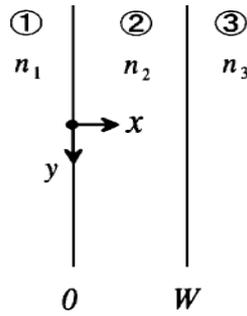
Необходимо отметить, что аналитические и полуаналитические методы анализа можно рассматривать в общем виде. Это связано с тем, что чисто аналитические методы используются для решения только узкого круга простейших задач. Полуаналитические методы основаны на определенной аппроксимации структуры в процессе рассмотрения с последующим получением аналитического решения упрощенных задач. Полуаналитические методы широко используются при моделировании оптоэлектронных волноводов, таких как углубленные и ребристые волноводы, конусы и направленные ответвители. Число полуаналитических методов быстро увеличивается, появляются новые методы и совершенствуются уже существующие. Примеры полуаналитических методов расчета волноводных структур приведены на рис.3.12.



*Рис.3.12. Основные виды полуаналитических методов решения задач интегральной фотоники*

**Метод трех слоев плоского волновода.** Один из наиболее простых полуаналитических методов (рис.3.13). Полагается, что структура волновода однородна вдоль осей  $y$  и  $z$ . Тангенциальные составляющие поля связаны на границе между средами, поэтому возможно использование волновых уравнений Гельмгольца для описания однородных сред.

### Исходная структура



Исходное волновое уравнение для ТЕ мод	Составляющие поля $E_y$		Составляющие поля $H_z$	
	$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + k_0^2 \cdot (\epsilon_r - n_{\text{eff}}^2) \cdot E_y = 0$ $k_0^2 = \omega \cdot \sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}$	Область 1	$C_1 \cdot e^{\gamma_1 \cdot x}$	$\frac{-\gamma_1}{j \cdot \omega \cdot \mu_0} \cdot C_1 \cdot e^{\gamma_1 \cdot x}$
	Область 2	$C_2 \cdot \cos(\gamma_2 \cdot x + \alpha)$	$\frac{\gamma_2}{j \cdot \omega \cdot \mu_0} \cdot C_2 \cdot \sin(\gamma_2 \cdot x + \alpha)$	
	Область 3	$C_3 \cdot e^{-\gamma_3 \cdot (x-W)}$	$\frac{\gamma_3}{j \cdot \omega \cdot \mu_0} \cdot C_3 \cdot e^{-\gamma_3 \cdot (x-W)}$	
		$\gamma_1 = k_0 \cdot \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_1^2}$	$\gamma_2 = k_0 \cdot \sqrt{n_2^2 - n_{\text{eff}}^2}$	$\gamma_3 = k_0 \cdot \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_3^2}$

Исходное волновое уравнение для ТМ мод	Составляющие поля $E_z$		Составляющие поля $H_y$	
	$\frac{d^2 H_y}{dx^2} + k_0^2 \cdot (\epsilon_r - n_{\text{eff}}^2) \cdot H_y = 0$	Область 1	$\frac{\gamma_1}{j \cdot \omega \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r} \cdot C_1 \cdot e^{\gamma_1 \cdot x}$	$C_1 \cdot e^{\gamma_1 \cdot x}$
	Область 2	$\frac{-\gamma_2}{j \cdot \omega \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r} \cdot C_2 \cdot \sin(\gamma_2 \cdot x + \alpha)$	$C_2 \cdot \cos(\gamma_2 \cdot x + \alpha)$	
	Область 3	$\frac{\gamma_3}{j \cdot \omega \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r} \cdot C_3 \cdot e^{-\gamma_3 \cdot (x-W)}$	$C_3 \cdot e^{-\gamma_3 \cdot (x-W)}$	
		$\gamma_1 = k_0 \cdot \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_1^2}$	$\gamma_2 = k_0 \cdot \sqrt{n_2^2 - n_{\text{eff}}^2}$	$\gamma_3 = k_0 \cdot \sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_3^2}$

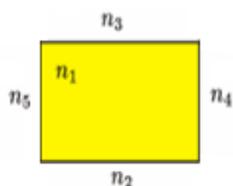
Рис.3.13. Метод трех слоев плоского оптического волновода

**Метод Маркатилли.** Этот метод является одним из первых полуаналитических методов для анализа углубленных волноводов и разветвителей (рис.3.14).

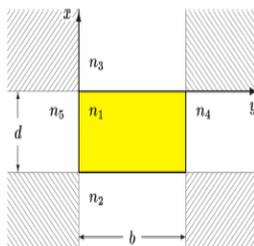
Метод был разработан для направляющих структур больших размеров, для которых разность показателей преломления между сердцевиной и оболочкой материала небольшая, менее 5%. С учетом этого, поле предполагается существующим только в области сердцевины волновода и в четырех соседних областях оболочки, которые распространяются в ширину и глубину волновода до бесконечности. Во всех других областях считается, что поле пренебрежимо мало и принимается равным нулю. Кроме того, предполагается синусоидальное изменение поля в области сердцевины и экспоненциальное в четырех областях

оболочки эквивалентной структуры, что используется для разделения общего поля на поля от двух волноводных пластин - вертикальной и горизонтальной. Два трансцендентных уравнения для каждого волновода решаются совместно для получения константы осевого распространения.

**Исходная структура волновода**



**Эквивалентная структура волновода**



**Уравнения Гельмгольца**

$$\frac{\partial^2 \underline{E}_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \underline{E}_z}{\partial y^2} + (\beta_v^2 - \beta_z^2) \underline{E}_z = 0,$$

$$\frac{\partial^2 \underline{H}_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \underline{H}_z}{\partial y^2} + (\beta_v^2 - \beta_z^2) \underline{H}_z = 0$$

$v$  - индекс области

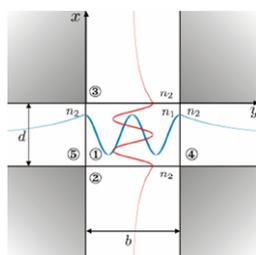
**Решения для  $E_{mn}^x$  моды в области 1**

$$E_{1x} = jA_1 \frac{\beta_y^2 + \beta_z^2}{\beta_x \beta_z} \sin[\beta_x(x + x_0)] \cos[\beta_y(y + y_0)]$$

$$E_{1y} \approx 0$$

$$E_{1z} = A_1 \cos[\beta_x(x + x_0)] \cos[\beta_y(y + y_0)]$$

**Распределение поля в эквивалентной структуре**



**Решения для  $E_{mn}^x$  моды в области 2, аналогичные решения для областей 3, 4 и 5**

$$E_{2x} = A_2 \frac{\beta_y^2 + \beta_z^2}{\beta_{x2} \beta_z} \cos[\beta_y(y + y_0)] e^{|\beta_{x2}|(x+d)}$$

$$E_{2y} \approx 0$$

$$E_{2z} = A_2 \cos[\beta_y(y + y_0)] e^{|\beta_{x2}|(x+d)}$$

**Определение постоянных распространения**

$$\text{tg}(\beta_x d) = j n_1^2 \beta_x \frac{n_2^2 \beta_{x3} + n_3^2 \beta_{x2}}{n_2^2 n_3^2 \beta_x^2 + n_1^2 \beta_{x2} \beta_{x3}}$$

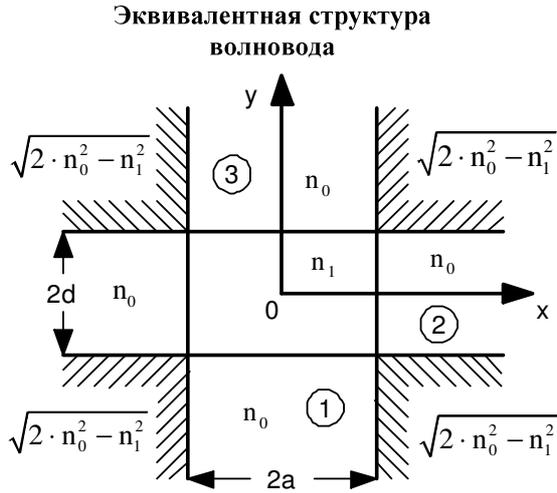
$$\text{tg}(\beta_y b) = j \beta_y \frac{\beta_{y4} + \beta_{y5}}{\beta_y^2 + \beta_{y4} \beta_{y5}}$$

$$\beta_{x2,3} = -j \sqrt{\beta_1^2 - \beta_{2,3}^2 - \beta_x^2}, \quad \beta_{y4,5} = -j \sqrt{\beta_1^2 - \beta_{4,5}^2 - \beta_y^2}$$

*Рис.3.14. Метод Маркатилли*

Метод Маркатилли не обеспечивает хороших результатов для волноводов, работающих вблизи области отсечки.

**Метод Кумара.** Метод Кумара является усовершенствованием метода Маркатилли, учитывающим конечное поле в угловых зонах (рис.3.15).



**Распределение показателя преломления**

$$n^2(x, y) = N_x^2(x) + N_y^2(y) + O(n_1^2 - n_0^2)$$

$$N_x^2(x) = \begin{cases} n_1^2 / 2 & |x| \leq a \\ n_0^2 - n_1^2 / 2 & |x| > a \end{cases}$$

$$N_y^2(y) = \begin{cases} n_1^2 / 2 & |y| \leq d \\ n_0^2 - n_1^2 / 2 & |y| > d \end{cases}$$

**Волновое уравнение**

$$\nabla^2 f + (k^2 n^2 - \beta^2) f = 0$$

$$\nabla^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$$

**Постоянная распространения**

$$\beta^2 = (k^2 n_1^2 - k_x^2 - k_y^2) + \frac{k^2 (n_1^2 - n_0^2) \cos^2(k_x a - \phi) \cos^2(k_y d - \psi)}{(1 + \gamma_x a)(1 + \gamma_y d)}$$

**Нормированная постоянная распространения**

$$b = 1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^2 (n_1^2 - n_0^2)} + \frac{\cos^2(k_x a - \phi) \cos^2(k_y d - \psi)}{(1 + \gamma_x a)(1 + \gamma_y d)}$$

*Рис.3.15. Метод Кумара*

**Метод эффективного показателя преломления.** Метод Маркатилли был в дальнейшем развит и преобразован в метод эффективного показателя преломления, вскоре ставшим одним из самых популярных методов анализа оптических волноводов. В этом методе эффективный показатель преломления структуры получается путем решения двух трансцендентных уравнений для волноводных пластин (рис.3.16).



**Исходное уравнение**

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + (n(x, y)^2 k^2 - \beta^2) E = 0$$

**Представление поля**

$$E = E_0 \phi(y) \psi(x) e^{j\beta z}$$

**Система уравнений**

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = E_0 \phi(y) e^{j\beta z} \frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} = \frac{E}{\psi(x)} \frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2}$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial y^2} = E_0 \psi(x) e^{j\beta z} \frac{\partial^2 \phi(y)}{\partial y^2} = \frac{E}{\phi(y)} \frac{\partial^2 \phi(y)}{\partial y^2}$$

**Уравнение расчета**

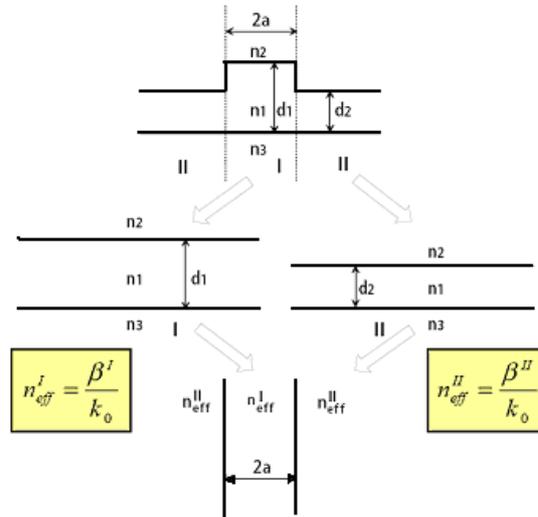
$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - (\beta_{eff}^2(x) - \beta^2) \psi = 0$$

$n_{eff,I}$	$n_{eff,II}$	$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - (\beta_{eff}^2(x) - \beta^2) \psi = 0$
I	II	$\beta = kn_{eff}$
		$n_{eff} = \frac{\beta}{k} = \frac{\beta \lambda}{2\pi}$

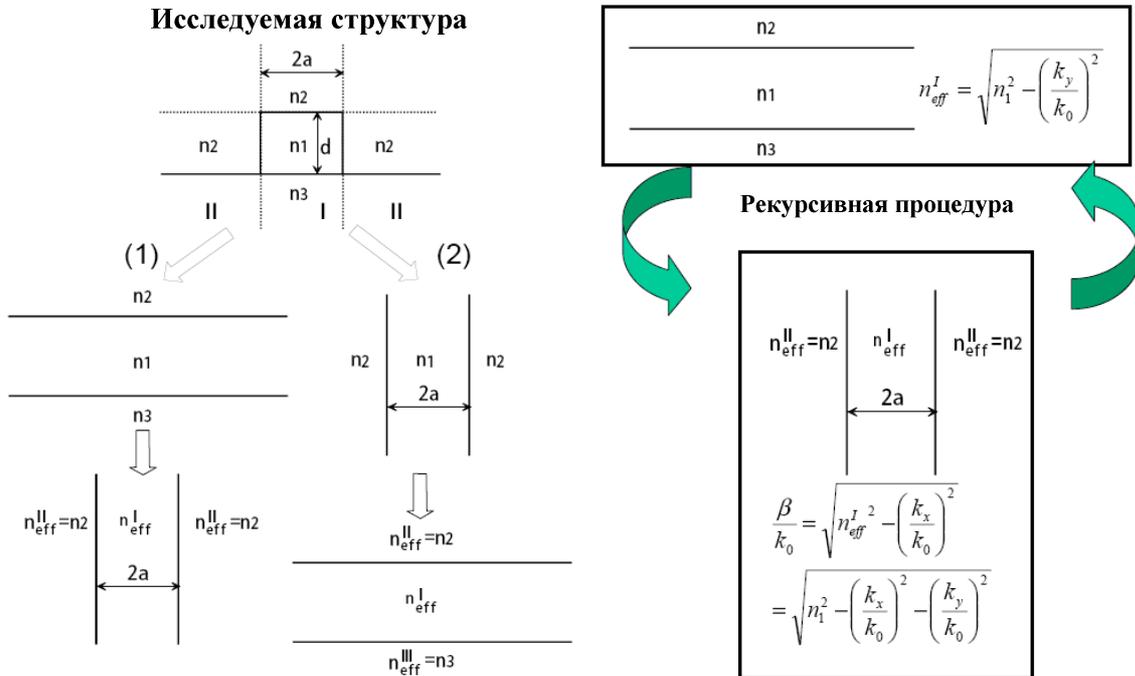
**Рис.3.16. Метод эффективного показателя преломления**

Простота и быстрота метода привлекли исследователей к разработке различных модификаций (рис.3.17), которые позволили повысить точность метода эффективного показателя. Было развито много различных вариантов метода, таких как метод эффективного показателя, базирующийся на линейной комбинации решений, с коррекцией возмущения или вариационный метод эффективного показателя, разработанный специально для анализа ребристых волноводов.

**Схема определения постоянной распространения трехмерного волновода**



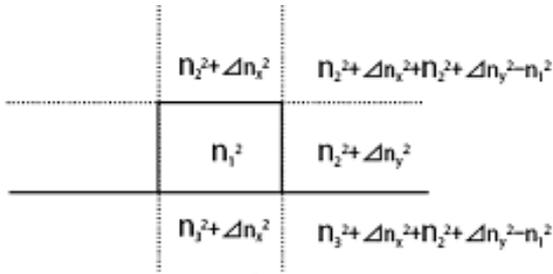
**Обобщенный метод эффективного показателя преломления**



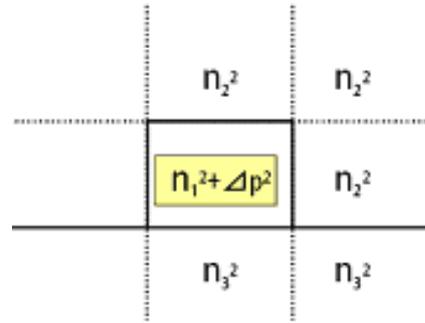
*Рис.3.17. Модификации метода эффективного показателя преломления*

**Метод возмущений.** Метод возмущений (рис.3.18) позволяет обеспечить лучшую аппроксимацию профиля показателя преломления, чем методы эффективного показателя. В процессе моделирования волноводной структуры вычисляется возмущение показателя преломления, а также возмущение распределения электромагнитного поля.

**Распределение показателя преломления**



**Модифицированная волноводная структура**



**Возмущение показателя преломления**

$$\Delta n_x^2 = \left( \frac{k_x}{k_0} \right)^2 \quad \Delta n_y^2 = \left( \frac{k_y}{k_0} \right)^2$$

**Возмущение распределения поля**

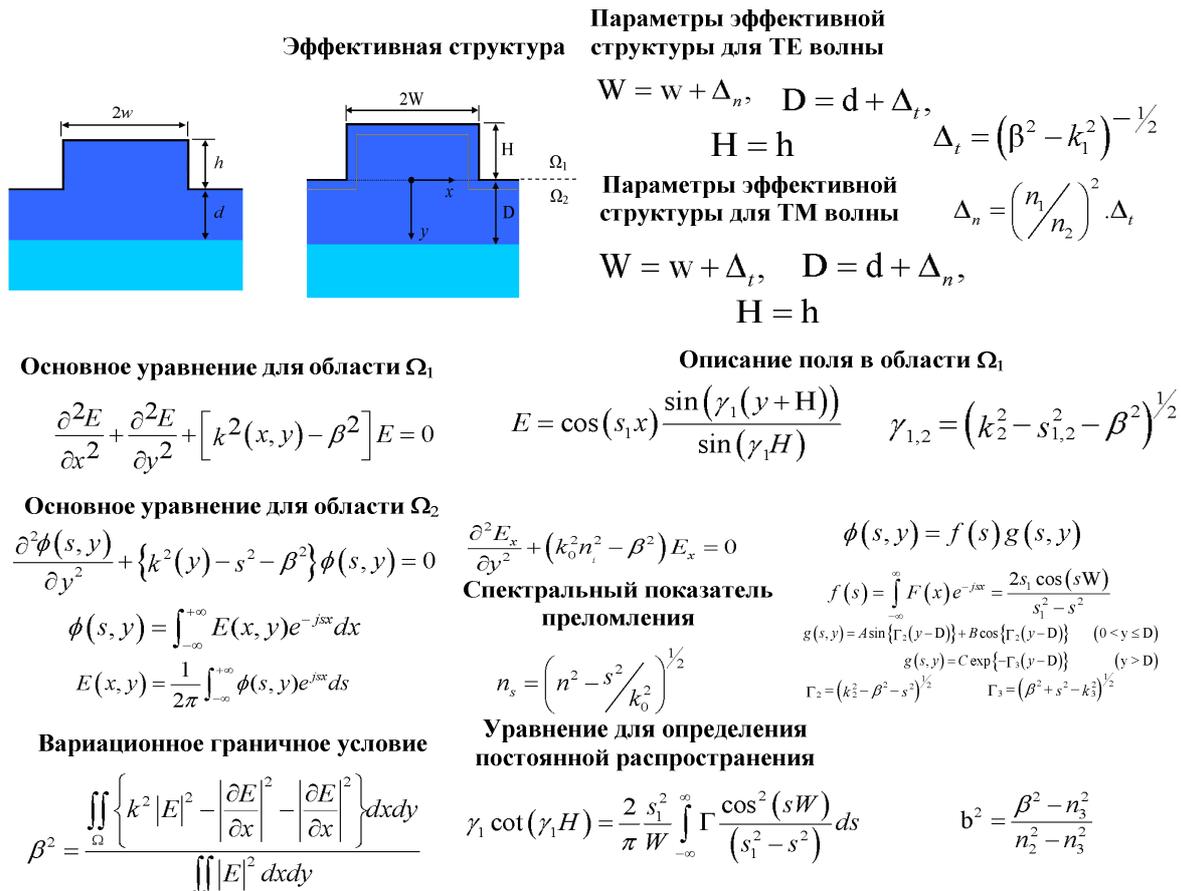
$$\Delta_p^2 = \frac{k_0^2 \int_S |f(x)g(y)|^2 \delta n^2 dS}{\int_S |f(x)g(y)|^2 dS}$$

*Рис.3.18. Метод возмущений*

**Метод спектрального показателя преломления.** Возрастающее использование ребристых волноводов в качестве базового носителя сигнала, также как их использование в устройствах связи, деления, фокусировки, соединения, фильтрации, усиления, модуляции и генерации дают толчок для разработки методик повышения точности полуаналитических методов расчета. Одним из достижений является метод спектрального показателя преломления, предложенный для анализа ребристых волноводов с воздушной оболочкой (рис.3.19). Переход оптического поля из полупроводника в воздух моделируется с использованием сдвига Гуса-Хансена, объединенного с нулевым граничным условием. Исследуемая открытая структура заменяется несколько большей, частично закрытой, которую легко анализировать; решения для такой структуры близко аппроксимируют аналогичные для реальной структуры.

Метод спектрального анализа решает скалярное волновое уравнение как для самого гребня, так и для области ниже него. При нахождении решения для поляризационного случая, вводятся основные компоненты поля, для которых

эффективная ширина, соответствующая вариационным граничным условиям, удовлетворяется адекватно. Волновое уравнение решается непосредственно для гребня и выражается в раздельной форме. В области ниже гребня для снижения мерности проблемы используется Фурье-преобразование; поле выражается в спектральной области с использованием Фурье-преобразования. Поля в основании гребня полностью согласуются, но допускается неоднородность градиента поля, которая минимизируется, что приводит к трансцендентному уравнению для  $\beta$ , имеющему эффективное решение.



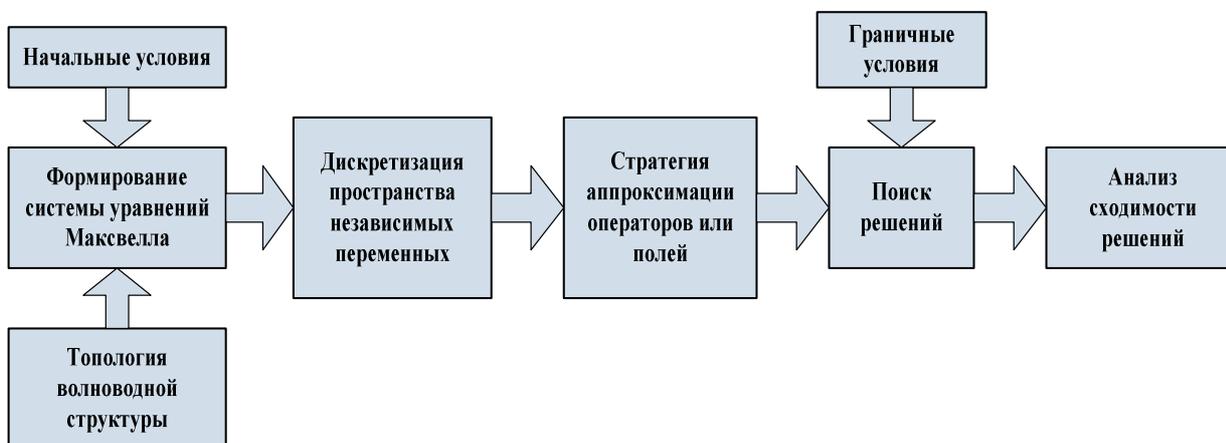
**Рис.3.19. Метод спектрального показателя преломления**

Развитием метода спектрального показателя преломления стал дискретный метод спектрального показателя, который использует ряды Фурье в действительной области для поля ниже гребня и является очень экономичным по затратам компьютерного времени, хотя ограничивает поля в горизонтальном направлении. Метод был также развит на случай соединения ребристых волноводов, многослойных в ребре и под ним, на случаи с потерями и усилением, а также при вытекающих модах.

**Методы, использующие Фурье-преобразование.** Техника Фурье преобразования является специальной группой полуаналитических методов,

использующих преобразование Фурье в процессе решения уравнений Максвелла. Наиболее интересны вариационный метод, использующий обобщенное Фурье преобразование, и метод оператора Фурье. Эти методы используются для решения обобщенной планарной многослойной структуры с любым распределением показателя преломления. Оба метода разделяют многослойную структуру на три несвязанные вертикальные области как в методе трех слоев.

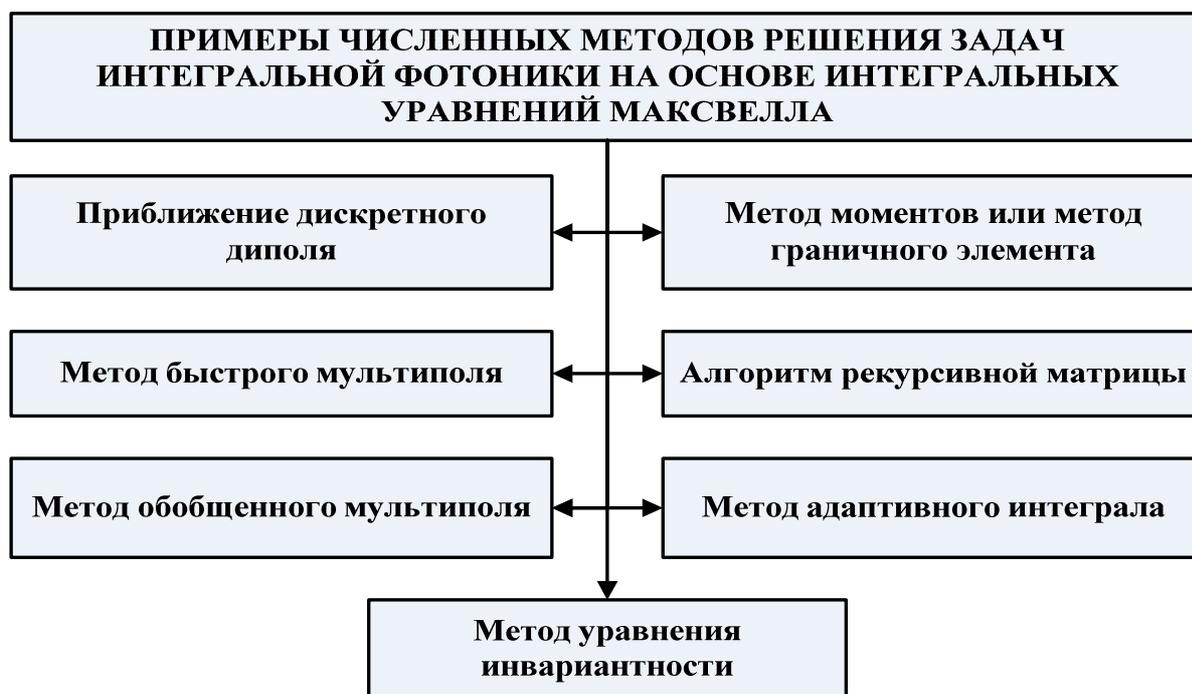
**Численные методы.** Численные методы (рис.3.20) преобразуют непрерывные интегральные или дифференциальные уравнения Максвелла в дискретную форму. Цель всех численных методов состоит в нахождении приближительных решений уравнений Максвелла (или уравнений, полученных из них), которые удовлетворяют заданным граничным и начальным условиям.



*Рис.3.20. Численные методы*

Различия между численными методами заключаются, по существу, в следующих аспектах: величине аппроксимируемого электромагнитного поля; функции разложения, которая используется для аппроксимации неизвестного решения; способе дискретизация независимых переменных; стратегии, используемой для определения коэффициентов функции разложения.

Все многообразие численных методов можно разделить на две большие группы, базирующиеся на решении интегральных уравнений Максвелла (рис.3.21) и дифференциальных уравнений Максвелла (рис.3.22).



*Рис.3.21. Численные методы решения задач интегральной фотоники на основе интегральных уравнений Максвелла*

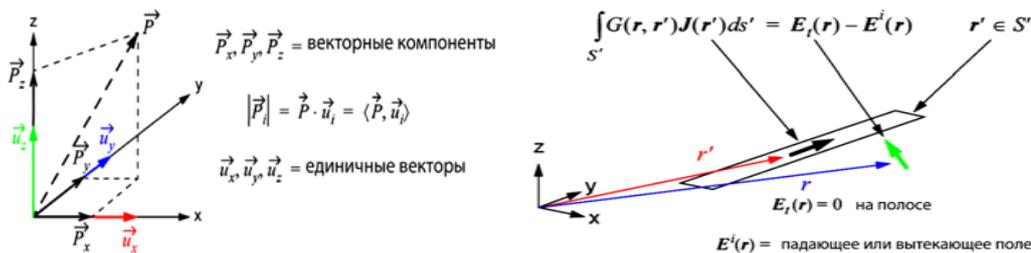


*Рис.3.22. Численные методы решения задач интегральной фотоники на основе дифференциальных уравнений Максвелла*

**Метод моментов или метод граничного элемента.** Первоначально метод использовался в механике и гражданском строительстве, впоследствии нашел применение в электродинамике. Базовый метод моментов оперирует импульсными функциями расширения и тестовыми функциями Дирака. Этот подход был модифицирован с целью непосредственного получения интегральных уравнений электрического (EFIE) и магнитного (MFIE) полей (рис.3.23).

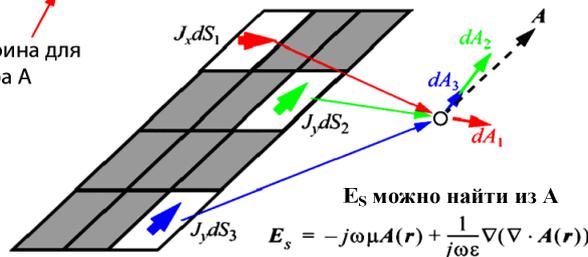
Величины  $E$  и  $H$  являются функциями поля, а  $J$  – функция источника (текущая интенсивность). Инверсные операторы, таким образом, включают функции Грина, зависящие от граничных условий и распределения показателя преломления материала. В большинстве случаев эти интегральные уравнения формулируются в частотной области, хотя существуют применения также и для временной области. Вместо электрического  $E$  и магнитного  $H$  полей можно найти скалярные или векторные потенциалы.

**Базисные вектора**



$$A(\mathbf{r}) = \iint_{S'} \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} J(\mathbf{r}') dS'$$

Функция Грина для вектора  $A$



EFIE:  $L_e^{-1} \mathbf{J} = \mathbf{E}$

MFIE:  $L_m^{-1} \mathbf{J} = \mathbf{H}$

Результирующее электрическое поле

$$E_s(\mathbf{r}) = \frac{1}{j4\pi\omega\epsilon} \iint_{S'} (k^2 + \nabla\nabla) \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} J(\mathbf{r}') dS'$$

Рис.3.23. Метод моментов

**Приближение дискретного диполя.** Метод позволяет вычислять рассеяние и поглощение электромагнитных волн объектами произвольной

геометрии и состава.(рис.3.24). Приближение дискретного диполя было предложено Парселлом в 1973 году, а затем усовершенствовано Дрейном в 1994 году. Исследуемый объект описывается областью поляризованных точек (диполей). Наилучшие результаты достигаются в случае, если размеры объекта сравнимы с длиной волны (область Ми). Материалы должны иметь  $|\ln-1| < 1$ ,  $t_0 < 3$ ,  $n$  - комплексный показатель преломления. Идея метода заключается в разбиении малых объектов на малые объемы, каждый из которых несет момент диполя. Моменты диполя локального электрического поля рассматриваются отдельно для каждого диполя. Общее поперечное сечение вычисляется, используя приближение мультиполя для анизотропных и поглощающих рассеивателей. Поляризация малых объемов связана с диэлектрической функцией аппроксимацией Клаузиуса-Мозотти.

Схема применения приближения диполей для сферы (двумерная задача), белые – свободные диполи

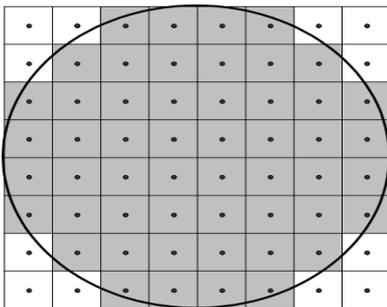
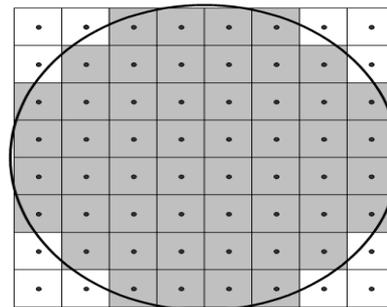
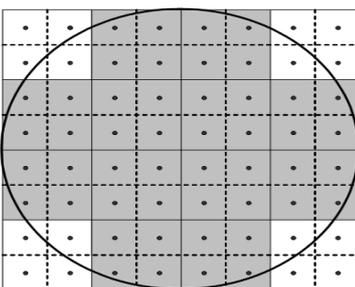


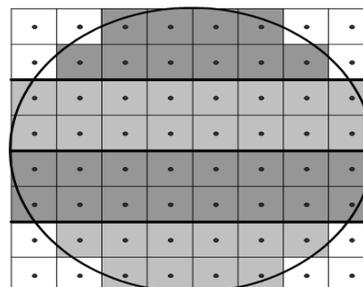
Схема после проведения дипольной корректировки



Использование «зубчатой» схемы



Формирование с помощью «четырех процессов»



Локальное электрическое поле диполя

$$\mathbf{E}_{loc}(\mathbf{r}_i) = \mathbf{E}_{inc,i} + \mathbf{E}_{dipole,i}$$

$$= \mathbf{E}_0 \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i) - \sum_{j \neq i} \mathbf{A}_{ij} \cdot \mathbf{P}_j$$

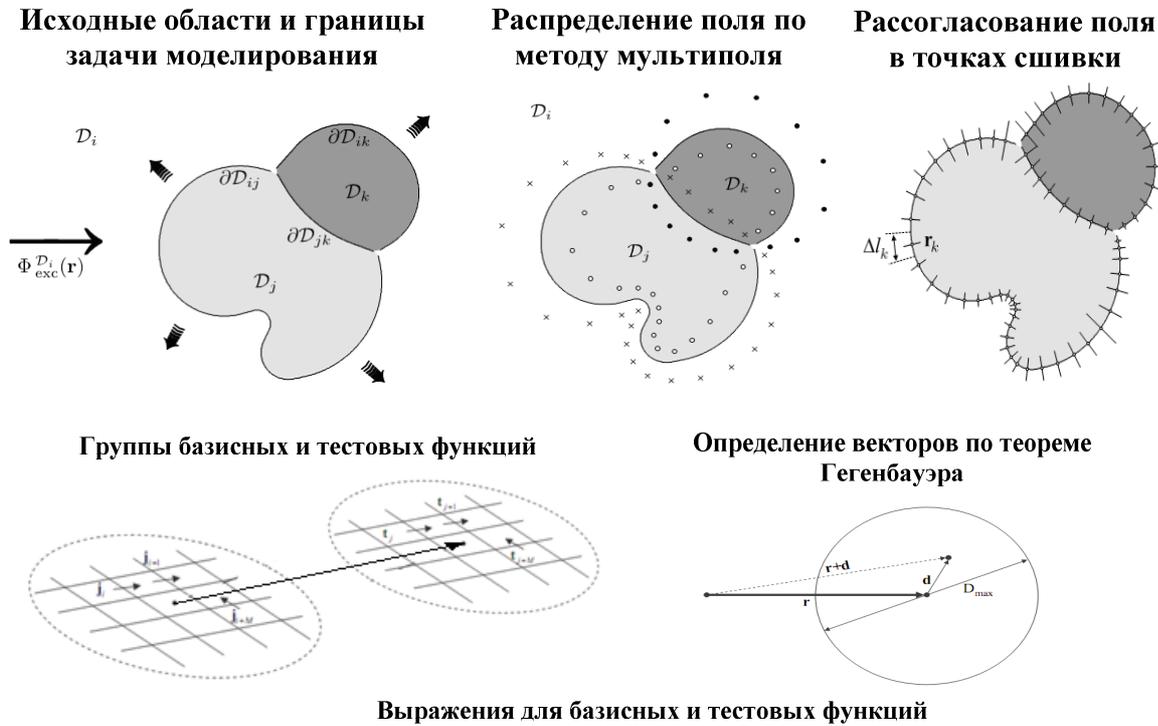
где  $\mathbf{A}_{ij} \cdot \mathbf{P}_j = \frac{\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^3} \times \left\{ k^2 \mathbf{r}_{ij} \times (\mathbf{r}_{ij} \times \mathbf{P}_j) + \frac{(1 - i\mathbf{k}\mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^2} [\mathbf{r}_{ij}^2 \mathbf{P}_j - 3\mathbf{r}_{ij}(\mathbf{r}_{ij} \cdot \mathbf{P}_j)] \right\}$

Резльтирующее значение

$$C_{ext} = \frac{4\pi k}{|E_0|^2} \sum_{i=1}^N \text{Im} (E_{inc,i}^* \cdot P_i)$$

Рис.3.24. Приближение дискретного диполя

**Метод обобщенного мультиполя.** Сильная сторона метода (рис.3.25) состоит в том, что он позволяет вычислять как действительную, так и мнимую части постоянной распространения. Метод обрабатывает граничные условия путем разложения компонент поля по ортонормальному базису.



Выражения для базисных и тестовых функций

$$\begin{aligned}
 V_{im'}(\hat{k}) &= \int_s d\mathbf{r}' e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_{im'}} \left\{ \hat{k} \times [\hat{n}' \times \mathbf{b}_i(\mathbf{r}_i)] \right\} \\
 V_{jm}(\hat{k}) &= \int_s d\mathbf{r} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_{jm}} \left[ \bar{\mathbf{I}} - \hat{k}\hat{k} \right] \cdot \mathbf{t}_j(\mathbf{r}_j).
 \end{aligned}
 \quad
 Z_{ji} = - \int_s d\mathbf{r} \mathbf{t}_j \cdot \left[ \frac{1}{2} \mathbf{j}_i(\mathbf{r}) + \int_s d\mathbf{r}' \hat{n}' \times \mathbf{j}_i(\mathbf{r}') \times \nabla g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \right]$$

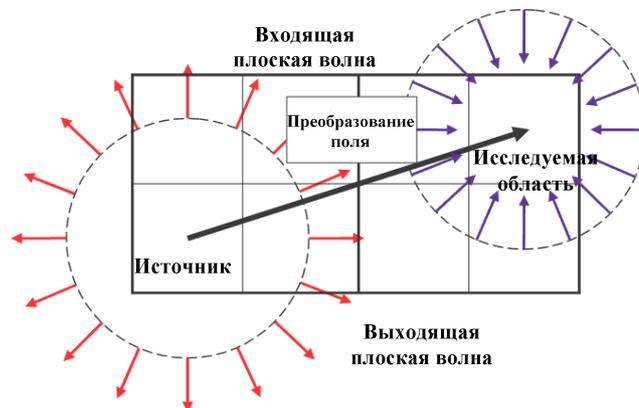


Рис.3.25. Метод обобщенного мультиполя

**Метод конечных разностей.** Метод конечной разности (рис.3.26) является наиболее часто используемым численным методом. Он применяется для

моделирования оптических волноводов, начиная с 80-х годов, базируясь на ранних моделях для металлических волноводов. Метод конечных разностей осуществляет дискретизацию поперечного сечения анализируемой структуры; он подходит для моделирования диэлектрических волноводов с произвольным поперечным сечением, которые могут быть изготовлены из изотропных однородных, неоднородных, анизотропных или материалов с потерями.

**Ячейка моделирования**

**Уравнения Максвелла в дифференциальной форме**

$$\nabla \times \vec{H} = \epsilon_0 \bar{\bar{\epsilon}}_r \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \bar{\bar{\sigma}}_e \cdot \vec{E}$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \bar{\bar{\mu}}_r \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} - \bar{\bar{\sigma}}_m \cdot \vec{H}$$

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \end{bmatrix} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \frac{\partial E_x}{\partial t} \\ \frac{\partial E_y}{\partial t} \\ \frac{\partial E_z}{\partial t} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \sigma_{exx} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{eyy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{ezz} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix}$$

**Векторные уравнения**

**Электрического поля**

$$\nabla^2 \vec{E} + \nabla \left( \frac{\nabla \epsilon_r}{\epsilon_r} \cdot \vec{E} \right) + k_0^2 \cdot \epsilon_r \cdot \vec{E} = 0$$

**Квази ТЕ - мода**

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\epsilon_r} \cdot \frac{\partial}{\partial x} (\epsilon_r \cdot E_x) \right) + \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + (k_0^2 \cdot \epsilon_r - \beta^2) \cdot E_x = 0$$

**Магнитного поля**

$$\nabla^2 \vec{H} + \frac{\nabla \epsilon_r}{\epsilon_r} \times (\nabla \times \vec{H}) + k_0^2 \cdot \epsilon_r \cdot \vec{H} = 0$$

**Квази ТМ - мода**

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{\epsilon_r} \cdot \frac{\partial}{\partial y} (\epsilon_r \cdot E_y) \right) + (k_0^2 \cdot \epsilon_r - \beta^2) \cdot E_y = 0$$

**Сетка метода конечных разностей**

**Форма глобальной матрицы**

*Рис.3.26. Метод конечных разностей*

Для реализации метода конечных разностей требуется заключение структуры в треугольную сетку, допускающую неоднородности материала только вдоль линии сетки. Существует два возможных способа расположения узлов сетки: в центре каждой ячейки (узел определяется постоянным показателем преломления) и в точке пересечения ячеек (каждый узел связан с максимумом четырех различных показателей преломления). Дифференциальный вектор, частично поляризованное или скалярное волновое уравнение можно при этом аппроксимировать, используя стандартную пятиточечную форму конечной разности (в членах поля в узлах сетки). Для усовершенствования метода используются более точные дифференциальные формы.

В общем случае метод конечных разностей является удобной техникой вычислений, однако численное моделирование открытых границ (свойственное диэлектрическим волноводам), требует особого внимания. Решение проблемы может быть найдено путем:

- ✓ помещения структуры в достаточно большую прямоугольную ячейку, которая не нарушает распространение поля и для которой можно использовать нулевые условия поля;

- ✓ применения открытых или согласованных граничных условий на краях ячейки, например, полагая экспоненциальное затухание поля в прямом направлении вне области (при этом возможно ослабить условия, налагаемые на размеры ячейки).

Однако при работе в области отсечки, размеры ячейки должны быть велики для попадания электромагнитного поля в подложку. Использование однородного разбиения приводит к большому числу узлов и увеличению матрицы. Для удобства использования КР метода при моделировании больших объектов со сложной геометрией, требуется использование неоднородной сетки; при этом меньшие ячейки используются в областях, где поле подвергается резкому изменению, а более крупные ячейки могут быть применены в зонах плавного изменения поля. Несмотря на то, что ошибка дифференцирования возрастает при переходе от второго порядка к первому и матрица становится более сложной, в целом достигается достаточно точный результат, особенно в случае присутствия неоднородностей поля.

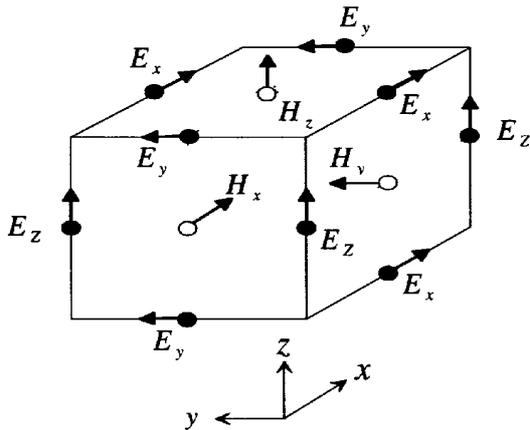
Таким образом, точность метода зависит от размера ячейки, предполагаемой природы электромагнитного поля (скалярной, поляризованной

или векторной) и порядка используемой схемы конечной разности. Симметрия (или асимметрия) структуры может также привести к изменению размера ячейки с учетом соответствующих граничных условий.

Популярность КР метода при моделировании диэлектрических волноводов вызвана простотой и обобщенностью данной методики. Кроме того, алгоритм метода КР-МРЛ, моделирующего распространение излучения в волноводе, использует аналогичную КР дискретизацию; таким образом, весь процесс анализа устройства и моделирования распространения поля становится более полным и законченным. Недостатки метода появляются при работе с большими областями, а также вблизи зоны отсечки; при этом следует использовать адекватные размеры ячеек, а также уделять особое внимание моделированию открытых границ. Все это приводит к значительному увеличению времени расчета и занимаемой памяти.

**Метод конечных разностей во временной области** - один из наиболее широко используемых числовых методов техники (рис.3.27). Это универсальный, методологически простой и наглядный метод. Волна, распространяющаяся через волноводную структуру, определяется путем прямого интегрирования во временной области (уравнение Максвелла) в дискретной форме. Главный недостаток метода конечных разностей во временной области – большое время вычислений.

### Ячейка Ли



### Волновая функция

$$\begin{aligned}\phi(x, t) &= \exp(j \cdot \beta_x \cdot x) \cdot \exp(\alpha \cdot t) = \\ &= \exp(j \cdot \beta_x p \cdot \Delta x) \cdot \exp(\alpha \cdot n \cdot \Delta t) = \\ &= \exp(j \cdot \beta_x \cdot p \cdot \Delta x) \cdot \xi^n \\ \xi &= \exp(\alpha \cdot \Delta t)\end{aligned}$$

### Конечно-разностное выражение во временной области для электрического поля

$$\begin{aligned}E_y^{n+1}\left(N_x, j + \frac{1}{2}, k\right) &= E_y^n\left(N_x - 1, j + \frac{1}{2}, k\right) + \\ &+ \frac{v_x \cdot \Delta t - \Delta x}{v_x \cdot \Delta t + \Delta x} \cdot \left[ E_z^{n+1}\left(N_x - 1, j + \frac{1}{2}, k\right) - E_z^n\left(N_x, j + \frac{1}{2}, k\right) \right] \\ \\ E_z^{n+1}\left(N_x, j, k + \frac{1}{2}\right) &= E_z^n\left(N_x - 1, j, k + \frac{1}{2}\right) + \\ &+ \frac{v_x \cdot \Delta t - \Delta x}{v_x \cdot \Delta t + \Delta x} \cdot \left[ E_y^{n+1}\left(N_x - 1, j, k + \frac{1}{2}\right) - E_y^n\left(N_x, j, k + \frac{1}{2}\right) \right]\end{aligned}$$

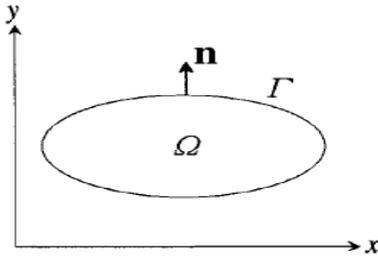
Рис.3.27. Метод конечных разностей во временной области

**Метод конечного элемента.** Метод конечного элемента является также достаточно разработанной техникой нахождения граничных значений (рис.3.28). Метод заключается в разделении исследуемой области на неперекрывающиеся зоны, обычно треугольные. Поле каждого элемента выражается в членах интерполяционных полиномов низкого порядка, взвешенных с значением функции поля в узлах каждого элемента. Общее поле определяется путем линейного суммирования полей каждого элемента.



### Вариационный метод

Анализируемая область



Исходное волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + k_0^2 \cdot (\epsilon_r - n_{\text{eff}}^2) \cdot \phi = 0$$

Условие стационарности функционала

$$\delta \phi \cdot \iint_{\Omega} \left\{ \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) + k_0^2 \cdot (\epsilon_r - n_{\text{eff}}^2) \cdot \phi \right\} \cdot dx \cdot dy = 0$$

Функционал  $I_e$  элемента  $e$ , окруженный границей  $\Gamma_e$

$$I = \frac{1}{2} \cdot \left[ \iint_e \left\{ \left( \frac{\partial \phi_e}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \phi_e}{\partial y} \right)^2 - k_0^2 \cdot (\epsilon_r - n_{\text{eff}}^2) \cdot \phi_e^2 \right\} dx dy \right] - \left[ \int_{\Gamma_e} \phi_e \cdot \frac{\partial \phi_e}{\partial n} \cdot d\Gamma \right]$$

### Метод взвешенного остатка (Галеркина)

погрешность разности

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + k_0^2 \cdot (\epsilon_r - n_{\text{eff}}^2) \cdot \phi = R$$

Уравнение для элемента  $e$  в разделенных элементах

$$\left[ \int_{\Gamma_e} \psi_e \cdot \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial n} \cdot d\Gamma \right] - \iint_e \left( \frac{\partial \psi_e}{\partial x} \cdot \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x} + \frac{\partial \psi_e}{\partial y} \cdot \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial y} \right) \cdot dx \cdot dy + \iint_e \psi_e \cdot k_0^2 \cdot (\epsilon_r - n_{\text{eff}}^2) \cdot \bar{\phi}_e \cdot dx \cdot dy = 0$$

Рис.3.28. Метод конечного элемента

В методе конечного элемента используются вариационные выражения, полученные из уравнений Максвелла. Решение задачи можно выразить в членах натуральной частоты или в членах постоянной распространения  $\beta$ , в зависимости от различных формулировок. Последний случай менее предпочтителен, поскольку требуется начальное приближение для  $\beta$ , что затруднительно для комплексного значения величины  $\beta$ .

Точность метода конечного элемента можно повысить путем использования усовершенствованного разбиения на ячейки или применением полиномов более высокого порядка. Улучшенное разбиение повышает размер

матриц, а применение полиномов более высокого порядка сокращает оперативность и приводит к дополнительным программным усилиям.

Появление ложных решений, вызванных не выполнением условия дивергенции ( $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$ ), является серьезной погрешностью метода. Избежать ложных решений можно путем формулирования вариационных выражений в членах различных компонент поля. Существуют различные формулировки, среди которых наиболее широко используется формулировка  $\mathbf{H}$  – поля для моделирования оптических волноводов в связи с наиболее легким выражением граничных условий. Однако, такой подход не исключает возможности появления ложных решений. Формулировка в членах поперечных компонент электрического  $\mathbf{E}$  и магнитного  $\mathbf{H}$  полей не приводит к образованию ложных решений, однако она приводит к загущенности матрицы. Устранение ложных решений также можно обеспечить путем введения в вариационное выражение компенсирующего члена. Величина такого члена определяется эвристически или путем проверки условия нулевой дивергенции для каждой полученной моды и исключением мод, не удовлетворяющих этому условию. Описанные выше методики являются только частично успешными, поскольку ложные решения могут возникнуть во всем частотном спектре и отделить их от физически существующих мод практически невозможно. Наиболее удобно использовать методику граничного элемента, который гасит ложные решения непосредственно на нулевой частоте. В этом подходе, интерполяционные функции определяются как вектора, и удовлетворяется непрерывность тангенциальных компонент вдоль элементов. Непрерывность нормальных компонент поля не удовлетворяется, что приводит к ненулевой дивергенции. Однако, все ложные решения сводятся к нулевой частоте и, поэтому, легко идентифицируемы.

Моделирование проблемы открытого пространства в методе конечного элемента было первоначально выполнено путем усечения вычислительного окна и помещения искусственной электрической стенки вокруг него, что неприемлемо для волноводов, работающих вблизи отсечки. Лучшие результаты можно достичь путем введения бесконечных элементов, в которых поле вынуждено экспоненциально убывать (уровень ослабления определяется эвристически). Бесконечные элементы не увеличивают размер матриц, однако они работают только с неизлучающими структурами. Лучшее приближение дают импедансные граничные условия, где соответствующие условия излучения поля на фиктивной границе (граница, разделяющая проводящую

область и область затухания) приближенно удовлетворяются, и откуда получают бесконечные условия. Это приближение можно также использовать для мод излучения путем введения комплексных значений постоянных распространения.

При моделировании задач комплексной геометрии поперечного сечения, метод конечных элементов более удобен, чем метод конечных разностей в связи с большей гибкостью треугольных элементов. Моделирование кривых границ можно дополнительно упростить путем использования изопараметрических элементов, что приводит к искривлению элементов. Однако, в случае простой геометрии поперечного сечения исследуемого образца метод КР удобнее, чем метод КЭ.

**Метод распространения луча** – один из наиболее широко используемых численных методов исследования волноводов (рис.3.29). В отличие от выше рассмотренных методов, метод распространения луча описывает преобразование общего поля, распространяющегося вдоль волновода. Впервые метод был применен в оптоэлектронике в 1980 г. Базовый метод распространения луча представляет общее поле как суперпозицию плоских волн, распространяющихся в однородной среде. Распространение моделируется с использованием параксиального волнового уравнения, которое предполагает, что волновой вектор отклонен на небольшой угол относительно оси распространения. Поле, распространяющееся в неоднородной среде, вычисляется путем интегрирования полей в спектральной области и введения фазовой коррекции в пространственную область на каждом шаге распространения.

Для связи пространственной и спектральной областей было использовано быстрое преобразование Фурье (БПФ); такой метод получил название БПФ-МРЛ. Впоследствии метод БПФ-МРЛ был развит на случай слабо направляющих структур без учета векторных свойств поля. Использование параксиального приближения ограничивает метод структурами, в которых луч распространяется только в направлениях, составляющих малые углы с осью распространения.

Чтобы избежать использования БПФ, параксиальное волновое уравнение было решено путем применения соответствующего вариационного выражения, использующего метод КЭ, а позже – с использованием метода КР, откуда и был получен метод конечной разности-распространения луча (КР-МРЛ). Сравнение методов БПФ – и КР-МРЛ показывает приемлемую точность при большем

шаге в случае КР. Также время расчета шага распространения в методе КР-МРЛ значительно меньше, что делает метод более привлекательным при исследовании комплексных структур.

Использование аппарата конечной разности в методе распространения луча позволяет анализировать векторные свойства в случае двумерного и трехмерного распространения. В последнее время были разработаны схемы, базирующиеся на структурах, связанных с координатной сеткой при значительном увеличении угла между волноводом и направлением распространения.

## МЕТОДЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЛУЧА

### Быстрого преобразования Фурье БПФ-МРЛ

Скалярное уравнение Гельмгольца

$$\nabla^2 \psi(x, y, z) + k_0^2 \cdot n^2(x, y, z) \cdot \psi(x, y, z) = 0 \quad \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

волновая функция в плоскости  $z+z/2$

$$\phi(x, y, z) = \sum_{m=-M/2}^{M/2-1} \cdot \sum_{n=-N/2}^{N/2-1} \tilde{\phi}_{mn}(z) \times \exp \left\{ j \cdot \frac{2 \cdot \pi^2}{4 \cdot \beta} \cdot \left[ \left( \frac{m}{X} \right)^2 + \left( \frac{n}{Y} \right)^2 \right] \cdot \Delta z \right\} \times \exp \left[ j \cdot 2 \cdot \pi \cdot \left( \frac{m \cdot x}{X} + \frac{n \cdot y}{Y} \right) \right]$$

спектральная волновая функция

$$\tilde{\phi}_{mn} \left( z + \frac{\Delta z}{2} \right) = \tilde{\phi}_{mn}(z) \cdot \exp \left\{ j \cdot \frac{(2 \cdot \pi)^2}{4 \cdot \beta} \cdot \left[ \left( \frac{m}{X} \right)^2 + \left( \frac{n}{Y} \right)^2 \right] \cdot \Delta z \right\}$$

$$\exp \left( -j \frac{\Delta z}{4\beta} \nabla_{\perp}^2 \right) \leftrightarrow \exp \left( -j \frac{\Delta z}{2} \frac{\nabla_{\perp}^2}{(\beta^2 + \nabla_{\perp}^2)^{1/2} + \beta} \right)$$

**Приближение Френеля**                      **Широкоугольная формулировка**

Конечных разностей КР-МРЛ

Волновое уравнение электрического поля

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + k_0^2 \cdot \epsilon_r \cdot E_y = 0$$

Волновое уравнение для главной составляющей  $H_x$  магнитного поля

$$k_0^2 \cdot (\epsilon_r - n_{\text{eff}}^2) \cdot \phi = k_0^2 \cdot \underbrace{\left[ \epsilon_r(p) - n_{\text{eff}}^2 \right]}_{\text{Центр дифференцирования } p} \cdot \phi_p$$

Волновое уравнение Френеля

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{1}{\Delta x} \cdot \left( \underbrace{\frac{\phi_{p+1} - \phi_p}{\Delta x}}_{\text{Центр дифференцирования } p+\frac{1}{2}} - \underbrace{\frac{\phi_p - \phi_{p-1}}{\Delta x}}_{\text{Центр дифференцирования } p-\frac{1}{2}} \right) =$$

$$= \underbrace{\frac{\phi_{p+1} - 2 \cdot \phi_p + \phi_{p-1}}{(\Delta x)^2}}_{\text{Центр дифференцирования } p}$$

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 H_x}{\partial x^2} + k_0^2 \cdot \epsilon_r \cdot H_x = 0$$

*Рис.3.29. Метод распространения луча*

Для моделирования условия открытой границы на конце области исследования, были применены **поглощающие граничные условия (АВС)**. Впоследствии они были заменены более эффективными **условиями прозрачной границы (ТВС)**. Для поглощающих граничных условий нежелательные отражения поглощаются материалом с потерями, расположенным на границе вычислительного окна. Наибольшим недостатком этой методики является то, что материал с поглощением вызывает определенные проблемы, поля на границе должны иметь нулевое значение; все это приводит к увеличению времени расчета и компьютерной памяти. В приближении прозрачной границы направление волны должно иметь определенный угол падения. Последний метод имеет меньше проблем в процессе реализации, более простой и не требует больших ресурсов памяти. Однако, размер окна должен все еще быть достаточно большим, чтобы не вызывать ослабления мощности части поля, которое распространяется в зоне сердцевины. Кроме того, эффективность методики прозрачной границы ограничена для структур с широким углом распространяющихся волн. Поэтому было разработано новое граничное условие – **идеально согласованный слой (PML)**, которое является наиболее эффективным. Методика идеально согласованного слоя базируется на введении фиктивного слоя с определенной электрической проводимостью, который может поглощать и экспоненциально ослаблять проходящую волну при любом угле или частоте.

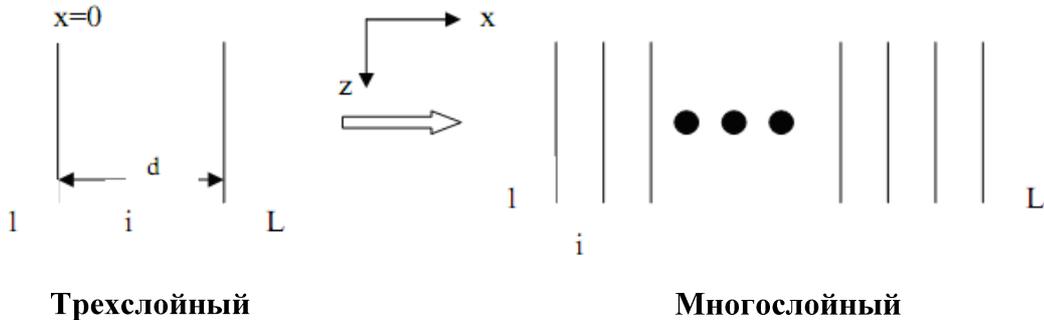
КР-МРЛ является одним из наиболее популярных методов анализа распространения поля в неоднородных оптических волноводах, таких как конусы, Y-разветвители, изгибы и решетки.

**Двунаправленный метод распространения луча.** Этот метод является усовершенствованной модификацией предыдущего, позволяющей несколько сократить время расчета волноводных структур (рис.3.30).



формируется во временной области, а частотная характеристика находится преобразованием Фурье. При введении периодических решетчатых структур, появляется типичное явление пропускания и режекции в полосе частот. Частотный диапазон должен быть ниже верхней границы самых низких частот пропускания, и ограничен размером ячейки.

### Модель слоистого волновода



Трехслойный

Многослойный

### Скалярное волновое уравнение для i-го слоя

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi_i + (k_0^2 \epsilon_i + \gamma^2) \psi_i = 0$$

Для внутреннего слоя

$$\begin{bmatrix} \varphi_i \\ \frac{\partial \varphi_i}{\partial x} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(h_i x) & \sin(h_i x) \\ -h_i \sin(h_i x) & h_i \cos(h_i x) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_i \\ B_i \end{bmatrix}$$

Для внешнего слоя

$$\begin{bmatrix} \varphi_i \\ \frac{\partial \varphi_i}{\partial x} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & h_{1orL} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_o \\ A_o \end{bmatrix}$$

Электрическое поле для ТЕ моды

$$E_y = F \psi(x) e^{j(\alpha x - \beta z)} \quad \text{где} \quad \psi(x) = \begin{cases} C e^{-px} & (x \geq d) \\ A \cos(qx) + B \sin(qx) & (d \geq x \geq 0) \\ D e^{r(x+d)} & (x \leq d) \end{cases}$$

Результирующее поле

$$E(r, \theta) = F' \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2\beta}{k_0 \cos \phi + \beta} \bar{\psi}(k_0 \sin \phi) e^{-jk_0 r \cos(\theta - \phi)} k_0 \cos \phi d\phi$$

Интенсивность результирующего поля

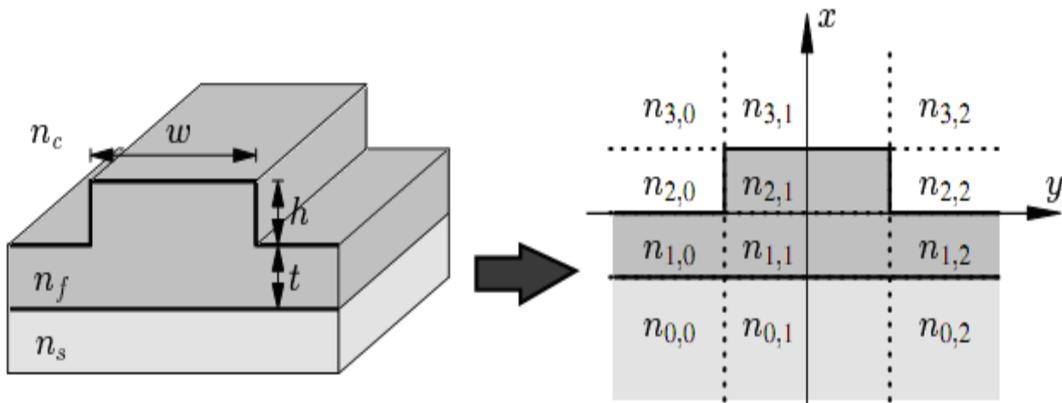
$$I(\theta) = |E(r, \theta)|^2 = I_0 \frac{\cos^2 \theta}{|k_0 \cos \theta + \beta|^2} |\bar{\psi}(k_0 \sin \theta)|^2$$

$$g(\theta) = 2 \cos \theta \frac{\beta/k_0 + \sqrt{n_{eff}^2 - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{n_{eff}^2 - \sin^2 \theta}} \quad I(\theta) = I_0 |\bar{\psi}(k_0 \sin \theta)|^2 g(\theta)^2$$

Рис.3.31. Метод матрицы переноса

**Метод согласования волн (мод).** Этот метод (рис.3.32) обычно применяется к задаче рассеяния волноводной структуры с обеих сторон неоднородности. Поля при этом раскладываются в терминах типов волн (мод) в соответствующих областях с неизвестными коэффициентами. Метод согласования мод часто применяется, для нахождения основных волн в волноводе со сложной поперечной структурой. Поэтому, этот метод можно также назвать методом согласования поля.

### Исследуемая структура



### Уравнение Гельмгольца для полей

$$\partial_x^2 \Phi_j + \partial_y^2 \Phi_j = (\beta^2 - k^2 \epsilon) \Phi_j, \quad j = 1, 2.$$

Базовое электромагнитное поле

$$\Phi_j(x, y) = \sum_l a_{jl} \phi_{jl}(x, y)$$

Обобщенный показатель для  
электрического и магнитного полей

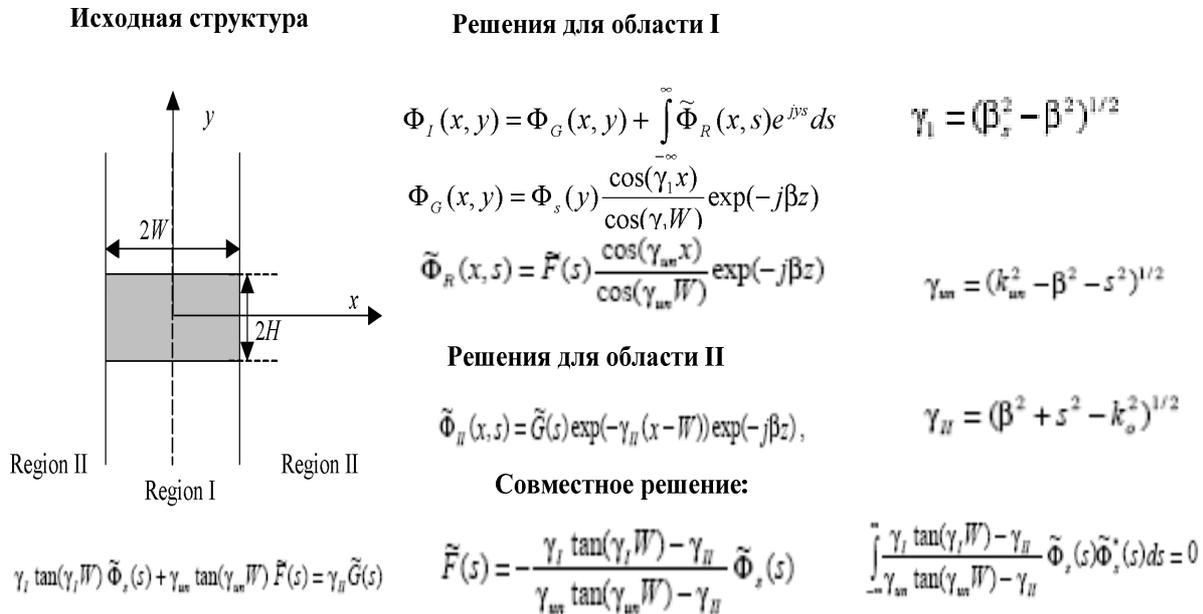
$$N_\beta(\mathbf{a}) = \iint \{ E_x^2 + E_y^2 + E_z^2 \} dx dy$$

$$N_\beta(\mathbf{a}) = \iint \{ H_x^2 + H_y^2 + H_z^2 \} dx dy$$

Рис.3.32. Метод согласования волн

**Метод вытекающих мод (излучения моды в свободное пространство).** Это современная методика анализа распространения электромагнитного излучения в интегральной оптике (рис.3.33). Является модификацией метода согласования мод для случая малого контраста показателя преломления волновода, что справедливо для большого числа реальных волноводных структур. Основным допущением метода является предположение о том, что поле излучения распространяется в области постоянного показателя

преломления. Это значительно упрощает процесс моделирования волноводных структур. Важным преимуществом метода является отсутствие необходимости формирования искусственных граничных условий. Таким образом, задача рассматривается в свободном пространстве.



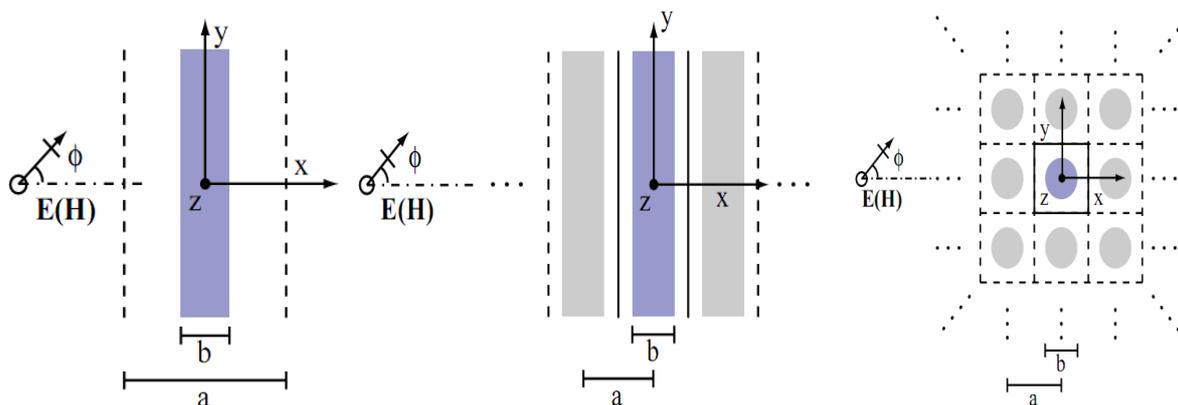
*Рис.3.33. Метод вытекающих мод*

**Метод излучения моды в полупространство.** Предыдущий метод вытекающих мод можно использовать только для глубоко погруженных волноводов, когда сердцевина волновода окружена конечной областью постоянного показателя преломления. Необходимость исследования полупроводниковых волноводных структур, сформированных в непосредственной близости от границы с воздухом, привели к созданию нового метода излучения моды в полупространство. Моделирование вблизи воздушной границы осуществляется путем введения понятия эффективной ширины, при этом направленные и излучаемые моды рассматриваются аналогично методу излучения моды в свободное пространство.

**Метод Гоэлля (метод согласования точек, метод коллокации, метод круговых гармоник).** Метод Гоэлля (рис.3.34) основан на уравнении Гельмгольца и не требует коэффициента приближения Френеля для его выполнения. В этом методе поле является расширенным набором подходящего ортогонального базиса, который функционирует в поперечном направлении. Выбор функций основания зависит от геометрических параметров исследуемой проблемы. Отличительной особенностью метода является модифицированное преобразование продольных компонент электрического и магнитного полей

вместо разложения распределения поля по синусоидальным функциям; затем осуществляется сшивка тангенциальных составляющих поля в некоторых точках на границе. Чем больше точек вычисления дельта функций Дирака, используемых в качестве тестовых функций, тем лучше аппроксимация. Однако с увеличением количества подсеций согласования точек, растет размер вычисляемой матрицы.

### Исследуемые структуры



#### Продольные компоненты электрического и магнитного полей

Электрического поля

Магнитного поля

внутри сердцевины волновода

$$E_{z1} = \sum_{n=0}^{\infty} a_n J_n(hr) \sin(n\theta + \varphi_n) \exp[i(k_z z - \omega t)] \quad H_{z1} = \sum_{n=0}^{\infty} b_n J_n(hr) \sin(n\theta + \psi_n) \exp[i(k_z z - \omega t)]$$

вне сердцевины волновода

$$E_{z0} = \sum_{n=0}^{\infty} c_n K_n(pr) \sin(n\theta + \varphi_n) \exp[i(k_z z - \omega t)] \quad H_{z0} = \sum_{n=0}^{\infty} d_n K_n(pr) \sin(n\theta + \psi_n) \exp[i(k_z z - \omega t)]$$

$$h = (k_1^2 - k_z^2)^{\frac{1}{2}}, \quad p = (k_z^2 - k_0^2)^{\frac{1}{2}}$$

Рис.3.34. Метод Гоэлля (согласования точек)

Другим ограничением метода является отсутствие информации о погрешности аппроксимации во всех точках, не являющихся тестируемыми точками.

## ГЛОССАРИЙ

- активные элементы - active devices
- акустическая поверхностная волна - acoustic surface wave (SAW)
- акустооптический - acousto-optic
- акустооптический перестраиваемый фильтр - acousto-optic tunable filter (AOTF)
- аподизированная решетка - apodised grating
- аппроксимация плавного изменения - slowly varying envelope approximation, (SVEA)
- буферный слой - buffer layer
- быстрое Фурье – преобразование - Fast Fourier transform
- вариационная формулировка - Variational formulation
- ведущие моды - guided modes
- вектор ослабления - attenuation vector
- взаимодействие мод - mode coupling
- волновая теория - Wave Theory
- волновод изгиба - bend waveguide
- волноводная дорожка - stripe waveguide
- волноводная решетка - waveguide grating
- волноводная структура - Waveguide structure
- волноводные каналы - channel waveguides
- волноводный отражатель - waveguide reflector
- волноводный решетчатый маршрутизатор - WGR
- волноводный углубленный канал - buried channel waveguide
- волноводных преобразователей - waveguide sensors
- волокна с эллиптической сердцевиной - Elliptical-core fibers
- волокна со ступенчатым профилем показателя преломления - step-index fibers
- волоконная решетка Брэгга - Fiber Bragg grating
- волоконные жгуты - multiple fibers
- вырожденная мода - degenerate mode
- высокоскоростной модулятор - high speed modulators
- вытекающая мода - leaky mode
- гибридная интегральная технология - hybrid integration technology
- гибридные моды - Hybrid modes
- глубина проникновения - penetration depth

градиентное стекловолокно – graded - index fibers  
градиентный волновод- graded - index waveguide  
граничные условия Дирихле -Dirichlet boundary conditions  
граничные условия Неймана или периодические граничные условия -  
Neumann or even the periodic boundary conditions  
двулучепреломляющие оптические волокна - Birefringent optical fibres  
делитель мощности - power splitter  
демультиплексор - demultiplexer  
дискретное Фурье - преобразование - Discrete Fourier transform  
дисперсионное соотношение - dispersion relation  
дифракционная решетка разгрузки - relief diffraction grating  
дифракционная формула Френеля – Кирхгофа - Fresnel-Kirchhoff diffraction  
formula  
длина связи - coupling length  
жесткое падение - hard incidence  
излучающая мода - radiation mode  
интегральная теорема Гельмгольца – Кирхгофа - Integral theorem of Helmholtz  
and Kirchhoff  
интегрально-оптический параметрический генератор - integrated optical  
parametric oscillator (ОРО)  
интегральный лазер - integrated laser  
интегральный оптический усилитель - integrated optical amplifier  
интегральный поляризационный контроллер - integrated polarisation  
controller  
Интерферометр Маха-Цендера - Mach-Zehnder interferometer  
интерферометра Маха-Цандера - Mach-Zehnder interferometer (MZI)  
каноническая мода - canonical mode  
каноническое структура - canonical structure  
квази ТЕ моды - quasi-TE modes  
квази ТМ моды - quasi-TM modes  
кварц на кремнии - silica on silicon  
комплексным показателем преломления (complex refractive index)  
конвертер ТЕ/ТМ мод - TE/TM mode converter  
концевика - fiber pigtails  
коэффициент поглощения - absorption coefficient  
коэффициенты связи -coupling coefficients

круговой резонатор - Ring resonator  
лазер с распределенной обратной связью - distributed feedback laser (DFB)  
линейно поляризованные моды - Linearly Polarized (LP) modes  
линзовый корректирующий оператор - lens corrector operator  
матрица волноводных решеток - arrayed waveguide grating (AWG)  
мера асимметрии - asymmetry measure  
метод гидролизного осаждения - flame hydrolysis deposition (FHD)  
метод Маркатили - Marcatili's method  
метод распространения луча - beam propagation method (BPM)  
метод химического парового осаждения - chemical vapour deposition method (CVD)  
метод эффективного индекса - effective index method  
многомногомодовый волновод - multi-mode waveguide  
многомодовый интерференционный элемент - multi-mode interference element (MMI)  
мода распространения - propagation mode  
модальная связь - modal coupling  
модовая ортонормализация - modal orthonormalisation  
модовое соотношение ортогональности - modal orthogonality relation  
моды излучения подложки - substrate radiation modes  
мульти стековое зеркало диэлектрика - multi-stack dielectric mirror  
мультиплексор - multiplexer  
направленный ответвитель - directional coupler  
недолговечная волна - evanescent wave.  
неоднородная волна - inhomogeneous wave  
ниобат лития - lithium niobate  
нормализованная толщина пленки - normalised film thickness  
нормализованные параметры - normalised parameters  
нормализованный показатель моды - normalised mode index  
нормальная мода - normal mode  
оболочка - cladding  
обычное падение - soft incidence  
ограниченная мода - confined mode  
однонаправленная связь - unidirectional coupling  
однородная волна - homogeneous wave  
окись нитрида - oxinitride

оптические волокна - optical fibers  
 оптическое параметрическое усиление - optical parametric oscillation  
 отсечка - cut-off  
 параметр несоответствия - mismatching  
 планарный оптический волновод - Planar Optical Waveguide  
 пленка – film  
 поверхностные акустические волны - surface acoustic waves (SAW)  
 подложка – substrate  
 показатель поглощения - absorption index  
 покрытие – cover  
 полупроводниковый усилитель оптического диапазона - semiconductor optical amplifier  
 поляризатор - polariser  
 поляризационный делитель пучка - polarisation beam splitter (PBS)  
 поперечное магнитное падение (ТМ падение) - transverse magnetic incidence (ТМ incidence).  
 поперечное электрическое падение - transverse electric incidence (ТЕ падением - TE incidence)  
 порядок моды - mode order  
 порядок связи - coupling order  
 постоянная распространения - propagation constant  
 противоположно-направленная связь - contra-directional coupling  
 прямая разность - forward-difference  
 прямой волновод- straight waveguide  
 прямоугольный волновод - Rectangular waveguide  
 пьезоэлектрический -piezo-electric  
 Рамановское рассеяние - Raman scattering  
 распределенный Брэгговский рефlector - distributed Bragg reflectors (DBRs)  
 рассеяние Бриллюэна - Brillouin scattering  
 рассогласование по фазе - phase mismatching  
 ребристый волновод - rib waveguide  
 реверсивная связь - bi-directional coupling  
 рельефная решетка - relief grating или corrugated grating  
 решетка с модуляцией показателя преломления - index modulation type grating  
 связь - coupling

симметричный планарный волновод - symmetric planar waveguide  
слоистый волновод - Slab waveguide  
соединенный - coupled  
со-направленная связь - co-directional coupling  
ступенчатое стекловолокно - step-index fibers  
сферические координаты - Spherical coordinates  
ТЕ моды - TE modes  
теорема Гаусса - Gauss's theorem  
теорема Грина - Green's theorem  
теорема Стокса - Stokes' theorem  
теория связанных мод - Coupled Mode Theory  
теория связанных мод - coupled mode theory (CMT)  
термооптический коэффициент - thermo-optic coefficient  
ТМ моды - TM modes.  
угол Брюстера - Brewster's angle  
угол моды - modal angle  
угол поляризации - polarising angle  
удвоение частоты - frequency doubling  
узкий волновод - narrow waveguide  
уравнение взаимодействия мод - mode-coupling equation  
уравнение дисперсии - Dispersion equation  
уравнение Шредингера - Schroedinger equation  
уравнения Максвелла - Maxwell's equations  
условие Брэгга - Bragg condition  
условие поперечного резонанса - transversal resonance condition  
условие прозрачности границ - transparent boundary condition  
условие согласования фаз - phase matching condition  
фазовый модулятор - phase modulator  
фотонные кристаллы - photonic crystals  
фотонный кристалл - photonic crystal  
фундаментальная мода - Fundamental mode  
хроматическая дисперсия - Chromatic dispersion  
цилиндрические координаты - Cylindrical coordinates  
цилиндрическое ядро или сердцевина - core  
циркулярно поляризованный - circularly polarised  
член самосвязи - selfcoupling term

широкий волновод - wide waveguide

экстремальная точка - turning point

электрооптический коэффициент - electro-optic coefficient

эллиптически поляризованная волна - elliptically polarised wave

энергия распространения - Propagating power

эффект Керра - Kerr effect

явления полного внутреннего отражения - total internal reflection

## СПИСОК ОСНОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

$V$	волноводный или волоконный параметр (встречается в литературе под следующими наименованиями: нормированная рабочая частота, волноводная частота или нормализованный параметр частоты)
$\gamma$	степень асимметрии показателя преломления оболочки
$\beta$	постоянная распространения
$\sigma$	хроматическая дисперсия
$\nu$	нормированная частота
$\tau$	нормированная разность временной задержки
$\delta\lambda$	спектральная ширина источника сигнала
$\alpha(\omega)$	коэффициент затухания
$\omega_0$	центральная угловая частота
$\lambda_c$	длина волны отсечки
$\sigma_m$	материальная дисперсия
$\kappa_{pq}$	коэффициент связи мод
$\sigma_w$	волноводная дисперсия
$\mu$	магнитная проводимость
$b$	нормированная постоянная распространения
$E$	электрическое поле
$F(\omega)$	спектр частоты оптического импульса
$G(\nu)$	нормированное геометрическое двулучепреломление
$H$	магнитное поле
$HE_{11}$	фундаментальная мода
$j_{th}$	порог плотности потока
$k$	поперечное волновое число или волновое число свободного пространства
$L_c$	длина связи
$m$	модовое число
$N$	групповой показатель преломления
$n(x, y)$	профиль показателя преломления; распределение показателя преломления
$n_a$	показатель преломления оболочки
$n_c$	показатель преломления сердцевины
$n_{eff}$	эффективный показатель преломления

$n_r$	показатель преломления ребра волновода
$n_s$	показатель преломления подложки
$R$	коэффициент отражения
$s$	высота ребра волновода
$s$	нормированная материальная дисперсия
$T$	коэффициент пропускания;
$t$	время запаздывания
$t_{вх}$	длительность входного импульса
$V_c$	волноводный или волоконный параметр отсечки
$\Delta$	относительная разность показателей преломления, параметр высоты профиля показателя преломления
$\epsilon$	диэлектрическая проницаемость
$B$	модальное двулучепреломление
$\Gamma$	фактор ограничения мощности
$P$	оптическая мощность

## СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

алгоритм рекурсивной матрицы АРМ (Recursive T-Matrix Algorithms – RTMA)

геометрическая теория дифракции ГТД (Geometric theory of diffraction - GTD)

дополнительного неявного направления метод распространения луча ДНН – МРЛ

метод адаптивного интеграла МАИ (Adaptive Integral Method - AIM)

метод быстрого мультиполя МБМ (Fast multipole method - FMM)

метод Венцеля – Крамерса – Бриллюэна ВКБ

метод излучения моды в полупространство Half Space Radiation Mode method (HSRM)

метод излучения моды в свободное пространство The Free Space Radiation Mode method. (FSRM)

метод конечного элемента МКЭ (Finite element method - FEM) метод конечных разностей во временной области МКР-ВО (Finite-difference time-domain - FDTD)

метод конечных разностей МКР (Difference – D)

метод Кумара (Method Kumar)

метод линий МЛ (Method of lines)

метод Маркатили ММ (Method Marcatili - MM)

метод матрицы передачи ММП (Transmission line matrix - TLM)

метод моментов или метод граничного элемента МГЭ (Method of moments - MOM or boundary element method - BEM)

метод обобщенного мультиполя (Generalized multipole method – GMM)

метод псевдоспектральный в пространственной области (Pseudo Spectral Spatial Domain - PSSD)

метод псевдоспектральный во временной области (Pseudospectral Time Domain - PSTD)

метод распространения луча МРЛ (Beam propagation method – BPM)

метод распространения луча, базирующийся на методе конечных разностей КР-МРЛ

метод распространения луча, базирующийся на методе конечных элементов КЭ-МРЛ

метод распространения луча, основанный на быстром преобразовании Фурье БПФ-МРЛ

метод трех слоев плоского волновода (Three-layer slab waveguides)  
метод уравнения инвариантности (Method equation of invariant)  
метод эффективного показателя преломления МЭПП (Effective Index - EF)  
однородная теория дифракции ОТД (Uniform theory of diffraction - UTD)  
полно-векторным методом конечных элементов В-МКЭ  
полно-векторным методом конечных элементов В-МКЭ  
приближение геометрической оптики ПГО (Geometric optics - GO)  
приближение дискретного диполя ПДД (The discrete dipole approximation)  
приближение физической оптики или приближение Кирхгофа (Physical optics - PO)  
прозрачное граничное условие ПГУ  
скалярный метод конечных разностей С-МКР  
физическая теория дифракции ФТД (Physical theory of diffraction - PTD)

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Снайдер А., Лав Дж., Теория оптических волноводов.- М.: Радио и связь, 1987.
2. Унгер Г.Х. Планарные и волоконные оптические волноводы.- М.: Мир, 1980.
3. Лазарев Л.П., Мировицкая С.Д. Контроль геометрических и оптических параметров волокон.- М.: Радио и связь, 1988, 280 с.
4. Воронцов А.А., Мировицкая С.Д. Специальные функции задач теории рассеяния.- М.: Радио и связь, 1991, 200 с.
5. Барыбин А.А. Электродинамика волноведущих структур. Теория возбуждения и связи волн. – М.: Физматлит, 2007.
6. Андросик А.Б., Воробьев С.А., Мировицкая С.Д. Основы волноводной фотоники.- М.: МГОУ, 2009, 247 стр.
7. Андросик А.Б., Воробьев С.А., Мировицкая С.Д. Математические основы волноводной фотоники.- М.: МГОУ, 2010, 225 стр.
8. Андросик А.Б., Воробьев С.А., Мировицкая С.Д. Волноводная и интегральная фотоника.- М.: МГОУ, 2011, 370 стр.
9. Семенов А.С., Смирнов В.Л., Шмалько А.В. Интегральная оптика для систем передачи и обработки информации.- М.: Радио и связь, 1990.
10. Маркузе Д. Оптические волноводы.- М.: Мир, 1974
11. A. Ghatak and K. Thyagarajan, Introduction to Fiber Optics. Cambridge University Press, Cambridge, 1998.
12. Солимено С., Крозиньяни Б., Ди Порто П., Дифракция и волноводное распространение оптического излучения.- М.: Мир, 1989.
13. Bahaa E. A. Saleh and Malvin C. Teich, Fundamentals of Photonics. John Wiley and Sons, Inc., New York, 1991.
14. G. Lifante. Integrated Photonics. Fundamentals. Wiley, Chichester, England, 2003.
15. Allen Taflov and Susan Hagness, Computational Electrodynamics. Artech House, 2000.
16. Chew W.C. Waves and fields in inhomogeneous media. Van Nostrand Reinhold, New York, 1990.
17. S.I. Najafi. Introduction to Glass Integrated Optics. Artech House, Boston, 1992.
18. Allen Taflov. Advanced in Computational Electrodynamics. Artech House, 1998.

19. B.E.A. Saleh and M.C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, Inc., Chichester, 1991.
20. S. Safavi-Naeini and Y. L. Chow. *Progress in Electromagnetics Research*, chapter 5, pp. 199-253. Cambridge, USA, 1995.
21. K. R. Hiremath, M. Hammer, S. Stoffer, L. Prkna, and J. Ctyrok'. Analytic approach to dielectric optical bent slab waveguides. *Optical and Quantum Electronics*, 37(1-3):37–61, January 2005.
22. M. Hammer. Resonant coupling of dielectric optical waveguides via rectangular microcavities: The coupled guided mode perspective. *Optics Communications*, 214(1–6):155–170, 2002.
23. M. Hammer. Quadridirectional eigenmode expansion scheme for 2-D modeling of wave propagation in integrated optics. *Optics Communications*, 235(4-6):285–303, May 2004.
24. N. H. G. Baken. Computational modeling of integrated optical waveguides. PhD thesis, Delft University, The Netherlands, October 1990.
25. H. J. M. Bastiaansen, J. M. van der Keur, and H. Blok. Rigorous, full-vectorial source-type integral equation analysis of circularly curved channel waveguides. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 43(2):401–409, February 1995.
26. E.W. Kolk, N. H. G. Baken, and H. Blok. Domain integral equation analysis of integrated optical channel and ridge waveguides in stratified media. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 38(1):78–85, January 1990.
27. H. J. W. M. Hoekstra. On beam propagation methods for modelling in integrated optics. *Optical and Quantum Electronics*, 29(2):157–171, January 1997.
28. S. T. Chu and S. K. Chaudhuri. A finite-difference time-domain method for the design and analysis of guided-wave optical structures. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 7(12):2033–2038, December 1989.
29. H. P. Uranus. Guiding light by and beyond the total internal reflection mechanism. PhD thesis, University of Twente, Enschede, The Netherlands, April 2004.
30. A.A. Barybin and V.A. Dmitriev. *Modern Electrodynamics and Coupled-Mode Theory: Application to Guided-Wave Optics*. Rinton Press, Princeton, New Jersey, USA, 2002.
31. Al Salamed M.S. and Owais M.R.. Full Wave Analysis of Dielectric Optical Waveguides by Vectorial Finite Elements and Absorbing Boundary Condition. *Journal of Optical Communications*, 1999, 20, 74-78.

32. K. Kawano, Introduction and Application of Optical Coupling Systems to Optical Devices, 2nd ed., Gendai Kohgakusha, Tokyo, 1998.
33. R. Mittra, Y. Hou, V. Jamnejad. Analysis of open dielectric waveguides using mode-matching technique and variational methods, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques vol. MTT-28, no. 1, January 1980, pp. 36-43.
34. Воробьев С.А., Мировицкая С.Д. Обзор средств автоматизированного проектирования интегрально-оптических элементов. М.: Вестник МГОУ.- 2010
35. Mrozowski. IEEM FFT- a fast and efficient tool for rigorous computations of propagation constants and field distributions in dielectric guides with arbitrary cross section and permittivity profiles. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 39, no. 2, February 1991, pp. 323-329.
36. T.F. Jablonski, M.J. Sovinski. Analysis of dielectric guiding structures by the iterative eigenfunction expansion method. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 37, no. 1, January 1989, pp. 63-70.
37. С.Н. Henry, В.Н. Verbeek. Solution of the scalar wave equation for arbitrary shaped dielectric waveguides by two-dimensional Fourier analysis. Journal of Lightwave Technology, vol. 7, no. 2, February 1989, pp. 308-313.
38. А.С. № 1054679. Способ контроля диаметра оптического волокна/ Завитневич Ю.В., Козлов А.А., Мировицкая С.Д.
39. А.С. № 1071076. Устройство для контроля диаметров световодов/ Лазарев Л.П., Мировицкая С.Д., Немтинов В.В., Сарвин А.Н.
40. Киселев А.Н., Мировицкая С.Д. Контроль геометро-оптических характеристик волокон.- ЦНИИТЭИприборостр., Измерения, контроль, автоматизация 1983, № 2, 15 стр.
41. Киселев А.Н., Мировицкая С.Д., Сарвин А.Н. Контроль диаметров световодов в ИК-диапазоне.- в кн. Оптические и оптико-электронные методы обработки изображений и сигналов. Л.: ФТИ им. Иоффе, 1982..
42. Мировицкая С.Д. Оценка оптимальной периодичности отсчетов диаметра волокна по его длине.- Измерительная техника, 1984, № 5.
43. P. Verini, K. Wu. Modelling lossy anisotropic dielectric waveguides with the method of lines. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 44, no. 5, May 1996, pp. 749- 759.
44. V.J. Menon, S. Bhattacharjee. К.К. Dey. The rectangular dielectric waveguide revisited. Optics Communications, vol. 85, no. 5, 6, 1 October 1991, pp. 393-396.

45. E. A. Marcatili, Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics, Bell Syst. Tech. J., vol. 48, pp. 2071-2102, 1969.
46. E. Snitzer, Cylindrical dielectric waveguide modes, J. Opt. Soc. Am., vol.51, pp. 491-498, 1961.
47. T. O. Korner and W. Fichtner. Auxiliary differential equation: Efficient implementation in the finite-difference time-domain method. Optics Letters, 1997, vol. 22, no. 21, 1586-1588.
48. R. M. Joseph and A. Taflove. FDTD Maxwell's equations models for nonlinear electrodynamics and optics. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1997, vol. 45, no. 3, 364-374.
49. Лазарев Л.П., Мировицкая С.Д. Исследование дифракционного метода измерения диаметра оптического волокна.- Приборостроение. Известия ВУЗов, 1984, № 7.
50. Лазарев Л.П., Мировицкая С.Д. Дифракционное уравнение задачи измерения диаметров цилиндра - Приборостроение. Известия ВУЗов, 1984, № 4.
51. Завитневич Ю.В., Козлов А.А., Мировицкая С.Д. Контроль внешнего диаметра оптического волокна методом сравнения дифракционных картин.- Радиотехника, 1984, № 2
52. А.С. № 1073569. Оптическое устройство для контроля диаметра стекловолокна/ Лазарев Л.П., Мировицкая С.Д., Назаров В.Л.
53. А.С. № 1140533. Устройство для регистрации фазовых микрообъектов/ Ананьева Н.А., Кононов В.И., Кузнецова Е.А., Мировицкая С.Д.
54. А.С. № 1120161. Устройство для контроля диаметра стекловолокна/ Завитневич Ю.В., Козлов А.А., Мировицкая С.Д.
55. M. Koshiya, Optical Waveguide Theory by the Finite Element Method. 1992, KTK Scientific Publishers and Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Holland.
56. O. C. Zienkiewicz. The Finite Element Method, 3rd ed., McGraw-Hill, New York, 1973.
57. Кудрявцев Д.Л. , Мировицкая С.Д. О рефракции узкого зондирующего луча в многослойном оптическом волокне.- Радиотехника, 1984, № 5

58. Лазарев Л.П., Мировицкая С.Д. Рефракционный контроль капилляров и согласующих элементов ВОЛС - Приборостроение. Известия ВУЗов, 1985, № 9.
59. Воронцов А.А., Дьяченко М.И., Мировицкая С.Д. Анализ численного решения задачи дифракции на одно и двухслойном диэлектрических цилиндрах большого диаметра.- Радиотехника и электроника, 1985, № 8
60. Воронцов А.А., Мировицкая С.Д. Диаграммы рассеяния на оптических волокнах различных типов.- Радиотехника, 1985, № 6
61. Воронцов А.А., Мировицкая С.Д. Дифракция плоской волны на диэлектрических цилиндрах.- Радиотехника, 1985, № 7
62. Кудрявцев Д.Л. , Мировицкая С.Д. Измерение профиля показателя преломления оптических волокон.- Радиотехника, 1985, № 11
63. Воронцов А.А., Мировицкая С.Д. О возможном увеличении точности дифракционного метода измерения многослойных диэлектрических цилиндров.- Измерительная техника, 1985, № 8
64. Лазарев Л.П., Мировицкая С.Д. Особенности применения быстрого преобразования Фурье при исследованиях дифракции на диэлектрических цилиндрах. - Приборостроение. Известия ВУЗов, 1986, № 1
65. Воронцов А.А., Мировицкая С.Д. Задача дифракции плоской волны на многослойных оптических волокнах.- Метрология, 1985, № 11
66. Воронцов А.А., Мировицкая С.Д. Дифракция плоской волны на диэлектрических цилиндрах большого размера.- Радиотехника, 1986, № 2
67. Воронцов А.А., Мировицкая С.Д. О дифракции плоской волны на многослойных диэлектрических цилиндрах.- Радиотехника, 1986, № 12
68. M. Koshiya, H. Saitoh, M. Eguchi, and K. Hirayama, Simple scalar finite element approach to optical waveguides, IEE Proc. J., vol. 139, pp. 166— 171, 1992.
69. M. Koshiya, Optical Waveguide Theory by the Finite Element Method, KTK Scientific Publishers and Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Holland, 1992.
70. K. Kawano, S. Sekine, H. Takeuchi, M. Wada, M. Kohtoku, N. Yoshimoto, T. Ito, M. Yanagibashi, S. Kondo, and Y. Noguchi, 4x4 InGaAlAs/InAlAs MQW directional coupler waveguide switch modules integrated with spot-size converters and their 10Gbit/s operation, Electron. Lett, vol. 31, pp. 96-97, 1995.
71. K. Kawano, T. Kitoh, H. Jumonji, T. Nozawa, M. Yanagibashi, and T. Suzuki, Spectral domain approach of coplanar waveguide traveling-wave electrodes

and their applications to Ti: LiNbCO<sub>3</sub> Mach-Zehnder optical modulators, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 39, pp. 1595-1601, 1991.

72. M. Stern, Semivectorial polarized finite difference method optical waveguides with arbitrary index profiles, *IEE Proc. J.*, vol. 135, pp. 56-63, 1988.

73. M. Stern, Semivectorial polarized H field solutions for dielectric waveguides with arbitrary index profiles, *IEE Proc. J.*, vol. 135, pp. 333-338, 1988.

74. K. Kawano, T. Kitoh, M. Kohtoku, T. Takeshita, and Y. Hasumi, 3-D semivectorial analysis to calculate facet reflectivities of semiconductor optical waveguides based on the bi-directional method of line BPM (MoL- BPM), *IEEE Photon. Technol. Lett*, vol. 10, pp. 108-110, 1998.

75. S. T. Chu, B. E. Little, W. Pan, T. Kaneko, S. Sato, and Y. Kokubun, An eight-channel add-drop filter using vertically coupled microring resonators over a cross grid, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, pp. 691-693. 1999.

76. S. J. Choi, P. Zhen, Y. Qi, C. Sang Jun, and P. D. Dapkus, 8-channel tunable MUX/DEMUX using vertically coupled active microdisk resonators, 2003 IEEE LEOS Annual Meeting Conference Proceedings (IEEE Cat. No. 03CH37460), 2003.

77. R. Orta, P. Savi, R. Tascone, and D. Trincherro, Synthesis of multiple-ring-resonator filter for optical systems, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, pp. 1447-1449, 1995.

78. S. T. Chu, B.E. Little, W. Pan, T. Kaneko, and Y. Kokubun, Second order filter response from parallel coupled glass microring resonators, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, pp. 1426-1428, 1999.

79. B. E. Little, S. T. Chu, J. V. Hryniewicz, and P. P. Absil, Filter synthesis for periodically coupled microring resonators, *Optics Letters*, vol. 25, pp. 344-346, 2000.

80. B. Gerdes, B. Lunitz, D. Benish, and R. Pregla, Analysis of slab waveguide discontinuities including radiation and absorption effects, *Electron. Lett.*, vol. 28, pp. 1013-1015, 1992.

81. L. Thylen, The beam propagation method: An analysis of its applicability, *Opt. Quantum Electron*, vol. 15, pp. 433-439, 1983.

82. J. Yamauchi, J. Shibayama, and H. Nakano, Beam propagation method using Pade approximant operators, *Trans. IEICE Jpn.*, vol. J77-C-I, pp. 490-494, 1994.

83. Hadley G.R.. Transparent Boundary Condition for the Beam Propagation Method. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1992, 28, 363-370.

84. Y. Chung and N. Dagli, Assessment of finite difference beam propagation, *IEEEJ. Quantum Electron.*, vol. 26, pp. 1335-1339, 1990.
85. G. R. Hadley, Wide-angle beam propagation using Pade approximant operators, *Opt. Lett.*, vol. 17, pp. 1426-1428, 1992.
86. G. R. Hadley, A multistep method for wide angle beam propagation, *Integrated Photon. Res.*, vol. ITu 15-1, pp. 387-391, 1993.
87. J. Yamauchi, J. Shibayama, and H. Nakano, Modified finite-difference beam propagation method on the generalized Douglas scheme for variable coefficients, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 7, p. 661-663, 1995.
88. J. Yamauchi, T. Ando, and H. Nakano, Beam-propagation analysis of optical fibres by alternating direction implicit method, *Electron. Lett.*, vol. 27, p. 1663-1665, 1991.
89. Kosaka H., Kawashima T., Tomita A. et al., *J. Lightwave Technol.* 1999, Vol. 17. №11, 2032-2038.
90. Steeland M.J., Osgood R.M., *J. Lightwave Technol.* 2001, Vol. 19. № 4, 495-503.
91. J. Yamauchi, T. Ando, and H. Nakano. Propagating beam analysis by alternating-direction implicit finite-difference method, *Trans. IEICE Jpn.*, vol. J75-C-I, p. 148-154, 1992.
92. Андросик А.Б., Моргунов А.С. Анализ особенностей волноводных микрорезонаторных фотонных устройств. М.: Вестник МГОУ.- 2010
93. Tayeb, G. and D. Maestre, Rigorous theoretical study of finitesize two-dimensional photonic crystals doped by microcavities, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 14, 3323–3332, Dec. 1997.
94. Yonekura, J., M. Ikeda, and T. Baba, Analysis of finite 2- D photonic crystals of columns and lightwave devices using the scattering matrix method, *J. Lightwave Tech.*, Vol. 17, 1500– 1508, Aug. 1999.
95. Li, E. P., Q. X. Wang, Y. J. Zhang, and B. L. Ooi, Analysis of finite-size coated electromagnetic bandgap structure by an efficient scattering matrix method, *IEEE J. Selected Topics Quantum Elect.*, Vol. 11, 485–492, Mar.–Apr. 2005.
96. Kuo, C.-H. and Z. Ye, Negative-refraction like behavior revealed by arrays of dielectric cylinders, *Phys. Rev. E*, Vol. 70, 026608, 2004.

97. Shooshtari, A. and A. R. Sebak, Electromagnetic scattering by parallel metamaterial cylinders, *Progress In Electromagnetics Research*, PIER57, 165–177, 2006.
98. P. L. Liu and B. J. Li, Study of form birefringence in waveguide devices using the semivectorial beam propagation method, *IEEE Photon. Technol. Lett*, vol. 3, p. 913-915, 1991.
99. W. P. Huang and C. L. Xu, Simulation of three-dimensional optical waveguides by a full-vector beam propagation method, *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, p. 2639-2649, 1993.
100. M. Koshihara and Y. Tsuji, A wide-angle finite element beam propagation method, *IEEE Photon. Technol. Lett*, vol. 8, p. 1208-1210, 1996.
101. G. R. Hadley, Transparent boundary condition for beam propagation, *Opt. Lett.*, vol. 16, p. 624-626, 1992.
102. W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, *Numerical Recipes*, Cambridge University Press, New York, 1992.
103. K. Kawano, M. Kohtoku, M. Wada, H. Okamoto, Y. Itaya, and M. Naganuma, Design of spotsize-converter-integrated laser diode (SS-LD) with a lateral taper, thin-film core and ridge in the 1.3  $\mu\text{m}$  wavelength region based on the 3-D BPM, *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, vol. 2, p. 348-354, 1996.
104. K. Kawano, M. Kohtoku, H. Okamoto, Y. Itaya, and M. Naganuma, Coupling and conversion characteristics of spot-size converter integrated laser diodes, *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, vol. 3, p. 1351-1360, 1997.
105. K. Kawano, M. Kohtoku, N. Yoshimoto, S. Sekine, and Y. Noguchi, 2x2 InGaAlAs/InAlAs multiple quantum well (MQW) directional coupler waveguide switch modules integrated with spot-size converters, *Electron. Lett*, vol. 30, p. 353-354, 1994.
106. J. Yamauchi, J. Shibayama, and H. Nakano. Beam propagation method using Pade approximant operators. *Trans. IEICE Jpn.*, 1994, vol. J77-C-I, 490-494.
107. J. Yamauchi, J. Shibayama, and H. Nakano. Modified finite-difference beam propagation method on the generalized Douglas scheme for variable coefficients. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1995, vol. 7, 661-663.
108. Chew, W. C., J. M. Jin, E. Michielssen, and J. M. Song, *Fast and Efficient Algorithms in Computational Electromagnetics*, Artech House, 2001.
109. Chew, W. C., *Waves and Fields in Inhomogeneous Media*, Van Nostrand Reinhold, New York, U.S.A, 1990.

110. Van der Vorst, H. A., "Bi-CGSTAB: A fast and smoothly converging variant of Bi-CG for the solution of nonsymmetric linear systems, SIAM J. Sci. Stat. Comput., Vol. 13, 631–644, 1992. (BiCGStab code available at <http://www.math.uu.nl/people/vorst/zbcg2.f90>)
111. Ohnuki, S. and W. C. Chew, Numerical accuracy of multipole expansion for 2-D MLFMA, IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. 51, 1883–1890, Aug. 2003.
112. Воронцов А.А., Мировицкая С.Д. Новые функции для численного решения электродинамических задач в цилиндрической системе координат.- Радиотехника, 1988, № 3
113. Мировицкая С.Д., Филиппов М.В. Исследование рефракции зондирующего пучка на диэлектрических цилиндрах различных типов.- Радиотехника, 1987, № 11
114. Воронцов А.А., Мировицкая С.Д. Об исследовании диэлектрических цилиндров с непрерывным изменением показателя преломления.- Радиотехника и электроника, 1988, № 6
115. Воронцов А.А., Мировицкая С.Д. Обобщенный параметр, характеризующий поле диэлектрического цилиндра.- Радиотехника, 1988, № 7
116. Мировицкая С.Д. Измеритель геометрических параметров цилиндрических объектов дифракционным методом.- Измерительная техника, 1988, № 8
117. Воронцов А.А., Мировицкая С.Д. Анализ обобщенного параметра дифракционной картины от диэлектрического цилиндра.- Приборостроение. Известия ВУЗов, 1988, № 5.
118. Воронцов А.А., Мировицкая С.Д. Новые функции для численного решения электродинамических задач в цилиндрической системе координат.- ДАН СССР, 1988, т.303, № 3
119. Воронцов А.А., Мировицкая С.Д. Новые функции для численного решения электродинамических задач в цилиндрической и сферической системе координат.- Радиотехника и электроника, 1988, № 6
120. Felbacq, D., G. Tayeb, and D. Maystre, Scattering by a random set of parallel cylinders, J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 11, 2526–2538, Sep. 1994.

121. Liu, T., A. R. Zakharian, M. Fallahi, V. Moloney, and M. Mansuripur, Multimode Interference-based photonic crystal waveguide power splitter, *J. Lightwave Tech.*, Vol. 22, 2842–2846, Dec. 2004.
122. Draxler, P. J., G. E. Howard, and Y. L. Chow, Mixed Spectral/Spatial Domain Moment Method Simulation of Components and Circuits, Proc. 21st European Microwave Conference, Stuttgart, 1991, pp. 1284–1289.
123. Hoefler, W. J. R., and P. So, *The Electromagnetic Wave Simulator*, Chichester, UK: John Wiley & Sons, Inc., 1991.
124. Swanson, Jr., D. G., Computer Aided Design of Passive Components, in *The RF and Microwave Handbook*, pp. (8-34)–(8-44), M. Golio (ed.), Boca Raton, FL: CRC Press, 2000.
125. Itoh, T., (ed.), *Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures*, New York: John Wiley & Sons, 1989.
126. Hafner, C., *Post-modern Electromagnetics*, Chichester, UK: John Wiley & Sons, 1999, pp. 171–199.
127. Pillage, L. T., and R. A. Rohrer, Asymptotic Waveform Evaluation for Timing Analysis, *IEEE Trans. Computer-Aided Design*, Vol. 9, No. 4, 1990, pp. 352–366.
128. Bracken, J. E., D. Sun, and Z. J. Cendes, S-domain Methods for Simultaneous Time and Frequency Characterization of Electromagnetic Devices, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 46, No. 9, 1998, pp. 1277–1290.
129. Zhang, X., and J. Lee, Application of the AWE Method with the 3-D TVFEM to Model Spectral Responses of Passive Microwave Components, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 46, No. 11, 1998, pp. 1735–1741.
130. Feldmann, P., and R. W. Freund, Efficient Linear Circuit Analysis by Padé Approximation Via the Lanczos Process, *IEEE Trans. Computer-Aided Design*, Vol. 14, No. 5, 1995, pp. 639–649.
131. Feldmann, P., and R. W. Freund, Reduced-order Modeling of Large Linear Subcircuits Via a Block Lanczos Algorithm, Proc. 32nd ACM/IEEE Design Automation Conf., 1995, pp. 474–479.
132. Sun, D.-K., ALPS—An Adaptive Lanczos-Padé Spectral Solution of Mixed-Potential Integral Equation, *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.*, Vol. 169, 1999, pp. 425–432.

133. Sun, D.-K., J.-F. Lee, and Z. Cendes, ALPS—A New Fast Frequency-Sweep Procedure for Microwave Devices, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 49, No. 2, 2001, pp. 398–402.
134. K. S. Yee, Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-14, pp. 302-307, 1966.
135. G. Mur, Absorbing boundary conditions for the finite-difference time-domain approximation of the time domain electromagnetic field equations, *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. EMC-23, pp. 377-382, 1981.
136. J.-P. Berenger, A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves, *J. Computat. Phys.*, vol. 114, pp. 185-220, 1994.
137. N. Dagli, Mode matching technique as applied to open guided-wave structures, Chapter 3, *PIER 10*, part I, EMW publishing, 1995.
138. A. S. Sudbo, "Why are accurate computations of mode fields in rectangular dielectric waveguides difficult?", *J. Lightwave Technol.*, vol. 10, pp. 418-419, Apr. 1992.
139. S. Greedy, P. Sewell, T.M. Benson, Spectral index method applied to the analysis of whispering gallery modes in semiconductor disk resonators, *Mathematical Methods in Electromagnetic Theory*, 2000. *MMET 2000. International Conference on*, Volume: 2, pp. 412 – 414, 12-15 Sept. 2000.
140. P. Sewell, T. M. Benson, P. C. Kendall, Rib waveguide spot-size transformers: Modal properties, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 17(5), pp.848-856, 1999.
141. F. A. Fernandez, Y. C. Yong, and R. D. Ettinger, A simple adaptive mesh generator for 2-D finite element calculation, *IEEE Trans. Magn.*, vol. 29, pp. 1882–1885, Mar. 1991.
142. F.J.C Meyer, D.B Davidson, Adaptive-mesh refinement of finite-element solutions for two-dimensional electromagnetic problems, *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 38 , Issue 5, pp. 77-83, Oct. 1996.
143. Y. Tsuji and M. Koshiha, Adaptive mesh generation for full-vectorial guided-mode and beam-propagation solutions, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 6, pp. 163–169, Jan. 2000.
144. R. Scarmozzino, A.Gopinath, R.Pregla, and S.Helfert, Numerical techniques for modeling guided-wave photonic devices, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 6, pp. 150-162, 2000.

145. P.-L.Liu and B. J.Li, Semivectorial beam-propagation method for analyzing polarized modes of rib waveguides, *J. Quantum Electronics*, vol. 28, no. 4, pp. 778-782, 1992.
146. T. M. Benson, P. Sewell, S. Sujecki, P. C. Kendall, "Structure related beam propagation, *Optical and Quantum Electronics*, 31, pp.689-703, 1999.
147. S. Sujecki, P. Sewell, T. M. Benson, and P. C. Kendall, Novel beam propagation algorithms for tapered optical structures, *J. Lightwave Technol.*, vol. 17, no. 11, pp. 2379–2388, 1999
148. J. Yamauchi, S. Nakamura, and H. Nakano Application of modified finite-difference formulas to the analysis of z-variant rib waveguides, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, pp. 1001-1003, Aug. 2000.
149. R. Scarmozzino, Numerical techniques for modeling guided-wave photonic devices, *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 6(1), pp.150-162, 2000.
150. T. M. Benson, P. Sewell, S. Sujecki, and P. C. Kendall, Structure related beam propagation, *Optical and Quantum Electronics*, vol. 31, pp. 689-703, 1999.
151. D. Z. Djurdjevic, P. Sewell, T. M. Benson, and A. Vukovic, Highly efficient finite-difference schemes for structures of non-rectangular cross section, *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 33, pp.401-407, 2002.
152. W. P. Huang, (Ed), *Methods for modeling and simulation of guided wave optoelectronic devices: Part I: Modes and couplings*, EMW, 1995.
153. W. P. Huang, (Ed), "Methods for modeling and simulation of guided wave optoelectronic devices: Part II: Waves and interactions, EMW, 1995.
154. C. Vassallo, 1993-1995 Optical mode solvers, *Optical and Quantum Electronics*, vol. 29, pp. 95-114, 1997.
155. W. C. Ng, M. S. Stern, Analysis of multiple-rib waveguide structures by the discrete-spectral-index method, *IEE Proc. Optoelectronics*, vol. 145(6), pp.365-371, 1998.
156. P. Sewell, T. M. Benson, P. C. Kendall, Rib waveguide spot-size transformers: Modal properties", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, vol. 17(5), pp.848-856, 1999.
157. A. Vukovic, P. Sewell, S. Sujecki, T. M. Benson, Singularity corrected spectral index method, *IEE Proc. Optoelectronics*, vol. 145(1), pp 59-64, 1998.
158. M. S. Gockenbach, *Partial Differential Equations: Analytical and Numerical Methods*, SIAM, 2002.

159. P. N. Robson, P. C. Kendall, *Rib Waveguide Theory by the Spectral Index Method*, Research Studies Press Ltd., 1990.
160. P. Sewell, T. M. Benson, A. Vukovic, S. Greedy, P. C. Kendall, *Advances in the spectral index method for optoelectronic design*, Int. Conf. Transparent Optical Networks, 9-11 June 1999, pp. 137-138, 1999.
161. A. Vukovic, P. Sewell, T. M. Benson, *The free space radiation mode method for analysis of periodic waveguide structures*, Proc. 5th Int. Conf. Transparent Optical Networks, 29 June-3 July 2003, vol. 1, pp. 20-23, 2003.
162. T. Anada, T. Hokazono, T. Hiraoka, J.-P. Hsu, T.M. Benson, P. Sewell, *Very-wide-angle beam propagation methods for integrated optical circuits*, IEICE Trans. Electron., vol. E82-C, pp. 1154-1158, 1999.
163. C. Vassallo, F. Collino, *Highly efficient absorbing boundary conditions for the beam propagation method*, J. Lightwave Techn., vol. 14, no. 6, pp. 1570-1577, 1996.
164. Engheta, N., W. D. Murphy, V. Rokhlin, and M. S. Vassiliou, *The fast multipole method (FMM) for electromagnetic scattering problems*, IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. 40, 634–641, June 1992.
165. Sadiku, M., *Numerical Techniques in Electromagnetics*, Boca Raton, FL: CRC Press, 1992.
166. Veidt, B., *Selecting 3D Electromagnetic Software*, Microwave Journal, Vol. 41, No. 9, 1998, pp. 126–137.
167. Swanson, Jr., D. G., *Optimizing a Microstrip Bandpass Filter Using Electromagnetics*, Int. J. MIMICAE, Vol. 5, No. 9, 1995, pp. 344–351.
168. So, P. P. M., et al., *Hybrid Frequency/Time Domain Field Theory Based CAD of Microwave Circuits*, Proc. 23rd European Microwave Conference, Madrid, Spain, 1993, pp. 218–219.
169. Silvester, P. P., and R. L. Ferrari, *Finite Elements for Electrical Engineers*, 3rd Edition, New York: Cambridge University Press, 1996.
170. Krumpholz, M., C. Huber, and P. Russer, *A Field Theoretical Comparison of FDTD and TLM*, IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. MTT-43, No. 8, 1995, pp. 1934–1950.
171. Yee, K. S., *Numerical Solution of Initial Boundary-Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media*, IEEE Trans. Ant. Prop., Vol. AP-14, No. 5, 1996, pp. 302–207.

172. Booton, Jr., R. C., *Computational Methods for Electromagnetics and Microwaves*, New York: John Wiley & Sons, 1992.
173. Taflove, A., and S. Hagness, *Computational Electromagnetics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, Norwood, MA: Artech House, 2000.
174. Berenger, J.-P., Perfectly Matched Layer for the FDTD Solution of Wave-Structure Interaction Problems, *IEEE Trans. Ant. Prop.*, Vol. AP-44, No. 1, 1996, pp. 110–117.
175. Trencic, V., C. Christopoulos, and T. M. Benson, New Symmetrical Super-Condensed Node for the TLM Method, *Electron. Lett.*, Vol. 30, No. 4, 1995, pp. 329–330.
176. Russer, P., and B. Bader, The Alternating Transmission Line Matrix (ATLM) Scheme, *IEEE MTT-S Int. Microwave Symposium Digest*, Orlando, FL, May 16–18, 1995, pp. 19–22.
177. Russer, P., The Alternating Rotated Transmission Line Matrix (ARTLM) Scheme, *Electromagnetics*, Vol. 16, No. 5, 1996, pp. 537–551.
178. Hofer, W. J. R., The Discrete Time Domain Green's Function or Johns Matrix - A New Powerful Concept in TLM, *Int. Journal of Numerical Modelling*, Vol. 2, No. 4, 1989, pp. 215–225.
179. De Menezes, L. R. A. X., and W. J. R. Hofer, Modeling of General Constitutive Relationships in SCN TLM, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. MTT-44, No. 6, 1996, pp. 854–861.
180. So, P. P. M., and W. J. R. Hofer, A TLM-SPICE Interconnection Framework for Coupled Field and Circuit Analysis in the Time Domain, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. MTT-50, No. 12, 2002, pp. 2728–2733.
181. W. P. Huang and C. L. Xu. Simulation of three-dimensional optical waveguides by a full-vector beam propagation method. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1993, vol. 29, 2639-2649.
182. M. Koshiya and Y. Tsuji. A wide-angle finite element beam propagation method. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1996, vol. 8, 1208-1210.
183. Yariv, A., *Electronic Letters*, 36, 321.322 (2000).
184. Okamoto, K., *Fundamentals of Optical Waveguides*, Academic Press, SanDiego, 2000.
185. Hall, D. G., and Thompson, B. J., editors, *Selected Papers on Coupled-Mode Theory in Guided-Wave Optics*, vol. MS 84 of SPIE Milestone Series, SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, Washington USA, 1993.

186. Chin, M. K., and Ho, S. T., *Journal of Lightwave Technology*, 16, 1433.1446 (1997).
187. Boriskina, S. V., and Nosich, A. I., *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 47, 224.231 (1999).
188. Little, B. E., Laine, J.-P., and Haus, H. A., *Journal of Lightwave Technology*, 17, 704.715 (1999).
189. Klunder, D. J. W., Krioukov, E., Tan, F. S., van der Veen, T., Bulthuis, H. F., Sengo, G., Otto, C., Hoekstra, H. J. W. M., and Driessen, A., *Applied Physics B*, 73, 603.608 (2001).
190. Klunder, D. J. W., Tan, F. S., van der Veen, T., Bulthuis, H. F., Sengo, G., Docter, B., Hoekstra, H. J. W. M., and Driessen, A., *Journal of Lightwave Technology*, 21, 1099.1110 (2003).
191. Lohmeyer, M., Bahlmann, N., Zhuromskyy, O., and Hertel, P., *Optical and Quantum Electronics*, 31, 877.891 (1999).
192. Fan, S., Villeneuve, P. R., Joannopoulos, J. D., and Haus, H. A., *Physical Review Letters*, 80, 960.963 (1998).
193. Hammer, M., and van Groesen, E., *Journal of Lightwave Technology*, 20, 1549.1555 (2002).
194. Hammer, M., Yudistira, D., and Stoffer, R., .Modeling of grating assisted standing wave microresonators for \_ applications in integrated optics., *Optical and Quantum Electronics* (2004).
195. Boscolo, S. and M. Midrio, Three-dimensional multiplescattering technique for the analysis of photonic-crystal slabs, *J. Lightwave Tech.*, Vol. 22, 2778–2786, Dec. 2004.
196. Talebi N., M. Shahabadi, and C. Hafner, Analysis of a lossy microring using the generalized multipole technique, *Progress In Electromagnetics Research*, PIER66, 287–299, 2006.
197. Koc, S. and W. C. Chew, Calculation of acoustical scattering from a cluster of scatterers, *J. Acoust. Soc. Am*, Vol. 103, 721–734, Feb. 1998.
198. Gumerov, N. A. and R. Duraiswami, Computation of scattering from clusters of spheres using the fast multipole method, *J. Acoust. Soc. Am*, Vol. 117, 1744–1761, Apr. 2005.
199. Cheng, H., W. Y. Crutchfield, Z. Gimbutas, L. F. Greengard, J. F. Ethridge, J. Huang, V. Rokhlin, N. Yarvin, and J. Zhao, A wideband fast multipole

method for the Helmholtz equation in three dimensions, *J. Comput. Phys.*, Vol. 216, 300–325, July 2006.

200. Gumerov, N. A. and R. Duraiswami, *Fast Multipole Methods for the Helmholtz Equation in Three Dimensions*, Elsevier Ltd., 2004.

201. Rokhlin, V., Rapid solution of integral equations of scattering theory in two dimensions, *J. Comput. Phys.*, Vol. 86, 414–439, Feb. 1990.

202. R. Stoffer, K. R. Hiremath, and M. Hammer. Comparison of coupled mode theory and FDTD simulations of coupling between bent and straight optical waveguides. In M. Bertolotti, A. Driessen, and F. Michelotti, editors, *Microresonators as building blocks for VLSI photonics*, volume 709 of AIP conference proceedings, pages 366–377. American Institute of Physics, Melville, New York, 2004.

203. K. R. Hiremath, R. Stoffer, and M. Hammer. Multimode circular integrated optical microresonators: Coupled mode theory modeling. In *Proceedings of 9'th Annual Symposium of IEEE/LEOS Benelux Chapter*, pages 79–82, 2004.

204. K. R. Hiremath, M. Hammer, S. Stoffer, L. Prkna, and J. Ctyrok. Analytic approach to dielectric optical bent slab waveguides. *Optical and Quantum Electronics*, 37(1-3):37–61, January 2005.

205. K. R. Hiremath, R. Stoffer, M. Hammer. Modeling of circular integrated optical microresonators by 2-D frequency domain coupled mode theory. *Optics Communications*, 2005.

206. R. Stoffer, K. R. Hiremath, M. Hammer, L. Prkna, and J. Ctyrok. Cylindrical integrated optical microresonators: Modeling by 3-D vectorial coupled mode theory. *Optics Communications*, 2005.

207. E. van Groesen. *Applied analytical methods: Part I Basic variational structures and methods*. Lecture notes, Applied Analysis and Mathematical Physics, Department of Applied Mathematics, University of Twente, Enschede, The Netherlands, March 2001.

208. W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical Recipes in C*, 2nd ed. Cambridge University Press, 1992.

209. M. L. Gorodetsky and V. S. Ilchenko. Optical microsphere resonators: Optimal coupling to high Q whispering gallery modes. *JOSA:B*, 16(1):147–154, January 1999.

210. S. J. Choi, K. Djordjev, S. J. Choi, P. D. Dapkus, W. Lin, G. Griffel, R. Menna, and J. Connolly. Microring resonators vertically coupled to buried

heterostructure bus waveguides. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 16(3):828–830, March 2004

211. R. Stoffer, H. J. W. M. Hoekstra, R. M. de Ridder, E. van Groesen, and F. P. H. van Beckum. Numerical studies of 2D photonic crystals: Waveguides, coupling between waveguides and lters. *Optical and Quantum Electronics*, 32:947–961, 2000.

212. D. J. W. Klunder, M. L. M. Balisteri, F. C. Blom, J. W. M. Hoekstra, A. Driessen, L. Kuipers, and N. F. Van Hulst. High-resolution photon scanning tunneling microscope measurements of the whispering gallery modes in a cylindrical microresonator. *IEEE Photonics Technology Letters*, 12(11):1531–1533, November 2000.

213. M. L.M. Balistreri, D. J.W. Klunder, F. C. Blom, A. Driessen, J. P. Korterik, L. Kuipers, and N. F. van Hulst. Experimental analysis of the whispering gallery modes in a cylindrical optical microcavity. *Journal of the Optical Society of America B*, 18(4):465–471, April 2001.

214. D. J. W. Klunder, M. L. M. Balistreri, F. C. Blom, H. W. J. M. Hoekstra, A. Driessen, L. Kuipers, and N. F. van Hulst. Detailed analysis of the intracavity phenomena inside a cylindrical microresonator. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 20(3):519–529, March 2002.

215. P. Bienstman, E. Six, A. Roelens, M. Vanwolleghem, and R. Baets. Calculation of bending losses in dielectric waveguides using eigenmode expansion and perfectly matched layers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 14(2):164–166, February 2002.

216. A. Melloni, F. Carniel, R. Costa, and M. Martinelli. Determination of bend mode characteristics in dielectric waveguides. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 19(4):571–577, April 2001.

217. W. Berglund and A. Gopinath. WKB analysis of bend losses in optical waveguides. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 18(8):1161–1166, August 2000.

218. J. M. van der Keur. Propagation properties of a circularly curved, transversely inhomogeneous, dielectric slab waveguide. Technical Report Et/EM 1992-02, Electromagnetic Research Laboratory, Faculty of Electrical Engineering, University of Delft, The Netherlands, 1992.

219. M. Rivera. A Finite Difference BPM analysis of bent dielectric waveguides. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 13(2):233–238, February 1995.

220. R. Pregla. The Method of Lines for the analysis of dielectric waveguide bends. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 14(4):634–639, April 1996.

221. S. Kim and A. Gopinath. Vector analysis of optical dielectric waveguide bends using Finite-difference method. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 14(9):2085–2092, September 1996.
222. T. Yamamoto and M. Koshiba. Analysis of curvature losses of whispering gallery modes in an optical dielectric disk by the Finite-element method. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 12(1):59–63, January 1994.
223. L. Prkna, M. Hubalek, and J. Ctyrok. Vectorial eigenmode solver for bent waveguides based on mode matching. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16(9):2057–2059, September 2004.
224. L. Prkna, M. Hubalek, and J. Ctyrok. Field modeling of circular microresonators by Film mode matching. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 11(1):217–223, January/February 2005.
225. D. G. Hall and B. J. Thompson, editors. *Selected Papers on Coupled-Mode Theory in Guided-Wave Optics*, volume MS 84 of SPIE Milestone Series. SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, Washington USA, 1993.
226. R. Stoffer, K. R. Hiremath, and M. Hammer. Comparison of coupled mode theory and FDTD simulations of coupling between bent and straight optical waveguides. In M. Bertolotti, A. Driessen, and F. Michelotti, editors, *Microresonators as building blocks for VLSI photonics*, volume 709 of AIP conference proceedings, pages 366–377. American Institute of Physics, Melville, New York, 2004.
227. K. R. Hiremath, R. Stoffer, and M. Hammer. Multimode circular integrated optical microresonators: Coupled mode theory modeling. In *Proceedings of 9<sup>th</sup> Annual Symposium of IEEE/LEOS Benelux Chapter*, pages 79–82, 2004.
228. C. Hagness, D. Rafizadeh, S. T. Ho, and A. Taflov. FDTD microcavity simulations: Design and experimental realization of waveguide coupled single mode ring and whispering gallery mode disk resonator. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 15(11):2154–2165, November 1997.
229. R. Stoffer. *Uni- and Omnidirectional Simulation Tools for Integrated Optics*. PhD thesis, University of Twente, Enschede, The Netherlands, May 2001.
230. A. I. Nosich. The method of analytical regularization in wave-scattering and eigenvalue problems: Foundations and review of solutions. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 41(3):34–49, June 1999.
231. S. V. Boriskina, T. M. Benson, P. Sewell, and A. I. Nosich. Effect of a layered environment on the complex natural frequencies of two-dimensional WGM dielectric-ring resonators. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 20(8):1563–1572, August 2002.

232. S. V. Boriskina, T. M. Benson, P. Sewell, and A. I. Nosich. Highly efficient design of spectrally engineered whispering-gallery-mode microlaser resonators. *Optical and Quantum Electronics*, 35(4/5):545–559, November-December 2003.
233. S. V. Boriskina and A. I. Nosich. Radiation and absorption losses of the whispering-gallery-mode dielectric resonators excited by a dielectric waveguide. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 47(2):224–231, February 1999.
234. S. V. Boriskina, T. M. Benson, P. Sewell, and A. I. Nosich. Tuning of elliptic whispering-gallery-mode microdisk waveguide L. Lewin, D. filters. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 21(9):1987–1995, September 2003.
235. E. C. M. Pennings. Bends in Optical Ridge Waveguides, Modelling and Experiment. PhD thesis, Delft University, The Netherlands, June 1990.
236. Nöckel, J. U., and Stone, A. D., *Nature*, 385, 45-47, 1997.
237. Gornik, E., *Science*, 280, 1544-1545, 1998.
238. Manolatou, C., Khan, M. J., Fan, S., Villeneuve, P. R., Haus, H. A., and Joannopoulos, J. D., *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 35, 1322 -1331, 1999.
239. Lohmeyer, M., *Optical and Quantum Electronics*, 34, 541-557, 2002.
240. Nosich, A. I., and Boriskina, S. V., *Proceedings of the International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON 2000)*, Gdansk, Poland, pp. 27-30, 2000.
241. Boriskina, S. V., Benson, T. M., Sewell, P., and Nosich, A. I., *Optical and Quantum Electronics*, 35, 545-559, 2003.
242. Hammer, M., *Optics Communications*, 214, 155-170, 2002.
243. Vassallo, C., *Optical Waveguide Concepts*, Elsevier, Amsterdam, 1991.
244. Lohmeyer, M., Bahlmann, N., and Hertel, P., *Optics Communications*, 163, 86 -94, 1999.
245. Pennings, E. C. M., Bends in optical ridge waveguides, Delft University of Technology, Delft, The Netherlands, 1990, Ph.D. Thesis.
246. Hiremath, K. R., Modeling of 2D cylindrical optical microresonators, 2003, MSc Thesis.
247. R.G. Hunsperger, *integrated Optics: Theory and Technology*, 4th ed., Springer -Verlag, Berlin, 1995.
248. T.Tamir(ed.), *Guided-Wave Opto electronics*, Springer-Verlag, Berlin, 1990.

249. A. R. Mickelson, *Guided Wave Optics*, Van Nostrand Reinhold, New York, 1993.
250. K. Iizuka, *Engineering Optics*, 2nd ed., Springer-Verlag, Berlin, 1987.
251. Y. Suematsu and K. Furuya, Propagation mode and scattering loss of a two-dimensional Dielectric waveguide with gradual distribution of refractive index, *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.* MTT-20(8), 524–531, 1992..
252. Lu, C. C. and W. C. Chew, Fast algorithm for solving hybrid integral equations, *IEE Proc.-H*, Vol. 140, 455–460, Dec. 1993.
253. C. L. Xuand, W. P. Huang. *Finite-Difference Beam-Propagation Methods for Guided Waveoptics*. Progress in Electromagnetics Research (PIER) 11, Elsevier Science Publishing Co., Inc., 1995.
254. H.M.Masoudi, M.Al-Sunaidi and J.M.Arnold. Time-domain finite-difference beam propagation method, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol.11, pp.1274–1276, Oct. 1999.
255. R.Scarmozzino, A.Gopinath, R.Preglaand S.Helfert. Numerical Techniques For Modeling Guided-Wave Photonic Devices. *IEEE Journal Of Selected Topics In Quantum Electronics*, vol.6, No.1, pp.150–162, Jan.2000.
256. S.T.Chu and S. K. Chaudhri, *Finite-Difference-Time-Domain Methods for Optical Waveguide Analysis* .Progress in Electromagnetics Research (PIER) 11, Elsevier Science Publishing Co., Inc., 1995.
257. A. K. Taneja and A.Sharma, Reflection characteristics of guided wave bragg Gratings using the collocation method, *SPIE Proceedings*, Internation conference on fiber optics and photonics, vol.3666, pp.112–119, April 1999.
258. Q.-H.Liuand W.C. Chew, Analysis of discontinuities in planar dielectric waveguides: An eigenmode propagation method, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol.39, pp.422–430, Mar.1991.
259. U.Rogge and R. Pregla, Method of lines for the analysis of strip-loaded optical waveguides, *Optical Society of America (B)*, vol.8, pp.459–463, Feb.1991.
260. H. J.M. Bastiaansen, J.M. van der Keur, and H. Blok. Rigorously modeling short bent, graded-index dielectric slab waveguides. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 41(11):1972–1980, November 1993.
261. M. Lohmeyer, N. Bahlmann, O. Zhuromskyy, and P. Hertel. Perturbational estimation of geometry tolerances for rectangular integrated optics devices. In *Proceedings of SPIE, Integrated Optics Devices III*, volume 3620, pages 311–319, 1999.

262. D. K. Cheng. *Fields and Wave Electromagnetics* (2'nd Ed.). Addison-Wesley, U.S.A., 1989.
263. D. J. W. Klunder, F. S. Tan, T. van der Veen, H. F. Bulthuis, G. Sengo, B. Docter, H. J.W.M. Hoekstra, and A. Driessen. Experimental and numerical study of SiON microresonators with air and polymer cladding. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 21(4):1099–1110, April 2003.
264. S. T. Chu, B. E. Little, W. Pan, and Y. Kokubun, "A cross-grid array of microresonators for very large scale integrated photonic circuits, presented at Conference on Lasers and Electro-Optics, San Francisco, CA, 1999.
265. B. E. Little and S. T. Chu, Microring resonators for very large scale integrated photonics, presented at IEEE Lasers and Electro-Optics Society, 12th Annual Meeting, Baltimore, MD , 1999.
266. B. E. Little and S. T. Chu, The application of microresonators in large scale optical signal processing circuits, *Laser Resonators III*, 2000.
267. B. E. Little, S. T. Chu, and H. A. Haus, Micro-ring resonator channel dropping filters, presented at IEEE Lasers and Electro-Optics Society, 8<sup>th</sup> Annual Meeting 1995.
268. S. T. Chu, B. E. Little, W. Pan, T. Kaneko, S. Sato, and Y. Kokubun, An eight-channel add-drop filter using vertically coupled microring resonators over a cross grid, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, pp. 691-693. 1999.
269. S. J. Choi, P. Zhen, Y. Qi, C. Sang Jun, and P. D. Dapkus, 8-channel tunable MUX/DEMUX using vertically coupled active microdisk resonators, 2003 IEEE LEOS Annual Meeting Conference Proceedings (IEEE Cat. No. 03CH37460), 2003.
270. R. Orta, P. Savi, R. Tascone, and D. Trincherro, Synthesis of multiple-ring-resonator filter for optical systems, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, pp. 1447-1449, 1995.
271. S. T. Chu, B.E. Little, W. Pan, T. Kaneko, and Y. Kokubun, Second order filter response from parallel coupled glass microring resonators, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 11, pp. 1426-1428, 1999.
272. B. E. Little, S. T. Chu, J. V. Hryniewicz, and P. P. Absil, Filter synthesis for periodically coupled microring resonators, *Optics Letters*, vol. 25, pp. 344-346, 2000.
273. Gerdesand R., Pregla, Beam-propagation algorithm based on the method Of lines, *Optical Society of America(B)*, vol.8, pp.389–394, Feb.1991.

274. A.Sharma, Collocation Method For Wave Propagation Through Optical Waveguiding Structures. Progress in Electromagnetic Research, (PIER)11, Elsevier Science Publishing Co.,Inc.,1995.
275. N. Akram, Analysis of anti-resonant reflecting optical waveguide (ARROW) grating using the method of lines,Master's thesis, King Fahd University of Petroleum and Minerals, SaudiArabia, April 2000.
276. M. A. Khan, Analysis of metal-clad TM-pass polarizers using the method of lines, Master's thesis, King Fahd University of Petroleum and Minerals, Saudi Arabia, Feb 2001.
277. J.Al-Majid, Method of lines analysis of Gaussian beam coupling to the Dielectric slab waveguide, Master's thesis, King Fahd University of Petroleum And Minerals,Saudi Arabia, Feb1994.
278. M. A. Majid, Analysis of mutilayer arrow planar waveguide for the evanescent field enhancementin low-index media, Master's thesis, King Fahd University of Petroleum and Minerals, Saudi Arabia, Sep 2001.
279. Y. P. Chiouand H. C. Chang, Analysis of optical waveguide discontinuities usIng Pade approximation, IEEE Photonics Technology Letters, vol. 9, pp.964–966,1997.
280. C. J. Smart , T. M. Bensonand P.C. Kendall, Exact analysis of waveguide discontinuities : Junctions and Laser facets, Electronics Letters, vol.29, No.15, pp.1352–1353, July1993.
281. W. D. Yang and R. Pregla, Method of lines for analysis of waveguide structures with multi discontinuities, Electronics Letters, vol.31 ,p.892, May1995.
282. A. A. Shittu, Study of periodic waveguides by the finite-difference time-domain method and the Method of Lines, Ph D thesis, King Fahad University of Petroleum and Minerals, Dhahran 31261, Saudi Arabia, September 1994.
283. A. Goncharenko, S. F. Helfertand R. Pregla, General analysis of fiber grating structures, Journal of Optical Society of America, vol.1, p. 25-31, 1999.
284. S. J. Al-Baderand H.A.Jamid, Method of lines applied to non-linear guided waves, Electronics Letters,vol.31, pp.79–85, Feb.1995.
285. M. Imtaarand S. J. Al-Bader, Analysis of diffraction from abruptly-terminated Optical fibers by the method of lines, Journal of Lightwave Technology, vol.13, pp.137–141, Feb.1995.
286. Андросик А.Б., Мировицкая С.Д. Оценка погрешности метода быстрого преобразования Фурье при определении параметров световодов.- Дефектоскопия, 1990, № 6.

287. Андросик А.Б., Мировицкая С.Д. Метод быстрого преобразования Фурье для определения параметров световодов.- Радиотехника, 1990, № 8.
288. Андросик А.Б., Мировицкая С.Д. Экспериментальные исследования экспресс-контроля профиля показателя преломления волоконных световодов.- Измерительная техника, 1990, № 10.
289. Андросик А.Б., Мировицкая С.Д., Фатеева Г.В. Особенности рассеяния на однослойных световодах.- Измерительная техника, 1991, № 6.
290. Андросик А.Б., Касимова Л.Б., Мировицкая С.Д. О повышении точности вычисления угла рефракции при измерении обобщенно-эллиптического профиля показателя преломления оптического волокна.- Оптика и спектроскопия, 1991, т.70, вып.1.
291. Андросик А.Б., Касимова Л.Б., Мировицкая С.Д. Об одном способе восстановления профиля показателя преломления световода.- Измерительная техника, 1991, № 6.
292. Андросик А.Б., Мировицкая С.Д., Фатеева Г.В. Модифицированный рефракционно-интерференционный метод расчета геометро-оптических параметров световодов.- Измерительная техника, 1995, № 4.
293. Андросик А.Б., Мировицкая С.Д. Анализ рефракционной методики измерения профиля показателя преломления световодов.- Измерительная техника, 1995, № 5, 4 стр.
294. Андросик А.Б., Мировицкая С.Д., Панцхава Ш.И., Фатеева Г.В. Особенности моделирования градиентных световодов многослойными.- Измерительная техника, 1995, № 7.
295. Андросик А.Б., Зарицкий М.Н., Мировицкая С.Д. К оценке чувствительности рефракционного метода при зондировании однослойного эллиптического волноводного световода.- Измерительная техника, 1995, № 8.
296. Андросик А.Б., Зарицкий М.Н., Мировицкая С.Д. Особенности рефракции узкого пучка на световодах эллиптического поперечного сечения.- Измерительная техника, 1995, № 9.
297. Hussain A. Al-Jamidand Muhammad Nadeem Akram, A new higher-order finite-difference approximation scheme for the method of lines, Journal of Lightwave Technology, 19(3): 398–404, March 2001.
298. A. Kornatzand R.Pregla, Increase in the order of approximation and improvement of the interface condidtions for the method of lines, Journal of Lightwave Technology, vol.11, pp.249–251, Feb.1993.

299. S J Al-Bader and H A Jamid, Perfectly matched layer absorbing boundary Conditions for the method of lines modeling scheme,” IEEE Microwave and Guided Waves Letters, 8(11):357–359, November 1998.
300. H. A. Jamid, Frequency-Domain PML layer based on the complex mapping Of space boundary condition treatment, IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 10:356–358, Sep. 2000.
301. H. A. Jamid, Enhanced PML performance using the higher order approximation, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, April 2004.
302. Y.Y. Lu and S. H. Wei, A New Iterative Bidirectional Beam Propagation Method, IEEE Photonics Technology Letters, vol.14, pp.1533–1535, Nov 2002.
303. P. L. Ho and Y.Y. Lu, A Stable Propagation Method Based on Scattering Operators, IEEE Photonics Technology Letters, vol.13, pp.1316–1318, Dec 2001.
304. T. Hattori, N. Tsurumachi and H. Nakatsuka, Analysis of optical nonlinearity by defect states in one-dimensional photonic crystals, Journal of Optical Society of America, vol.14, No.2, pp.348–354, Feb. 1997.
305. H.Y.D. Yang, Finite difference analysis of 2-D photonic crystals, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol.44, pp.2688–2694, Dec 1996.
306. W. Huang, C. Xu, S. Chu and K. Chaudhuri, The finite- Difference Vector Beam Propagation Method: Analysis and Assessment, Journal of Lightwave and Technology, 10, 295–305, 1992.
307. K. A. Winick, Effective-Index Method and Coupled-Mode Theory for Almost-Periodic Waveguide Gratings: A Comparison, Applied Optics, 31, 757–764, 1992.
308. Y. H. Wol, J. K. Jang, Z. Taehyoung, C.O. Min and Y.S. Sang, TE-TM Mode Converter In a Poled-Polymer Waveguide, IEEE Journal of Quantum Electronics, 32, 1054–1062, 1996.
309. H.V. Baghdasaryan and T.M. Knyazyan, Modelling of Strongly Nonlinear Sinusoidal Bragg Gratings by the Method of Single Expression, Optical and Quantum Electronics, 32, 869–883, 2000.
310. Soifer V.A., Golub M.A. Laser beam mode selection by computer generated holograms, CRC Press, Boca Raton, U.S., 1994.
311. Soifer V.A., Kotlyar V.V., Doskolovich L.L. Iterative methods for diffractive optical elements computation, Taylor & Francis, London, 1997.

312. Kotlyar V.V., Khonina S.N., and Soifer V.A., Light field decomposition in angular harmonics by means of diffractive optics, *Journal of Modern Optics*, v.45, No.7, pp.1495-1506, 1998.
313. Khonina S.N., Kotlyar V.V., and Soifer V.A., Diffraction optical elements matched to the Gauss-Laguerre modes, *Optics and Spectroscopy*, vol.85, No.4, pp.636-644, 1998.
314. Методы компьютерной оптики //под ред. В.А.Сойфера, М., Физматлит. 2000. 688с.
315. S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer Diffraction optical elements matched to the Gauss-Laguerre modes //Optics and Spectroscopy, 85 (4). P. 636-644, 1998.
316. S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer, J. Lautanen, M. Honkanen, J. Turunen Generation of Gauss-Hermite modes using binary DOEs //Proceedings of SPIE: Photonics Prague'99, Device and Systems, 4016. P. 234-239, 2000.
317. Павельев В.С., Хонина С.Н. Быстрый итерационный расчет фазовых формирователей мод Гаусса-Лагерра. //Компьютерная оптика, 1997. № 17. С. 15-20.
318. Хонина С.Н. Формирование мод Гаусса-Эрмита с помощью бинарных ДОЭ //П. Оптимизация апертурной функции, Компьютерная оптика. 1998. № 18, С. 28-36.
319. Hiroyuki Ichikawa, Electromagnetic analysis of diffraction gratings by the finite-difference time-domain method //J. Opt. Soc. Am.-1998. Vol. 15, N. 1. P. 152-157.
320. Bourdine A. Comparing analysis of guided modes excitation by fundamental mode injection through the USF, DSF and NZDSF fibers coupled to conventional multimode fiber //Optical Technologies for Communications, edited by Salavat T. Kusimov, Vladimir A. Andreev, Albert H. Sultanov, Vladimir A. Burdin, Proceedings of SPIE, 2004. Vol. 5485. P. 75-89.
321. Андреев В.А., Бурдин А.В. Многомодовые оптические волокна. Теория и приложения на высокоскоростных сетях связи. М.: Радио и связь, 2004.
322. Gallawa R., Goyal I., Ghatak A. Fiber spot size: a simple method of calculation // IEEE Journal of Lightwave Technology, 1993. Vol. 11(2). P. 192-197.
323. Itoh T. Numerical technique for microwave and millimeter-wave passive structures // Wiley, New York, 1988.

324. Sudbo A.S. Film mode matching: a versatile method for mode film calculations in dielectric waveguides //Pure Appl. Opt., 1993. V. 2. P. 211-233.
325. Sudbo A.S. Improved formulation of the film mode matching method for mode film calculations in dielectric waveguides // Pure Appl. Opt., 1994. V. 3. P. 381-388.
326. Котляр В.В., Шуюпова Я.О. Расчет пространственных мод оптических волноводов с неоднородным поперечным сечением методом согласованных синусоидальных мод //Компьютерная оптика, 2003. N. 25 P. 41-48.
327. Rogge U., Pregla R. Method of lines for the analysis of dielectric waveguides //J. Lightwave Techn., 1993. V. 11. P. 2015-2020.
328. Sztefka G., Nogling H.P. Bidirectional eigenmode propagation for large refractive index steps // IEEE Photonics Techn. Lett., 1993. V. 5. P. 554-557.
329. Rahman B.M.A., Davies J.B. Finite-Elements Solution of ntegrated optical waveguides //J. Lightwave Techn., 1984. V. 2. P. 682-687.
330. Koshiba M., Maruyama S., Hirayama K. A vector finite element method with the high-order mixed-interpolation-type triangular elements for optical waveguiding problems //J. Lightwave Techn., 1994. V. 12. N. 3. P. 495-502.
331. Lusse P., Stuwe P., Schule J., Unger H. Analysis of vectorial mode fields in optical waveguides by a new finite difference method //J. Lighthwave Techn., 1994. V. 12. N. 3. P. 487-493.
332. Hadley G.R., Smith R.E. Full-vector waveguide modeling using an iterative finite-difference method with transparent boundary conditions //J. Lighthwave Techn., 1995. V. 13. N. 3. P. 465-469.
333. Lin P.-L., Li B.-J. Semivectorial Helmholtz beam propagations by Lanczos reduction //IEEE J. Quant. Electr., 1993. V. 29. N. 8. P. 2385-2389.
334. Lee P.-C., Voges E. Three dimensional semi-vectorial wide-angle beam propagation method //J. Lighthwave Techn., 1994. V. 12. N. 2. P. 215-224.
335. Chew, W.C., C.C. Lu, and Y.M. Wang, Efficient computation of three-dimensional scattering of vector electromagnetic waves, J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 11, 1528–1537, Apr. 1994.
336. M.P. Mrozowski. IEEM FFT- a fast and efficient tool for rigorous computations of propagation constants and field distributions in dielectric guides with arbitrary cross section and permittivity profiles. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 39, no. 2, February 1991, pp. 323-329.

337. Stagira S. Full vectorial analysis of cylindrical waveguides using Green functions. //Optics Communications, 2003. № 225. P. 281-291.
338. Андросик А.Б., Воробьев С.А., Мировицкая С.Д. Основные задачи вычислительной фотоники.- Проблемы современной науки, Ставрополь, 2011, 14 стр.
339. Андросик А.Б., Воробьев С.А., Мировицкая С.Д. Интегральная фотоники – ведущее направление нанoeлектроники.- МГОУ, Москва, 2011, 16 стр.
340. Андросик А.Б., Воробьев С.А., Мировицкая С.Д. Гибридный метод анализа волноводных структур.- Научный прогресс как фактор развития, Пенза, 2011, 12 стр.
341. Андросик А.Б., Воробьев С.А., Мировицкая С.Д. Анализ основных типов оптических волокон.- Приволжский научный вестник, Ижевск, 2011, 18 стр.
342. Андросик А.Б., Воробьев С.А., Мировицкая С.Д. Основные компоненты устройств интегральной фотоники.- Перспективы развития информационных технологий, Новосибирск, 2011, 14 стр.
343. Андросик А.Б., Воробьев С.А., Мировицкая С.Д. Особенности технологии изготовления фотонного кольцевого резонатора.- Наука, образование и культура, Екатеринбург, 2011, 5 стр.
344. Андросик А.Б., Воробьев С.А., Мировицкая С.Д. Моделирование фотонных структур методом конечных разностей во временной области.- Наука и современность-2011, Новосибирск, часть 2, 175-187.
345. Андросик А.Б., Воробьев С.А., Мировицкая С.Д. Моделирование оптического волокна для телекоммуникации.- Применение инновационных технологий, Курск, 2011, 5 стр.
346. Андросик А.Б., Воробьев С.А., Мировицкая С.Д. Основные методы анализа волноводных структур.- Наука и техника – XXI век, Новосибирск, 2011, 12 стр.
347. Андросик А.Б., Воробьев С.А., Мировицкая С.Д. Численные методы расчета фотонных структур.- Наука и техника –XXI век, Новосибирск, 2011, 15 стр.
348. Андросик А.Б., Воробьев С.А., Мировицкая С.Д. Программные средства вычислительной фотоники.- Новый университет, серия Технические науки, Йошкар-Ола, 2011, 8 стр.

349. Андросик А.Б., Воробьев С.А., Мировицкая С.Д. Обзор программных средств модального анализа фотонных устройств.- Естественные науки, Новосибирск, 2011, 8 стр.

350. Андросик А.Б., Воробьев С.А., Мировицкая С.Д. Моделирование микрорезонансных фотонных устройств.- Естественные и технические науки, Москва, 2012, № 1, 6 стр.